

COBEM-97

Vol. 1

Tema 11

Energía Eólica



PAPER CODE: COB1144

INFLUENCE OF STEADY VERTICAL WIND PROFILES ON WIND TURBINES CYCLIC LOADING AND STABILITY

JANARDAN ROHATGI, ISSAC BARBOSA VIERA FILHO

Departamento de Engenharia Mecânica, Centro de Tecnologia e Geociências, Universidade Federal de Pernambuco, CEP 50.741-000 Recife, Brasil - E-Mail: janardan@npd.ufpe.br

Abstract

This paper analyses the influence of steady wind shear (vertical wind profile) on the wind turbines structural stability. The wind speed, in general, increases with altitude (upto about 500 to 1500 m) above the earth's surface. However, for wind turbines, the altitude is limited to about 120 m at the most because beyond this level the cost of tower becomes prohibitive. It should be emphasized that we are talking about the wind turbine's rotor diameter of the order of 15 m or more. Hence, the wind speed at the extreme points of the rotor disc, considering perpendicular to the upwind would certainly be different magnitude, results into wind shear. The latter would cause cyclic load 1/revolution. This paper describes very briefly the equations of blade motion that determine the dynamic stability. This equation then is used to estimate the load due to wind shear. We have assumed a linear shear profile. The effect of it is estimated to calculate the bending moments. A step by step procedure is shown so as to have a real feel of the complexity involved in it.

Keywords

Wind Energy, Wind Turbines, Dynamic Stability, Wind Shear, Cyclic loading.

1. INTRODUCTION

Of the many renewable sources of energy, wind has matured to a level where it can compete with even traditional sources of energy. Since the last 22 or so years after the first energy crunch of petroleum producing nations, the costs of wind generated electricity of grid level quality, have come down from 12 cents (US\$) to almost 5 cents per kWh. Therefore, generation of wind generated electricity is no more a fantasy but a reality in many countries. The wind technology of today is not that is well known by the public at large, that is, of multi-bladed water pumping mechanical windmills. The technology of today has reached to a matured and sophisticated stage. The modern wind turbines are three bladed, stall controlled, horizontal units, whose rotor diameter is reaching as great as 100 meters. The rotor axis, in general, is placed high above the ground: 20 to 35 m. The design features, not the concept, of these turbines is still evolving taking into account the state of art knowledge in atmospheric turbulence, unsteady aerodynamics, dynamic behavior of the rotor, composite materials, the best of information technology, telecommunication and the power electronics. This paper describes, briefly, *steady* variation of wind speed above the earth's surface and how it imposes

cyclic loading on blades. A step by step procedure is illustrated to estimate the bending moments due to wind shear imposed on the blade tips.

2. CHARACTERIZING STEADY WIND SHEAR

The mean horizontal wind speed is zero at the earth's surface and increases with altitude in the atmospheric boundary layer. Instantaneous measurements of the horizontal wind speed at various altitudes, $V(z, t)$, would typically appear as illustrated in Figure 1. The instantaneous profile shows a number of peaks associated with gusts, whose locations and strengths are time dependent. In this paper we are mainly concerned with the analysis of a steady wind profile $V(z)$ and its influence on the cyclic loading of the blades. But we shall give a passing reference to other wind profiles that approximately describe the complex atmosphere.

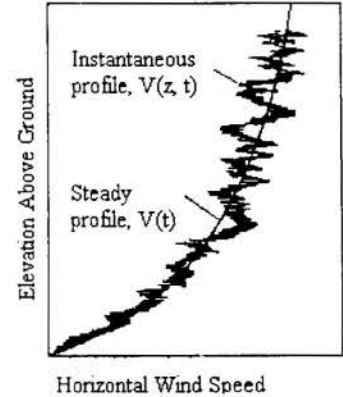


Figure 1: Instantaneous and steady vertical profiles.

2.1 Logarithmic Profile

The detailed discussions on this can be found in a book by (Rohatgi and Nelson, 1994). In general,

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \quad (1)$$

where, $\partial u / \partial z$ indicates the change of wind speed with height (z); $k = 0.4$, von Karman's constant; and u_* is a friction velocity. Integrating from z_0 to z yields

$$U = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2)$$

where $z \gg z_0$. The integration is from the lower limit of z_0 instead of "0" because natural surfaces are never uniform and smooth. The parameter z_0 is called the surface roughness length. Equation 2 is known as the logarithmic wind profile.

The log-profile is commonly used to estimate wind speed from a reference height to another unknown height. Therefore writing two expressions for log-profiles, one for reference height z_1 , another for unknown height z_2 , we can calculate the wind speed from the known height to an unknown height

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\ln\left(\frac{z_1}{z_0}\right)}{\ln\left(\frac{z_2}{z_0}\right)} \quad (3)$$

2.2 Corrections to the Logarithmic Profile

In the presence of vertical fluxes of heat and a near constant shear stress in the earth's surface layer (up to about 150 m), the thermal stratification can make a significant difference to the mean velocity profile. Monin-Obukhov (1954) defined a stability length L , a measure of the ratio of mechanical shear forces to the thermal buoyant forces

$$L = \frac{u_*^3}{kB} \quad (4)$$

where, B is the buoyant forces. This force is related to the heat flux H by

$$B = \frac{gH}{T C_p \rho} \quad (5)$$

where, T is absolute temperature. Thus, the Monin-Obukhov length becomes

$$L = \frac{u_*^3 C_p \rho T}{kHg} \quad (6)$$

It is difficult to evaluate L quantitatively (Spera, 1994), so it is treated as an empirical constant in the same as z_0 . Employing a function of the ratio of elevation to Monin-Obukhov stability length: $\psi(z/L)$, the atmospheric stability for engineering purposes can be expressed quantitatively as

$$\text{Neutral atmosphere: } \psi(z/L) = 0 \quad (7a)$$

$$\text{Stable atmosphere: } \psi(z/L) > 0 \quad (7b)$$

$$\text{Unstable atmosphere: } \psi(z/L) < 0 \quad (7c)$$

Then the logarithmic wind profile given in Eq. 3 is corrected for the atmospheric stability term as

$$U = \frac{u_*}{k} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \psi\left(\frac{z}{L}\right) \right] \quad (8)$$

Clearly, $\psi(z/L)$ is an important parameter determining the relative importance of thermal effects over mechanically produced turbulence. The Eq. 8 is called as log-linear profile, or modified log profile..

2.3 Power Law Profile

An alternative description of the wind profile is the power law. In its most general form

$$\frac{U_1}{U_2} = \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^\alpha \tag{9}$$

where, U_1 = mean wind speed at an unknown height z_1 ; U_2 = mean wind speed at a reference or known height z_2 measured over a flat terrain; and α empirical power law exponent. The power law is commonly used in wind engineering for defining vertical wind profiles because it is simple and direct.

Among the vertical profiles as described in the previous sections, at present moment only the linear profile is taken into consideration (Eggleston and Stoddard, 1985. Part II: Chs. 8 - 10).

3. CYCLIC LOAD DESIGN CALCULATIONS

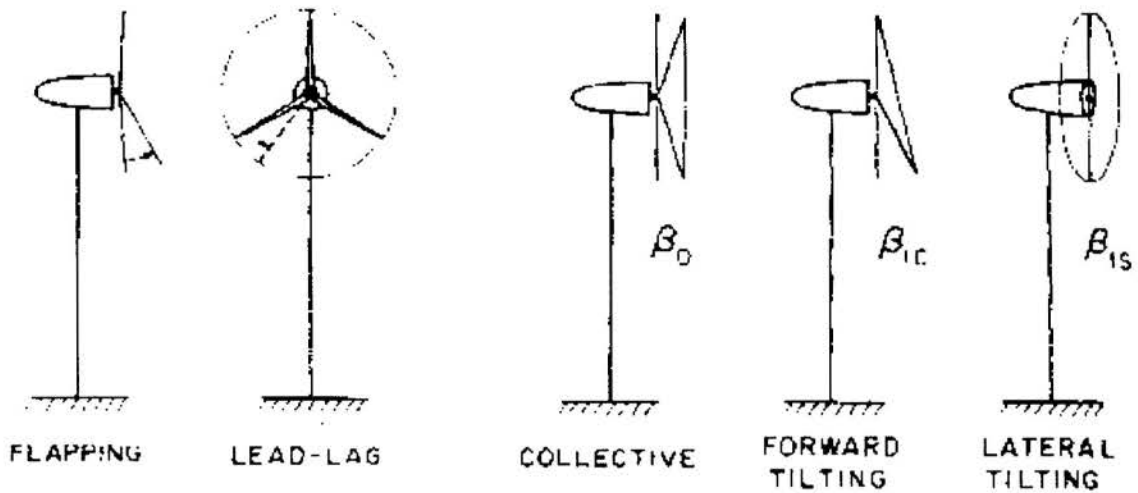


Figure 2: Blade motions along with their angles.

A simplified sketch, Figure 2 shows blade motion. The system of equations that take into the effect of wind shear is derived by (Eggleston and Stoddard, 1994). That equation is

$$\begin{bmatrix} K & 0 & 0 \\ 0 & (K-1) & \frac{\gamma}{8} \\ 0 & -\frac{\gamma}{8} & (K-1) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \beta_0 \\ \beta_{1c} \\ \beta_{1s} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\gamma}{2} A \\ -\frac{\gamma}{2} K_1 \overline{V_0} \\ 0 \end{Bmatrix} \tag{12}$$

and the solution is

$$\beta_0 = \frac{\gamma A}{2K}$$

$$\beta_{1C} = -\frac{1}{\Delta} \frac{\gamma K_1 \bar{V}_0}{2 \cdot 4} K(K-1) \quad (13)$$

$$\beta_{1S} = -\frac{1}{\Delta} \left\{ \left(\frac{\gamma}{8} \right)^2 K_1 \bar{V}_0 K \right\}$$

The subscripts to angle β in Eq. 12: 0, 1C, and 1S are illustrated in Fig. 2. Namely: β_0 , β_{1C} , and β_{1S} indicate coning angle, forward tilting angle, and lateral tilting angle, respectively. The components: β_{1C} and β_{1S} as given in Eq. 13 can be estimated. Other symbols not explained are: $\gamma = \frac{\text{Aerodynamic force}}{\text{Inertial force}}$; $\Delta =$ determinant of

coefficients = $K [(K - 1)^2 + \left(\frac{\gamma}{8}\right)^2]$; $K =$ non-dimensional flapping frequency = $\left(\frac{\omega_\beta}{\Omega}\right)^2$, where $\omega_\beta =$ frequency of vibration in flapping and Ω rotational frequency of rotor; $\bar{V}_0 =$ non-dimensional free-stream velocity ($= \frac{V_0}{\Omega R}$), where $R =$ rotor diameter; and $K_1 =$ shear gradient as already explained above.

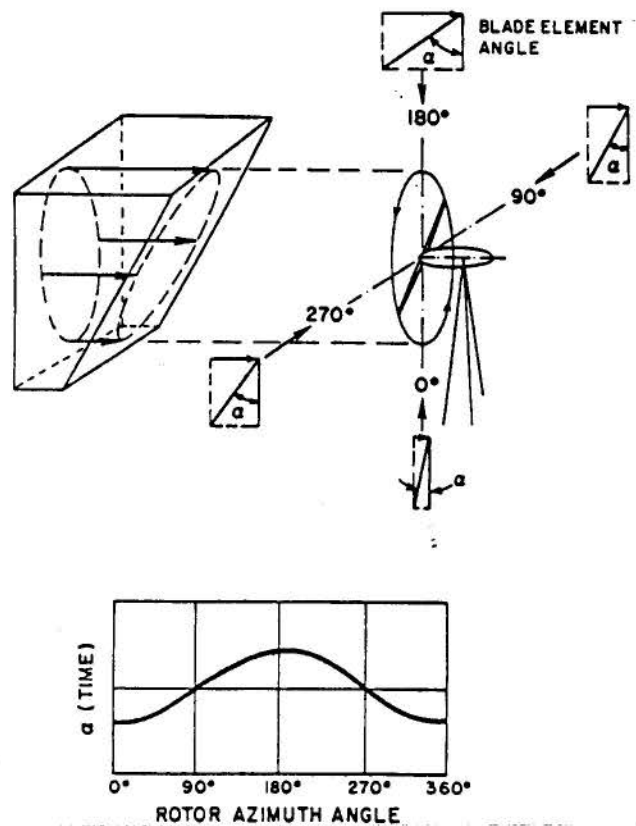


Figure 3: First order blade motion, flapping angle: $\beta = \beta_0 + \beta_{1C} \cos \psi + \beta_{1S} \sin \psi$.

The cyclic motion of the blade in a linear wind profile is illustrated in Fig. 3.

4. APPLICATION OF THEORY

We shall estimate the effect of linear wind shear for few cases of wind turbines.

Example 1: The hub height and the rotor diameter of the Vestas wind turbine (model V-15) is of 100 ft (~30 m) and 50 ft (~15 m), and it is installed in a place that has a power

exponent (α) of 0.17. Other parameters of this turbine are: K_β (flap spring constant) = 14897 ft.lb/deg (~ 20185 Nm/deg); K (non-dimensional flipping frequency) = 13.84, \bar{V}_0 (non-dimensional free-stream velocity) = 0.111; Δ (determinant of coefficients) = 2287; Lock Number = 5.07; V_0 (wind speed at hub height) = 10 mph (~ 4.5 m/s). Calculate the bending moment due to the wind shear.

Solution: First let us determine wind shear coefficient K_1 . It is simply (see Figure 4) expressed as

$$\frac{V}{V_0} = \left(\frac{100 + R}{100 - R} \right)^{0.17} = \left(\frac{125}{75} \right)^{0.17} = 1.091$$

Therefore, $K_1 = 0.091$. Substituting the values of variables in Eq. 13, we get

$$\beta_{1C} = -0.0004974 \text{ rad} = -0.0285 \text{ deg}$$

Thus, the moment becomes: $M_{\beta_{1C}} = K_\beta \beta_{1C} = -425$ ft.lb. Similarly, we can find from Eq. 15 M_{1S} . Its value is equal to -21 ft.lb (~ 28.5 Nm).

We can also calculate the bending moments for $V_0 = 18$ mph and 26 mph. Consider that all other parameters of this example remains the same, then the bending moments are:

For 18 mph (~ 8.1 m/s): $M_{\beta_{1C}} = -766$ ft.lb (~ 1039 Nm); $M_{\beta_{1S}} = -38$ ft. lb (~ 51.5 Nm).

For 26 mph (~ 11.7 m/s) $M_{\beta_{1C}} = -1107$ ft.lb (~ 1501 Nm); $M_{\beta_{1S}} = -55$ ft.lb (~ 74.6 Nm).

Example 2: The rotor diameter and the hub height of a turbine (US Windpower, model 56-100) is 56 ft (~ 17 m) and 100 ft (~ 30.5 m), respectively, and this turbine is installed in a place where the power exponent remains the same as of the Example 1 ($= 0.17$). Other parameters are: $K_\beta = 13080$ ft.lb/deg (~ 17737 Nm/deg); $K = 8.61$, $\Delta = 509$; Lock Number = 8.67; $\bar{V}_0 = 0.0694$ at 10 mph (~ 4.5 m/s); 0.1250 at 18 mph ($= 8.1$ m/s) and 0.1805 at 26 mph ($= 11.7$ m/s). Calculate the bending moments due to wind shear for:the three wind speeds.

Solution: The answers are given in the following section.

5. RESULTS AND DISCUSSIONS

The results of bending moments for the two examples discussed in the preceding section are shown in Tables 1 and 2.

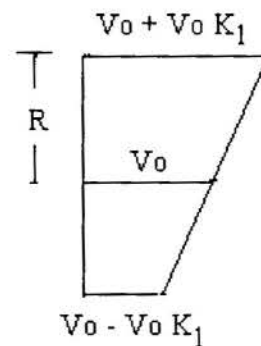


Figure 4: Illustrating the linear vertical wind profile, where R is the radius of rotor, V_0 is the wind velocity at the rotor hub.

Table 1: Effect of wind shear on bending moments for Vestas wind turbine.

$M_{\beta 1C}$			$M_{\beta 1S}$		
4.5 m/s	8.1 m/s	11.7 m/s	4.5 m/s	8.1 m/s	11.7 m/s
-576 Nm	-1039 Nm	-1501 Nm	-28 Nm	-51 Nm	-75 Nm

Table 2: Effect of wind shear on bending moments for US Windpower wind turbine.

$M_{\beta 1C}$			$M_{\beta 1S}$		
4.5 m/s	8.1 m/s	11.7 m/s	4.5 m/s	8.1 m/s	11.7 m/s
-1013 Nm	-1824 Nm	-2635 Nm	-144 Nm	-260 Nm	-376 Nm

Since, the blade response due to the wind shear cyclic loading was restricted to 1st harmonic (or, 1/revolution), the response will be a sinusoidal at frequency Ω , with the two components $M_{\beta 1C} \cos \psi + M_{\beta 1S} \sin \psi$. The harmonic coefficients $M_{\beta 1C}$ and $M_{\beta 1S}$ are vector portions of the response. Take the example of the US Windpower turbine at 10 mph (~4.5 m/s) wind speed. Thus, we have flap bending moment response equal to

$$M_{\beta} = M_{\beta 1C} \cos \psi + M_{\beta 1S} \sin \psi \quad (14)$$

The solution of the above from trigonometry is

$$M_{\beta} = \sqrt{\left(M_{\beta 1C}^2 + M_{\beta 1S}^2 \right)} \cos \left[\psi - \tan^{-1} \frac{M_{\beta 1S}}{M_{\beta 1C}} \right] \quad (15)$$

Substituting the values in Eq. 14, we get the bending moment, $M_{\beta} = -747 \cos \psi - 106 \sin \psi$. Therefore, the resultant bending moment (from Eq. 15) becomes

$$\begin{aligned} M_{\beta} &= \sqrt{\left(747^2 + 106^2 \right)} \cos \left[\psi - \tan^{-1} \frac{106}{747} \right] \\ &= 754 \cos[\psi - \tan^{-1} 0.1419] \\ &= 754 \cos[\psi - 8.1^{\circ}] \end{aligned}$$

Figure 5 shows a plot of azimuth angle (ψ) and bending moment including a phase lag of 8.1 deg. As can be seen, this is mostly a cosine response. It should be understood that the forcing function is wind shear (wind power exponent = 0.17) and a lag of about 8 deg is due to the flexibility of the blade. As the wind speed increases, load generally increases and with it the magnitude of the wind shear response changes but the phase lag does not. It is determined by blade stiffness and is independent of wind speed or aerodynamics.

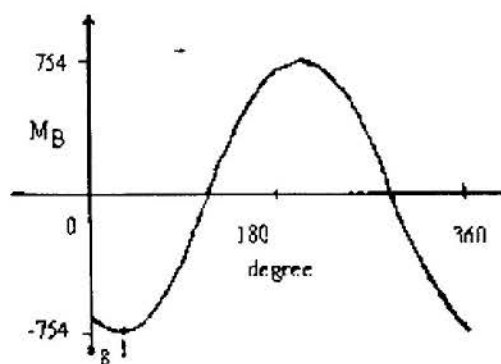
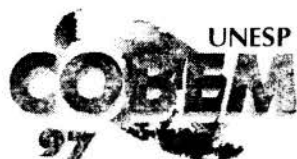


Figure 5: Calculation of cyclic load.

This work estimated the effect of wind shear on cyclic loading of the rotor. Though, other cyclic loads such as effect of cross-wind, yaw rate and gravity would increase the total magnitude of the cyclic loading of the rotor. These will be treated in a later work. Another point not to be forgotten is that the magnitude of the load is estimated only 1/revolution, if we consider an useful life of a turbine of 20 years then it would be over a million cycles.

REFERENCES

- F. Stoddard (1992)**, Private communication, Alternative Energy Institute, West Texas A&M University, Canyon, Texas, USA.
- Eggleston, D.M., Stoddard, F.S. (1985)**, Wind Turbine Engineering Design (Part II: Chs. 8 - 10)., Van Nostrand Reinhold, ISBN 0-442-22195-9.
- Rohatgi, J., Nelson, V.(1994)**, Wind Characteristics: An Analysis for the Generation of Wind Power, West Texas A&M University, Canyon, Texas, USA. ISBN 0-8087-1478-3.
- Spera (1994)**, editor, Wind Turbine Technology: Fundamental Concepts of Wind Turbine Engineering, ASME Press, New York, ISBN 0-7918-1205-7.
- Hirschbein, M.S. (1979)** Dynamics and Control of Large Horizontal Axis Axisymmetric Wind Turbines. Ph.D. dissertation, University of Delaware, USA.
- Wendell, J. H. (1982)**, Simplified Aeroelastic Modeling of Horizontal Axis Wind Turbines, NASA CR-168109, MIT ASRL TR-197-4, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, USA.



PAPER CODE: COB1145

MODELAGEM DE TURBINAS EÓLICAS CONTROLADAS PELO PASSO E POR "YAW" / WIND TURBINE PITCH AND YAW CONTROL MODELLING

ARMANDO MEDEIROS – Grupo de Energia Eólica, UFPE/CTG/DEMEC
Av. Acad. Hélio Ramos, s.n. 50.740-530 Recife/PE, Brasil
ANTÔNIO M. N. LIMA, CURSINO B. JACOBINA & F. J. SIMÕES - UFPB/CCT/DEE
Av. Aprígio Velozo, 882 – 58.109-970 Campina Grande/PB, Brasil

Abstract

This work presents the modelling of wind turbines operating above rated power. The new controller is designed to make the system operate close to the rated power by actuating on the blade pitch and on the yaw devices, simultaneously. Regarding the design of the controller, it is necessary to linearize the rotor torque function with respect to the rotor velocity, ω , the pitch, θ , and the yaw angle, δ , around the steady state. The direction and velocity of the wind are considered random variables. Then, the closed loop representation of the wind turbine can be approximated, in the frequency domain, by a second order function. The optimal controller gain is also obtained by three different methods that lead to close results.

Keywords

Turbina eólica, Wind Turbine Pitch Control, Controle pelo passo da pá, Regulagem por "yaw", Yaw Power Control.

1. INTRODUÇÃO

Neste artigo é apresentada a modelagem de Sistemas de Conversão de Energia Eólica (SCEE), também conhecidos por turbinas eólicas, de grande porte, controladas pelo passo da pá θ e pelo ângulo de guinada ("yaw angle") δ , simultaneamente. O desempenho aerodinâmico do rotor eólico, representado pelo conjugado mecânico em seu eixo C_m , é modelado segundo Medeiros *et al.*(1996). Esta modelagem aerodinâmica fornece uma expressão para C_m em função das variáveis θ , δ , da velocidade do vento V e da velocidade angular do rotor ω . Com base nesta equação, é feita a linearização de C_m . O modelo usa como entradas o passo e o ângulo de guinada que atuam, simultaneamente, sobre a velocidade do rotor ω para regular a potência em geração nominal. A velocidade do vento e sua direção são dadas por sinais aleatórios (Medeiros *et al.*, 1995).

A geração nominal está associada a condições de velocidade de vento superiores a velocidade de vento nominal V_r . Neste caso, a regulagem da potência elétrica gerada P_g é feita através dos controladores de passo e de ângulo de guinada de modo a manter seu valor constante em P_r , assim como a velocidade angular nominal em ω_r , como mostra a Figura 1. No modelo considera-se uma turbina com potência nominal de 500 KW para $V_r = 12$ m/s e com um rotor de 40 m de diâmetro.

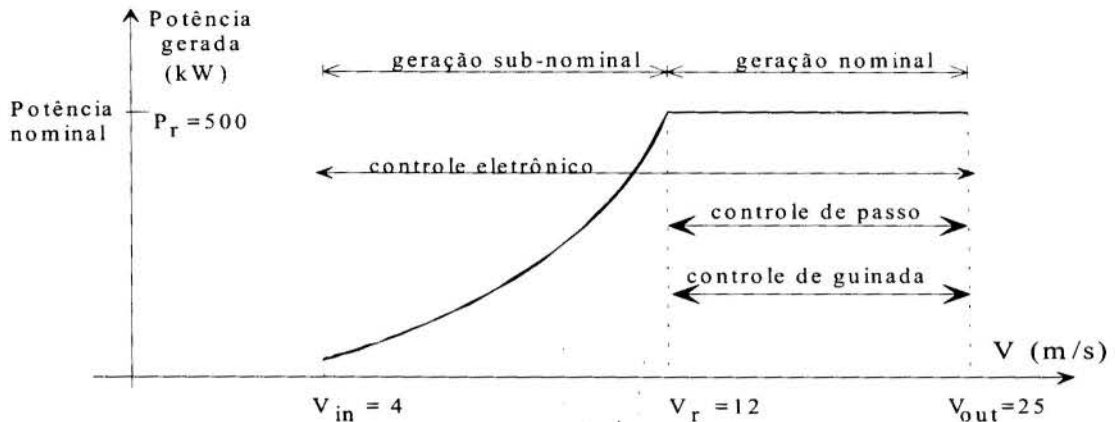


Figura 1 – Potência gerada por uma turbina eólica regulada pelo passo em função de V.

O esquema do mecanismo de posicionamento da nacelle, ou seja, de acionamento do ângulo de guinada é apresentado na Figura 2. O movimento da nacelle é produzido por dois motores elétricos, fixos na nacelle, comandados por uma unidade de controle. Este comando ocorre quando o erro, entre a posição de referência da nacelle e sua posição real, ultrapassa determinado limite. Este erro pode ser causado por variações tanto na velocidade de vento V como em sua direção ψ_v , durante a geração nominal. Por outro lado, estas variações alteram instantaneamente a potência gerada fazendo com que os controladores de passo e de "yaw" atuem em função do erro de velocidade do rotor. A ação de controle, quando $\omega > \omega_r$, é no sentido de aumentar os valores de θ e do $|\delta|$. Em regime permanente (rp), ou próximo dele, tem-se $\delta=0$ desde que o passo não tenha atingido seu limite superior. Isto evita, na maior parte do tempo, as variações cíclicas dos esforços nos eixos e nas pás devido ao "yaw".

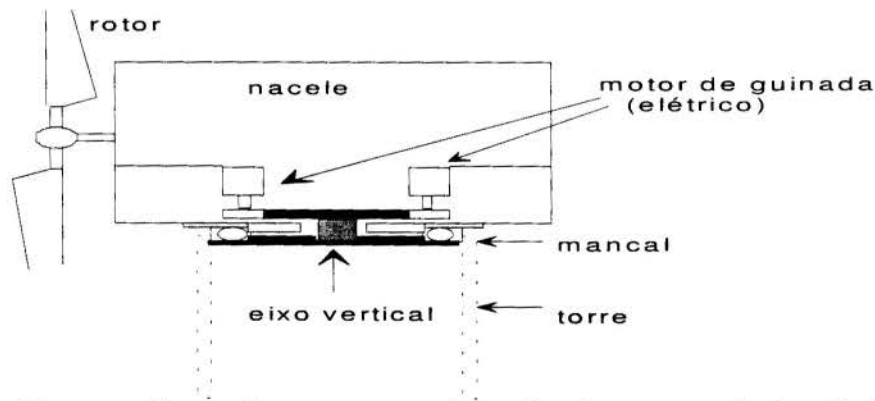


Figura 2 Esquema da nacelle com o mecanismo de acionamento do ângulo de guinada

2. DEFINIÇÃO DAS VARIÁVEIS DO SISTEMA

2.1 Velocidade do vento.

Anderson and Bose (1983) apresentam um método para definição de V baseado em quatro valores: V_m (componente média), V_{ra} (componente rampa), V_{cos} (componente cossenoidal) e V_a (componente aleatória) de acordo com a equação (1).

$$V = V_m + V_{ra} + V_{cos} + V_a \quad (1)$$

2.2 Direção do vento.

Para obtenção de ψ_v , adotou-se o mesmo procedimento anterior, isto é, com variações em rampa, cossenoidal e aleatória além do valor médio. O desvio padrão das variações laterais deste sinal, medido entre valores consecutivos, está de acordo com Cliff (1979).

Os resultados para V e ψ_v , aqui utilizados, foram obtidos por Medeiros (1995) de acordo com estes procedimentos.

2.3 Ângulo de guinada.

Para fins de controle, é necessário definir o ângulo de guinada com base em um referencial fixo onde o observador é posicionado na frente do rotor. Glasgow *et al.*(1991) propõe a relação dada na equação (2) onde as variáveis são definidas segundo a figura 3.

$$\delta = \psi_n - \psi_v \quad (2)$$

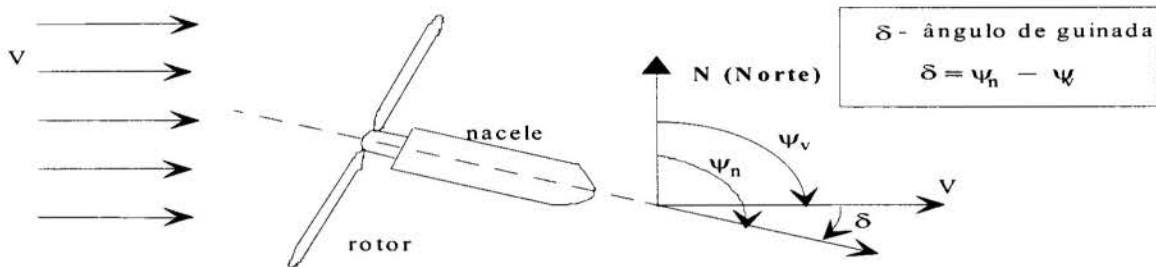


Figura 3 Definição da direção da nacelle e do vento em relação a um referencial fixo.

2.4 Coeficiente de torque

O Coeficiente de torque é definido por (Lysen, 1982):

$$C_q = \frac{\text{torque no eixo}}{\frac{1}{2}\rho ARV^2} \quad (3)$$

onde ρ é a densidade do ar, R é o raio do rotor e A é a área varrida pelas pás do rotor.

3. LINEARIZAÇÃO DO CONJUGADO AERODINÂMICO C_m .

Para a linearização de C_m , Medeiros *et al.* (1996) propõem a linearização do Coeficiente de torque, C_q , em função do ângulo de passo na forma:

$$C_q = a(\theta)\lambda + b(\theta)$$

onde os parâmetros a e b são dados por polinômios em θ . enquanto λ é a razão de velocidade na ponta da pá ("tip speed ratio": $\lambda = \omega R/V$). Disto, obtém-se a seguinte expressão para C_m :

$$C_m = \frac{1}{2}\rho AR[RVa(\theta)\omega + V^2b(\theta)]c(\delta) \quad \therefore C_m = f(V, \theta, \omega, \delta) \quad (4)$$

onde o termo $c(\delta) = b_0 + b_1\delta + b_2\delta^2$, representa o efeito de δ . A partir da equação (4) e baseando-se na metodologia usada por Bossany (1989), a linearização de C_m resulta em:

$$C_m = Q_\omega \omega + Q_\theta \theta + Q_\delta \delta + v(t) \quad (5)$$

$$v(t) = \int Q_v \dot{V} dt + \int (\dot{Q}_\theta \theta + \dot{Q}_\omega \omega + \dot{Q}_\delta \delta) dt + K(t=0) \quad (6)$$

onde os coeficientes Q_v , Q_θ , Q_ω e Q_δ são obtidos derivando-se C_m em função de V , θ , ω e δ , respectivamente.

4. FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DO SISTEMA

O modelo resultante, no domínio da frequência, é aproximado por uma representação de segunda ordem. Com esta modelagem pode-se determinar os ganhos ótimos pela especificação do amortecimento. O esquema lógico do controle conjunto de passo e de "yaw" é visto na Figura 4.

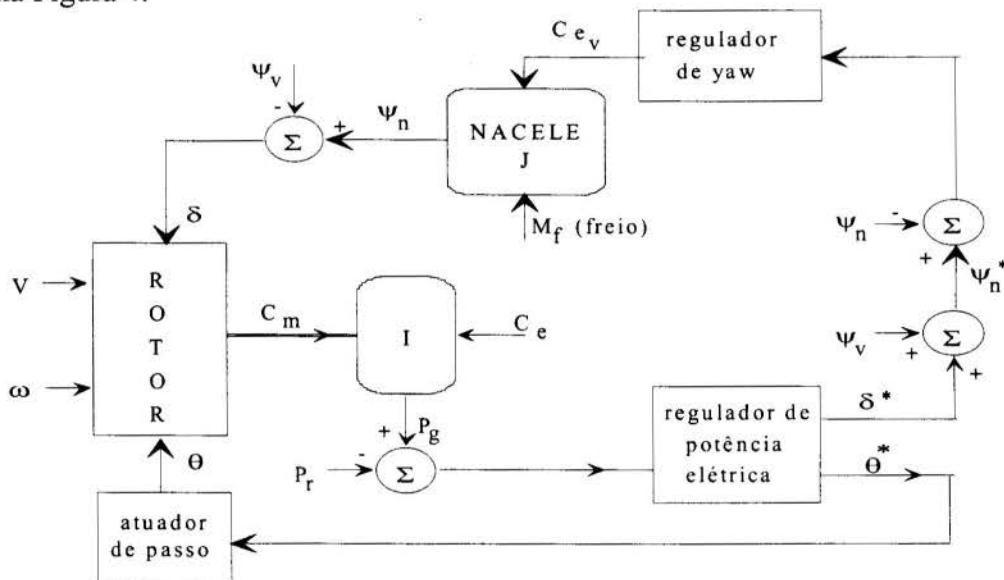


Figura 4 Esquema lógico do controle conjunto do passo e do ângulo de guinada.

4.1 No domínio do tempo.

O equilíbrio dinâmico do eixo do rotor eólico depende de C_m e do conjugado eletromagnético C_e , do coeficiente de atrito dinâmico f , além de seu momento de inércia I , de acordo com a equação:

$$I \dot{\omega} = C_m - C_e - f \omega \quad (7)$$

A parcela $f\omega$ engloba todos os gastos de energia com periféricos do sistema (baterias, sistema hidráulico, unidade de controle, etc). Como dado de projeto de um SCEE de 500 KW, Hassan (1988) assume $f\omega = 10$ KW quando em rp, em potência nominal. Além disso, o valor de C_e se relaciona ao eixo do rotor, devendo levar em conta as perdas da transmissão $C_e = P_r / (\omega \eta_{trans})$. Substituindo o valor de C_m , dado na equação (5), na equação (7) vem:

$$\dot{\omega} = \frac{1}{I} (Q_\omega - f) \omega + \frac{1}{I} (Q_\theta \theta + Q_\delta \delta) + \frac{1}{I} [v(t) - C_e] \quad (8)$$

4.2 No domínio da frequência (representação SISO).

A modelagem do SCEE, no domínio da frequência, pode considerar o sistema na forma SISO ("Single Input Single Output") uma vez que a variável δ tem uma variação muito lenta em relação a θ , podendo ser considerada constante (por partes), para efeito da otimização do ganho do controlador de passo K_θ . Neste caso, o termo em δ , na equação (8), é considerado, também, parte da perturbação. Além disso, assume-se que: Q_ω e Q_θ são constantes e que a perturbação ($v(t) - C_e$) é compensada pelo integrador de passo. Então, aplicando-se a Transformada de Laplace à equação (8), obtém-se a função de transferência de malha aberta (ftma):

$$\frac{\omega(s)}{\theta(s)} = \frac{Q_\theta}{sI + f - Q_\omega} \tag{9}$$

No caso considerado, o controlador de passo comanda a abertura da válvula que controla a velocidade de deslocamento do pistão hidráulico que faz o passo variar. Isto corresponde a se ter como entrada a variação do passo ($d\theta/dt$) ao invés de θ . O diagrama mostrado na Figura 5 representa o SCEE em malha fechada, onde K_θ é o ganho do controlador de passo.

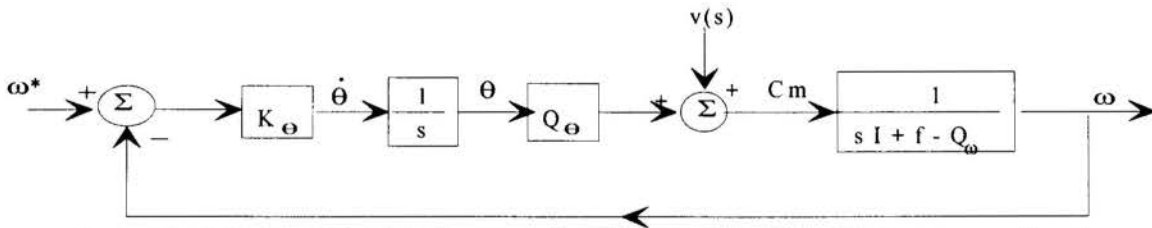


Figura 5 Diagrama do SCEE em malha fechada com controlador proporcional.

A função de transferência de malha fechada correspondente à figura 5 é:

$$\frac{\omega(s)}{\omega^*(s)} = \frac{K_\theta Q_\theta / I}{s \left(s + \frac{f - Q_\omega}{I} \right) + K_\theta Q_\theta / I} = \frac{\omega_n^2}{s^2 + 2\xi \omega_n s + \omega_n^2} \tag{10}$$

4.3 - Representação MISO.

Na representação MISO ("Multiple Input Single Output"), considera-se $d\theta/dt$ e δ como entradas do sistema em malha aberta. O controle de "yaw" é feito pelo controlador de posição da nacele ψ_n que também pode ser proporcional (ganho K_ψ) pois não há interesse em se ter erro nulo neste sinal, em rp. Deve-se ressaltar que a estratégia de controle em ψ considera uma zona morta, como mostrado na figura 6. Em caso contrário, o mecanismo de acionamento de "yaw", mostrado na figura 2, estaria em operação contínua, seguindo a direção aleatória do vento. Neste caso, haveria uma maior frequência de falhas mecânicas deste mecanismo. A fragilidade deste mecanismo, nas turbinas de grande porte, é o problema mais importante nos casos em que se usa, unicamente, o controle de "yaw" para regular potência (Avollio *et alii*, 1991). Glasgow *et alii* (1991) utiliza duas zonas mortas para o controle de δ (ou ψ_n). Estando a nacele inicialmente parada, a margem superior $\Delta\delta_s$ representa o limite de erro abaixo do qual o controle em ψ_n não atua. Quando a nacele entra em movimento, a ação do controlador desaparece quando o erro em δ atinge o limite inferior

$\Delta\delta_i$. Simultaneamente, o freio entra em ação fazendo a nacela parar. Por outro lado, é necessário que o controlador de guinada tenha uma ação integral quando o passo atingir seu valor limite, para garantir a regulação de potência em rp. Na transição, a saída do integrador é resetado. É importante frisar que as influências da zona morta e da ação integral temporária são compensadas pela ação do controlador de passo que é bem mais rápida. Desta forma, as condições de projeto ótimo dos controladores continuam válidas. O diagrama completo para regulação de potência em malha fechada, é mostrado na figura 6.

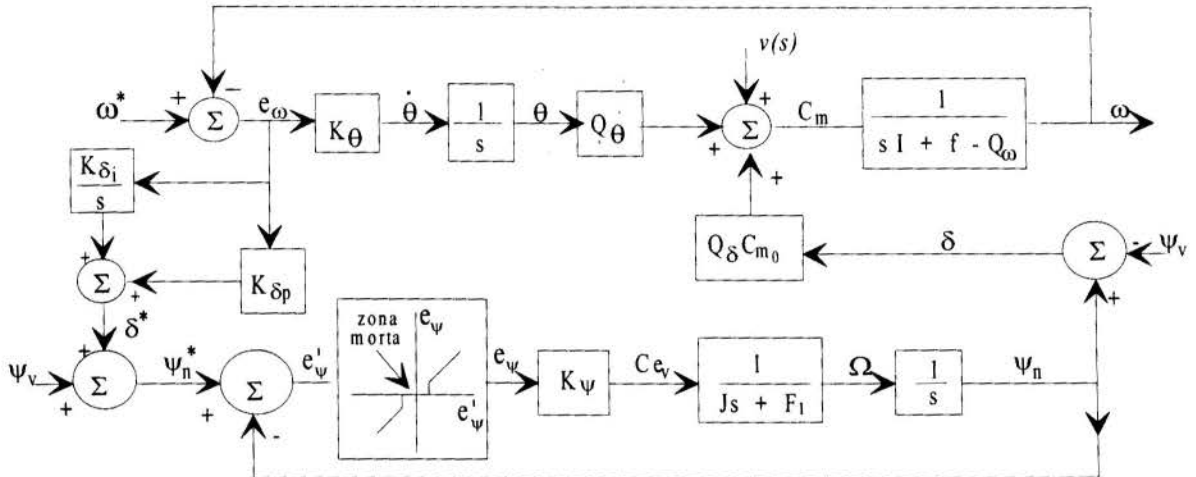


Figura 6 Diagrama de blocos do controle simultâneo em θ e δ para regulação de potência.

5 - CÁLCULO DO GANHO ÓTIMO

5.1 - Método da alocação de pólos.

Neste caso, é comum se adotar duas condições limites: pólos reais e iguais ($\xi=1$) ou amortecimento ótimo ($\xi=0,7$). Deve-se ressaltar que o termo “amortecimento ótimo” refere-se apenas à dinâmica da velocidade rotórica, causada pelo controle de passo da pá. A técnica de cancelamento do polo dominante não é aplicável a SCEE pois seus pólos são variantes a menos que sejam estimados em tempo real. Isto é, os pólos dependem da velocidade do vento, variável cuja medição não é confiável, principalmente com rotores de grande porte, onde o gradiente de velocidades do vento é significativo. Com base na equação (10), o valor do ganho ótimo K_θ é dado por:

$$K_{\theta_{ot}} = \frac{(f - Q_\omega)^2}{4IQ_\theta \xi_{ot}^2} \quad (11)$$

5.2 - Método de Riccati.

Este método baseia-se na solução da Equação de Riccati (12), em regime permanente:

$$L'A + A'L + L'Br^{-1}B'L - C'qC = 0 \quad (12)$$

onde **A**, **B**, **C** são matrizes que definem o sistema e portanto conhecidas. Substituindo-se seus valores na equação (12) obtém-se o valor do ganho ótimo $K_{ot} = [K_{\theta_{ot}} \ K_{\delta_{ot}}]^t$:

6. RESULTADOS E CONCLUSÕES

Os valores do ganho ótimo $K_{\theta_{ot}}$ do controlador de passo, obtidos pelos dois métodos, são mostrados nas figuras 7b e 7d, em conjunto com o valor obtido computando diretamente a Função de Custo, \mathfrak{J} , definida na equação (13), figura 7a. A figura 7c mostra o valor ótimo de K_{δ} , segundo Riccati. Embora usando metodologias diferentes, os resultados são muito semelhantes entre si quando se considera a condição de amortecimento com $\xi=1$, isto é, com alocação de pólos reais e iguais na malha fechada. Para $t=0s$, impôs-se a condição de rp com $\theta_0=15^\circ$. Foram realizadas 4 simulações com $K_{\theta} = 0.20, 0.40, 0.60$ e 0.80 .

$$\mathfrak{J} = q \int (\omega - \omega_{ref})^2 dt + r \int U^2 dt \tag{13}$$

onde $(\omega - \omega_{ref})^2$ é o erro quadrático e (U^2) representa o esforço de controle.

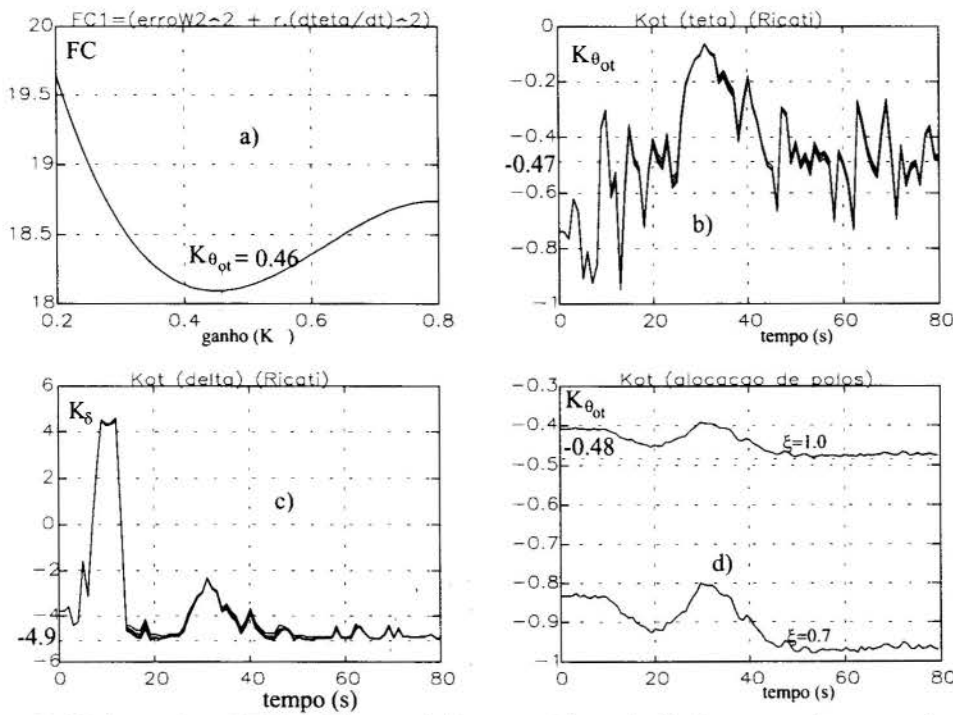


Figura 7 Valores de: a)FC; b) $K_{\theta_{ot}}$ e c) $K_{\delta_{ot}}$ por Riccati; d) $K_{\theta_{ot}}$ por alocação de pólos.

Na figura 8 b) e d), observa-se os resultados do controle de velocidade rotórica em relação ao valor de referência ($t=0$) e da variação do passo em relação ao valor de regime permanente no final da simulação, em conjunto com a variação da velocidade 8 a) e de direção do vento 8 c). Estas figuras mostram que as curvas relativas ao valor $K_{\theta}=0.40$ representam a condição de menor oscilação, característico de sistemas de 2º grau com $\xi=1.0$.

Conclusão. A modelagem do SCEE para fins de controle atinge seus objetivos ao permitir o cálculo dos ganhos dos controladores que otimizem a dinâmica do sistema em operação nominal. Por outro lado, a representação de segunda ordem adotada mostra ser confiável uma vez que o valor do ganho $K_{\theta_{ot}}$, obtido a partir desta representação, é corroborado pelo valor obtido diretamente pela computação da função de custo.

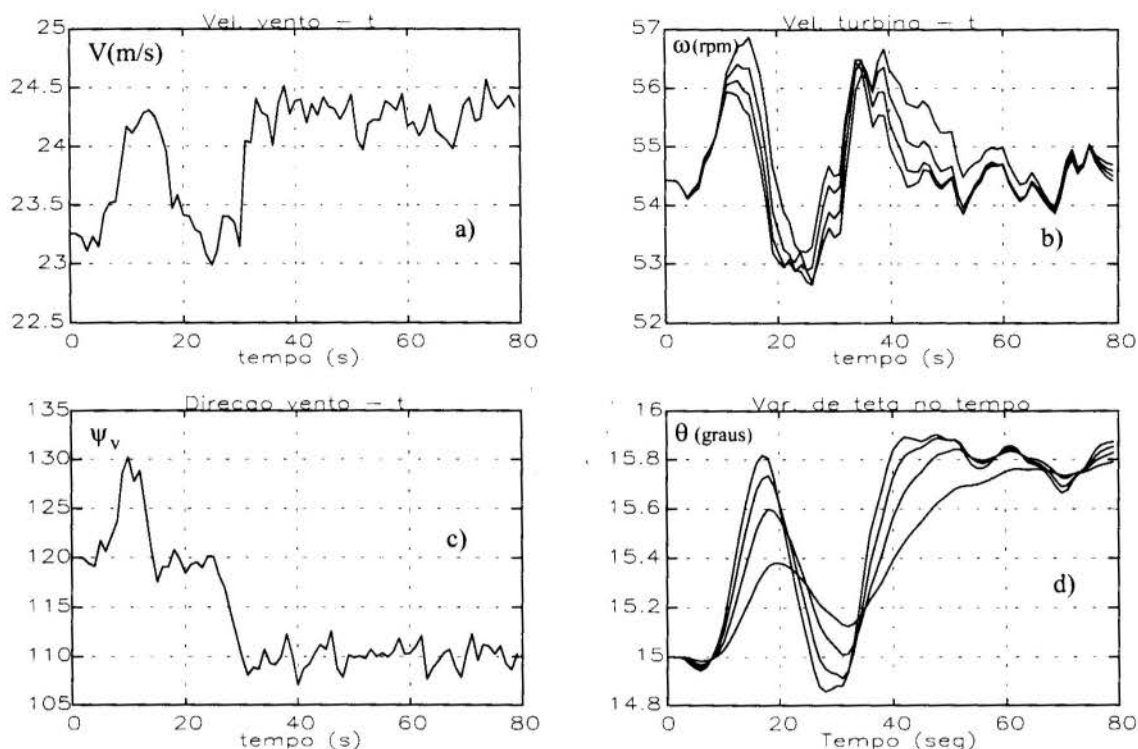


Figura 8 Variação de ω e de θ com a velocidade e a direção do vento.

7. BIBLIOGRAFIA

AVOLIO, S. ; C. CALO; G. FERRARI ; L. RUBBI ; C. CASALE; E. SESTO.- Gamma 60, Large Size Wind Generator - Status Report. EWEC' 91, pp.421-424, , Amsterdam 1991.

ANDERSON, P. M. AND A. BOSE. Stability Simulation of Wind Turbine Systems. *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. PAS-102 (12), Dec., pp. 3791-3795, 1983.

BOSSANY, E. A. Adaptive Control of the MS2 Wind Turbine - Practical Results. *Wind Engineering*, vol. 13, no 5, pp 259-273, 1989.

CLIFF, W. C.. Wind Direction Criteria for Wind Turbine Design. Report prepared for the U.S. Department of Energy, Pacific Northwest Laboratory, Washington, 1979.

GLASGOW, J. C. ; R. D. CORRIGAN ; D. R. MILLER. The Effect of Yaw on Horizontal Axis Wind Turbine Loading and Performance. NASA, pp. 307-321, Cheveland, 1981.

HASSAN, G. .BLADES - User Manual. Garrad Hassan and Partners, Londres, 1988.

LYSEN, E. Introduction to Wind Energy. Technical University of Eindhoven, Netherlands, (1983).

MEDEIROS, A L. R. . Otimização de Sistemas de Conversão de Energia de Grande Porte, Tese de Doutorado, UFPB (Campus II), 1995.

MEDEIROS, A L. R.; LIMA, A M. N.; JACOBINA, C. B. ; SIMÕES, F. S. Modelagem Aerodinâmica de Turbinas Eólicas de Passo Variável, ENCIT'96, Santa Catarina,1996.



PAPER CODE: COB1280

TURBINA EÓLICA OHM-30KW - CARACTERIZAÇÃO DA CURVA DE POTÊNCIA / WIND TURBINE OHM-30KW - POWER CURVE CHARACTERIZATION

EVERALDO FEITOSA, ALEXANDRE PEREIRA, MARIA ELIZA BARROS & PEDRO ROSAS

Grupo de Energia Eólica, Departamento de Engenharia Mecânica, Centro de Tecnologia e Geociências, Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitária, 50.740-530, Recife, PE, Tel.: (081) 453-2975 Fax.: (081) 271-8232 E-mail: windcenter@npd.ufpe.br

Abstract

An experimental 30 kW wind turbine OHM-30 has been installed in the Brazilian Wind Turbine Testing Center. The main aim of the project is development of special wind turbines for moderate wind. This paper presents the first part of the project involving the measurement of the power curve of the turbine OHM-30 according to I.E.A. (International Energy Agency). Several modifications in the turbine rotor and control strategies are emphasized.

Keywords

1. turbina eólica / wind turbine
2. curva de potência / power curve

1. INTRODUÇÃO

O Grupo de Energia Eólica da UFPE e o Centro Brasileiro de Testes de Turbinas Eólicas iniciaram um projeto conjunto para desenvolver turbinas eólicas para geração de eletricidade adaptadas às condições meteorológicas do Brasil. Diversos componentes e várias condições de operação serão testadas com o objetivo de se obter o melhor desempenho para as turbinas eólicas. As mudanças no projeto dessas máquinas deverão proporcionar uma maior produção de energia e menor custo comparado às turbinas eólicas convencionais projetadas para a Europa e Estados Unidos.

O Centro Brasileiro de Testes de Turbinas Eólicas, criado em 1996 pelo Ministério da Ciência e Tecnologia, possui infra-estrutura e equipamentos que permitem a realização das seguintes atividades:

- Teste do desempenho (curva de potência) de turbinas eólicas em condições reais de funcionamento.
- Investigação da dinâmica estrutural e aeroelasticidade de rotores de turbinas eólicas.
- Determinação das principais cargas (extremas e de fadiga) atuantes em turbinas eólicas em função das condições de vento do Brasil.
- Obtenção de dados para subsidiar a criação de normas técnicas e padronização dos componentes de turbinas eólicas para a utilização no Brasil.

A primeira fase deste projeto está sendo o teste de desempenho (análise da curva de potência) e determinação das forças estruturais e aeroelásticas atuantes em uma turbina eólica de 30kW com 12,8m de diâmetro. Este trabalho apresenta os resultados de testes realizados pelo Grupo de Energia Eólica na turbina OHM-30, envolvendo modificações no rotor e nas características operacionais da turbina eólica para a investigação da curva de potência em condições reais de operação. Os testes experimentais estão sendo utilizados para validar os modelos matemáticos empregados na análise aerodinâmica e aeroelástica dos rotores de turbinas eólicas.

2. A TURBINA EÓLICA OHM-30

A turbina eólica experimental instalada no Centro Brasileiro de Testes de Turbinas Eólicas (ver Figura 1) é uma turbina eólica de eixo horizontal, com um rotor de três pás posicionado na frente da torre em relação à direção de vento incidente. As pás são rigidamente conectadas ao cubo, que transmite o torque aerodinâmico ao eixo principal da turbina. Um multiplicador de velocidade transfere o torque mecânico para o eixo do gerador assíncrono produzindo eletricidade. Na nacelle, encontram-se instalados de forma integrada o multiplicador de velocidade, o gerador, os eixos de baixa e alta rotação, o freio mecânico e o sistema hidráulico. O sistema de giro (yaw), que tem por finalidade manter a orientação correta do rotor em relação à direção do vento, conecta a nacelle à torre. A Tabela 1 contém as principais características técnicas desta turbina eólica.

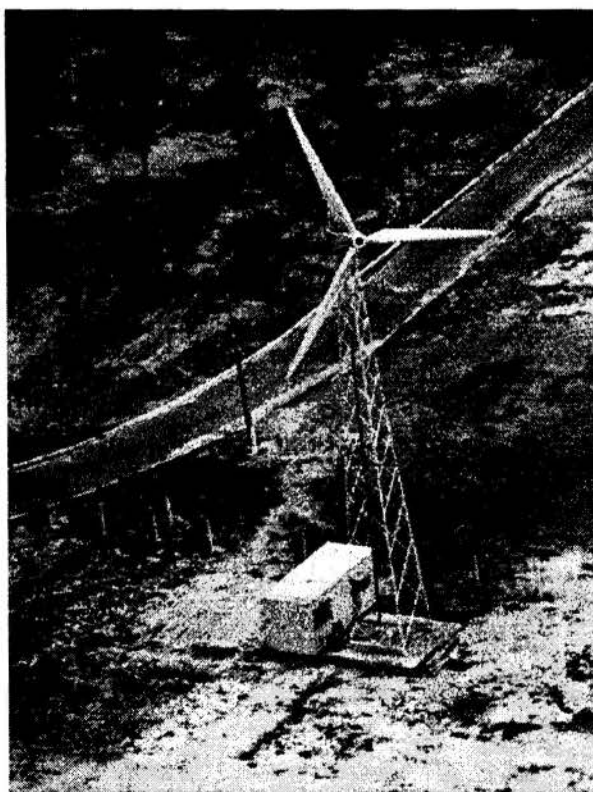


Figura 1. Turbina Eólica OHM-30 e container com sistema de controle e instrumentos de medição (instalada no Centro Brasileiro de Testes de Turbinas Eólicas).

A maioria das pás desenvolvidas para turbinas eólicas (Hill et al., 1989), (Spera, 1994), utilizam velocidades de vento de nominais de 14-16m/s (velocidade de vento na qual o rotor atinge potência nominal). As pás utilizadas neste projeto foram projetadas para ter uma grande

eficiência em locais com velocidade de vento moderada. O coeficiente de potência máximo ocorre a uma velocidade de projeto de 7m/s. A Figura 2 mostra o gráfico do coeficiente de potência, C_p , em função de λ , que é a relação entre a velocidade da ponta da pá e a velocidade de vento, para uma rotação de 71 rpm.

Tabela 1. Dados técnicos da turbina eólica OHM-30kW

Potência nominal	30kW
Controle de potência	stall (passo fixo)
Diâmetro do rotor	12,8m
Número de pás	3 (sentido horário de rotação)
Gerador	assíncrono, 6 pólos, 380V
Multiplicador	planetário, 1:14, 65kW
Torre	aço, treliçada, 18m
Sistema de controle	microprocessador (controle remoto)
Material das pás	fibra de vidro/poliéster
Ângulo de cone	0°
Ângulo de tilt	6°
Freio mecânico	disco, hidráulico
Freio aerodinâmico	ponta da pá atuada centrifugamente
Velocidade de partida	3,5m/s
Velocidade de corte	25m/s
Altura do eixo do rotor	20m
Peso total da nacela	1.700kg

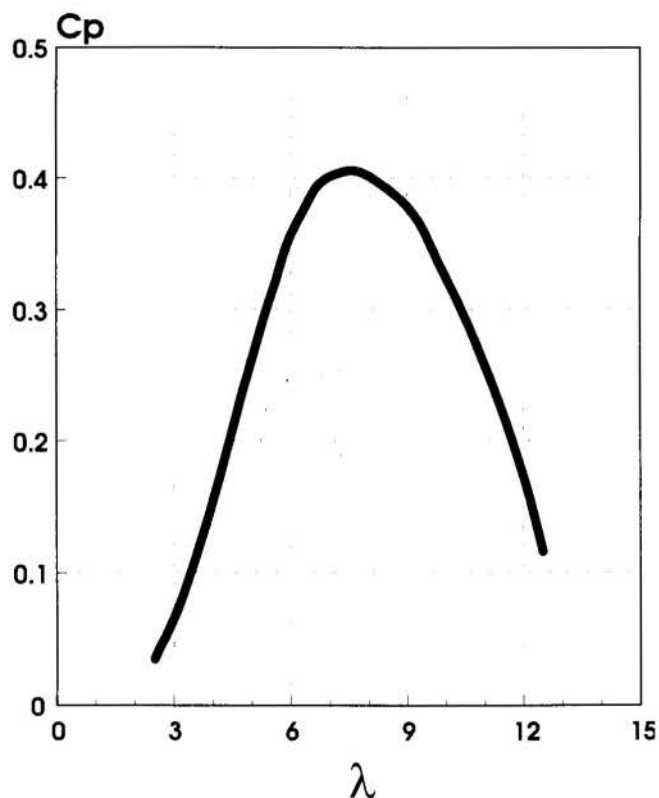


Figura 2. Relação entre o coeficiente de potência, C_p e λ para a pá LM6.1 - 71 rpm.

- Fonte: LM BLADES A. S.

Normalmente uma pá é dividida em vários setores (na direção longitudinal) e diferentes perfis aerodinâmicos são empregados para cada setor. As pás testadas no Centro Brasileiro de Testes de Turbinas Eólicas, modelo LM6.1, tem basicamente duas séries de perfis aerodinâmicos: a série FFA-W3-XXX e a série LM2-XX. Eles reúnem as características de bom desempenho aerodinâmico a velocidades de vento moderadas, grande rigidez estrutural - permitindo a construção de pás estreitas e leves, e pequena variação dos coeficientes aerodinâmicos mesmo na ocorrência de acúmulo de sujeira na borda de ataque do perfil.

Os principais parâmetros geométricos de um aerofólio são a corda e o ângulo de torção. A Figura 3 mostra a variação destes parâmetros em relação à posição na pá LM6.1. Ângulos de torção em pás de turbinas eólicas geralmente apresentam valores bem acentuados, na Figura 3, por exemplo, observa-se um valor máximo superior a 20° . A corda da pá também varia de forma não linear ao longo do comprimento e tem um valor médio de 360mm.

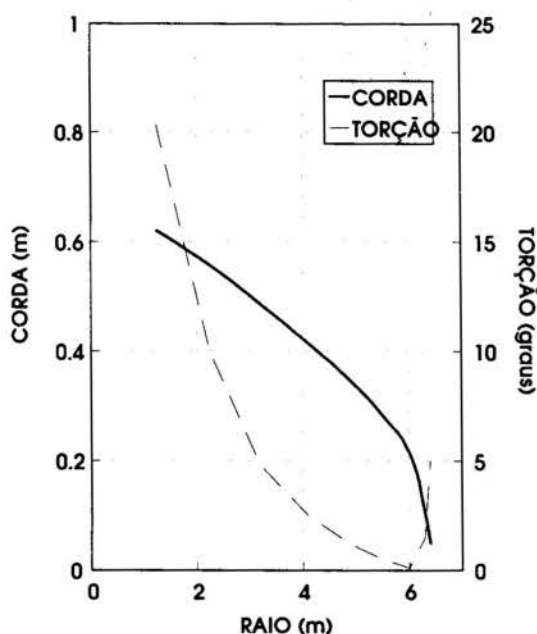


Figura 3. Variação da corda e do ângulo de torção na pá LM6.1.

3. CURVA DE POTÊNCIA

Em seguida são apresentados alguns resultados experimentais do desempenho da turbina eólica OHM-30. Testes de campo para avaliação da curva de potência foram realizados de acordo com as normas recomendadas pela Agência Internacional de Energia (Frandsen et al., 1990). Os procedimentos para teste de curva de potência envolvem os seguintes tópicos:

1. Medição das condições atmosféricas. Este item define a especificação (características técnicas) e localização (distância da turbina eólica) correta dos sensores para a coleta dos dados atmosféricos. A calibração e instalação (altura, posição) dos sensores de velocidade e direção de vento é de fundamental importância.
2. Medição dos parâmetros da turbina eólica. Durante o teste as condições de operação da turbina eólica devem permanecer constantes. Vários parâmetros devem ser monitorados como a velocidade angular do rotor, giro da nacelle (yaw), tensão da rede, etc.
3. Sistema de aquisição de dados. O sistema de aquisição de dados deve ter uma característica linear em toda a faixa de frequência/amplitude dos parâmetros medidos. O intervalo mínimo para a coleta de dados é de 0,5Hz. A calibração dos instrumentos para medição da potência devem permitir a verificação durante todo o teste.

4. Coleta de dados. O procedimento de coleta de dados deve garantir que nenhuma característica particular da turbina eólica seja favorecida ou desprezada. Os valores de velocidade de vento e potência gerada devem ser agrupados em médias de 10min.
5. Eliminação de dados errados. Dados coletados com o anemômetro na esteira da turbina eólica devem ser descartados.

O primeiro teste de desempenho realizado teve como objetivo comprovar os resultados teóricos (computacionais) obtidos da análise aerodinâmica do rotor. O ângulo de passo (pitch) utilizado foi de -1° e a rotação nominal do rotor 67 rpm. O diâmetro do rotor tem 12,8m devido à dimensão do cubo. A Figura 4 mostra a comparação entre as curvas de potência teórica e experimental. A potência bruta extraída do vento é calculada através da equação 1.

$$P = \frac{1}{2} \times \rho \times C_p \times A \times V^3 \quad (1)$$

onde: ρ = massa específica do ar
 C_p = coeficiente de potência
 A = área varrida pelo rotor
 V = velocidade de incidência do vento

Uma grande quantidade de pontos foram coletados entre 6m/s e 16m/s (cerca de 500), no entanto poucos pontos foram coletados fora desta faixa de velocidade de vento e não foram incluídos no gráfico. Os resultados experimentais foram satisfatórios mostrando uma excelente concordância entre a curva de potência calculada teoricamente e os dados reais da turbina em operação.

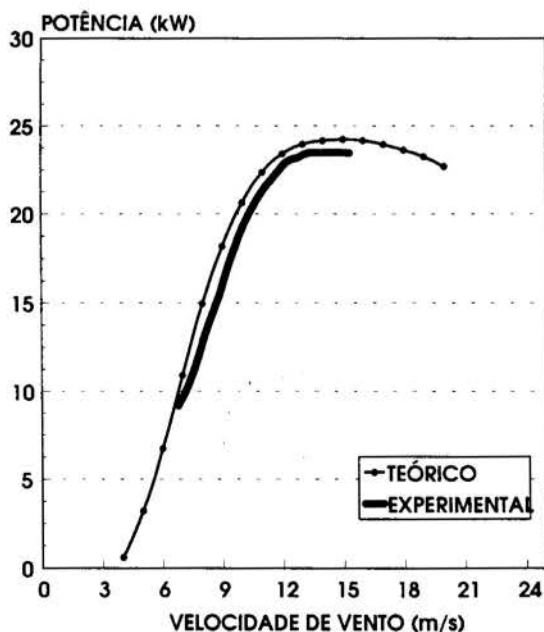


Figura 4. Comparação entre a curva de potência calculada através da análise aerodinâmica do rotor e valores experimentais obtidos durante teste de campo. Rotação: 67rpm.

4. MODIFICAÇÃO DA ROTAÇÃO

Várias investigações foram realizadas, utilizando-se o modelo computacional (programa Blades de Garrad Hassan & Partners), a fim de se obter um melhor desempenho para a turbina eólica operando com uma rotação de 71 rpm. A Figura 5 compara várias curvas de potência

com diferentes valores para o ângulo de passo (de $-0,5^\circ$ a -2°). Pode-se notar a grande influência do ângulo de passo (pitch) da pá na potência nominal do rotor. O ângulo de passo de -1° foi adotado para a operação da turbina eólica pois esta configuração otimiza a geração de energia em função das cargas aerodinâmicas atuantes no rotor (Fuglsang et al., 1995), (Giannakidis et al., 1996).

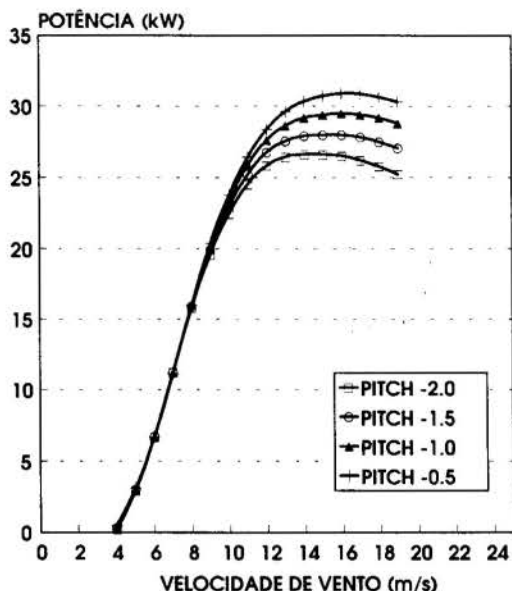


Figura 5. Influência do ângulo de passo da pá na curva de potência. Rotação: 71rpm.

5. MODIFICAÇÃO DO PERFIL AERODINÂMICO DAS PÁS

O perfil aerodinâmico das pás, próximo às extremidades, foi levemente alterado com a colocação de fitas adesivas especiais na superfície superior junto à borda de fuga. O objetivo desta alteração é evitar os efeitos de um fenômeno chamado “spanwise flow” (fluxo ao longo da pá), onde um fluxo de ar é direcionado para a ponta da pá devido à rotação do rotor. Isto geralmente causa um retardamento do stall nas regiões interna e média da pá (Montgomerie, 1996). A figura 6 apresenta um desenho esquemático do perfil com a fita adesiva.

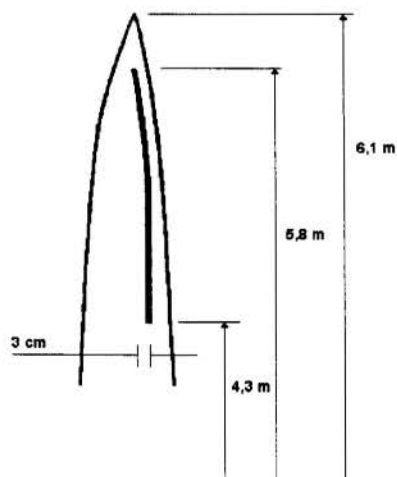


Figura 6. Localização da fita adesiva nas pás da turbina OHM-30.

Para uma turbina de passo fixo e rotação fixa (controlada por stall), o retardamento do stall significa perda de controle da potência gerada e, neste caso, picos de potência podem acontecer, resultando em danos no gerador e a ocorrência de forças aerodinâmicas elevadas (Spera, 1994). Na turbina OHM-30, procurou-se manter o controle da potência nominal em torno de 30kW e valor das forças aerodinâmicas próximo às cargas de projeto.

A Figura 7 apresenta os valores experimentais da curva de potência com as modificações de rotação, ângulo de passo e do aerofólio. A curva de potência calculada teoricamente também é mostrada na figura para comparação.

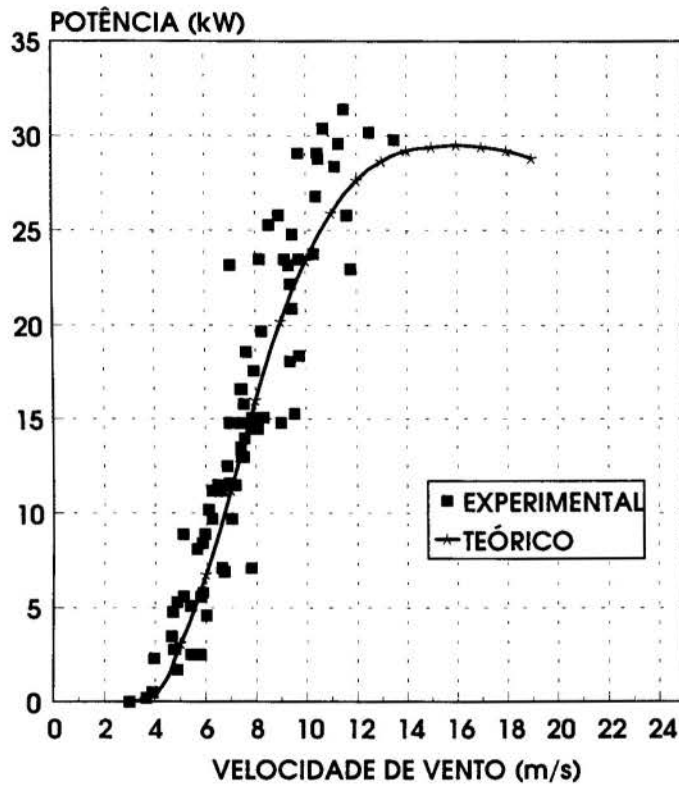


Figura 7. Dados experimentais da curva de potência da turbina OHM-30 (diâmetro: 12,8m; rotação: 71rpm; pitch: -1°). Curva de potência teórica utilizada para comparação.

6. CONCLUSÕES

Há uma grande coincidência entre os valores experimentais e a curva de potência calculada na faixa de baixa e média velocidade de vento. Entretanto, entre 9m/s e 12m/s, a curva de potência real (experimental) apresenta um aumento significativo de potência em relação à curva teórica. Pesquisas estão sendo realizadas para confirmar a hipótese de que a mudança no perfil da pá associado às características de fluxo laminar (com intensidade de turbulência de apenas 10%) do vento que sopra no Nordeste do Brasil modificaram o comportamento aerodinâmico das pás, aumentando a potência gerada pela turbina OHM-30 em velocidades de vento entre 9m/s e 12m/s.

7. REFERÊNCIAS

Frandsen, S & Pedersen, B.M. (editores). *Power Performance Testing - Recommended Practices for Wind Turbine Testing and Evaluation*, Agência Internacional de Energia, 1990.

Fuglsang, P. & Madsen, H. *Optimization of Stall Regulated Rotors*, procs. XIV ASME Wind Energy Symposium, 1995.

Giannakidis, G. & Graham, J. *Prediction of HAWT Blade Stall and Performance*, procs. EUWEC'96 - European Union Wind Energy Conference, Göteborg, 1996.

Hill, D. & Garrad, A. *Design of Airfoils for Wind Turbine Use*, procs. EWEC'89 - European Wind Energy Conference, Glasgow, 1989.

Montgomerie, B. et al., *Three-dimensional and Rotational Effects on the Boundary Layer and Consequences for Wind Turbine Rotor*", procs. EUWEC'96 - European Union Wind Energy Conference, Göteborg, 1996.

Spera, D. (editor) *Wind Turbine Technology*, ASME Press, 1994.

PAPER CODE: COB63

**CONSTRUÇÃO DE UM ROTOR EÓLICO COM TRÊS PÁS DE
MADEIRA / CONSTRUCTION OF A WIND ROTOR WITH THREE
WOODEN BLADES**

Francisco José Simões & Jorge E.J. Serey Lopez
Núcleo de Energia (NERG), Centro de Ciências e Tecnologia - UFPB - Campina Grande
Av. Aprígio Veloso, s/n
CEP 58109-970 Campina Grande, PB, Brasil - E-mail: nerg@dee.ufpb.br

Abstract

The construction of a 5 m diameter, three bladed horizontal axis wind rotor is presented. The blades are made of laminated wood and they have their pitches controlled by a synchronised centrifugal device. Simple solutions are employed to allow rotor fabrication in small workshops with common machines.

Keywords

Energia eólica, rotor eólico, métodos de fabricação / Wind energy, wind rotor, fabrication methods.

1. INTRODUÇÃO

Desde o início de sua aplicação, há milhares de anos atrás, a energia eólica tem sido convertida para propulsão de barcos, bombeamento d'água para irrigação ou drenagem, moagem de grãos, etc. O versátil sistema eólico para geração de eletricidade foi concebido no século passado (em 1890, o governo dinamarquês iniciou um grande programa para o desenvolvimento de sistemas eólicos de geração elétrica em grande escala, segundo Eldridge, 1975), permitindo maior eficiência total devido aos conversores elétricos utilizados e o emprego de rotores eólicos mais rápidos e eficientes. Além disso, a energia elétrica gerada pode ser facilmente transmitida desde o local de instalação da turbina, onde há bastante vento, até onde ela pode ser convertida para aplicações diversas de interesse. Os aerogeradores podem ser autônomos ou ligados diretamente à rede elétrica, sendo este último tipo mais econômico por não precisar de armazenadores (baterias) de energia para manter a constância no fornecimento de energia. No entanto, devido à maior competitividade tecnológica e econômica de outras fontes de energia, houve um período de pouco interesse em sistemas de conversão de energia eólica (SCEE) até o último quarto do século XX, quando a crise energética de alguns países mostrou a necessidade de outras fontes comporem suas matrizes energéticas. O novo interesse pela energia eólica, motivado por suas vantagens econômicas, estratégicas e ecológicas, fez com que sua aplicação se intensificasse em todos continentes. Com o mercado mundial centrado principalmente na Califórnia, onde mais de 15000 aerogeradores haviam sido conectados à rede elétrica até 1990 (Loose & Ancona, 1991), a indústria eólica floresceu e os sistemas eólicos atingiram sua maturidade tecnológica. Já em 1990, o centro de gravidade da indústria eólica havia se movido dos Estados Unidos para a

Europa (Garrard, 1990). Enquanto isso, a competitividade econômica dos sistemas eólicos vem aumentando e, recentemente, nos locais com os melhores potenciais eólicos, a energia elétrica gerada tem atingido o custo de 4 cents US\$/kWh.

No Brasil, as pesquisas em energia eólica começaram no final da década de setenta (por exemplo, o projeto de um aerogerador acionado por um rotor Darrieus foi executado no Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Federal da Paraíba, através de convênio com a Eletrobrás assinado em 1977) mas as instalações de modestos parques eólicos de cerca de 1 MW, com turbinas eólicas de médio porte importadas, só vieram a ser realizadas por algumas concessionárias de energia elétrica (CEMIG e COELCE) nos últimos três anos.

No Núcleo de Energia (NERG), UFPB, dentro de sua linha de pesquisa em energia eólica, têm sido executados projetos orientados principalmente para a realidade da região. Como muitas áreas rurais hoje não atendidas pela rede elétrica, não podem mais ser consideradas como apenas temporariamente isoladas, pois está cada vez mais claro que a maioria teria que esperar mais de um século antes que a rede possa atingi-la, parece-nos que os SCEE autônomos podem dar uma importante contribuição para o desenvolvimento regional.

Na área de energia eólica, houve uma mudança nas pesquisas do NERG para as turbinas de eixos horizontais, optando-se para a construção de sistemas que sirvam de bancadas de testes com as seguintes especificações: baixa potência, para diminuir os custos das pesquisas e diminuir os requisitos da área de testes; construção modular que permita a troca de cada componente para testes individuais; facilidade de operação, manutenção e troca de componentes; possibilidade de construção de seus elementos na oficina mecânica do NERG e com materiais facilmente encontrados no mercado local.

2. O SCEE PROPOSTO

A partir dos dados fornecidos pela CELB (Companhia de Eletricidade da Borborema) de Campina Grande, Paraíba, verificou-se que, na área rural na região suprida por esta concessionária, o consumo médio anual de eletricidade por propriedade rural é de cerca de 830 kWh. Usando-se a distribuição de frequência de velocidades do vento para Campina Grande (Bandeira, 1990), pode-se estimar que, com a utilização de aerogeradores de 1,5 kW seria fornecida uma energia anual de 1200 kWh, aproximadamente. Para isso, é especificado que o sistema comece a gerar à velocidade do vento (V) de 3,5 m/s e atinja sua potência nominal à $V = 7,5$ m/s. A partir desta velocidade, a potência é mantida constante e igual a 1,5 kW, até que o sistema seja desligado para $V > 15$ m/s.

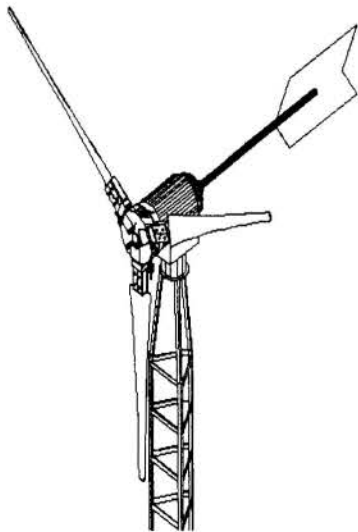


Figura 1. Esquema do SCEE.

O sistema proposto (vide Figura 1) tem a seguinte configuração orientada para testes de campo: um rotor eólico de eixo horizontal com três pás controladas por dispositivo centrífugo; um freio automotivo acionado hidráulicamente; um torquímetro de eixo rotativo com sinais transmitidos por contatos anéis-escovas; uma caixa de multiplicação de velocidade; e um gerador elétrico (vide os componentes da nacele construídos e instalados no suporte desta na Figura 2). Um leme direciona o eixo da turbina para a direção do vento. Este leme pode também ser articulado manualmente para a posição perpendicular ao eixo do sistema, de modo a mantê-lo desativado.

Como são previstos testes com combinações de diversos componentes, ajustes destes e manutenções periódicas, o fácil acesso ao conjunto nacele-rotor, no topo da torre, deve ser permitido. Assim, decidiu-se utilizar uma torre articulada em torno de um eixo ao nível do solo, o que torna possível baixar todo o conjunto com facilidade. Com o auxílio de uma estrutura secundária, fixada perpendicularmente à torre, perto de sua base, o conjunto pode ser erguido, ou baixado, com menor esforço através da tração de um cabo de aço. A torre foi toda construída com perfil "L" soldado (vide Figura 3).

Para testar o SCEE, estão sendo instalados sensores para medir os valores dos seguintes parâmetros de interesse: temperatura do ar, pressão do ar, precipitação, velocidade e direção do vento, ângulo de passo das pás, deformação na seção da raiz da pá, direção da nacele, torque no eixo primário, velocidade de rotação do eixo e potência elétrica fornecida. Um sistema de aquisição de dados para armazenamento dos valores dos parâmetros medidos que serão posteriormente reduzidos nos cálculos dos valores médios, desvios padrão, potência no eixo do rotor, potência elétrica de saída, etc.

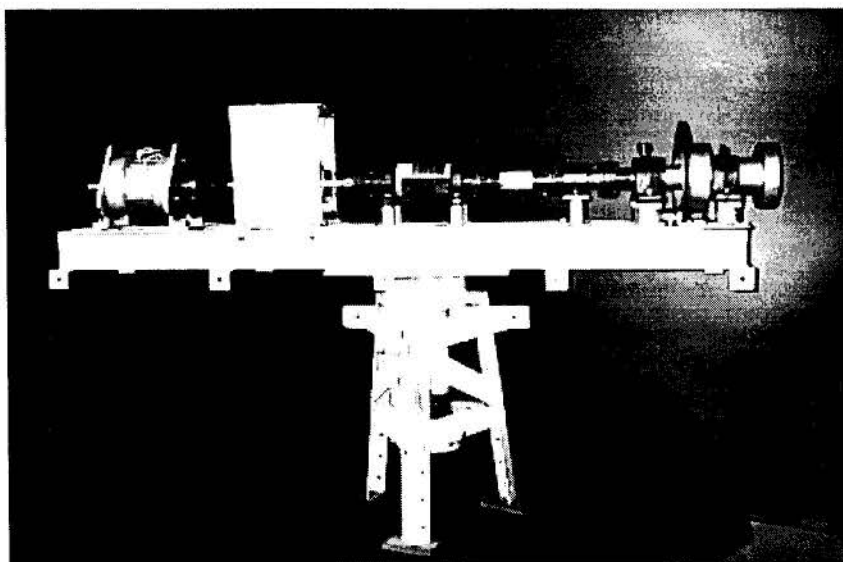


Figura 2. Foto do conjunto da nacele.

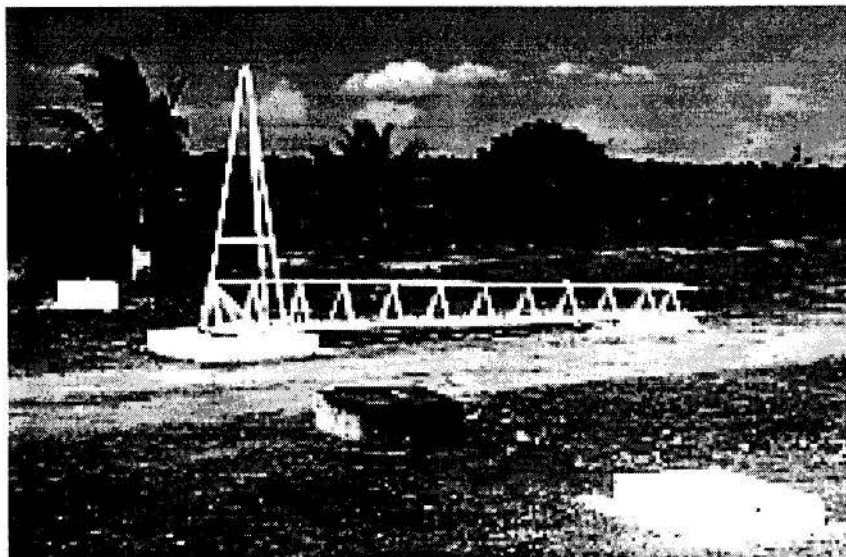


Figura 3. Foto da torre.

3. CONSTRUÇÃO DO ROTOR EÓLICO

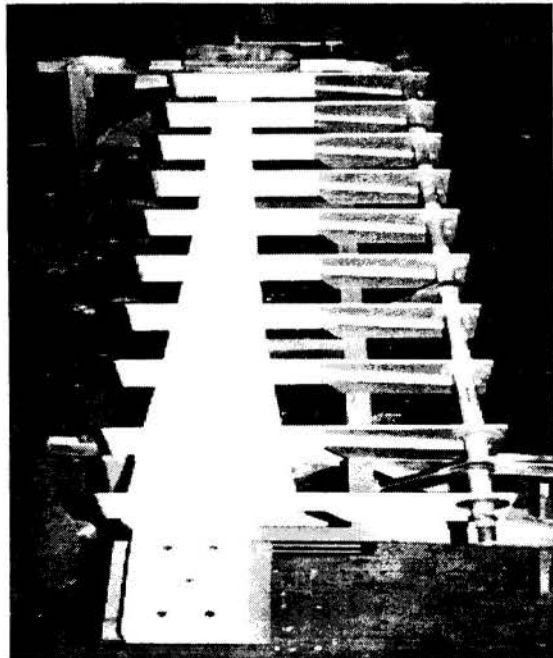
O rotor eólico de eixo horizontal tem 5 m de diâmetro e é composto de três pás de passo variável controlado por um dispositivo centrífugo. Dentre os diversos perfis aerodinâmicos considerados, optou-se por empregar um único perfil, o LS(1)-0421MOD, devido à sua adequação para escoamentos de baixas velocidades, à disponibilidade de suas características aerodinâmicas para uma faixa de ângulos de ataque que vai além da estolagem (McGhee & Beasley, 1978) e à sua boa espessura, para dar rigidez estrutural. No projeto aerodinâmico das pás, foi empregado um método de otimização do rotor que, aplicando o método dos elementos de pá, maximiza a eficiência de conversão em cada elemento, à semelhança do método proposto por Glauert (1935) para hélices. Como foram considerados dez elementos de pá, o programa computacional que codifica este método, fornece a geometria da pá nestas dez estações.

A equipe do NERG já projetou e construiu sistemas eólicos acionados por turbinas de eixos verticais tipo Darrieus de pás curvas e de pás retas, e pequenos rotores de eixos horizontais com duas pás, todos com pás fabricadas com madeira laminada. Durante essas experiências, foi treinado pessoal técnico e montadas oficina mecânica e marcenaria apropriadas para esta tecnologia.

A madeira vem sendo usada na construção de rotores aerodinâmicos devido às suas características de boa relação peso/resistência e de excelente resistência à fadiga. A madeira de Freijó foi considerada a mais apropriada para este tipo de aplicação, tendo sido amplamente usada na construção aeronáutica.

Como as características de resistência das madeiras variam com a direção das fibras, alguns requisitos devem ser satisfeitos para o uso deste material em rotores aerodinâmicos, como inclinação máxima das fibras, tamanho máximo dos nós, etc. (Drake, 1946, Gurfinkel, 1973). No entanto, madeiras com essas especificações não foram encontradas, tendo-se selecionado as melhores pranchas disponíveis no mercado local.

As pás têm um comprimento de cerca de 2,30 m e geometria complexa, reunindo superfícies curvas superior e inferior diferentes, afilamento em direção à ponta e torsão. A fabricação destas pás foi feita artesanalmente com o auxílio de um dispositivo constituído de uma mesa de referência e um eixo de suporte dos gabaritos das seções (vide Figura 4). Estes fornecem as geometrias precisas das dez seções de referência fornecidas no programa de projeto das pás.



Depois de cortada a madeira em lâminas e feita a colagem destas, a peça laminada foi fixada à mesa de referência para ser trabalhada. Primeiramente, foram ajustadas as seções com gabaritos e, depois, as outras partes da pá foram esculpidas de forma a manter a concordância daquelas seções. As três pás fabricadas têm peso médio de 6,74 kg. (Vide Figura 5.)

O cubo do rotor, que transmite os esforços das pás para o seu eixo, é formado por duas placas circulares de aço entre as quais são fixados os mancais dos eixos das pás (vide Figura 6).

Figura 4. Mesa de gabaritos e pá.

4. CONTROLE DE POTÊNCIA

Durante o regime de geração nominal, o rotor deve ser controlado para que tenha sua eficiência diminuída de maneira a manter a potência de saída do gerador aproximadamente constante. Para isso, ele deve ser operado à velocidade de rotação variável e passo das pás variável. A tecnologia mais simples, amplamente empregada em SCEE de pequeno porte e de baixo custo, consiste de um dispositivo mecânico acionado pela força centrífuga. Neste, um cabo de aço transmite o movimento da polia principal, vinculada à massa do braço do centrifugo, à polia secundária acoplada ao eixo da pá.

Devido ao caso de carregamento no qual se considera a perda da carga do gerador, quando a velocidade de rotação é elevada e, conseqüentemente, as forças centrífugas sobre as pás são aumentadas, os mancais de bronze primeiramente previstos para os eixos das pás, tiveram que ser substituídos por dois rolamentos: um radial e outro axial. Isto causou um aumento substancial no peso e no custo do rotor.



Figura 5. Foto de uma pá.

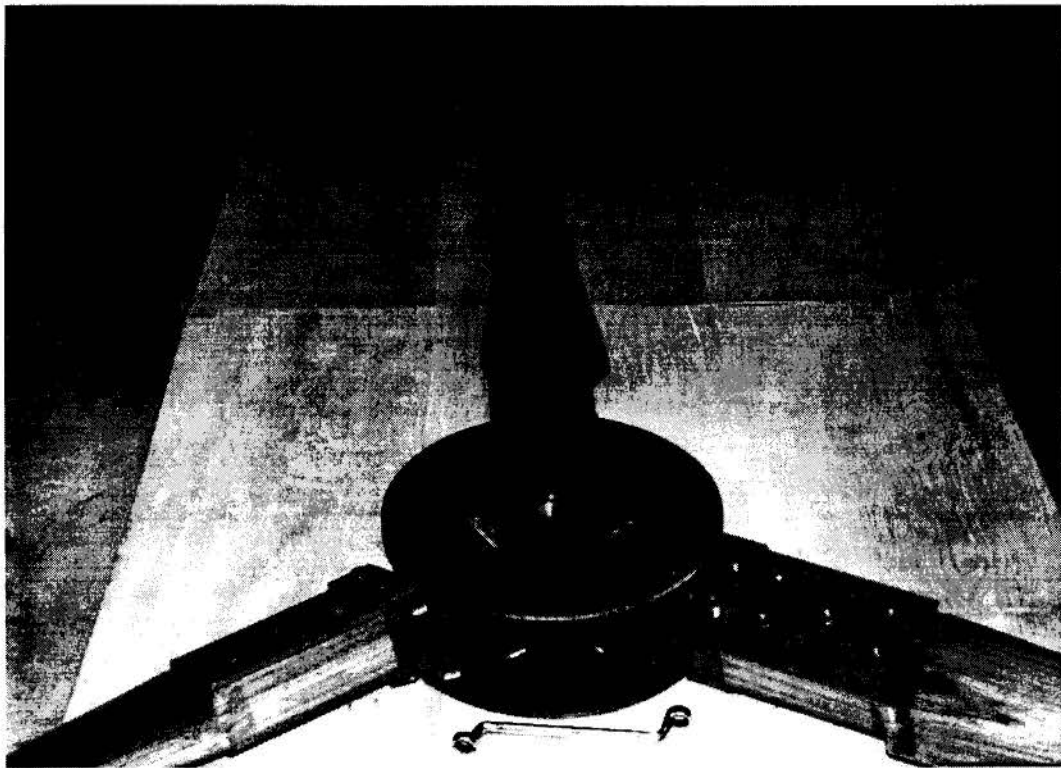


Figura 6. Vista do cubo com as pás e sem o controlador centrífugo.

5. CONCLUSÃO

O trabalho aqui apresentado tem sido de importância na verificação de programas computacionais usados no projeto de SCEE, no desenvolvimento de métodos de fabricação e no treinamento do pessoal técnico.

Atualmente, as últimas partes do cubo estão sendo fabricadas, prevendo-se a montagem do rotor para breve.

As próximas etapas serão: balanceamento do rotor, montagem do SCEE na Central de Testes, instalação do sistema de aquisição de dados e testes de campo.

É previsto para o futuro, a construção de pás de fibra de vidro e resina, usando-se uma pá de madeira como modelo para confecção do molde.

Espera-se que, a partir destes estudos, SCEE's industriais venham a ser desenvolvidos e empregados amplamente.

6. AGRADECIMENTOS

Queremos expressar nossos agradecimentos ao Banco do Nordeste do Brasil, pelo financiamento do projeto "Construção e teste de um rotor eólico de pequeno porte", em convênio com a UFPB, e ao pessoal de apoio do NERG, em especial a José Policarpo S. Sobrinho, marceneiro, Francisco Cândido da Silva e Gervásio Antônio R. Gomes, técnicos mecânicos, e Manoel Adalberto Guedes, técnico eletrônico, cujas habilidades tornaram possível a realização deste projeto.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Bandeira, M.M. Regionalização do Regime Eólico do Nordeste do Brasil (NEB), Período 1977 - 1981, *Tese de Mestrado em Meteorologia*, Universidade Federal da Paraíba, 1990.

Drake, R.H. *Aircraft Woodwork*, The MacMillan Company, New York, USA, 1946.

Eldridge, F.R. *Wind Machines*, Relatório Preparado para a National Science Foundation, The Mitre Corporation, Grant No. AER-75-12937, USA, 1975.

Howard, A.D. *A Review of European Wind Energy Activities*, Proceedings of the 12th BWEA Energy Conference, Norwich, U.K., 1990.

Glauert, H. *Aerodynamic Theory*, (Ed. W.F. Durand), Cap. XI, Div. L, Julius Springer, Berlin, 1935.

Gurfinkel, G. *Wood Engineering*, Southern Forest Products Association, New Orleans, USA, 1973.

Loose, R.R. & Ancona, D.F. *The U.S. Wind Energy Program*, Proceedings of the European Wind Energy Conference, Part II, Appendix, Amsterdam, Netherland, 1991.

McGhee, R.J. & Beasley, W.D. Wind-Tunnel Results for an Improved 21-Percent-Thick Low-Speed Airfoil Section, *NASA Technical Memorandum 78650*, USA, 1978.

Tema 12

Energia Solar



PAPER CODE: COB1453

**ANÁLISE TEÓRICO-EXPERIMENTAL DE UM LEITO DE PEDRAS
DE GRÊS-DO-PARÁ PARA FINS DE SECAGEM/ THEORETICAL-
EXPERIMENTAL ANALYSIS OF A STONE BED ABSORBER WITH GRÊS-DO-PARÁ
FOR DRYING PURPOSES**

FÁBIO NOGUEIRA BATISTA E SEVERIANO DA SILVA LIMA FILHO

Departamento de Engenharia Mecânica - Universidade Federal do Pará – UFPA
CEP 66075-900 Belém do Pará, Brasil – E-Mail: slima@amazon.com.br

Abstract

This work presents a numerical and experimental study to evaluate some parameters of the heat transfer in a stone bed solar collector - The outlet temperature and humidity. The numerical analysis is based on the equations obtained by the energy balance using the concept of lumped formulation and fourth order Runge-Kutta's method applied to this non-linear case. The results are then compared to an experiment and were considered satisfactory for design purposes.

Keywords

Drying sistem, solar energy, stone bed absorber, Runge-Kutta 's method, lumped formulation.

1. INTRODUÇÃO

A realidade econômica dos Estados da Amazônia está voltada principalmente para a agricultura, mais diretamente à produção de grãos que, somando-se às dificuldades ocasionadas pela distribuição de energia e a preocupação com o meio-ambiente, além dos baixos custos de implantação e manutenção mostram a importância da secagem pelo aproveitamento da energia solar usando um absorvedor (coletor) solar com leito de pedras. Assim foi dado início a este trabalho que é a continuação de um estudo teórico-experimental de um coletor solar com leito de pedras de Grês-do-Pará para atender as necessidades de secagem de produtos agrícolas, tais como: soja, cacau, guaraná, etc.

2. COLETOR SOLAR

2.1 Esquema do Coletor Solar

Passando por uma cobertura transparente a radiação solar chega ao Grês-do-Pará, e este por sua vez fornece energia para o ar por convecção forçada (*figura 1*) provocada por um ventilador colocado na parte frontal do coletor.

O balanço de energia é feito tanto para o fluido como para o leito, onde o resultado é um sistema de equações diferenciais.

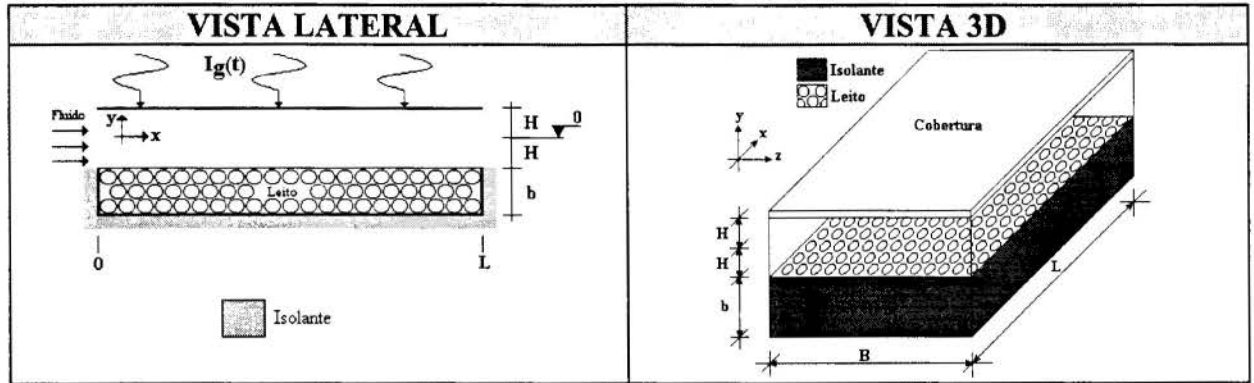


Figura 1- Representações esquemáticas do coletor solar.

2.2 Hipóteses

Tornam-se necessárias algumas limitações impostas à equação da energia para a simplificação das equações que descrevem o comportamento do fluido e do leito de pedras. Primeiramente, considera-se desprezível a espessura da cobertura assim como considera-se a cobertura transparente, seguindo então as hipóteses relativas ao fluido e ao leito de pedras.

2.2.1 Fluido

Temos as seguintes hipóteses:

- Fluido incompressível;
- Propriedades constantes;
- Desprezam-se as variações de temperatura e velocidade na direção z ;
- Convecção predominante na direção axial.

- Perfil de velocidade completamente desenvolvido, $\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} = 0$;

Portanto, a equação da energia reduz-se a:

$$(\rho C)_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u_x \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) = k_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} \quad (1)$$

2.2.2 Leito de Pedras

Como o leito é fixo, eliminam-se da equação da energia os termos que possuem velocidades, considerando troca de calor apenas por condução. Então, para o leito de pedras, foram feitas as seguintes limitações:

- Propriedades constantes;
- Despreza-se a variação de temperatura na direção z ;
- Troca de calor apenas por condução.

Portanto para o leito:

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{k_p}{(\rho C)_p} \left(\frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

2.3 Condições de Contorno e Condições Iniciais

Tabela 1 - Quadro das condições de contorno e iniciais

FLUIDO			LEITO DE PEDRAS		
1	t=0	$T_f = T_f(x, y, 0) = T_\infty(0)$	1	t=0	$T_p = T_p(x, y, 0) = T_\infty(0)$
2	x=0	$T_f = T_f(0, y, t) = T_\infty(t)$	2	x=0	$\frac{\partial T_p}{\partial x} = 0$ (Isolado)
3	y=H	$k_f \frac{\partial T_f}{\partial y} = h^* (T_\infty(t) - T_f)$	3	x=L	$\frac{\partial T_p}{\partial x} = 0$ (Isolado)
4	y=-H	$-k_f \frac{\partial T_f}{\partial y} = h (T_p - T_f)$	4	y=-(H+b)	$\frac{\partial T_p}{\partial y} = 0$ (Isolado)
			5	y=-H	$k_p \frac{\partial T_p}{\partial y} = h (T_f - T_p) - \varepsilon \sigma T_p^4 + \alpha \tau I_g(t)$

2.4 Concentração de Parâmetros

2.4.1 Fluido

Esta concentração de parâmetros visa a simplificação matemática do modelo ignorando a variação de temperatura e velocidade em uma certa direção e se utilizando das grandezas médias. Assim, para o **fluido**, esta concentração de parâmetros pode ser aplicada na direção y, devido a variação na direção axial ser mais significativa para o processo. Então, elimina-se a dependência da temperatura em y definindo:

$$\bar{T}_f(x, t) = \frac{\int_{-H}^H u(y) T_f(x, y, t) dy}{\int_{-H}^H u(y) dy} \quad (3)$$

Sendo que pela definição de velocidade média na conservação da massa, temos:

$$\int_{-H}^H u(y) dy = 2H\bar{u} \quad (4)$$

Com o objetivo de introduzir o conceito de parâmetros concentrados, aplica-se, então, o operador $\frac{1}{2H\bar{u}} \int_{-H}^H [\] u(y) dy$ na equação (1), assume-se que $\frac{DT_f}{Dt} \approx (\rho C)_f u_x \frac{\partial T_f}{\partial x}$, assim como nas condições de contorno (3) e (4) da tabela (1).

Verificando-se as condições de contorno prescritas para o fluido, obtém-se uma equação diferencial cuja solução se expressa por:

$$\bar{T}_f(x, t) = T_\infty(t) e^{-Ax} + \frac{B(t)}{A} (1 - e^{-Ax}) \quad (5)$$

Sendo:

$$A = \frac{(h^* + h)}{2H\bar{u}(\rho C)_f} \text{ e } B(t) = \frac{(h^* T_\infty(t) + h \tilde{T}_p(t))}{2H\bar{u}(\rho C)_f} \quad (6)$$

Podemos aplicar o conceito de concentração de parâmetros em $\bar{T}_f(x,t)$ para obtermos a temperatura média ao longo da direção do escoamento no tempo, fazendo:

$$\tilde{T}_f(t) = \frac{1}{L} \int_0^L \bar{T}_f(x,t) dx \quad (7)$$

2.4.2 Leito de Pedras

A variação da temperatura do leito com as condições x e y é menos significativa que a variação da temperatura com o tempo, portanto a concentração de parâmetros aplicada ao leito é feita tanto na direção y quanto na direção x . Assim temos:

$$\bar{T}_p(x,t) = \frac{1}{b} \int_{-(H+b)}^{-H} T_p(x,y,t) dy \quad \text{e} \quad \tilde{T}_p(t) = \frac{1}{L} \int_0^L \bar{T}_p(x,t) dx \quad (8)$$

Aplicando-se os operadores $\frac{1}{b} \int_{-(H+b)}^{-H} [] dy$ e $\frac{1}{L} \int_0^L [] dx$ na equação (2) e nas condições de contorno (2),(3),(4) e (5) prescritas para o leito, assumindo que na formulação concentrada os valores médios são idênticos aos valores na superfície, temos:

$$(\rho C)_p \frac{d\tilde{T}_p}{dt} = \frac{h}{b} (\tilde{T}_f - \tilde{T}_p) + \frac{1}{b} [\alpha \tau I_g(t) - \varepsilon \sigma \tilde{T}_p^4] \quad (9)$$

Temos um sistema de equações formadas pelas equações (5), (7) e (9) em que se encontra a solução através de um método matemático iterativo (*Método de Runge-Kutta*) mediante recurso computacional, que fornecerá como solução a temperatura de saída do fluido assim como a temperatura do leito de pedras.

3. AVALIAÇÃO DOS COEFICIENTES MÉDIOS DE TROCA DE CALOR

3.1 Correlações Internas

Para escoamento em meios porosos (Kneule, 1966):

$$h = 6 (1 - \Psi) \frac{Bf}{d} (\rho C)_f u \text{Pr}^{-2/3} j \quad (10)$$

Sendo o fator de Colburn:

$$j = 1,95 \text{Re}^{-0,51}, \text{ se } \text{Re} < 350 \quad \text{e} \quad j = 1,064 \text{Re}^{-0,41}, \text{ se } \text{Re} > 350 \quad (11)$$

3.2 Correlações Externas

Segundo (Duffie e Beckman, 1974) o coeficiente de troca de calor da cobertura exposta ao vento externo é dado por:

$$h_{\infty} = 5,7 + 3,8 u_{\infty} \quad (12)$$

4. DADOS EXPERIMENTAIS E COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS

Foi feita uma simulação usando do sistema de equações do coletor solar que permite que se calcule teoricamente a temperatura de saída do fluido para qualquer instante de tempo. (Rendeiro e Mesquita, 1993) verificaram o comportamento diário de um coletor solar com leito de Grês-do-Pará utilizando um coletor protótipo e fornecendo como resultado uma série de medidas de temperatura e umidade feitas a cada 15 minutos de 9:30h da manhã até as 18:00h. As temperaturas fornecidas pela **figura 2** são as temperaturas de saída do ar calculada e experimental (em Kelvins) do coletor ao longo do dia (em segundos).

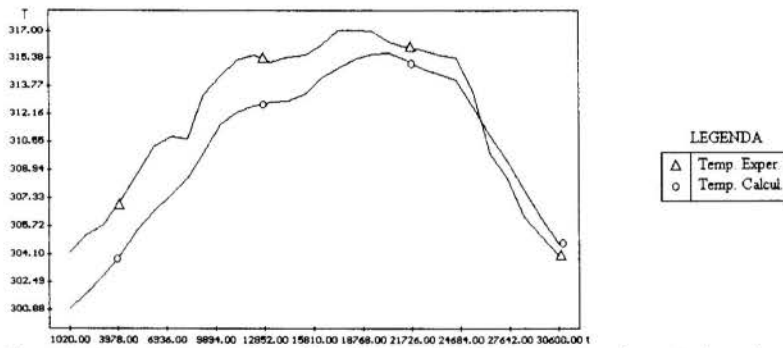


Figura 2- Gráfico comparativo da temperatura à saída do ar calculada e experimental ao longo do dia.

5. ANÁLISE DE SENSIBILIDADE

Acrescentam-se, no programa de computador para resolução do sistema de equações no estudo do coletor, alguns laços (vazão, comprimento, área) com a finalidade de gerar uma ampla visualização do fenômeno. Na **figura 3**, as curvas relacionam relações de temperatura de saída por temperatura de entrada para vários números de Reynolds.

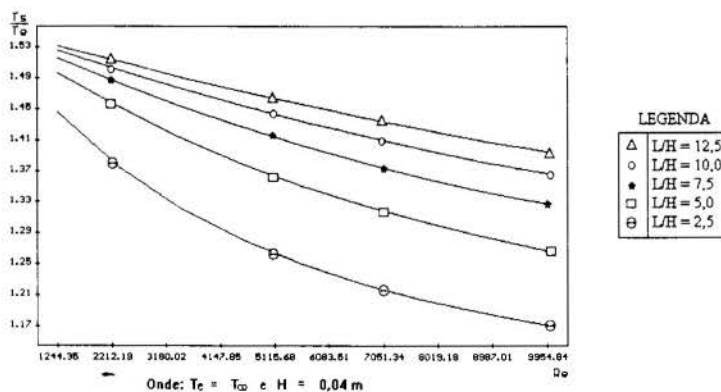


Figura 3- Gráfico da temperatura de saída pela entrada versus Reynolds para t=14:36 h

6. AVALIAÇÃO DA UMIDADE À SAÍDA DO COLETOR

Tendo em mãos os valores da umidade relativa à entrada medida e da temperatura teórica do ar na saída, além de não considerar as perdas de pressão ao longo do leito e sabendo-se que a umidade absoluta no processo permanece constante ($\omega_e = \omega_s = \omega$), calcula-se, então, a umidade relativa na saída do leito pela equação:

$$\phi_s = \frac{\omega p_{atm}}{p g_s (\omega + 0,622)} \quad (13)$$

Com:

$$\omega = 0,622 \frac{\phi_e p g_e}{p g_e (p_{atm} - \phi_e p g_e)} \quad (14)$$

6.1 Resultados

As figuras 4 e 5 mostram os resultados comparativos teóricos e experimentais.

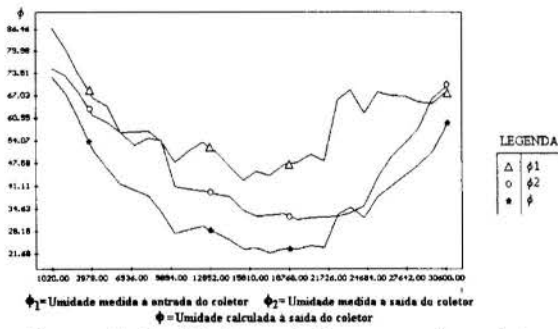


Figura 4- Umidades relativas experimentais e calculada versus tempo

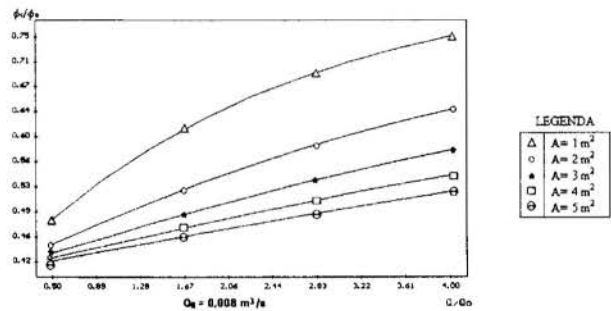


Figura 5- Relação umidade entrada/saída versus vazão adimensionalizada para t=14:36 h

7. CONCLUSÃO

O modelamento, usando a formulação concentrada com resolução pelo método de Runge-Kutta de quarta ordem, foi feito de forma a evitar o que havia sido proposto por (Rendeiro, 1981) que se baseia na divisão do coletor em diversos elementos infinitesimais dx num processo passo-a-passo (step-by-step) tipicamente iterativo. Neste trabalho, é demonstrado que os resultados obtidos através da formulação de parâmetros concentrados aplicada na equação da energia para o coletor solar são aceitáveis para fins de projeto pelo fato de estarem em pleno acordo com os dados experimentais.

8. SÍMBOLOS

- A área absorvedora do coletor;
- b profundidade do leito de pedras;
- B largura do leito de pedras;
- C calor específico à pressão constante;
- d diâmetro de uma esfera com volume igual ao da pedra;
- D_h diâmetro hidráulico;

h	coeficiente médio de troca de calor por convecção;
h^*	condutância térmica da cobertura;
H	metade da altura do canal de escoamento;
I_g	intensidade de radiação solar global;
j	fator de Colburn;
k	condutibilidade térmica;
L	comprimento do leito de pedras;
Re	número de Reynolds;
t	tempo;
T	temperatura;
u	velocidade;
ψ	porosidade do leito de pedras;
ν	viscosidade cinemática do ar;
dk	diâmetro de uma esfera com volume de um corpo compacto;
F	fator de forma (<i>relação entre a superfície de um corpo compacto de uma esfera qualquer sobre a superfície de uma esfera de mesmo volume cujo valor é igual a 1,3</i>);
p_g	pressão de saturação do vapor d'água à temperatura de entrada ou saída do leito;
p_{atm}	pressão atmosférica.

8.1 Símbolos Gregos

α	absortividade;
ϵ	emissividade;
τ	transmissividade;
ν	viscosidade;
ρ	massa específica;
σ	constante de Stefan-Boltzman;
ω	umidade absoluta do ar;
ϕ	umidade relativa à entrada ou saída do leito.

8.2 Caracteres subscritos e sobrescritos

f	fluido;
p	leito de pedras;
∞	ambiente externo;
x	direção axial;
e	entrada do leito;
s	saída do leito;
~	valor médio dependente do tempo (<i>índice sobre a temperatura</i>);
-	valor médio dependente do comprimento e tempo (<i>idem</i>).

9. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BENNET, C.O. e MYERS, J. E., Fenômenos de Transporte - Quantidade de Movimento, Calor e Massa, Ed. McGraw-Hill do Brasil, 1978.

DUFFIE, J.A. and BECKMAN, W.A., "Solar Energy Thermal Process", John Wiley & Sons, 1974.

HOLMAN, J. P., Experimental-Methods for Engineers, McGraw-Hill International Editions - Engineering Series, 5th Edition, 1989.

INCROPERA, F. P. e de WITT, D. P., Fundamentos da Transferência de Calor e Massa, Ed. Guanabara Koogan, 3ª Ed., 1992.

KNEULE, F., "El Secado", Ediciones Urmo, 1966.

MOFFAT, R. J., "Using Uncertainty Analysis in the Planning of an Experiment", Journal of Fluids Engineering, June 1985, Vol. 107-173.

RENDEIRO, G. and MESQUITA, A. L. A., "Development of a Pepper Drying System Using a Stone Bed Absorber Solar Collector", The 5th International Energy Conference, paper 525-1, Seoul, Korea, 1993.

RENDEIRO, G., "Grês-do-Pará Stone Bed Absorber Solar Collector", Proceedings of the 6th Brazilian Congress of Mechanical Engineering., Vol. A, pp. 1-14, Campinas, SP, Brazil, 1981.



PAPER CODE: COB47

**ANÁLISE NUMÉRICO-EXPERIMENTAL DA DISTRIBUIÇÃO DE
TEMPERATURA EM UM RESERVATÓRIO DE ÁGUA QUENTE /
NUMERICAL-EXPERIMENTAL ANALYSIS OF TEMPERATURE DISTRIBUTION IN
A HOT WATER STORAGE TANK**

REJANE DE-CÉSARO-OLIVESKI, ARNO KRENZINGER, HORÁCIO A . VIELMO &
CÉSAR W. M. PRIEB

*PROMEC - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica - UFRGS -Porto Alegre
Rua Sarmiento Leito, 425 - CEP 90.050-170 R. S., Brasil - E-mail:decesaro@vortex.ufrgs.br*

Abstract

This work presents a numeric-experimental analysis of temperature and velocity fields inside a hot water reservoir in transient conditions. Initially the tank is at an uniform temperature and thereafter subject to a slow cooling at ambient temperature. A finite volumes method is applied in order to perform this analysis, with a bidimensional model in cylindrical coordinates. The program is continuously fed by 14 polynomials, which prescribe the tank wall temperature. These polynomials vary with the tank height and have time as argument. They were originated from experimental tests on a tank with an aspect ratio (height/diameter) close to unity. The temperatures of the walls and the center were measured by means of iron-constantan thermocouples. Errors caused by contact resistance and by the thermocouples themselves were also analyzed, with satisfactory results. Numerical tests show an excellent agreement between theoretical and experimental results.

Keywords

Análise numérico-experimental, armazenamento de calor, energia solar, convecção transiente / Numerical-experimental analysis, heat storage, solar energy, transient convection.

1. INTRODUÇÃO

Sistemas de aquecimento de líquidos para diversas finalidades usualmente utilizam armazenamento para otimizar seu funcionamento. Particularmente em sistemas solares de aquecimento, o armazenamento é fundamental para garantir o aproveitamento da energia também no período noturno ou no dia seguinte. Para se conhecer mais detalhadamente os sistemas solares, melhor dimensioná-los e analisar seu comportamento, é de interesse proceder uma simulação térmica detalhada dos elementos do sistema.

Para a simulação térmica de um sistema solar é necessário conhecer o comportamento térmico e hidrodinâmico do reservatório. Neste trabalho, esta análise é feita através de um estudo numérico combinado com uma cuidadosa análise experimental.

Quando os reservatórios térmicos que empregam líquidos para armazenar calor sensível cedem calor para o ambiente ou quando há ingresso de calor pela circulação de água, esta estratifica-se em camadas de diferentes temperaturas no interior do reservatório. A distribuição da temperatura no reservatório desempenha fundamental papel no comportamento

da circulação natural que ocorre em todo o sistema. Aplicações em sistemas de aquecimento de água por energia solar são exemplos onde ocorre esta dinâmica difusão x convecção.

Verificam-se na literatura vários trabalhos já realizados nesta área, tanto de ordem experimental, numérica ou até mesmo analítica. Como exemplos de trabalhos experimentais podemos citar os trabalhos de Hess e Miller (1979 e 1982 a) que estudaram, utilizando o efeito Doppler, a convecção natural em um tanque cilíndrico-vertical com súbito aumento de temperatura na parede do tanque. Estes autores (1982 b) também desenvolveram um método integral para descrever o escoamento em regime de convecção natural da configuração anteriormente investigada de forma experimental. O trabalho de Hariharan e Badrinarayana (1991) analisa, também experimentalmente, a degradação da estratificação em tanques cilíndricos com quatro diferentes razões de aspecto. A análise do efeito da condutividade térmica da parede do tanque sobre a estratificação térmica pode ser encontrada no trabalho experimental de Murthy, Nelson e Rao (1992), onde são comparadas as diferentes taxas de degradação da estratificação em função do tipo de isolamento do tanque.

Como exemplos de trabalhos numéricos podem ser citados Sum e Oosthuizen (1988), que estudam o efeito da razão de aspecto e do número de Rayleigh no campo de temperatura de um fluido inicialmente a temperatura uniforme, submetido a um aumento brusco de temperatura na parede, simulado através do método das diferenças finitas. Mais recentemente, no trabalho de Vatauvuk e Pimenta (1995), foi simulado o comportamento térmico e hidrodinâmico de um líquido em aquecimento, num tanque cilíndrico-vertical, através de volumes finitos. Neste trabalho foi utilizado fluxo de calor prescrito e constante como condição de contorno na parede do tanque e comparados os dados de velocidade e temperatura com dados experimentais de outros autores.

Uma análise analítico-experimental da degradação da estratificação térmica em tanques cilíndrico-verticais, em função do isolamento do tanque, com convecção natural, pode ser encontrada nos trabalhos de Abdoly e Rapp (1982). Al-Nagem, Al-Marafie e Ezuddin (1993) analisaram a degradação da estratificação térmica, em regime turbulento, em tanques de diversas razões de aspecto.

O presente trabalho tem como objetivo verificar experimentalmente o comportamento térmico de um tanque cilíndrico vertical em resfriamento, contendo água como fluido de trabalho, desenvolver um programa computacional que possa descrever este comportamento e verificar até que ponto o programa pode reproduzir os testes experimentais.

Esta etapa é parte integrante e inicial de um trabalho mais amplo, que visa simular o comportamento térmico de tanques de estocagem em sistemas de aquecimento solar ao longo de vários dias.

2. ABORDAGEM EXPERIMENTAL

Neste primeiro estágio está em análise um tanque sem isolamento, em regime de resfriamento e sem circulação externa. O tanque é de aço inoxidável, com razão de aspecto aproximadamente unitária. A base e o topo do tanque estão isolados termicamente.

Os termopares utilizados são do tipo ferro-constantan de 0,18 mm de diâmetro. Os sinais provenientes destes são medidos através de um sistema de aquisição de dados HP75000, equipado com um multímetro de 5 ½ dígitos e multiplexadores a relé, acoplado a um microcomputador via GP-IB. Os dados são adquiridos e gravados minuto a minuto. Com o objetivo de verificar-se o erro e a instabilidade dos termopares, estes foram submetidos a testes de aferição.

Devido ao fato de que o equipamento disponível não permitia a medida de tensão em modo diferencial, optou-se por não soldá-los diretamente à parede do tanque, a fim de evitar

perturbações nas medidas devido a laços de terra. Os termopares foram então isolados eletricamente da parede do tanque. Assim, diferentes alternativas de fixação dos termopares à parede foram testadas, com o objetivo de avaliar-se os efeitos de uma provável inércia térmica e/ou resistência de contato. Posteriormente procederam-se as medidas do campo de temperatura propriamente ditas. A seguir é exposto um detalhamento dos procedimentos de teste utilizados.

2.1 Aferição dos Termopares

Para a aferição dos termopares estes foram imersos em um banho termostático, juntamente com um bulbo de platina (PT100) calibrado. Foram feitas medidas a diversas temperaturas (20, 40, 60 e 80 °C). Os termopares apresentaram maior variação entre eles nos testes realizados a 80 °C. Os resultados referentes a um destes testes é apresentado na figura 1, onde pode-se observar que a máxima diferença entre os termopares é de 0,6 °C.

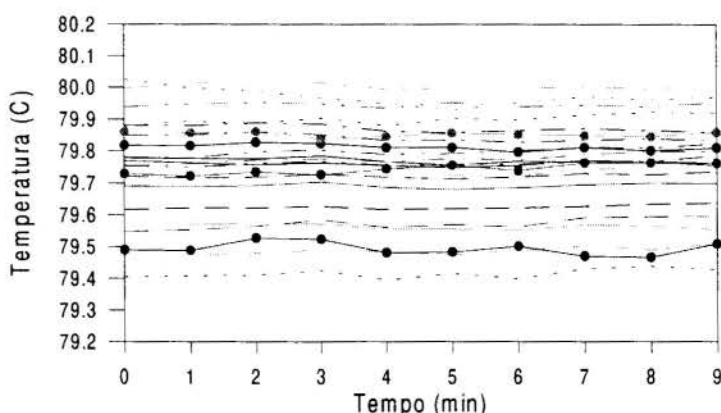


Figura 1- Teste de aferição de todos os termopares empregados.

2.2 Teste da Resistência de Contato

Como a resistência de contato pode introduzir erros consideráveis na medida da temperatura, foram testados três tipos de fixação dos termopares à parede do tanque. Para tanto analisou-se o resfriamento de um disco de cobre de 15 mm de espessura por 100 mm de diâmetro, utilizando-se três termopares com diferentes métodos de fixação, descritos abaixo:

- termopar soldado diretamente no disco de cobre (TP1) utilizado como referência para os ensaios dos outros dois termopares: a região da solda foi isolada com uma camada de aproximadamente 0,5 mm de adesivo de silicone.
- termopar isolado (TP2): o termopar foi isolado com uma finíssima camada de tinta esmalte e fixado no disco de cobre através de uma fina camada de adesivo de silicone, conforme o esquema mostrado na figura 2.
- conjunto termopar-lâmina de cobre (TP3): o termopar foi soldado a uma lâmina de cobre de 1x3x5 mm. Este conjunto foi isolado com uma fina camada de tinta esmalte. Antes da fixação, a face inferior do conjunto recebeu uma camada de pasta térmica (inferior à espessura da lâmina) para diminuir a resistência de contato entre o disco de cobre e a lâmina de cobre. Posteriormente, como os demais termopares, o conjunto foi isolado com adesivo de silicone. Este esquema pode ser visto na figura 3.

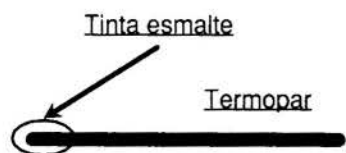


Figura 2- Termopar isolado (TP2).

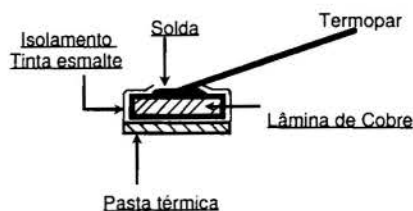


Figura 3 - Conjunto termopar-lâmina de cobre (TP3).

Na figura 4 apresenta-se o resfriamento de um disco de cobre, através da medida de temperatura com os três tipos de fixação. A maior temperatura registrada é a do termopar soldado ao disco de cobre (TP1), seguida pelo medida do conjunto termopar-lâmina de cobre (TP2). A temperatura mais baixa refere-se ao termopar isolado com tinta esmalte (TP3). O termopar soldado ao disco de cobre registra a temperatura do disco. As diferenças de temperatura do disco e os outros tipos de fixação podem ser vistas no gráfico menor da figura 4, onde se observa uma grande variação de temperatura entre os diferentes métodos de fixação, sendo esta diferença atribuída à resistência de contato e à inércia térmica.

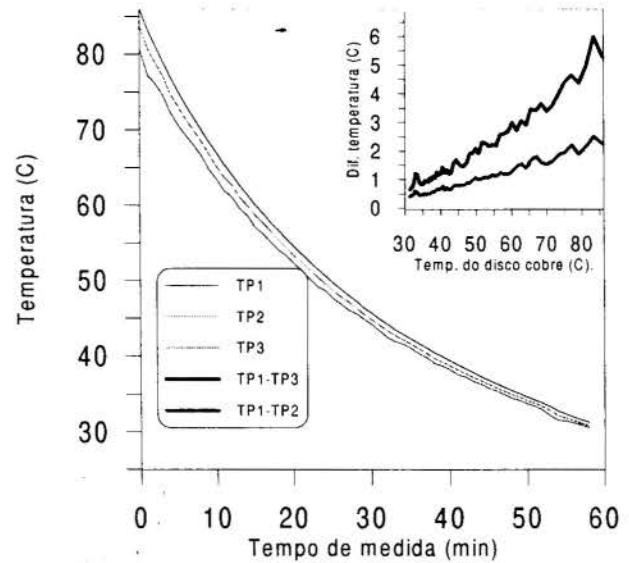


Figura 4 - Efeito da resistência de contato e inércia térmica.

2.3 Disposição dos termopares no interior do tanque

Com a finalidade de comprovar que o gradiente térmico é quase inexistente na direção radial, excetuando-se neste caso a camada limite térmica, inicialmente foram distribuídos 25 termopares numa seção longitudinal do tanque (5 termopares ao longo do raio para cada uma das 5 diferentes alturas) com espaçamento constante na altura e uma distribuição logarítmica na direção do raio. Uma malha de fio de nylon foi utilizada para fixar os termopares numa seção longitudinal do tanque. A figura 5 representa esta disposição.

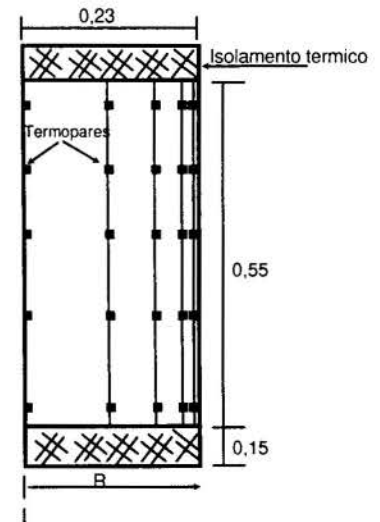


Figura 5- Colocação dos termopares no centro do tanque.

2.4 Redistribuição dos Termopares

Uma vez que a variação das temperaturas na direção radial é pequena, fora da camada limite térmica, conforme verificado experimentalmente e numericamente (mostrado adiante), redistribuíram-se os termopares conforme se descreve a seguir.

Foram então monitorados 28 pontos no tanque, sendo 14 destes localizados na linha de centro e 14 medindo a temperatura da parede externa. Desta forma otimiza-se o número de termopares disponíveis, concentrando-os nas regiões onde eles melhor descrevem o nível energético de todo o tanque (centro), e a condição de contorno imposta à parede externa.

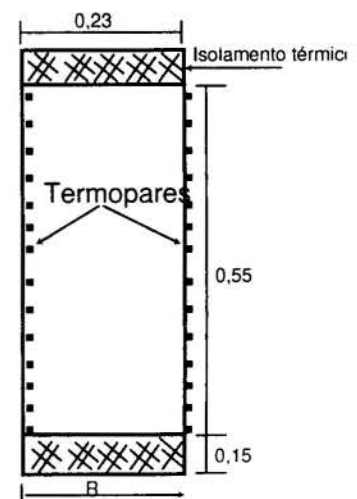


Figura 6- Colocação dos termopares no centro e na parede do tanque.

3. ABORDAGEM NUMÉRICA

Uma vez que o tanque possui simetria em relação ao seu eixo central vertical, pode-se adotar o sistema de coordenadas cilíndricas, axissimétrico. As equações da conservação da massa (1), quantidade de movimento (2 e 3) (nas direções axial, x , e radial, r) e a equação da energia (4) são as equações que governam o problema, e estão listadas abaixo.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vu)}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \rho g \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial(v)}{\partial r} \right) - \frac{v}{r^2} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uT)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vT)}{\partial r} = \frac{k}{c_p} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] \quad (4)$$

onde ρ é a densidade, u a velocidade axial e v a velocidade radial, T é a temperatura, μ a viscosidade absoluta, k a condutividade térmica, c_p o calor específico a pressão constante e p a pressão. Nas equações acima considera-se, efetivamente, ρ como variável apenas no termo fonte da equação (2), ou seja, é adotada a aproximação de Boussinesq.

3.1 Metodologia

A solução numérica é obtida através da discretização das equações (1-4) em Volumes Finitos, conforme descrito por Patankar (1980) e Maliska (1995). O acoplamento pressão-velocidade é obtido através do método SIMPLE. O esquema Power Law é utilizado para interpolação nas faces dos volumes de controle. Os sistemas de equações resultantes são resolvidos através do método TDMA.

Como condições de contorno tem-se, para as equações do movimento, impermeabilidade e não deslizamento em todas as paredes, com exceção da linha de simetria, que possui tensão de cisalhamento nula. Para a equação da energia tem-se isolamento perfeito na base e no topo, fluxo térmico nulo junto à linha de simetria e temperatura prescrita e variável na parede externa [Bandini, 1997]. A condição de contorno de primeira espécie variável na parede externa, em função do tempo e do espaço, é obtida através de 14 polinômios que variam em função da altura. Estes polinômios têm como argumento a variável tempo e são obtidos através dos resultados experimentais.

A condição inicial é campo de velocidades nulo, e campo de temperaturas aproximadamente isotérmico, fornecido pela leitura dos termopares.

A base do tanque e a região próxima à parede lateral são as regiões de maior gradiente térmico persistindo ao longo do tempo. Em vista disso, adotou-se uma malha logarítmica nas direções axial e radial. O número de volumes adotados é de 35(x) X 35(r).

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A figura 7 apresenta o campo de temperatura após 8 horas de resfriamento, onde se observa um comportamento praticamente uniforme ao longo do raio nas diferentes alturas do tanque. Os termopares mais próximos à parede do tanque estavam a 5 mm desta. Mesmo assim não foram registradas temperaturas que pudessem indicar que estes termopares estavam localizados na camada limite térmica.

A comparação dos dados experimentais e numéricos está apresentada na figura 8, onde se observa a formação da estratificação durante o resfriamento do tanque, através do perfil de temperatura do centro deste. Neste gráfico pode-se observar a boa concordância entre os resultados experimentais e os da simulação computacional. Como já discutido anteriormente, o tipo de fixação escolhido fornece valores de temperatura da ordem de 1 °C mais baixa em relação a fixação soldada. Julga-se ser este o motivo pelo qual o perfil de temperatura obtido numericamente é inferior ao experimental em alguns trechos.

As figuras 9 e 11 representam o campo de temperatura após uma hora e dez horas de resfriamento, respectivamente. Nestas figuras observa-se pouca variação das temperaturas ao longo da maior parte do raio, concordando com os resultados experimentais mostrados na figura 7. Nota-se também nas figuras 9 e 11 a presença da camada limite térmica. As linhas de corrente no interior do tanque podem ser observadas nas figuras 10 e 12, após uma e dez horas de resfriamento, respectivamente. A figura 10 mostra que naquele instante o processo é governado por efeitos convectivos, enquanto que a figura 12, depois de dez horas de resfriamento, está dividida num processo condutivo na metade inferior do tanque e convectivo na metade superior do mesmo.

Na figura 11 observa-se que a estratificação está presente apenas na metade inferior do tanque e que acima desta a água se encontra numa temperatura quase uniforme. Este

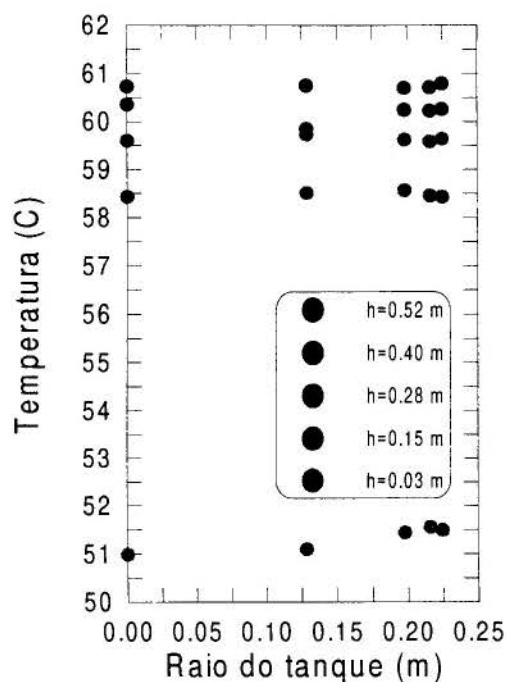


Figura 7- Medida experimental do campo de temperatura.

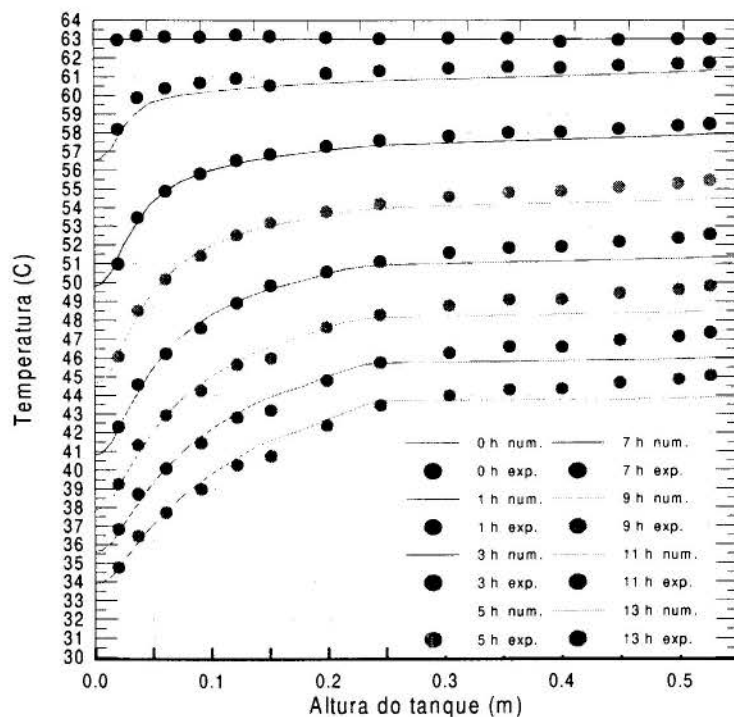


Figura 8 - Perfil de temperatura do centro do tanque (Numérico x Experimental).

comportamento também é evidenciado através da figura 12, que mostra as linhas de corrente apenas na metade superior do tanque. Ainda na figura 10 verifica-se o fluxo convectivo de água descendente junto à parede externa, originário da perda de calor. Nas primeiras horas, com velocidades relativamente altas, o fundo do tanque causa o retorno deste fluxo. Depois, figura 12, este efeito é minimizado e as partes inferiores do tanque ficam dominadas pela difusão.

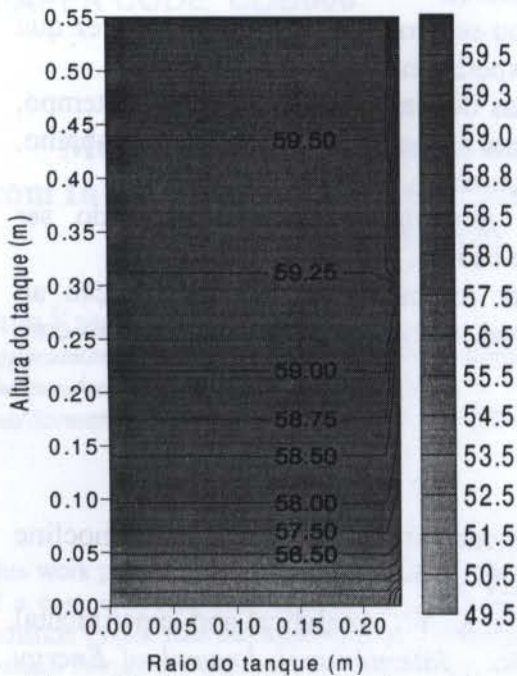


Figura 9 - Campo de temperatura após uma hora de resfriamento.

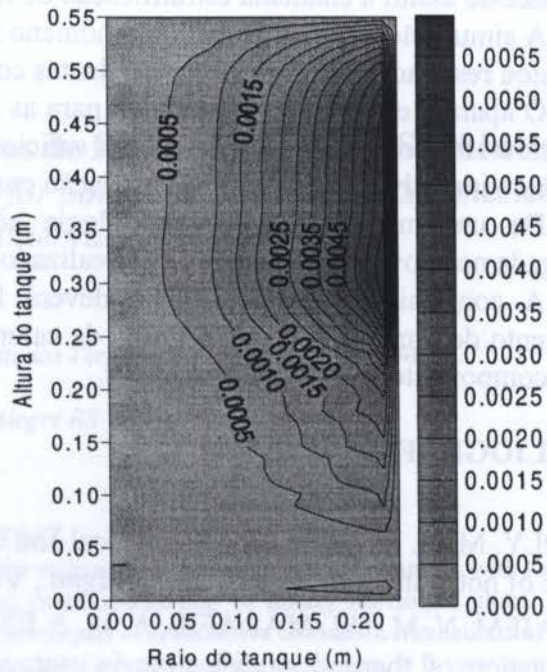


Figura 10 - Linhas de corrente após uma hora de resfriamento.

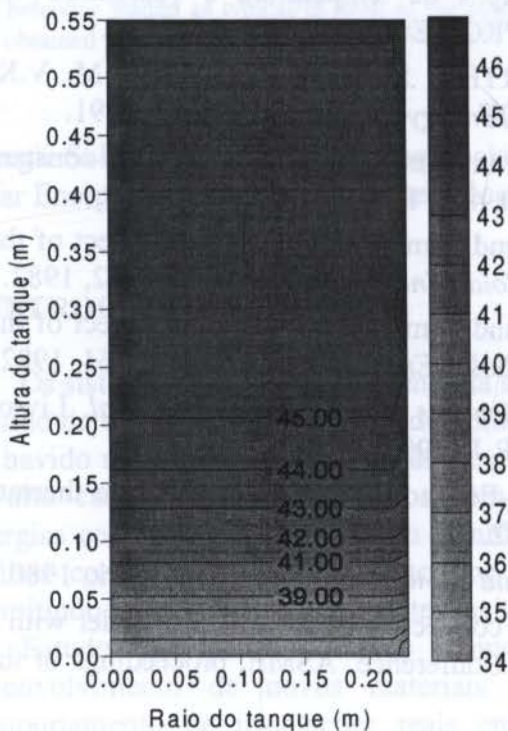


Figura 11 - Campo de temperatura após dez horas de resfriamento.

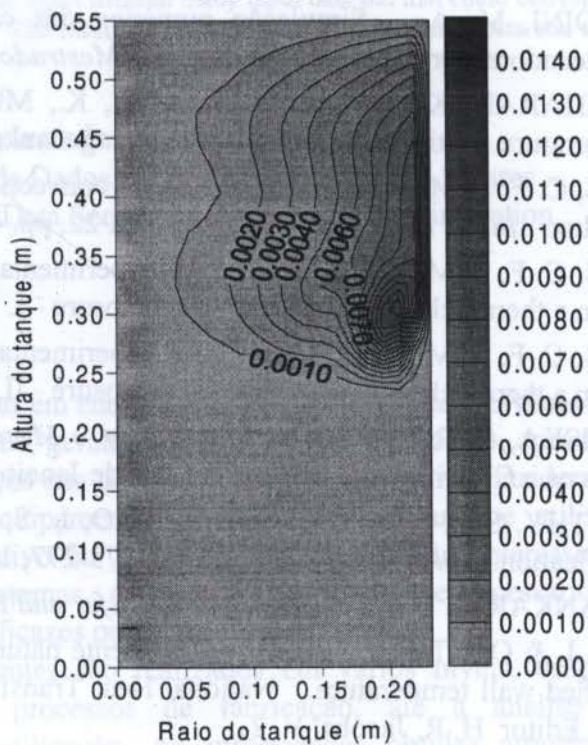


Figura 12 - Linhas de corrente após dez horas de resfriamento.

5. CONCLUSÕES

Quanto à dinâmica convecção x difusão de calor no interior do tanque, ao longo do tempo, ficam evidenciados dois momentos distintos. No primeiro deles, correspondente às fases iniciais de resfriamento, a convecção se faz sentir em praticamente todo o tanque. Depois, quando o empuxo já está atenuado pela diminuição dos gradientes térmicos, a difusão passa a desempenhar um papel dominante, especialmente nas regiões mais baixas do tanque. Estabelece-se assim a chamada estratificação de temperaturas.

A simulação computacional do fenômeno mostrou-se correta e adequada, uma vez que apresentou resultados coerentes e concordantes com a experimentação realizada.

O aparato experimental, montado para as medidas de temperatura ao longo do tempo, comportou-se com a precisão e incertezas suficientemente boas para os objetivos do trabalho, permitindo inclusive a validação da simulação computacional.

De um modo geral a metodologia adotada mostrou-se eficiente, devendo ser empregada nos novos estudos que serão realizados neste campo.

A continuidade deste trabalho deverá fornecer respostas precisas em relação ao rendimento de armazenadores em forma de calor sensível, incluindo o seu acoplamento com outros componentes de sistemas térmicos.

7. BIBLIOGRAFIA

- ABDOLY, M. A. & RAPP, D. Theoretical and experimental studies of stratified thermocline storage of hot water. *Energy Convers. Mgmt.*, Vol. 22, pp. 275-285, 1982.
- AL-NAJEM, N. M., AL-MARAFIE, A. M. & EZUDDIN, K. Y. Analytical and experimental investigation of thermal stratification in storage tanks. *International Journal of Energy Research*, V. 17, pp. 77-88, 1993.
- BANDINI, M. A. Simulação numérica dos campos de temperatura e velocidade em armazenadores térmicos. *Dissertação de Mestrado*, PROMEC, E. E., UFRGS, 1997.
- HARIHARAN, K., BADRINARAYANA, K., MURTHY, S. S. & MURTHY, M. V.K. Temperature stratification in hot-water storage tanks. *Energy* V. 16, pp. 977-982, 1991.
- HESS, C. F. & MILLER, C. W. Natural convection in a vertical cylinder subject to constant heat flux. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 421-430, 1979.
- HESS, C. F. & MILLER, C. W. An experimental and numerical study on the effect of the wall in a thermocline-type cylindrical enclosure - I. *Solar Energy*, V. 28, pp. 145-152, 1982.
- HESS, C. F. & MILLER, C. W. An experimental and numerical study on the effect of the wall in a thermocline-type cylindrical enclosure - II. *Solar Energy*, V. 28, pp. 153-161, 1982.
- MALISKA, C. R. *Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional*, Livros Técnicos e Científicos, Editora S. A., Rio de Janeiro, R.J., 1995.
- MURTHY, S.S., NELSON, J.E.B. & RAO, L. S. -Effect of wall conductivity on thermal stratification. *Solar Energy*. Vol.49. pp. 273-277, 1992.
- PATANKAR, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGr.-Hill, New York, 1980.
- SUN, J. & OOSTHIZEN, P. H. -Transient natural convection in a vertical cylinder with a specified wall temperature. National Heat Transfer Conference, ASME, proceedings of the 1988, Editor H. R. Jacobs, V. 2.
- VATAVUK, P. & PIMENTA, M. M. -Convecção natural em regime transitório no interior de um recipiente cilíndrico vertical. COBEM (1995)



PAPER CODE: COB506

Modelo para Sintetização de Dados de Radiação Solar em Sequências com Intervalos de 5 Minutos / Method for Solar Radiation Data Synthesizing in Sequences with Intervals of 5 Minutes.

Arno Krenzinger

*Departamento de Engenharia de Materiais / Grupo de Estudos Térmicos e Energéticos - PROMEC /
Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Rua Sarmento Leite, 425/208 CEP:90.050-170 Porto Alegre RS*

Abstract

This work presents a method to generate sequences of solar radiation data in intervals of 5 minutes with the use of a computer program. The data are generated starting from information of hourly horizontal global solar radiation values, date and local latitude. The method was developed with exclusive interest in simulations of solar systems being more important for photovoltaic applications than for water-heating simulating. It is very important that the frequency and the intensity of variation of the radiation have some similarity with measured data. The effort was concentrated in finding a simple method, that didn't demand many input data but that could correspond to a behavior waited as typical in most of the places. The results were compared with measured data and there was obtained very good agreement.

Keywords

Energia Solar, Radiação Solar, Sequências de Dados, Simulação de Sistemas Solares
Solar Energy, Solar Radiation, Meteorologic Data Sequences, Solar Systems Simulation

1. INTRODUÇÃO

Os sistemas de conversão de energia solar em energia térmica ou elétrica tem evoluído no sentido de obter mais eficiência e durabilidade, geralmente com equipamentos que, apesar de ter havido uma significativa redução de preços nas últimas décadas, continuam considerados de alto custo quando comparados com equipamentos de utilidade similar que utilizam energias convencionais. Este custo significativo faz com que haja um especial interesse em melhor conhecer o funcionamento dos sistemas, evitando desperdícios desnecessários e permitindo desenvolver componentes mais eficazes para cada tipo de sistema.

Estudos dos sistemas e seus componentes são realizados em vários níveis, desde o desenvolvimento de novos materiais e processos de fabricação, até a análise do comportamento de instalações reais em utilização. As informações obtidas através da monitoração de protótipos são fundamentais e insubstituíveis para atingir-se uma

profundidade adequada do entendimento geral dos sistemas. Como não é possível observar o funcionamento de protótipos durante longos anos para aprender sobre detalhes de cada instalação que se queira fazer, a simulação computacional aparece como um mecanismo mais eficiente (do ponto de vista temporal) e barato que pode reduzir a necessidade da montagem de tantos protótipos. De fato, o uso da simulação computacional em sistemas solares permite aperfeiçoar métodos de dimensionamento, estudar o desempenho de componentes das instalações e realizar previsões sobre o comportamento global do sistema com o tempo.

Para que uma simulação seja operacional são necessários dados seqüenciais de consumo de energia e das variáveis meteorológicas em intervalos temporais compatíveis com as oscilações dos fluxos de energia no sistema. Quando a finalidade é apenas dimensionamento, intervalos horários são plenamente satisfatórios. No entanto, quando se pretende investigar detalhes sobre o funcionamento de um dos componentes da instalação ou sobre os efeitos que certos ajustes das características de um dos componentes podem produzir sobre o comportamento geral do sistema, são necessários intervalos de tempo menores.

Este fato conflita com a total falta de dados meteorológicos para poder simular um sistema em pequenos intervalos de tempo. Esta carência não se repete nos dados de consumo, pois estes podem ser informados pelo usuário do simulador como uma hipótese conhecida. Percebe-se que há necessidade de buscar formas de fornecer ao programa dados meteorológicos seqüenciais onde a radiação solar e a temperatura ambiente são os mais importantes. A variação da temperatura ambiente ao longo de um dia produz uma função contínua e sem variações muito bruscas (com exceção de raros dias de tempestade), que pode ser aproximada por combinações de funções trigonométricas a partir de seus valores máximo e mínimo. Já a radiação solar apresenta uma variabilidade muito mais estocástica, especialmente em dias nublados ou parcialmente nublados. Este trabalho propõe métodos para obter dados seqüenciais de radiação solar com características similares àquelas observadas na natureza.

2.DISTRIBUIÇÃO MÉDIA DA RADIAÇÃO SOLAR

A intensidade da radiação solar extraterrestre (recebida logo acima da atmosfera da Terra) incidente sobre uma superfície normal aos raios solares, dada pela Equação 1, varia muito pouco durante o ano, devido à pequena excentricidade da órbita da Terra em torno do Sol.

$$I_{on} = I_{sc} (1 + 0,033 \cos[2\pi d_n/365]) \quad (1)$$

onde I_{sc} é a constante solar e a expressão entre parêntesis é uma forma simplificada de representar a correção E_o devido à excentricidade da órbita, sendo d_n o número do dia do ano (de 1 a 365).

Já a radiação extraterrestre total recebida durante um dia sobre uma superfície paralela ao plano horizontal, Equação 2, tem uma variação bem marcada ao longo do ano, dependendo da latitude do local. O valor desta radiação diária extraterrestre é obtido com bastante exatidão a partir de valores experimentais conhecidos (constante solar) e de relações geométricas integrais, onde ω_s é o ângulo horário do pôr-do-sol, δ é o ângulo de declinação e ϕ é a latitude do local. Também é muito fácil precisar a radiação solar extraterrestre horária (Equação 3) e a irradiância solar extraterrestre (instantânea) incidentes sobre o mesmo plano, a partir do ângulo horário correspondente ω .

$$H_o = \frac{24}{\pi} I_{sc} E_o \left[\omega_s (\sin \delta \cdot \sin \phi) + (\cos \delta \cdot \cos \phi \cdot \sin \omega_s) \right] \quad (2)$$

$$I_o = I_{sc} E_o (\sin \delta \cdot \sin \phi + \cos \delta \cdot \cos \phi \cdot \cos \omega) \quad (3)$$

As dificuldades na previsão da radiação solar incidente na superfície da Terra, provém das diferentes interações que a radiação sofre ao cruzar a atmosfera até atingir o solo. Neste caminho a radiação solar é parcialmente absorvida e sofre várias reflexões e espalhamentos. É então dividida entre a radiação solar direta (aquela parcela que prosseguiu seu caminho) e a radiação solar difusa (que teve sua trajetória modificada antes de chegar ao objeto em estudo). Dependendo se for um dia de céu limpo ou um dia nublado a intensidade e também a qualidade espectral da luz solar incidente variam muito em ambas as componentes direta e difusa. A soma das componentes direta e difusa é denominada radiação global.

Como as características da atmosfera estão constantemente variando, não é possível predeterminar com exatidão os valores da radiação solar incidente no solo. Medidas desta grandeza são realizadas com instrumentos denominados piranômetros, cujo resultado pode ser registrado em pequenos intervalos de tempo (1 minuto) mas em geral são acumulados em valores horários ou diários. Os piranômetros deveriam estar presentes em todas as estações meteorológicas, visto a importância de se conhecer o potencial de energia solar não apenas para fins energéticos, mas também para fins agrícolas. No Brasil, infelizmente, os piranômetros em operação são quase inexistentes. Nos Estados Unidos há uma rede meteorológica com cerca de 300 estações de medida de radiação solar em climas bastante diversificados, a maioria registrando dados horários. Em 1979, Collares Pereira e Rabl, publicaram um estudo decorrente da análise dos dados destas estações obtendo correlações entre radiação difusa e global e entre radiação em média horária e diária. Estas últimas correlações são apresentadas nas equações a seguir:

$$rt = \frac{\pi}{24} \left[A + B \cos(\omega) \right] \left[\frac{\cos(\omega) - \cos(\omega_s)}{\sin(\omega_s) - \omega_s \cos \omega_s} \right] \quad (4)$$

onde A e B são dados por:

$$A = .409 + .5016 \sin(\omega_s - \frac{\pi}{3})$$

$$B = .6609 - .4767 \sin(\omega_s - \frac{\pi}{3})$$

O produto de rt pelo valor da radiação global diária resulta na radiação solar recebida (em média) na hora centralizada em ω . A distribuição horária de radiação apresentada nas equações acima é válida para a média da radiação de cada hora ao longo de muitos dias, mas não contempla de fato nenhum dia em particular. Na dependência com ω_s está embutida a variação sazonal já citada para a Equação 2.

3. DISTRIBUIÇÃO HORÁRIA ESTOCÁSTICA

É evidente que uma distribuição como a resultante da Equação 4, embora seja correto considerar a mesma como portadora dos valores médios, não é muito provável, pois nos dias em que a radiação solar diária apresenta valores intermediários entre os máximos (de dias com céu límpido) e mínimos (dias totalmente encobertos por nuvens) espera-se uma alternância entre horas com mais nuvens e horas com menos nuvens. Para utilizar uma seqüência de

radiação solar horária mais plausível, é necessário considerar a característica estocástica da radiação solar.

Já é considerado um procedimento clássico desvincular as dependências de seqüências de radiação em superfície com a variação sazonal da radiação extraterrestre através da utilização dos índices de transparência da atmosfera. O índice de transparência da atmosfera Kt pode ser definido para radiação diária em média mensal ($\langle Kt \rangle$), para radiação diária específica (Kt), para radiação horária (k_{th}) ou para irradiância (k_{ti}). Em todos os casos este índice é calculado pela razão entre o valor da radiação incidente, no período considerado, na superfície da Terra e a radiação extraterrestre incidente em um plano paralelo ao horizontal. Ao seguir as equações sugeridas para a distribuição média ao longo de um dia, se está admitindo que o k_{th} varia conforme a Equação 5 qualquer que seja o valor de Kt diário.

$$k_{thm} = \frac{rt \cdot Kt \cdot H_o}{I_o} \quad (5)$$

Em trabalhos apresentados anteriormente (Krenzinger e outros, 1992 e Krenzinger 1994) já foi proposto um método para distribuir estocasticamente valores de k_{th} em torno do valor médio k_{thm} . Nesse método o k_{th} é considerado com valor flutuante sobre k_{thm} de acordo com uma distribuição aleatória uniforme, mas com amplitude em função do valor do Kt diário. O modelo deve ser aplicado somente para as situações em que k_{thm} esteja entre 0,15 e 0,85, considerando-se $k_{th} = k_{thm}$ nas demais situações. Esta restrição visa evitar valores de k_{th} zero, negativo ou maior que 1 que poderiam ocorrer ocasionalmente. Também a própria estrutura do modelo indica que o fator aleatório deve ser tanto mais influente quanto mais intermediário for o valor da radiação diária. Isto é, sempre que o dia tiver alto valor de Kt é muito provável que a distribuição se aproxime daquela efetuada pela Equação 4, pois deve ser um dia de muito baixa nebulosidade. Ao contrário, se o dia tem um Kt muito baixo, é provável que todas as horas também tenham um k_{th} baixo e portanto poderia ser aceita a Equação 4 para a distribuição. A Equação 6 indica como calcular o k_{th} estocástico quando $0,15 < Kt < 0,85$, sendo R um número aleatório entre 0 e 1.

$$k_{th} = k_{thm} + R \cdot [0.25 - 2 * (Kt - 0.4)^2] \quad (6)$$

Mais recentemente foi realizado no GESTE um estudo sobre os índices horários de transparência da atmosfera a partir de radiação medida em Florianópolis, com dados gentilmente cedidos pelo Labsolar da UFSC (COLLE, 1994). Foram analisadas distribuições dos k_{th} em dias selecionados pelo valor dos Kt diários. Os gráficos da Figura 1 exibem as distribuições dos pontos medidos. O mesmo comportamento é repetido também para séries observadas nos dados da base de dados SAMSON (Solar And Meteorologic Surface Observational Network) dos EEUU. Para quantificar estas observações procurou-se enquadrá-las em distribuições estatísticas de grande uso, tendo-se selecionado a distribuição binomial e a de Poisson como possíveis candidatas. Destas duas, a distribuição de Poisson foi escolhida como mais adequada devido a sua continuidade na forma de distribuição e fácil adaptação às variáveis da distribuição de interesse. Como resultado foi ajustada uma função de probabilidade de ocorrerem valores de k_{th} para cada dia caracterizado com Kt , conforme Equação 7.

$$F(k_{th}, Kt) = \frac{e^{-10Kt} \cdot (10Kt)^{10k_{th}}}{(10k_{th})!} \quad (7)$$

A função desenvolvida deveria balizar os procedimentos de geração estocástica, mas foi observado que por sua própria natureza, as séries geradas pelo procedimento da Equação 6 são já ajustadas ao comportamento verificado nas medidas, fato este comprovado na Figura 1, onde as distribuições das séries sintetizadas de k_{th} coincidem com grande aproximação às observadas. Assim a distribuição de probabilidade da Equação 7 fica registrada mas não foi necessário alterar o modelo que já vinha sendo utilizado.

4. DISTRIBUIÇÃO ESTOCÁSTICA INSTANTÂNEA

Os mesmos argumentos utilizados para atribuir valores estocásticos na radiação horária podem justificar uma distribuição similar na radiação instantânea, isto é, pode-se deduzir que é muito provável que durante uma hora de alto k_{th} (céu límpido) todos os instantes tenham também alto k_{ti} e simetricamente baixo k_{th} induz a baixos valores de k_{ti} , restando aos valores intermediários de k_{th} a possibilidade de abrangerem as maiores variações de k_{ti} durante uma hora. Estas variações são principalmente causadas pela passagem de nuvens sobre o observador. A frequência destas variações é também variável; o tempo de permanência de uma nuvem sobre o observador depende do tamanho da nuvem, da altitude da mesma, da velocidade do vento, etc., não sendo possível contemplar num modelo universal todas as possibilidades.

Também o tamanho do intervalo temporal de uma medida instantânea deve ser motivo para reflexão. Por um lado deve-se levar em consideração que o tempo de resposta dos piranômetros térmicos já limita a definição do que possa ser considerado instantâneo. No entanto, neste item do limite de tempo é fundamental considerar novamente qual a finalidade dos dados. Para que haja um real significado produzir alterações em dados de radiação em pequenos intervalos de tempo é também necessário que os dados de demanda possam ter variações sintonizadas com este mesmo intervalo. Tendo em vista os tempos de uso de equipamentos elétricos das instalações fotovoltaicas residenciais, o tempo de abertura de torneiras no consumo de água quente, a velocidade das variações da radiação solar e outras variáveis deste tipo, foi decidido que seqüências de intervalos de tempo de 5 minutos devem representar satisfatoriamente o comportamento geral dos sistemas. Utilizando a mesma técnica dos gráficos da Figura 1, observou-se que a distribuição dos k_{ti} pouco difere da distribuição dos k_{th} tanto para Madrid como para Florianópolis. (Os dados do SAMSON são apenas horários e não puderam ser utilizados).

Aparentemente um método análogo ao da Equação 6 poderia ser utilizado com sucesso, mas a geração de dados em intervalos de tempo tão pequenos e por períodos longos iria demandar matrizes de armazenamento de dados muito grandes. Assim procurou-se encontrar um outro método simples, que não exigisse muitos dados de entrada mas que pudesse corresponder a um comportamento esperado como típico na maioria das localidades. Ao mesmo tempo considerou-se uma realidade da arquitetura de todos os computadores modernos: o tempo para acesso de dados é muito maior que para o processamento de um modelo simples. Para otimizar o processo é preferível um modelo determinístico que calcule os resultados sempre da mesma forma em substituição a um modelo aleatório que implicaria na necessidade de gravar os resultados em um meio não volátil para acesso posterior.

O modelo proposto calcula um valor de índice instantâneo de transparência da atmosfera (k_{ti}) somando ao índice horário de transparência da atmosfera (k_{th}) uma combinação de duas funções seno com amplitudes dependentes do mesmo k_{th} (como um ruído sobre o

valor médio). A função alternada substitui os dados aleatórios garantindo repetibilidade no cálculo mesmo sem gravar os dados.

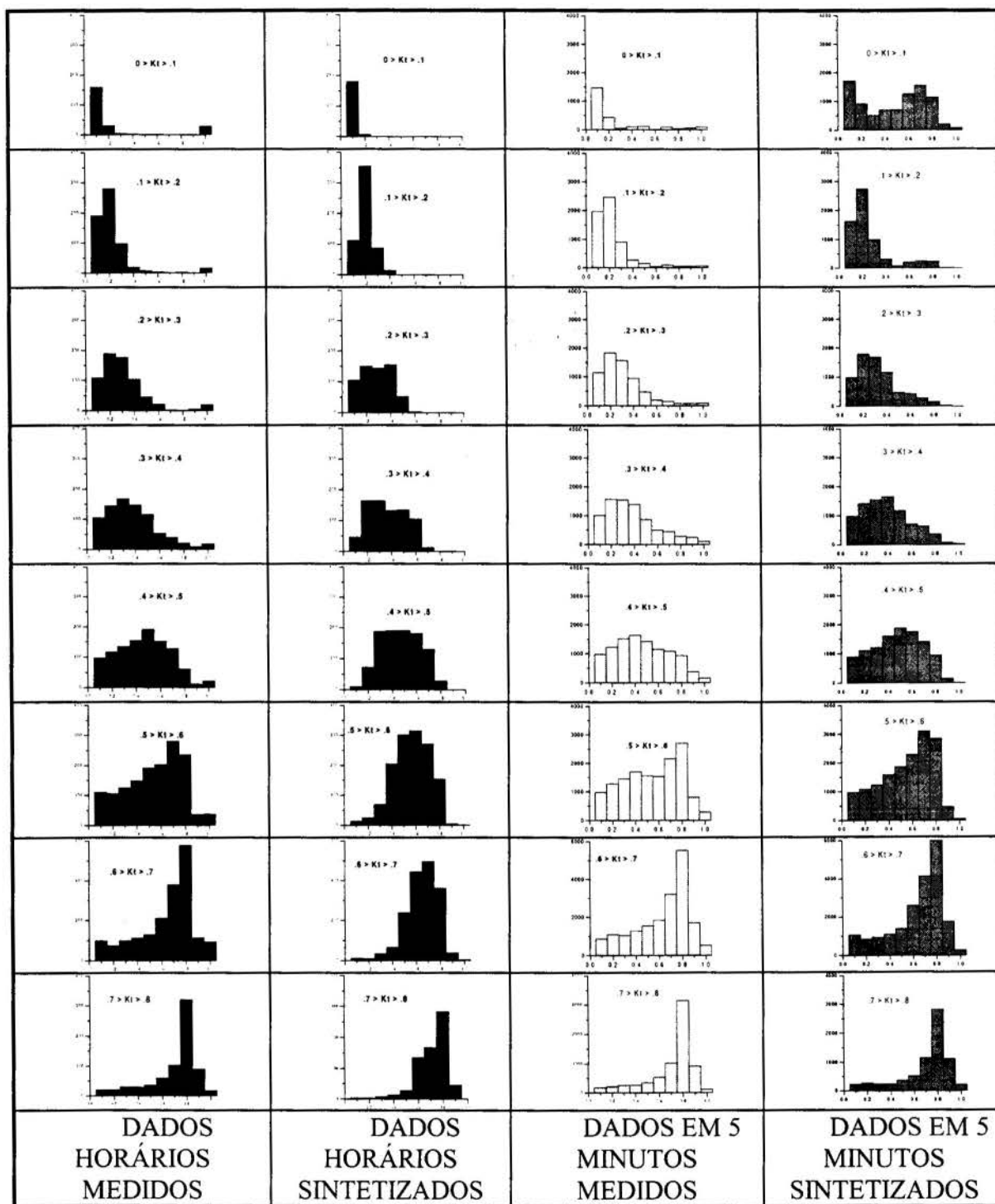


Figura 1. Gráficos das distribuições de k_{th} e k_{ti} separados conforme os K_t diários em intervalos de 0,1. Dados para K_t maior que .8 não ocorreram. Todas as curvas tem a contagem de ocorrência (frequência) nas ordenadas e os valores de k_{th} ou k_{ti} nas abcissas. Os gráficos azuis e amarelos correspondem a dados medidos em Florianópolis, enquanto os gráficos vermelhos e verdes correspondem aos dados gerados pelo computador.

O cálculo de k_{ti} depende apenas de k_{th} e da hora solar expressa em horas e décimos (t).

$$k_{ti} = k_{th} + A(\sin(6\pi t) - 0.5\sin(2\pi t)) \quad (8)$$

onde $A=0.01$ se $k_{th} > 0.6$
 $A= 0.7(k_{th}-0.6)^2$ se $0.2 < k_{th} < 0.6$
 $A=0.02$ se $k_{th} < 0.2$

Devido à simetria da função seno, os valores resultantes do k_{th} diferem muito pouco (raramente acima de 1%) daqueles que são utilizados como entrada no modelo. Com o uso da irradiância extraterrestre se obtêm em seguida curvas da radiação global incidente em uma superfície horizontal. O resultado foi comparado graficamente com dados medidos de Florianópolis, Porto Alegre e Madri, comprovando a eficácia do modelo. Como um exemplo, a Figura 2(a) apresenta uma seqüência de 5 dias de dados de radiação solar em médias de 5 minutos medidos em Madri e que devem ser comparados com os dados sintetizados a partir da informação dos k_{th} apresentados na Figura 2(b). Observa-se uma formidável adaptação do modelo para alguns dias e um efeito exagerado nas oscilações da radiação para casos como na tarde do quinto dia. Aparentemente o modelo responde bem para dias de céu sem nuvens e dias com nuvens bem definidas e espessas, mas não é feliz na simulação de horários onde o céu se encontra encoberto por grandes nuvens de pouca espessura ou por alguma neblina ou qualquer outro fenômeno que cause relativa redução na radiação associada com pouca oscilação na intensidade da mesma.

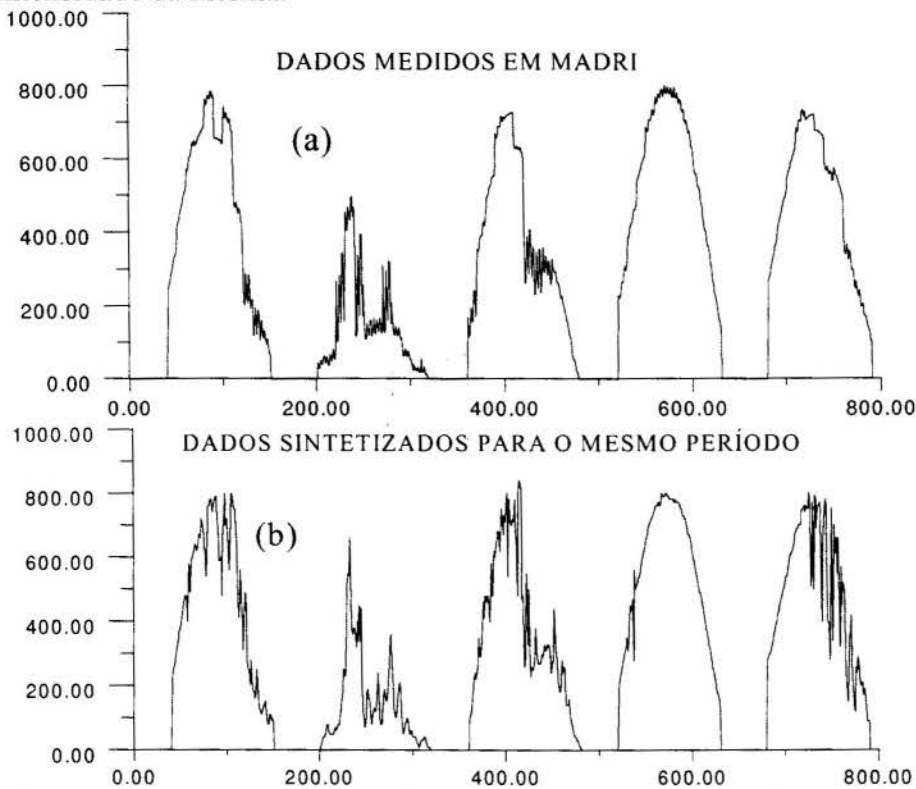


Figura 2 Comparação entre a radiação solar medida em médias de 5 minutos (a) e a radiação solar sintetizada a partir de dados horários (b) numa seqüência de 5 dias na cidade de Madri (Espanha), contemplando dias de céu limpo, parcialmente nublado e horas de céu encoberto.

5. PROGRAMA RADIAÇÃO SOLAR (RADIUSOL)

Reunindo um conjunto de rotinas para o cálculo da radiação solar em superfícies inclinadas e para a distribuição da radiação solar utilizando modelos médios e estocásticos estará a disposição no endereço [ftp.mecanica.ufrgs.br](ftp:mecanica.ufrgs.br) o programa RADIUSOL. Trata-se de um aplicativo para Windows que permite obter gráficos e tabelas de radiação solar sobre planos de qualquer orientação. O modelo para sintetização de dados em seqüências de intervalos de 5 minutos está incluído nesta aplicação.

6. CONCLUSÕES

Foi realizado um estudo da distribuição da radiação medida em intervalos de curta duração e em intervalos de uma hora verificando-se uma característica de comportamento coincidente: a distribuição de probabilidade de ocorrência de valores de k_{th} ou de k_{ti} é aparentemente função apenas do valor do K_t diário. O modelo já existente para prover seqüências de dados com valores horários de radiação foi fortalecido com as comparações realizadas. Um novo método para sintetizar dados plausíveis de radiação solar em seqüências de 5 minutos foi proposto e testado, apresentando resultados muito bons e alta velocidade de implementação numérica. O uso de tais seqüências pode viabilizar o emprego de programas de simulação detalhados para ensaiar diferentes alternativas de montagem de sistemas mesmo em locais onde não se dispõe de bancos de dados de medidas meteorológicas.

7. REFERÊNCIAS

- COLLARES-PEREIRA, M. e RABL, A The Average Distribution of Solar Radiation Correlations Between Diffuse and Hemispherical and Between Daily and Hourly Insolation Values. *Solar Energy* **22**, pp.155-164, 1979
- COLLE, S. Arquivo de dados da BSRN (Baseline Surface Radiation Network), Florianópolis, Período: ano de 1994.
- KRENZINGER, A., Modelo do Peixe - Sequências Horárias de Radiação Solar. *Anais do V Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, São Paulo, 1994.
- KRENZINGER, A., COPETTI, J.B., WAGNER, J.A., CHENLO, F. Computer Simulation of Stand Alone PV Systems for Developing Countries. *Proceedings of the 11th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, Montreux (Suiça), 1992.
- SAMSON - Solar And Meteorologic Surface Observational Network - CD-ROM 3 vols, National Climatic Data Center, Asheville, USA



PAPER CODE: COB735

**VENTILAÇÃO NATURAL INDUZIDA POR ENERGIA SOLAR :
ANÁLISE TEÓRICA E EXPERIMENTAL / SOLAR ENERGY INDUCED
NATURAL VENTILATION : THEORETICAL AND EXPERIMENTAL
ANALYSIS**

LURDES ZUNINO & ALCIR DE FARO ORLANDO .

*Departamento de Engenharia Mecânica, PUC-Rio, R. Marquês de S. Vicente 225, Rio de Janeiro
CEP 22453-900, Brasil, e-mail afo@mec.puc-rio.br*

Abstract

The influence of different architectural elements on the performance of a solar energy induced natural ventilation system has been experimentally studied. It is basically composed of a chimney, a solar energy air collector and architectural elements on the top of the chimney to protect it from outside. A vertical screen, placed between the chimney top and its horizontal cover was found to be the most effective element, as far as the air flow is concerned. A venetian blind was found to have the best performance when its slats are set inclined 60° to the chimney wall, upwards. The cover was necessary to induce a higher natural ventilation. The design of the collector entrance was found to be important for better performance. Finally, a simulation procedure was used to predict the natural ventilation device under different insolation levels.

Keywords

Natural Ventilation, Solar Energy, Chimney effect, Air Collector / Ventilação Natural, Energia Solar, Efeito Chaminé, Coletor para Ar.

1. INTRODUÇÃO

A ventilação natural pode ser uma forma eficiente e econômica para manutenção de um conforto ambiental. Ela depende de fatores tais como o gradiente de temperatura e a velocidade do vento para a movimentação do ar. O conforto humano é uma combinação de fatores como temperatura, umidade relativa e velocidade do ar. Este último aspecto é particularmente importante quando se considera uma elevada temperatura exterior. Naturalmente, na ausência de sumidouros de calor e de resfriamento evaporativo, a temperatura interna não pode ser menor do que a externa.

Existe na literatura disponível e indicada no final do trabalho uma descrição de procedimentos usados em projetos arquitetônicos para provocar uma maior ventilação. O dispositivo clássico é chamado de torre de vento (Baud-Geer). Ele tem grandes abóbadas que compõem uma chaminé, com elementos vazados em seu topo para exaustão do ar e sucção natural provocada pelo vento incidente. Tem sido usado por séculos em nações árabes para condicionamento passivo de habitações. Numa tentativa de melhor quantificar e otimizar o desempenho de tais sistemas. Bahadori (1985) desenvolveu um estudo, apresentado em forma gráfica para melhor utilização dos resultados obtidos através da utilização de um balanço integrado de momentum, energia e massa.

A teoria da circulação natural provocada por gradientes de massa específica parece não ser desconhecida. Costa (1982) descreve estes aspectos e para casos simples apresenta tabelas para auxiliar o cálculo da tiragem teórica, definida como o diferencial de pressão existente para a movimentação do ar. Parece entretanto que dados de perda de carga a serem usados na determinação de vazão de ar através dos componentes arquitetônicos são escassos.

A ASHRAE (1980) apresenta regras práticas para projeto de tais sistemas. Entranto, uma incerteza grande está associada ao coeficiente de descarga, definido como a relação entre a vazão real e a vazão teórica de ar.

Trabalhos de simulação numérica experimental existem na literatura com a finalidade de previsão da movimentação do ar. Mahajan (1986) estudou a convecção natural entre duas regiões adjacentes de uma edificação separadas por elementos diferentes de ligação : porta central, porta lateral e janelas. Uma das regiões foi aquecida e dados experimentais da movimentação do ar foram obtidos. Uma simulação numérica dos resultados mostrou que um modelo unidimensional do fenômeno físico é suficiente para prever o escoamento desde que os coeficientes de descarga sejam conhecidos. Hill et al (1986) estudaram a convecção natural entre duas salas a temperaturas diferentes, e uma simulação teórico experimental mostrou que o perfil de velocidades calculado a partir da consideração de ambientes isotérmicos é razoável. Em seu trabalho experimental, Mahajan et al (1986) mostraram que o citado escoamento pela porta que separa as duas salas é tridimensional e que o coeficiente de descarga depende do número de Reynolds. Os coeficientes de transferência de calor e massa podem ser usados como de costume. Mahajan (1987) visualizou o escoamento acima e suportou experimentalmente as conclusões anteriores. Cunha Neto et alii (1988) mediram o desempenho de coberturas ventiladas sob a incidência direta da energia solar. Nicolau et Alii (1988) elaboraram um programa computacional para a simulação numérica da edificação assim mencionada. São geometrias simples que requerem para a simulação dados do coeficiente de descarga, existentes na literatura.

Parece portanto que o coeficiente de descarga do escoamento através de componentes arquitetônicos deve ser determinado para que uma simulação numérica unidimensional reproduza os dados experimentais.

A tiragem natural pode ser estimulada através de fornecimento de calor por energia solar, no telhado da edificação. O gradiente de temperatura, assim artificialmente estabelecido, permite uma indução da movimentação do ar na parte superior da edificação, o que provoca a sucção do ar interior e portanto a ventilação. Assim, tendo em vista que nos casos anteriores o objetivo primordial do estudo era a determinação do perfil de temperatura e movimentação associada de ar, o objetivo do presente estudo é a indução da movimentação do ar através do fornecimento de calor anteriormente indesejável à edificação.

Accorsi et al (1984) formularam o problema da indução da movimentação do ar e projetaram um sistema para ventilação de prédios residenciais. Castro et alii (1988), usando o mesmo princípio, projetaram uma creche no Rio de Janeiro. Nestes sistemas, um coletor solar colocado no telhado da edificação aquece o ar proveniente do interior da sala a ser ventilada. A exaustão se faz através de uma chaminé colocada a jusante dos coletores. A tiragem natural foi mostrada ser função da altura da chaminé e da diferença entre as massas específicas do ar na chaminé e no exterior.

O dimensionamento adequado de sistemas de ventilação natural por este método tem tido como obstáculo a inexistência de dados sobre o coeficiente de descarga para os componentes arquitetônicos a serem usados com a chaminé. O mesmo se verifica para a obstrução dos canais de passagem de ar na entrada dos coletores solares (um poço de ventilação, por exemplo). Outro empecilho encontrado é a não aprovação de projetos pela prefeitura local, diante da constatação da inexistência de argumentos quantitativos a serem usados que justifiquem a introdução no Código de Obras do Município do Rio de Janeiro (1988) da

ventilação natural. Esta, sendo função da intensidade da radiação solar incidente, pode não atender os requisitos mínimos expressos no Código de Obras do Município do Rio de Janeiro (1988).

O presente trabalho trata da determinação experimental dos coeficientes de descarga para diferentes elementos arquitetônicos, a análise crítica, e sua utilização numa simulação numérica para o estabelecimento do perfil de ventilação natural ao longo do dia, como função da intensidade de radiação solar incidente. Uma chaminé com 2m de altura e seção transversal 1x1 m foi utilizada. Venezianas, telas e coberturas cegas foram colocadas na extremidade superior da chaminé. A indução da tiragem foi feita pela introdução de um coletor solar acoplado a mesma, à montante, compondo uma estrutura integrada. Para melhor determinação dos dados experimentais, a energia solar foi substituída pelo fornecimento de calor através de uma resistência elétrica colocada no coletor. O teste foi realizado no laboratório. A influência da geometria de entrada do coletor sobre a movimentação do ar foi também investigada. Finalmente, uma simulação numérica foi feita para determinação do perfil de ventilação natural ao longo do dia, para uma intensidade de radiação típica de céu limpo.

2. ANÁLISE TEÓRICA

A Fig.1 apresenta esquematicamente o sistema básico utilizado neste trabalho. Um coletor solar, no caso um canal isolado, tendo em seu interior uma resistência elétrica, é acoplado à chaminé.

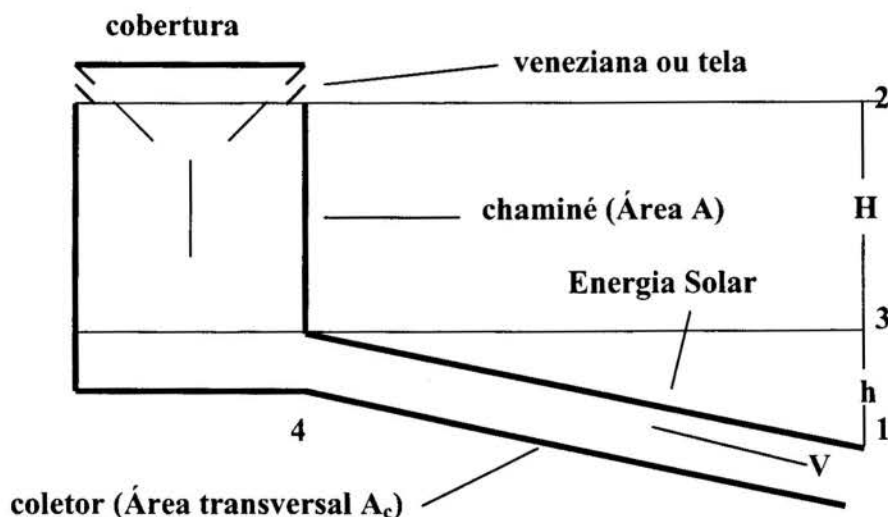


Figura 1 : Esquema do protótipo experimental

Os índices 1, 4, 3 e 2 referem-se respectivamente às seções de entrada e saída do coletor e da chaminé, conforme indicado na Fig.1. Considera-se que o regime é quase permanente, que o estado do ar na saída do coletor 4 é o mesmo que na entrada da chaminé 3. As perdas por atrito são desprezadas, com exceção da entrada do coletor e através dos elementos arquitetônicos. A vazão mássica teórica (w_t) pode ser calculada através da formulação abaixo, onde ρ é a massa específica do ar (kg/m^3) e P é pressão estática da seção (Pa).

$$w_t = \rho_1 V_1 A_c = \rho_4 V_4 A_c = \rho_3 V_3 A = \rho_2 V_2 A \quad (1)$$

$$-w_t V_1 + w_t V_4 = \left[-\frac{\rho_1 + \rho_4}{2} gh + (P_1 - P_4) \right] A_c \quad (2)$$

$$P_o = P_1 + \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 \quad (3)$$

$$P_o = P_2 + \rho_1 g(H + h) \quad (4)$$

Considera-se que o ar na entrada do coletor tem a mesma pressão de estagnação (P_o) que num ponto afastado no mesmo nível, ou seja, não existem perdas na entrada do coletor.

$$-w_t V_3 + w_t V_2 = \left[-\frac{\rho_3 + \rho_2}{2} gH + (P_3 - P_2) \right] A \quad (5)$$

As equações (1), (2), (3), (4) e (5) podem ser resolvidas. Usando-se a equação de estado de gás ideal para o ar e a aproximação de que a razão entre as massas específicas é inversamente proporcional à razão entre as temperaturas absolutas (válida para variações pequenas de pressão, como em convecção natural), pode-se escrever :

$$w_t = \rho_1 \cdot A_c \sqrt{\frac{2g(H+h) - (1 + \frac{T_1}{T_3})gh - (\frac{T_1}{T_2} + \frac{T_1}{T_3})gH}{-1 + 2\frac{T_3}{T_1} + 2\frac{A_c^2}{A^2}(\frac{T_2}{T_1} - \frac{T_3}{T_1)}}} \quad (6)$$

o que fornece uma expressão para a vazão mássica teórica, que supõe a chaminé adiabática e despreza o atrito nela, no coletor e nos elementos arquitetônicos e de ligação entre os componentes. Neste caso, $T_4 = T_3 = T_2$, o que simplifica a equação (6), sendo verificado experimentalmente.

O coeficiente de descarga (C_d) é definido como a relação entre a vazão mássica real medida (w) e a teórica (w_t).

$$C_d = w / w_t \quad (7)$$

3. ANÁLISE EXPERIMENTAL

Foi construída uma chaminé com seção quadrada de 1 x 1 m e altura de $H = 2$ m, resultando numa área de $A = 1$ m² para a seção transversal. Acoplado à base da chaminé estava um coletor solar com dimensões de 1 x 2 m e altura de $h = 0,1$ m, resultando numa área de seção transversal de $A_c = 0,1$ m². Todas as superfícies foram isoladas com fibra de vidro de 1" (2,54 cm) de espessura. O ângulo de inclinação do coletor era tal que a entrada do coletor estivesse 0,30 m abaixo da entrada da chaminé.

A temperatura ambiente foi medida com um termômetro de mercúrio em vidro, com incerteza de $\pm 0,2$ °C. A temperatura nas seções (4) e (2), respectivamente entrada e saída da chaminé, foi medida com uma termopilha Ferro-Constantan, tipo J, com 16 junções, entre a seção e o ambiente. Este procedimento teve a finalidade de reduzir a influência dos equipamentos de medida da força eletromotriz sobre a temperatura e ao mesmo tempo determinar a temperatura média da seção. A incerteza da medida deste diferencial de temperatura é estimada em no máximo $\pm 0,2$ °C.

A vazão mássica foi medida com um anemômetro de palhetas. Desde o início observou-se que seria necessário determinar a média da velocidade, na seção de entrada do coletor, para

então se calcular a vazão. Para diminuir-se a incerteza, acoplou-se a entrada do coletor com um bocal divergente, com ângulo pequeno, sendo o anemômetro colocado à montante. Assim, todo o ar que passasse pelo coletor necessariamente passaria pelo anemômetro. Este sistema foi calibrado com um venturi construído de acordo com as especificações da ASME, resultando numa incerteza estimada em $\pm 5\%$ para o anemômetro. Este foi o sistema base para a avaliação dos diferentes elementos arquitetônicos, muito embora provocasse uma perda de carga grande, conforme pode ser observado pelos baixos valores encontrados para o coeficiente de descarga (C_d). Entretanto, serviu para analisar criticamente as diferentes opções (Tabela 1). O fornecimento de calor ao coletor foi simulado através de uma resistência elétrica com cerca de 1 kW de potência elétrica.

Após esta primeira fase de medidas, foi retirado o bocal e a vazão através da seção retangular foi determinada medindo-se a velocidade média com o anemômetro obtendo-se um valor mais elevado para o coeficiente de descarga, demonstrando a influência da geometria de entrada sobre a vazão do sistema (Tabela 2).

Foram feitos 9 conjuntos de medidas para cada configuração, visando a determinação da influência dos diferentes parâmetros e componentes arquitetônicos sobre o coeficiente de descarga. A tampa da chaminé é de madeira e foi usada com e sem cobertura de papel de alumínio. Nesta última configuração, foi testada a influência da transferência de calor por radiação sobre o desempenho do sistema. Com a tampa instalada sobre a chaminé, foram deixadas aberturas nos quatro lados da mesma, para a exaustão do ar. A influência da altura da tampa sobre a vazão foi testada (configuração denominada s/obstrução), para alturas de 25, 50 e 75 cm, respectivamente. Uma tela com 16 malhas por polegada foi instalada no espaço lateral superior, logo abaixo da tampa com 25 cm de altura. Em outra configuração foi colocada uma tela horizontal ao longo da seção transversal da chaminé, em sua parte superior, paralelamente à tampa. Uma veneziana foi colocada da mesma forma. Consta de 4 lâminas horizontais pivotadas, separadas, centro a centro, por 5 cm. O ângulo foi ajustado para várias posições, sendo positivo em configurações que não requeressem mudança de direção do ar ao sair da chaminé. A vazão volumétrica padrão indicada nas Tabelas 1, 2 e 3 refere-se ao ar com massa específica avaliada a pressão de 101325 Pa e 21 °C, ou seja 1,2 kg/m³.

4. RESULTADOS

A Tabela 1 apresenta os resultados obtidos, medindo-se a vazão pelo anemômetro colocado na entrada do bocal divergente. Os valores de dispersão apresentados para a média calculada dos parâmetros de nove (9) conjuntos de dados obtidos para cada configuração foram considerados como incerteza de medida por serem maiores do que os valores usualmente estimados diretamente a partir das grandezas medidas e das equações (1), (6) e (7).

A Tabela 2 apresenta os resultados das configurações com medida de vazão sem bocal divergente e entrada desobstruída do coletor.

Uma análise da Tabela 1 mostra que para a faixa de vazão utilizada, o coeficiente de descarga varia pouco e se encontra na faixa abaixo para todas as configurações e conjuntos de dados (95,4% de confiabilidade).

$$C_d = (6,11 \pm 0,68) \% \quad (8)$$

A cobertura de alumínio não parece influenciar muito nos resultados, embora exista uma ligeira tendência a melhorar o desempenho, devido à redução da perda de calor por radiação e consequente aumento de temperatura. A tampa parece exercer um papel importante no estabelecimento da vazão de ar, pois observou-se que sua ausência em muito diminui a

Tabela 1 : Configurações com medida de vazão pelo anemômetro acoplado ao bocal divergente.

Configuração básica	Características	Tampa	Vazão Padrão (m ³ /h)	Vazão Teórica (m ³ /h)	Coefficiente de Descarga (%)	T ₁ (°C)	T ₃ - T ₁ (°C)
s/Obstr	25 cm	c/alum	20,7 ± 0,8	342 ± 10	6,04 ± 0,40	30,7 ± 2,0	6,6 ± 0,7
s/Obstr	25 cm	s/alum	21,0 ± 0,7	341 ± 10	6,16 ± 0,19	30,7 ± 2,0	6,6 ± 0,5
s/Obstr	50 cm	c/alum	17,5 ± 1,3	279 ± 10	6,29 ± 0,50	30,7 ± 2,0	4,2 ± 0,6
s/Obstr	50 cm	s/alum	17,5 ± 1,4	278 ± 17	6,31 ± 0,38	30,7 ± 2,0	4,0 ± 0,3
s/Obstr	75 cm	c/alum	16,8 ± 0,7	261 ± 18	6,47 ± 0,58	30,7 ± 2,0	3,5 ± 0,3
s/Obstr	75 cm	s/alum	16,8 ± 0,8	257 ± 24	6,52 ± 0,50	30,7 ± 2,0	3,5 ± 0,7
Tela	horiz	c/alum	23,7 ± 0,4	385 ± 7	6,14 ± 0,16	31,3 ± 3,4	8,9 ± 0,5
Tela	Horiz	s/alum	22,6 ± 1,0	373 ± 10	6,07 ± 0,29	31,3 ± 3,4	8,4 ± 0,6
Tela	Horiz	s/tampa	21,7 ± 2,1	355 ± 22	6,11 ± 0,44	31,3 ± 3,4	7,8 ± 1,5
Tela	Vertical	c/alum	26,0 ± 1,1	434 ± 12	6,00 ± 0,15	31,7 ± 0,1	11,9 ± 1,2
Tela	Vertical	s/alum	26,1 ± 1,2	432 ± 13	6,05 ± 0,26	31,7 ± 0,1	11,8 ± 0,9
Tela	Vertical	s/tampa	18,8 ± 2,4	293 ± 25	6,41 ± 0,47	31,7 ± 0,1	4,4 ± 0,6
Venez	-60°	c/alum	24,9 ± 2,5	407 ± 22	6,13 ± 0,43	29,3 ± 2,1	10,0 ± 1,3
Venez	-60°	s/alum	23,7 ± 4,8	397 ± 39	5,95 ± 0,65	29,7 ± 2,2	9,6 ± 2,2
Venez	-30°	c/alum	22,8 ± 1,4	377 ± 13	6,06 ± 0,31	29,7 ± 2,8	8,0 ± 0,9
Venez	-30°	s/alum	23,6 ± 0,8	382 ± 5	6,19 ± 0,26	30,8 ± 1,2	8,4 ± 1,2
Venez	0°	c/alum	21,6 ± 1,1	358 ± 12	6,04 ± 0,29	30,5 ± 1,9	7,2 ± 0,3
Venez	0°	s/alum	22,2 ± 1,6	362 ± 9	6,13 ± 0,39	30,8 ± 1,2	7,4 ± 0,6
Venez	+30°	c/alum	22,1 ± 2,4	379 ± 15	5,85 ± 0,70	29,7 ± 2,8	8,2 ± 0,6
Venez	+30°	s/alum	22,4 ± 1,2	369 ± 7	6,05 ± 0,30	30,8 ± 1,2	7,8 ± 0,6
Venez	+60°	c/alum	25,5 ± 3,5	431 ± 38	5,94 ± 0,53	29,3 ± 2,1	11,9 ± 2,9
Venez	+60°	s/alum	23,7 ± 5,2	418 ± 45	5,65 ± 0,79	29,7 ± 2,2	11,3 ± 3,0
Venez	-60°	s/tampa	19,6 ± 3,0	320 ± 16	6,15 ± 0,90	29,2 ± 1,9	5,8 ± 0,7
Venez	-30°	s/tampa	19,7 ± 1,6	312 ± 9	6,30 ± 0,51	30,1 ± 0,7	5,3 ± 0,7
Venez	0°	s/tampa	19,4 ± 2,1	301 ± 8	6,44 ± 0,62	30,1 ± 0,7	4,6 ± 0,7
Venez	+30°	s/tampa	18,9 ± 1,9	290 ± 16	6,52 ± 0,59	30,1 ± 0,7	4,0 ± 0,9
Venez	+60°	s/tampa	16,7 ± 4,4	287 ± 28	5,80 ± 1,28	28,8 ± 1,8	4,1 ± 0,7

Tabela 2 : Configuração com medida de vazão pelo anemômetro sem bocal divergente

Configuração básica	Características	Tampa	Vazão Padrão (m ³ /h)	Vazão Teórica (m ³ /h)	Coefficiente de Descarga (%)	T ₁ (°C)	T ₃ - T ₁ (°C)
Venez	+60°	c/alum	55,0 ± 0,6	438 ± 14	12,54 ± 0,53	28,7 ± 0,2	10,6 ± 0,9
Tela	vertical	c/alum	65,0 ± 0,0	454 ± 2	14,33 ± 0,06	28,8 ± 0,0	11,5 ± 0,2
Tela	vertical	s/alum	65,4 ± 0,0	447 ± 4	14,63 ± 0,12	28,8 ± 0,0	11,1 ± 0,3

movimentação do ar : quanto maior a altura da tampa (fixada assim em 25 cm), menor a vazão. Sua utilização também protege o ambiente interno contra as intempéries. A tela vertical colocada na lateral, abaixo da cobertura, parece ser o dispositivo de maior eficiência de aproveitamento da energia fornecida. O ângulo das lâminas da veneziana deve ser o maior possível, em qualquer direção, facilitando portanto o projeto do sistema de

proteção da chaminé contra as intempéries. O diferencial de temperatura pelo coletor parece depender pouco da obstrução da entrada do mesmo para as melhores configurações, indicadas na Tabela 2, muito embora a vazão de ar seja muito influenciada.

5. SIMULAÇÃO

Uma simulação do desempenho do sistema estudado de ventilação natural foi feita a partir do perfil ao longo do dia de radiação incidente de energia solar de céu limpo, para um dia de verão (declinação -23°), no Rio de Janeiro (Latitude de 23° S), tendo em vista a obtenção de valores máximos de ventilação. A metodologia adotada foi a de Hottel, conforme detalhada em Duffie et al (1980). Esta mesma referência foi usada para a determinação equação da eficiência de um coletor solar típico para aquecimento de ar, com uma cobertura de vidro, comprimento de 2 m e abertura do canal de 0,1 m; neste caso, $U_L = 8,0 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ e $F' = 0,58$. Como o ar entra no coletor a temperatura ambiente, a eficiência do mesmo é apenas função da vazão mássica de ar (F_r). O seguinte procedimento foi adotado para o cálculo da vazão de ar como função da radiação solar incidente : (1) Para uma dada temperatura ambiente e portanto entrada do coletor, estima-se a temperatura de saída do mesmo, (2) Usando-se a equação (6) calcula-se a velocidade teórica no coletor, e portanto a vazão teórica, equação (1). (3) Calcula-se a vazão real pela equação (6) e portanto o calor útil cedido ao ar, (4) Calcula-se o fator de remoção de calor do coletor solar (F_r) e a intensidade de energia solar necessária para produzir a variação dada de temperatura no coletor solar. Pode-se portanto construir uma curva radiação solar versus vazão de ar. Sabendo-se o perfil de radiação solar ao longo do dia, calculado pela metodologia de Hottel, tem-se o perfil de vazão de ar ao longo do dia, o que está apresentado na Tabela 3, simulado com o melhor valor encontrado para o coeficiente de descarga, com configuração indicada na Tabela 2.

Tabela 3 : Variação da vazão mássica de ar ao longo do dia, para um céu limpo no verão em RJ, com coletor com entrada desobstruída, tela vertical e tampa s/alumínio ($C_d = 14,63\%$)

Hora do dia	Radiação Solar (W/m^2)	Vazão de ar (m^3/h)
12	991	89,4
11 e 13	957	88,5
10 e 14	857	85,7
9 e 15	701	80,7
8 e 16	501	72,8
7 e 17	281	60,3

6. CONCLUSÕES

Um estudo sistemático da influência de diferentes parâmetros sobre o desempenho do sistema de ventilação natural mostrou que o coeficiente de descarga varia pouco para as configurações geométricas e vazões examinadas, típicas quando se utiliza a energia solar. Dentre as configurações examinadas, a tela vertical colocada nas paredes laterais da chaminé, abaixo da tampa, tem uma tendência a produzir a maior vazão. As medidas apresentadas na Tabela 2, foram feitas para as melhores configurações da Tabela 1, com a entrada do coletor desobstruída (sem bocal convergente) uma vez que foi mostrado que as perdas na entrada do coletor solar influenciam bastante no estabelecimento da movimentação do ar e portanto da

ventilação, assim como a tampa da chaminé. Finalmente, são apresentados dados na Tabela 3 de simulação da vazão de ar como função da intensidade de radiação solar ao longo do dia, para a melhor configuração da Tabela 2. Pode-se observar que entre 9 e 15 horas a ventilação varia pouco em dias de céu limpo.

7. REFERÊNCIAS

- ACCORSI, A.J. & ORLANDO, A.F., Ventilação de Edifícios Residenciais com Utilização de Energia Solar, *II Prêmio Light de Conservação de Energia na Edificação*, 1984
- ASHRAE, *Handbook of Fundamentals*, 1980
- BAHADORI, M.N. , An Improved Design of Wind Towers for Natural Ventilation and Passive Cooling, *Solar Energy*, vol. 35, nº 2, pp.119-120, 1985.
- CASTRO, J.A., SIMAS, C. & ORLANDO, A.F., Projeto Creche, *III Prêmio Light de Conservação de Energia na Edificação*, 1988
- CÓDIGO DE OBRAS DO MUNICÍPIO DO RIO DE JANEIRO, 1988
- COSTA, E.C., *Arquitetura Ecológica*, Ed. Edgar Blucher, 1982
- CUNHA NETO, J.A.B., NICOLAU, V.P., PHILLIPPI, P.C. & PEREIRA, F.O.R., Análise Experimental do Desempenho Térmico de Coberturas Ventiladas, *Anais do II Encontro Nacional de Ciências Térmicas, ENCIT 88*, pp. 359-362, Águas de Lindóia, 1988.
- DUFFIE, J.A. & BECKMAN, W.A., *Solar Engineering of Thermal Processes*, John Wiley and Sons, New York, 1980.
- HILL, D.D. & MAHAJAN, B.M., Convection Between Zones with Non-Linear Temperature Distribution, *Anais de Air Movement and Distribution Conference*, Purdue University, 1986
- MAHAJAN, B.M. & HILL, D.D., Interzonal Convection for various Aperture Configurations, *ASME Winter Annual Meeting*, California, 1986.
- MAHAJAN, B.M., Inter-room Air Flow by Natural Convection Via a Doorway Opening, *ASME Solar Energy Division Conference*, California, 1986.
- MAHAJAN, B.M., Measurements of Air Velocity Components of Natural Convective Interzonal Airflow, *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 109, pp.267-, 1987.
- NICOLAU, V.P., PHILLIPPI, P.C. & CUNHA NETO, J.A.B., Simulação Numérica do Desempenho Térmico de Coberturas Ventiladas, *II Encontro Nacional de Ciências Térmicas, ENCIT 88*, pp. 363-366, Águas de Lindóia, 1988.

PAPER CODE: COB780

ESTUDO DO ESCOAMENTO LAMINAR EM SISTEMAS AERO-SOLARES / LAMINAR FLOW ANALYSIS OF SOLAR-AIR SYSTEMS

MARCO A. DOS S. BERNARDES, MÁRCIO FONTE-BOA CORTEZ, RAMÓN M. VALLE.

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Minas Gerais

Av. Antônio Carlos, 6627, CEP: 31270-901, Belo Horizonte-MG, BRASIL - E-mail: marco@oraculo.lcc.ufmg.br

Abstract

Solar Chimneys are devices used to convert solar energy into thermal and electrical energy. These devices are built with a transparent radial canopy covering the ground and a chimney positioned at its center. In the present work, the thermal hydrodynamic behavior of air in free convection in a Solar Chimney was theoretically analyzed to verify the geometrical and operational effects. The mathematical model formulation was performed considering laminar flow and prescribed boundary conditions. The visualization of the flow and the temperature profiles were allowed by the use of Finite Volume with Generalized Coordinates. Geometrical variations were introduced in a basic configuration to verify the system performance under variations of geometrical parameters. Three geometrical parameters were evaluated throughout simulation: the canopy/ground distance, the canopy/chimney connection shape and the chimney shape and cross section. The results indicated that the best performance was achieved with curved canopy/chimney connection shape and chimney conic shaped.

Keywords

Chaminé Solar, Volumes Finitos em Coordenadas Generalizadas, Convecção Natural, Energia Solar, Fontes Alternativas de Energia / Solar Chimney, Finite Volume Method with Generalized Coordinates, Free Convection, Solar Energy, Renewable Energy Sources.

1. INTRODUÇÃO

Dentre as principais formas de aproveitamento direto da energia solar para geração de potência, as Chaminés Solares se destacam como uma forma simples de conversão em energia térmica e elétrica. Segundo RICHARDS (1982), o conceito da Chaminé Solar foi primeiramente apresentado em 1968 pelo Professor J. Schlaich da Universidade de Stuttgart, na Alemanha. A Chaminé Solar possui basicamente dois componentes principais, conforme mostrado na Fig. 1: a estufa e a chaminé. O ar frio que entrã por sob a

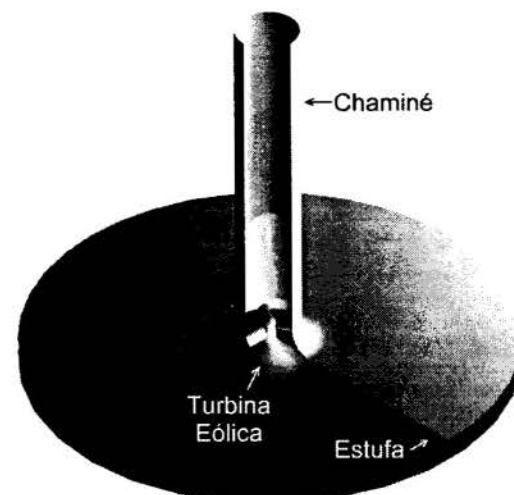


Figura 1: Desenho esquemático de uma Chaminé Solar.

cobertura translúcida é aquecido pela radiação solar e escoam confluentemente em direção à chaminé. Na chaminé, o escoamento torna-se ascendente, movido por forças de empuxo originadas pela diferença de densidade. O intenso escoamento produzido pode ser utilizado para a geração de potência, através de uma turbina eólica localizada na base da chaminé (Fig. 1), e para processos de secagem.

Segundo SCHIEL (1988), a Chaminé Solar possui as seguintes vantagens em relação aos outros sistemas de aproveitamento direto da energia solar: construção simples e de baixo custo, empregando tecnologias conhecidas e materiais disponíveis em países do Terceiro Mundo; operação satisfatória à noite, através do armazenamento térmico do solo; nenhuma necessidade de água para o resfriamento de componentes do sistema; alocação de mão-de-obra local, face às características construtivas e operacionais simples do sistema, proporcionando redução de custos; dispensa de manutenção intensiva, devida à ausência de componentes móveis, à exceção do dispositivo eólico.

Segundo SCHLAICH (1982), uma usina piloto de 100 kW entrou em operação em 1972 em Manzanares, Espanha, gerando durante o dia 100 kW a 1500 rpm e à noite, através da liberação do calor armazenado no solo sob o coletor, 40 kW a 1000 rpm. Segundo este autor, a Chaminé Solar deve ser instalada em regiões com radiação solar média diária entre 500 e 600 W/m², ao longo de 300 ou mais dias durante o ano. Segundo RICHARDS (1982), pode-se aproveitar 75% do solo sob a cobertura para a horticultura. Estudos realizados por MULLET (1987), JACOBS e LASIER (1984), M. Q. YAN et al. (1991) mostraram ser a Chaminé Solar uma forma de aproveitamento de energia renovável técnica e economicamente viável. PADKI e SHERIF (1989) desenvolveram um modelo analítico mostrando maior eficiência para uma chaminé cônica em relação a uma chaminé de seção constante. Segundo SILVA (1996), um Centro de Pesquisa no Sri Lanka foi desenvolvido para análise de uma usina piloto; em Rajastan, na Índia, uma usina de 200 MW será construída e, em breve, a potência será ampliada para 1000 MW, com a construção de mais quatro usinas; negociações estão sendo feitas para projetos desses sistemas no Paquistão, no Egito e Jordânia.

No presente trabalho é realizada uma análise do comportamento termo-hidrodinâmico do ar em convecção natural numa Chaminé Solar para uma previsão de suas características geométricas e operacionais. A formulação do modelo matemático foi efetuada para a condição de escoamento laminar em regime permanente e condições de contorno prescritas. O emprego do Método de Volumes Finitos em Coordenadas Generalizadas permitiu um estudo local do escoamento. Variações geométricas em uma configuração básica foram introduzidas, com a finalidade de se verificar o efeito de alguns parâmetros geométricos no desempenho do sistema.

2. FORMULAÇÃO DO MODELO MATEMÁTICO

Na formulação do modelo matemático foram consideradas as hipóteses de escoamento laminar e incompressível, fluido Newtoniano, propriedades do fluido constantes, sem geração de calor e sem dissipação viscosa. A influência da radiação solar não foi incorporada ao modelo, que é constituído pelas seguintes equações para escoamento em coordenadas cilíndricas:

Equação da conservação da massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) = 0 \quad (1)$$

Equação da conservação da quantidade de movimento na direção r

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho u u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v u) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{2 \mu u}{r^2}$$
(2)

Equação da conservação da quantidade de movimento na direção y

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho u v) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v v) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} + g \rho_0 \beta (T - T_0)$$
(3)

Equação da conservação da energia

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho u T) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v T) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k}{C_p} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{k}{C_p} \frac{\partial T}{\partial y} \right)$$
(4)

2.1 Condições de Contorno

A Fig. 2 mostra o domínio de solução utilizado. A fronteira norte é formada pela cobertura e pela parede da chaminé, na qual o valor da temperatura na cobertura e na chaminé é dado, respectivamente, por T_c e T_t e as velocidades u e v nas paredes iguais a zero. A fronteira sul é constituída pelo solo e pelo centro da chaminé; no solo, o valor da temperatura é dado por T_{sl} e as velocidades u e v são iguais a zero. Para o centro da chaminé, é imposta a condição de simetria tanto para a velocidade como para a temperatura. A fronteira leste, correspondente ao final da chaminé, é uma região de saída de massa, na qual impôs-se o regime plenamente desenvolvido para a temperatura e a velocidade. A fronteira oeste é a extremidade da cobertura por onde há entrada de massa, com temperatura igual a T_0 e velocidade atualizada durante a simulação numérica utilizando-se procedimento similar ao apresentado por MARCONDES (1988).

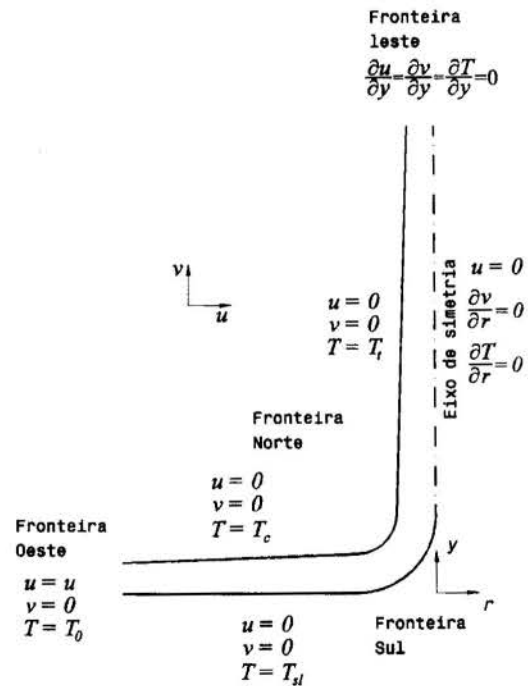


Figura 2: Geometria característica do modelo matemático.

3. METODOLOGIA NUMÉRICA

A análise numérica do modelo empregou o método de Volumes Finitos em Coordenadas Generalizadas. Essa metodologia permite o estudo de geometrias com inclinações e formas variadas para as fronteiras. A descrição geral desta metodologia pode ser encontrada em MALISKA (1995). Ela envolve dois algoritmos principais: um algoritmo para a geração do sistema de coordenadas (geração das malhas) e outro para a solução do problema físico. As equações de conservação (Eq. 1 a 4) podem ser escritas para uma propriedade genérica ϕ

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma^\phi \frac{\partial\phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma^\phi \frac{\partial\phi}{\partial y} \right) + S^\phi + P^\phi \quad (5)$$

Aplicando-se a transformação geral, descrita por VALLE (1995), à Eq. 5, obtém-se a equação na forma transformada

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \eta} [r\rho\phi V] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \xi} [r\rho\phi U] - \frac{P^\phi}{J} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ r\Gamma^\phi \gamma \frac{\partial\phi}{\partial \eta} - r\Gamma^\phi \beta \frac{\partial\phi}{\partial \xi} \right\} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ r\Gamma^\phi \alpha \frac{\partial\phi}{\partial \xi} - r\Gamma^\phi \beta \frac{\partial\phi}{\partial \eta} \right\} + \frac{S^\phi}{J} \quad (6)$$

Integrando-se a Eq. 6 no espaço e no tempo para um volume de controle elementar e usando uma formulação totalmente implícita, obtém-se a equação para cada volume de controle, dada por

$$A_P^\phi P = A_e^\phi E + A_w^\phi W + A_n^\phi N + A_s^\phi S + A_{ne}^\phi NE + A_{nw}^\phi NW + A_{se}^\phi SE + A_{sw}^\phi SW + B \quad (7)$$

Os coeficientes da Eq. 7 e o termo fonte B são encontrados em BERNARDES (1997).

4. RESULTADOS

Três configurações básicas foram selecionadas com a finalidade de se realizar uma análise comparativa da influência de alguns parâmetros geométricos no funcionamento do sistema. A partir de uma geometria com junção reta, chaminé de seção constante e cobertura com altura constante (Fig. 3A), variações geométricas foram introduzidas conforme desenhos esquemáticos mostrados nas Fig. 3B e 3C. Para manter o escoamento em regime

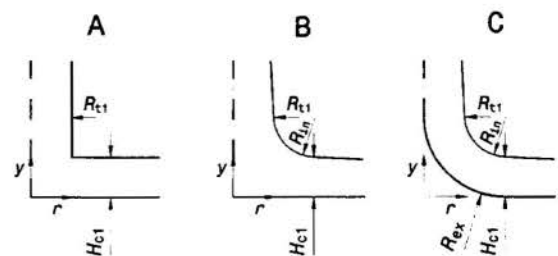


Figura 3: Configurações simuladas.

laminar, as grandezas fixadas para as simulações foram a altura da cobertura na entrada (0.02 m), o raio da chaminé na saída (0.05 m), a altura da chaminé (2 m), o raio da cobertura (1 m) e as temperaturas uniformemente distribuídas nas fronteiras do domínio, dadas por $T_{st} = 302$ K, $T_c = 300$ K, $T_i = 300$ K, $T_\theta = 300$ K, respectivamente. Para se avaliar diferentes geometrias, as demais grandezas geométricas (H_{cl} , R_{tl} , R_{in} , R_{ex}) são variadas. Simulações realizadas (BERNARDES, 1997) mostraram influências significativas da forma da junção, da altura da cobertura e da seção da chaminé. Os parâmetros geométricos e os valores da vazão à saída da chaminé são apresentados na Tab. 1.

Tabela 1: Parâmetros geométricos e vazões para as simulações consideradas.

Geometria	H_{cl} (m)	R_{tl} (m)	R_{in} (m)	R_{ex} (m)	\dot{M} (kg/s)
Junção reta	0.02	0.05	-	-	8.31×10^{-4}
Junção curva	0.02	0.05	0.10	-	1.08×10^{-3}
Junção curva com defletor	0.02	0.05	0.10	0.12	1.10×10^{-3}
Cobertura inclinada (Caso A)	0.07	0.05	0.10	-	1.31×10^{-3}
Cobertura inclinada (Caso B)	0.08	0.05 </td <td>0.10</td> <td>-</td> <td>1.24×10^{-3}</td>	0.10	-	1.24×10^{-3}
Chaminé cônica	0.02	0.075	0.10	-	1.92×10^{-3}

A configuração com junção reta apresentou recirculações na base da chaminé (Fig. 4) e menores valores de vazão. Essas recirculações deslocam o escoamento para o centro da chaminé originando uma faixa de temperaturas mais baixas junto à parede da mesma (Fig. 5). Junções curvas originaram campos de temperatura bem distribuídos, escoamento livre de recirculações (Fig. 6 e 7) e maiores valores de vazão. A utilização de um elemento defletor (Fig. 3C) mostrou-se de pouca eficácia no tocante à aceleração do escoamento na chaminé, mas efetivo em evitar recirculações (Fig. 8), apresentando campos de temperatura bem distribuídos (Fig. 9). As recirculações interferem no fluxo ao reduzirem a seção efetiva de escoamento e ao criarem bolsões de ar a temperatura constante, prejudicando a propagação térmica. Coberturas inclinadas podem favorecer o aparecimento de recirculações com padrões semelhantes à Células de Bénard. As Fig. 10 e 11 mostram, respectivamente, a formação de tais recirculações e a sua influência nos campos de temperatura (Caso A). O aumento na inclinação da cobertura faz com que este efeito se propague em direção à entrada do sistema, aumentando o número destas recirculações (Caso B, Fig. 12 e 13). Nestes casos o escoamento é desviado ora para cima, ora para baixo até atingir o centro do sistema. A chaminé cônica propiciou maiores valores de vazão conforme verificado, também, por PADKI e SHERIF (1989), apesar do aparecimento de recirculações junto à parede da mesma (Fig. 14).

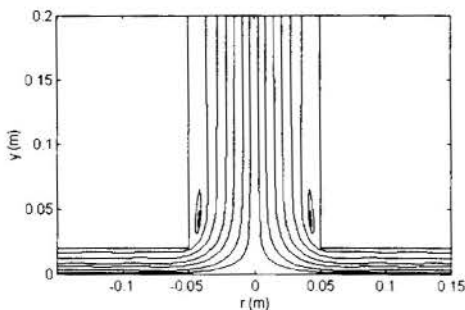


Figura 4: Linhas de corrente para geometria com junção reta.

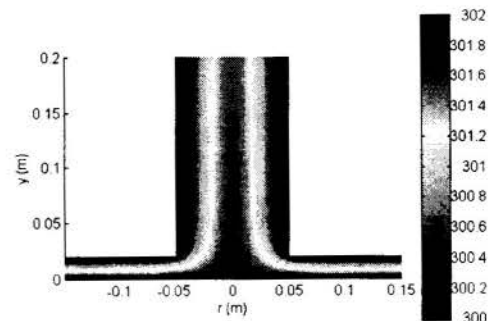


Figura 5: Campos de temperatura para geometria com junção reta.

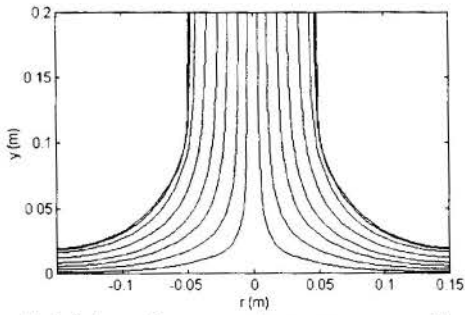


Figura 6: Linhas de corrente para geometria com junção curva.

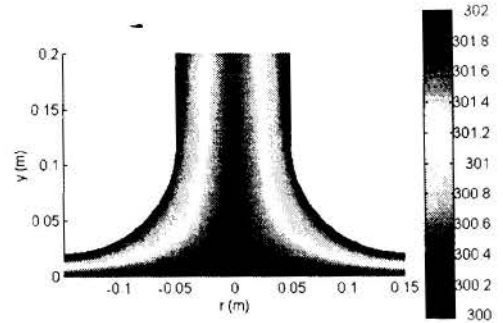


Figura 7: Campos de temperatura para geometria com junção curva.

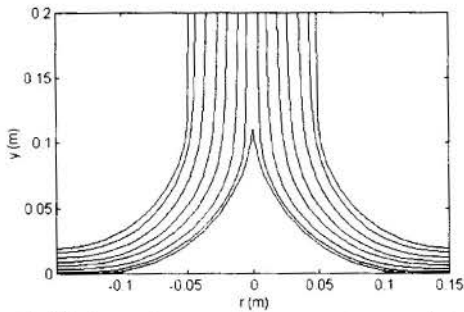


Figura 8: Linhas de corrente para geometria com junção curva e defletor.

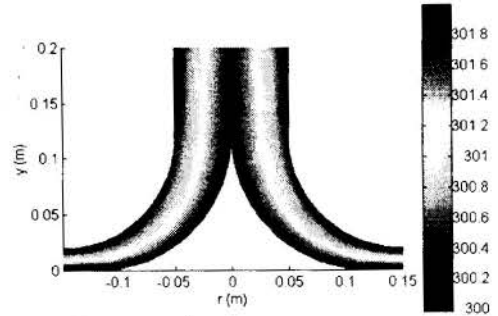


Figura 9: Campos de temperatura para geometria com junção curva e defletor.

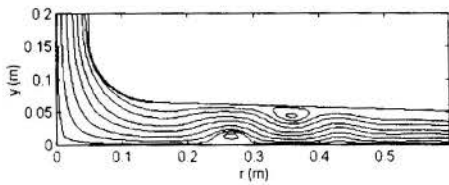


Figura 10: Linhas de corrente para geometria com junção curva e cobertura inclinada (Caso A).

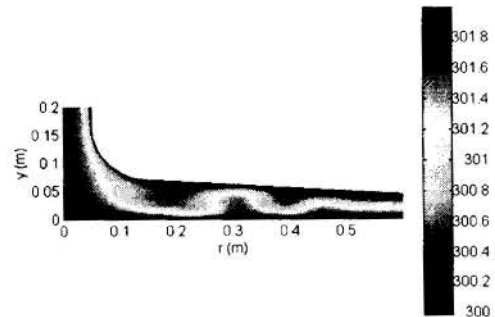


Figura 11: Campos de temperatura para geometria com junção curva e cobertura inclinada (Caso A).

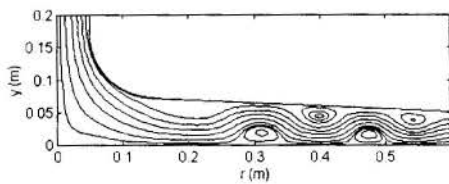


Figura 12: Linhas de corrente para geometria com junção curva e cobertura inclinada (Caso B).

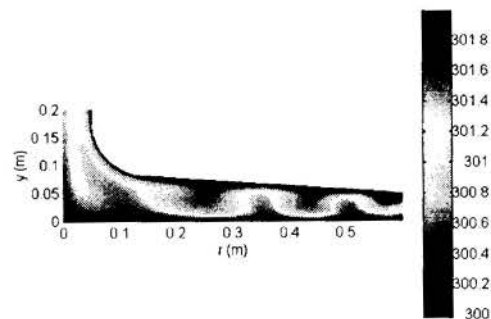


Figura 13: Campos de temperatura para geometria com junção curva e cobertura inclinada (Caso B).

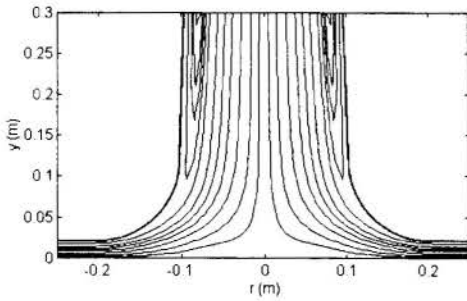


Figura 14: Linhas de corrente para geometria com chaminé cônica.

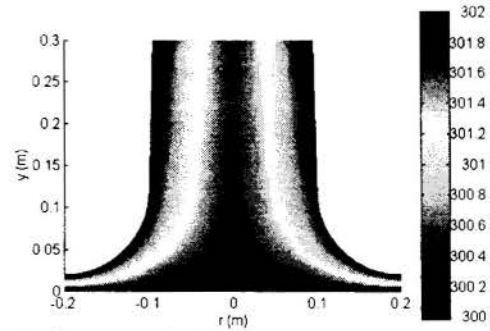


Figura 15: Campos de temperatura para geometria com chaminé cônica.

5. CONCLUSÕES

Este trabalho apresentou um estudo da convecção natural laminar, em regime permanente, em uma Chaminé Solar, sob condições de contorno prescritas. Para o modelo adotado, foram propostas configurações envolvendo variações na forma da junção (reta, curva, com defletor), na inclinação da cobertura e na seção da chaminé. Os resultados indicaram melhores desempenhos para sistemas com junção curva e chaminé cônica. A metodologia empregada mostrou-se eficaz em detectar fenômenos característicos da convecção natural. Esta metodologia numérica foi sensível a pequenas alterações na geometria do sistema, permitindo identificar, desde pequenas recirculações locais do escoamento na cobertura e junção, até grandes recirculações na chaminé cônica. Coberturas inclinadas favorecem o aparecimento de recirculações com padrões semelhantes às células de Bénard, prejudicando o escoamento. Verifica-se a necessidade de investigações mais detalhadas para definição das diretrizes básicas de projeto (geração de energia ou processos de secagem), uma vez que informações precisas sobre as características geométricas e operacionais desses sistemas não se encontram disponíveis na literatura.

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BERNARDES, M. A. dos S., Análise Térmica de uma Chaminé Solar, Belo Horizonte: Universidade Federal de Minas Gerais, 1997, 99, (Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica).

JACOBS, E. W. and LASIER, D. D., A Theoretical Analysis of Solar-Driven Natural Convection Energy Conversion System, Report DE84004431, Solar Energy Research Institute, Golden, CO, 1984.

MALISKA, C. R., Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional, Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos Editora S. A., 1995.

MARCONDES, F., Solução Numérica do Problema Elíptico da Convecção Natural em Canais Abertos. Santa Catarina: Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1988, 90p. (Dissertação, Mestrado em Engenharia Mecânica).

MULLET, L. B., The Solar Chimney Overall Efficiency, Design and Performance, Int. J. of Ambient Energy, Vol. 8, No. 1, pp. 35-40, 1987.

PADKI, M. M. and SHERIF, S. A., An Analytical Model for Solar Chimneys. Private Communications, 1989.

RICHARDS, R., Hot Air Starts to Rise Through Spain's Solar Chimney, Electrical Review, Vol. 210, No. 15, pp. 26-27, 1982.

SCHIEL, W., SCHLAICH, J., Solarthermiches Aufwindkraftwerk, Forum Sonnenenergienutzung BWK, Bd. 40, 1988, Nr. 11 - November.

SCHLAICH, J., Up-wind Power Station, VGB Kraftwerkstechnik, Vol. 62 No. 11, pp. 797-800, 1982.

SILVA, R., BOI signs 12 agreements with Rs. 3.1 billion , Daily News - Internet Version, 15/06/96.

VALLE R. M., Escoamento Laminar em Placas de Orificio - Análise Teórica e Experimental em Regime Permanente e Transiente, Florianópolis: Universidade Federal de Santa Catarina, 1995, 127, (Tese de Doutorado em Engenharia Mecânica).

YAN, M. -Q., SHERIF, S. A., KRIDL, G. T., LEE, S. S., PADKI, M. M., Thermo-Fluid Analysis of Solar Chimneys, Industrial Applications of Fluid Mechanics, ASME, FED-Vol.132, pp 125-130, 1991.

TÍTULO: ANÁLISE DE UM SISTEMA AERO-SOLAR RADIAL

Paper code: 780 Theme nº: 12

Marco A. dos S. Bernardes, Márcio Fonte-Boa Cortez, Ramón M. Valle.

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Minas Gerais

Av. Antônio Carlos, 6627, CEP: 31270-901, Belo Horizonte-MG, BRASIL

E-mail: marco@oraculo.lcc.ufmg.br

Paper code: 780

Theme nº 12



PAPER CODE: COB884

THERMAL EFFICIENCY OF A SOLAR COOKING SYSTEM WITH STORAGE / EFICIÊNCIA TÉRMICA DE UM SISTEMA DE FOGÃO SOLAR COM ARMAZENAMENTO DE CALOR

MARIA EUGÊNIA VIEIRA, CARLOS ANTÔNIO SILVA GOMES & RAIMUNDO NONATO PEREIRA TEIXEIRA

Laboratório de Energia Solar Aplicada, Centro de Tecnologia, Bloco 710, Universidade Federal do Ceará CEP 60455-760 Fortaleza, Ceara, Brazil -E-mail: eugenia@les.ufc.br, carlos@les.ufc.br, nonato@les.ufc.br

Abstract

The thermal performance of a solar natural circulation heating system that uses an oil as the working fluid, a flat plate solar collector, and a storage tank has been studied for the ambient conditions in Fortaleza. To determine the system efficiency, each component is modeled separately. To estimate the total mass flow rate through the collector, the total frictional pressure drop is set equal to the pressure gain due to the difference in density in the two vertical portions of the circuit. In the analysis, the flow was considered laminar because of the low velocities expected. The results show the numerical values for total mass flow rate through the circuit and castor oil presented the best performance, that is the highest values for collector heat removal factor, when compared to cotton and soy oil.

Keywords

Solar cooker, flat plate collector / Fogão solar, coletor de placa plana

1. INTRODUCTION

Solar cooking is a much needed application of solar energy in regions with a high intensity of solar radiation. Particularly in less developed areas where much of the cooking is done using forest wood, solar cooking can improve the standard of living not only by supplying the energy to food processing, but also by contributing to less destruction of the environment.

In countries like the United States, particularly in the State of Arizona, as many as 2000 people use solar cooker (Bright Ideas). During the 1980s, as many as 500 people gathered for an annual solar pot luck near Tucson. The solar ovens could get as hot as 204°C (400°F) even in the mountains in the winter. These ovens were very much dependent on the intensity of solar radiation.

Various types of solar cookers have been presented in the literature and in 1994 the European Committee for Solar Cooking Research [ECSCR] held the Second International Solar Cooker Test. Various types were tested and among these a flat plate cooker, called Schwarzer Cooker, presented two desirable characteristics which were fundamental in its selection for the present work. These characteristics were the possibility of indoor cooking and heat storage.

The basic components of the solar cooking system in this study are a flat plate solar collector, a cooking unit with three pots, and a storage tank. The system operates in natural thermal siphon flow due to the difference in the fluid density on the two sides of the circuit.

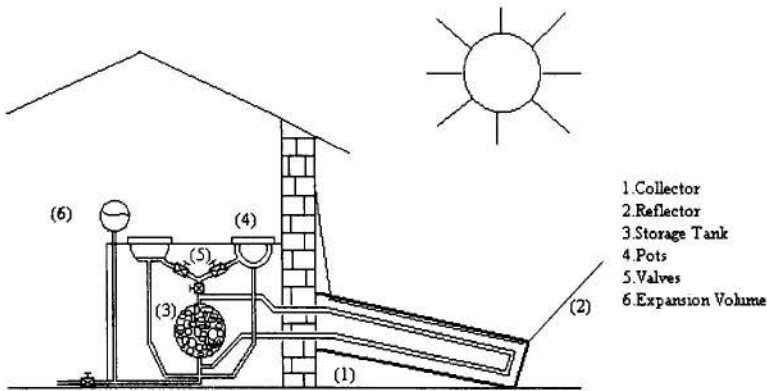


Fig.1. Schematic diagram of the solar cooking system.

The collectors are double glazed and selective coated. Bottom and side reflectors can be used to enhance the solar radiation flux. The cooking pots are circular in shape and the storage tank is filled with pebbles. Oil is used as the working fluid and high temperatures are reached as required for cooking. There are manual control valves

which allow are used to control the mass flow rate through the pots and also to guide the heated oil to the storage tank when no cooking is needed.

Besides the advantages associated with this solar cooking system, the traditional disadvantages are quite reduced in this system. There is no need for cooking under the sun as the pots can be installed indoors and, since there is a thermal storage tank, the food can be kept warm for longer periods of time or some night cooking can be done. The system can be used for singles families, as in the first models with one pot and no storage, or larger as the unit that is being developed with three pots.

The purpose of this work is perform analytical and experimental work on a modified version of a Schwarzer cooker with three pots, 4 m^2 of collector area, and a 50 L storage tank. In the numerical model, the efficiency of the single components are first estimated so that the system efficiency may be determined. The experimental works started with the selection of local oils to be used as the working fluid. A prototype is being purchase for experimental measurements considering local eating habits and heating capabilities.

2. LITERATURE REVIEW

A great number of solar cookers has been developed by researchers in different parts of the world. These cookers differ in size, type, price, performance and user friendliness. Solar cooking has been a subject dealt with ever since people started to think about using solar energy for technical use. Research and development of solar cookers began over 100 years ago and this review will present mostly the results for the cooker with flat plate collectors.

One of the first indirect solar cookers (permitting cooking at night and indoors) was designed by Dr. Charles Greeley Abbot of the Smithsonian Institute. This used hot oil in narrow metal tubing to take the heat from the solar collector to an insulated heat storage tank, and from there to the stove. The cooking element consisted of a tight spiral of copper tubing through the hot oil flowed before returning to the storage tank.

Among the cookers tested by the ECSCR (1990), the Schwarzer models, one with 1 m^2 of flat plate collector and 2x5liter pots and the other with 2 m^2 and 1x10L pot/ 1x5L pot, both without storage presented very good results. Different types of cookers such as, box cookers,

concentrators, bakers, and others were presented. For most of them, the greatest disadvantages was the need to cook under the sun.

3. ANALYTICAL MODEL

The analytical models begins with a procedure to estimate the thermal efficiency of the flat plate collector with the fluid in single phase thermal siphon operation. The conventional efficiency curve for water in forced convection flow as published by the manufacturer was not used to determine efficiency because of the much different flow and heat transfer processes in the flow channels. At present, all energy absorbed in the collector is considered as removed from the system in the pots, that is to say, there storage unit has not yet been added to the system.

A study on the use of different local oils such as, castor, soy, and cotton oils was done. The experimental and numerical results for the properties of these oils are presented.

The expression for the thermal efficiency of a flat plate collector is the well-known Hottel-Whillier *et al.* (1958) equation which is expressed as,

$$\eta = Fr \left[(\tau\alpha)_\theta - \frac{U_L(T_i - T_a)}{I_\theta} \right] \quad (1)$$

To calculate the heat removal factor, Equation (2), it is necessary to have the value for the total mass through the collector, its dimensions, the properties of the glass cover and absorber plate, and the heat losses by convection and radiation to the environment. In forced flow, this mass flow rate is the same as through the pump.

$$F_R = \frac{\dot{m} C_P}{A_c U_L} \left[1 - \exp \left(- \frac{A_c U_L F}{\dot{m} C_P} \right) \right] \quad (2)$$

In a natural circulation, the mass flow rate needs to be determined. Its value was calculated considering the fact that in a closed circuit, the total pressure for a complete turn is zero. In order words, the total pressure change due to friction equal the pressure change due to the difference in density on the two sides of the circuit.

$$(\Delta P)_F = (\Delta P)_G \quad (3)$$

The pressure change due to density change was estimated by Equation (4) and the

$$(\Delta P)_g = (\rho_2 - \rho_1) g \Delta X_g \quad (4)$$

frictional pressure drop for laminar flow was estimated using Equation (5). The total mass

$$(\Delta P)_F = \frac{128 M \mu \Delta X_F}{\pi \rho D^3} \quad (5)$$

flow rate in this system was calculated by Equation (6).

$$\dot{m} = \frac{(\rho_2 - \rho_1)g\Delta X_G \pi \rho_m D^3}{128\mu_m \Delta X_F} \quad (6)$$

Using Equation (6), the heat transfer coefficient in natural circulation, h , was estimated using the model presented by Dyer *et al* (1975) for a vertical cylinder under uniform heat flux conditions. In Equation (7), Ra^* is the Rayleigh number and m had a value of -1.7.

$$N_u = \left\{ \left(\sqrt{\frac{Ra^*}{8}} \right)^m + \left[0.67(Ra^*)^{\frac{1}{5}} \right]^m \right\}^{\frac{1}{m}} \quad 0.1 < Ra^* > 10^5 \quad (7)$$

To estimate the convection heat transfer coefficient due to the wind speed, the model presented by Mitchell *et al.* (1976) was used, as in Equation (8). The heat loss coefficient from top of the collector, U_t , was calculated using the expression by Klein *et al.* (1979).

$$h_w = \frac{8,6V^{0,6}}{L^{0,4}} \quad (8)$$

The back and sides losses from the collector, U_b and U_e , were estimated considering conduction losses because of the insulation. The overall loss coefficient was then,

$$U_L = U_t + U_b + U_e \quad (9)$$

Using the equations presented above, the heat removal factor F_R and the efficiency curve, Equation (1) could be determined.

4. RESULTS

In order to use Equation (1) to determine the efficiency curves for the oils tested, their properties as a function of temperature were either experimentally measured or adapted from the literature.

Table 1 - Expression for the properties of oils used.

k(T)	$\mu(T)$	Cp	$\rho(T)$	oil
0.181-0.00025T	$712.89\exp[-(T-24.10)/17.84]$	$3.76+0.0083T$	$882.22-0.64T$	Castor
0.17-0.00016T	$4.49+69.56\exp[-(T-19.62)/24.65]$	$1.64+0.0044T$	$934.89-0.68T$	Cotton
0.18-0.00024T	$61.28\exp[-(T-19.73)/32.94]$	$1.75+0.0029$	$933.81-0.68T$	Soy

The equations shown in Table 1 were used the calculation of the total mass flow rate through the collector considering that all solar energy absorbed was used for cooking. In other words, the storage tank had not yet been added to the system.

The numerical results are shown in Table 2. A direct conclusion based on just the mass flow rate through the collector would give a misleading conclusion as the values for the $Fr(\tau\alpha)$ and $F_r U_L$ need to be considered.

Table 2 - Numerical Results

Oil	$F_r(\tau\alpha)$	F_rU_L	mass flow rate (g/s)
Castor	0.52	1.16	13.5
Cotton	0.42	0.95	10.92
Soy	0.43	0.96	15.75

As an example, consider the intensity of the solar flux as 1000W/m^2 and the ambient temperature of 32°C .

The thermal efficiency for the castor, cotton, and soy oil were 0.44, 0.36, 0.37. The higher mass flux rate found for soy oil did not induce the higher efficiency as the thermal properties need also to be considered. Among the three oils tested, castor oil had lower iodine level.

5. CONCLUSION

Considering the experimental and numerical for the oil properties, the castor oil presented the most adequate properties for use in this cooking system. It has the lowest iodine level but is also the most expensive and less available at present.

Even though the numerical procedure calculates the total mass flow rates through the collector, only with experimental measured values these results can be validated. The values for the $F_r(\tau\alpha)$ and F_rU_L could be analyzed and indicated agreement with overall system efficiencies with the results of Schwarzer *et al.* (1997).

From these results and considering the high and uniform level of the solar radiation flux in the state of Ceara, this solar cooking system can be adapted to the local conditions and eating habits of the population. Besides the system that is to be installed at the Solar Energy Laboratory at CT/UFC, instrumentation is being adjusted by a manufacturer to measure the total mass flow rate through the collector. This measurement has not yet been done.

6. ACKNOWLEDGMENTS

We would like to very much thank SECITECE for the financial support of this project and Professor Schwarzer and his group for the interesting discussions. Thanks also to CNPq through the program PIBIC and CAPES for the undergraduate student fellowships.

7. REFERENCES

- Bright Ideas, Published by the Arizona Energy Office, Solar Cooking Issue, Arizona, USA.
- ECSCR, Second International Solar Cooking Test- Summary of Results, presented by the European Committee for solar cooking Research, 1994.
- Hottel, H. C., And Whillier, A., Evaluation of Flat-Plate Collector Performance, *Transactions on the Conference on the Use of Solar Energy*, 2, Part I, pp. 74-104, University of Arizona Press, 1958.
- Gyi, Experimental Test of an Efficient Solar Cooker with Temporary Heat Storage, M.S Thesis, University of Oldenburg, Germany, 1994.
- J.R.Dyer, The Development of Laminar Natural Convection Flow in a Vertical Uniform Heat Flux Duct, *Int.J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 1455-1465, 1975.
- Klein, S.A., Calculation of Flat-Plate Loss Coefficients, *Solar Energy*, 17, 79, 1975.

Mitchell, J.W., Heat Transfer From Spheres and Other Animal Forms, *Biophysical Journal*, 16, 561, 1976

Schwarzer, K. and Krigs, T., *Demonstrations-und Feltest von Solrkochern mit temporärem Speicher in Indien und Mali*, Shaker Verlag, 1996.

Schwarzer, K. Personal Communication, 1997.

7. NOMENCLATURE

A	collector cross area
C _p	heat capacity
D	diameter of tube
F'	collector efficiency factor
Fr	heat removal factor
g	standard gravity
h	convective heat transfer coefficient
I	solar radiation
m	fluid mass flow rate
Ra*	Rayleigh number
r	raio of tube
T	temperature
U	loss coefficient
q'	heat flux
Nu	Nusset number
N	number of glass covers
L	plate to cover spacing
(ΔP)	pressure gain

Greek

η	efficiency
$\tau\alpha$	transmittance by absorptance product
θ	tilt, degrees
μ	viscosity absolute
κ	conductivity thermal
σ	Stefan-boltzmann constant
ε	emittance
β	Thermal expansion coefficient
ν	kinematic viscosity
α	thermal difussivity

Subscripts

1	outlet
2	inlet
m	mean
L	overall

t top
b back
e edge
i inlet
a ambient
w wind
F frictional
G gravitacional



PAPER CODE: COB885

**ANALYTICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF A STILL TYPE
SOLAR DISTILLER / ESTUDO ANALÍTICO E EXPERIMENTAL DE UM
DESSALINIZADOR SOLAR DE TANQUE**

MARIA EUGÊNIA VIEIRA, CLAUDIA ALVES DE LIMA & LECIMARA DUQUE ESTRADA
Laboratório de Energia Solar Aplicada, Centro de Tecnologia, Universidade Federal do Ceará
CEP 60.455-760 Fortaleza - Ce- Brazil - E-mail: eugenia@les.ufc.br

Abstract

This work presents a procedure to estimate the thermal efficiency of a still type solar distiller to produce potable water from salty water. At present, the general model is based on the simultaneous solution of the energy balance equations for the water in the tank and the transparent cover. These equations are written as functions of the thermal variables, the ambient variables such as the intensity of solar radiation, ambient temperature, wind speed, and the construction materials and dimensions of the distiller. This numerical model allows the simulation of the thermal performance of the solar distiller so that more units may be developed and built taking into consideration the local ambient variables and resources. The thermal efficiency is calculated as the ratio of the energy used in the evaporation process to the total incident solar radiation.

Keywords

Solar tank, distiller, desalination / tanque solar, destilador, dessalinizador

1. INTRODUCTION

This work presents a model to estimate the thermal efficiency of a still type solar distiller to produce potable water from salty water. At present, the general model is based on the simultaneous solution of the energy balance equations for the water in the tank and the transparent cover to calculate the water and the cover temperatures. These two values are used to estimate the useful energy and the thermal efficiency of the distiller. The energy balance equations are written as functions of the thermal variables, the ambient variables such as the intensity of solar radiation, ambient temperature, and wind speed, and also the construction materials and dimensions. Therefore, this numerical model allows the simulation of the performance of the solar distiller so that more units may be developed and built taking into consideration the local ambient variables and resources.

In the numerical simulation, the transient term in the energy equation for the water in the tank is set to zero because available data for transient operation was not found in the literature. The steady state model is then validated using the data presented by Löf et al. [1961]. Simulations were also conducted for a distiller that is presently being built at the Applied Solar Energy Laboratory [LES] in Fortaleza. The experimental and numerical results compared well.

Figure 1 shows the schematics of the distiller whose components are a water tank, a glass cover, lateral flow channels and an accumulation tank. In the distiller at LES, the dimensions of the tank are: 5m in length, 2m in width, and 0.25m in depth. This depth was chosen to allow testing with different fillings for transient operation and the space needed by the measurement sensors. The lateral flow channels are plastic tubes that connect the end sides of the glass cover to the accumulation tank. The bottom wall was built over a 5 cm concrete layer, a 5 cm Styrofoam layer, white brick, and a finishing layer made of cement, an impermeable layer, and black painting.

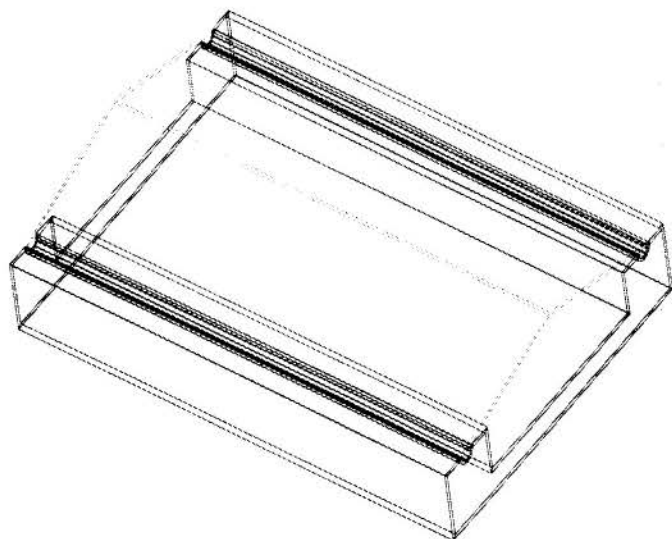


Figure 1: Still Type Solar Distiller.

Even though a solar distiller tank is simple to build, the heat and mass processes that take place are very complex. These transfers are by radiation natural convection, conduction, diffusion, evaporation, and condensation all in one system.

In spite of the fact that much work has been done in this field, much is still needed to more accurately determine its thermal efficiency.

2. LITERATURE REVIEW

Since much work has been reported in the literature, this review makes reference to just some classical papers in solar distillers and the ones presented at the 1991 Solar Energy World Congress. A collection of these works was presented by Talbert *et al.* (1970).

A complete set of balance equations, which described the energy and mass transfer relationships involved in the operation of the basin type solar still, was derived by Löf *et al.* (1961). In the same year, Dunkle also analyzed the roof type still of single and multiple effects and modeled its steady state performance in two energy balance equations: one for the transparent cover and the other for the water in the tank. Both equations had the temperatures of the transparent cover and of the water as unknowns. By selecting a value for the temperature of the water, the equations were solved by trial for the temperature of the transparent cover and the thermal efficiency was calculated. Clark (1990) suggested a modification on the value of a constant used in the calculation of the evaporative mass flux used by Dunkle to match the experimental results of current work.

Chendo *et al.* (1991) presented a comparative study using different filling in the tank: stone, vegetable coal and fabric. They found that distillation rates increased from sunrise to sunset in the order: charcoal, wick, control still and pebble. Compared to the daily solar radiation intensity, the maximum value for the solar flux point occurred hours before the best performance of the stills in the order above. The highest values for daily productivity occurred for pebble lined still four hours after sunset. Schwarzer *et al.* (1991) presented a solar system to produce drinking water. The equipment consisted of a modified version of a flat plate collector and a heat recovery system with a transparent insulation instead of the glass. For

summer conditions in Germany, fluid temperature above 100°C were found. Experimental values for the rate of the volume of distillate to the incident solar radiation increased from 0.20 l/MJ to 0.36 l/MJ.

3. METHODOLOGY

The heat and mass transfer balance equations for a roof type still have been discussed in the literature, as stated in the previous section. The equations used in this work were re-written here to better present the numerical model.

The energy balance equation for the water in the tank can be written as,

$$I_{\text{abs}} = \dot{Q}_k + \dot{Q}_e + \dot{Q}_r + \dot{Q}_c + \dot{Q}_l + \left[\dot{m} C_p \right]_w \frac{dT_w}{dt} \quad (1)$$

For steady state operation, the last term in Equation (1), which represents the accumulation of energy in water, is set to zero. Heat losses by conduction to the ground are usually very small as the tank is well insulated and these losses are neglected. With these considerations, Equation (1) becomes,

$$I_{\text{abs}} = \dot{Q}_e + \dot{Q}_r + \dot{Q}_c + \dot{Q}_l \quad (2)$$

Proposed by Dunkle, the heat transfer fluxes by convection, evaporation (condensation), and radiation can be estimated by Equations (3), (4), and (5), respectively,

$$\ddot{q}_c = 8.84 \cdot 10^{-4} \left\{ T_w - T_t + \left[\frac{P_s(T_w) - P_s(T_t)}{268.9 \cdot 10^3 - P_s(T_w)} \right] T_w \right\}^{1/3} (T_w - T_t) \quad (3)$$

$$\ddot{q}_e = 16.276 \cdot 10^{-3} \ddot{q}_c \left[\frac{P_s(T_w) - P_s(T_t)}{T_w - T_t} \right] \quad (4)$$

$$\ddot{q}_r = 0.9 \sigma (T_w^4 - T_t^4) \quad (5)$$

The transparent cover exchanges energy by convection, radiation, and condensation (evaporation) with the surface of the water and by convection and radiation with the environment. Its energy balance equation can be written as,

$$\dot{Q}_c + \dot{Q}_r + \dot{Q}_e = \dot{Q}_{c,\infty} + \dot{Q}_{r,\infty} \quad (6)$$

The rate of energy transfer by convection with the environment can be estimated as,

$$\dot{Q}_{c,\infty} = h_{\text{wind}} (T_t - T_\infty) \quad (7)$$

The ASHRAE Handbook of *Fundamentals* recommends a correlation for h_{wind} , the outside air convection coefficient, for ambient air and a glass surface as,

$$h_{wind} = 5.50 + 2.70 v_{wind} \quad (8)$$

The rate of energy exchange by radiation with the environments is determined by using the Stefan-Boltzmann equation,

$$\dot{Q}_{r,\infty} = \varepsilon \sigma (T_t^4 - T_{sky}^4) \quad (9)$$

T_{sky} is the sky temperature estimated using the Swinbank correlation,

$$T_{sky} = 0.0552 T_\infty^{1.5} \quad (10)$$

The thermal efficiency of the still is calculated as in Equation (11) where \dot{q}_e is estimated using Equation (4), and the experimental or

$$\eta = \frac{\dot{q}_e}{I_{inc}} \quad (11)$$

the total efficiency, which includes all the losses in the system, is calculated as,

$$\eta = \frac{\dot{m} h_{fg}}{I_{inc} A} \quad (12)$$

The energy balance equation for the water in the tank, Equation (1), is a first order non-linear ordinary differential equation in the two unknown temperatures of the water and the transparent cover. The rate of energy balance equation for the transparent cover, Equation (6), is a transcendental equation in the same two unknowns. These two equations are solved simultaneously for the unknown temperatures, which are used in the calculation of the theoretical thermal efficiency, Equation (11).

In the numerical procedure, an initial guess is made for the temperature of the cover glass and Equation (1) is solved for the temperature of the water, subject to an initial condition. This value of T_w is then used in solving Equation (6) for the temperature of the cover glass and this value of T_t is compared with the initial guess. If the two values do not compare satisfactorily, this calculated value of T_t is used as a new guess value for the next iteration and the process continues until the two values, guessed and calculated, fall within the desired tolerance interval.

The Modified Euler's Method and the Bisection Method were used to solve the ordinary differential equation and the transcendental equations of the model. These methods were chosen because they are simple and robust, two characteristics needed in solving non-linear systems, even though they use more computer time than more sophisticated methods. In the steady state model, equation (1) becomes a transcendental equation because the term responsible for the rate of energy accumulated in the water is set to zero. The tolerance value,

the absolute difference between the guessed and the calculated value of T_t , used in the calculation was of 0.00001. In most cases, it took 20 to 25 iterations for convergence to be achieved. The values of T_t and T_w found were used to calculate \ddot{q}_e in Equation (4), and the theoretical thermal efficiency was estimated using Equation (11).

To validate the numerical model, the experimental data reported by Löff *et al.* [1961] were used. The values for solar radiation reported were daily sums and to obtain average hourly values the number of daylight hours was calculated for the specific day and location. In Equation (1), \dot{Q}_1 represents the rate of energy lost through re-evaporation, leakage, etc. and since these losses could not be estimated analytically, the experimental values were used in the numerical calculations.

4. RESULTS

Tables 1. show two simulation runs for the operation of the solar still in a three-day period, Oct. 7-9, 1959 and May 18-20, 1960, and the experimental values reported by Löff *et al.* [1961]. The values in column E stand for the experimental results, the ones in column N_1 are the numerical results considering no losses due to conduction and re-evaporation, and the values in column N_2 consider the re-evaporation losses as the same percentage reported in the experimental work.

In the simulation runs, the numerical model predicts higher values of the temperatures of

Table 1: Results for period: Oct. 7-9, 1959 and May 18-20, 1960

E: Experimental / N_1 : Numerical / N_2 : Numerical

	Oct 7-9, 1959			May 18-20, 1960		
	E	N_1	N_2	E	N_1	N_2
I [$W/m^2 \cdot day$]	368	-	-	609.36	-	-
T_t [K]	305	307	305	310	313	310
T_w [K]	312	319	315	317	327	323
Distillation, %	32.2	-	-	40.5	-	-
Re-evap/ leakage, %	1.6	-	1.6	3.5	-	3.5
Conduction, %	16.6	-	-	14.5	-	-
Efficiency, %	-	49.2	38.1	-	55.6	43.4

the cover and the water, and also efficiency. As expected, including the re-evaporation, leakage, and conduction losses improves significantly the results.

A large portion of the difference between experimental and numerical results is caused by air and vapor leakage from the experimental distiller. Completely tight construction cannot be assumed and water vapor loss occurs, particularly when windy conditions exist. This factor causes the temperatures of water and cover to decrease below theoretical values. Liquid water leakage losses from cracks and joints in side flow channel can also reduce the measured water output and resulting efficiency.

In the simulation for the distiller at LES, the leakage losses were set to 1%. The

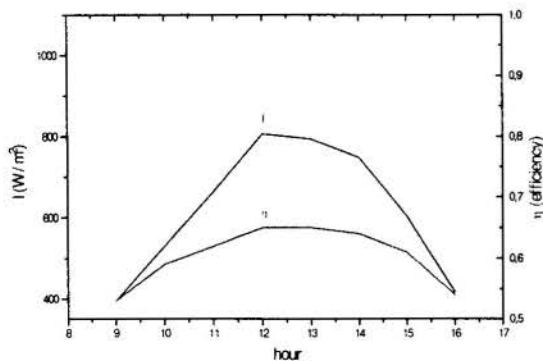


Figure 2: Numerical results for the thermal efficiency - Fortaleza, Jan.1997

results are shown in Figure 2 using the measured values for the solar radiation flux, wind velocity, and ambient temperature for Fortaleza in the month of Jan. 1997.

5. CONCLUSION

Even though the numerical results predict the influences for the variables in the calculation of the distiller thermal efficiency, the model can be improved.

The analytical-numerical model considers that the energy used in the evaporation of the water equals that of condensation of the vapor. In reality, the humid air layer above the liquid surface is not totally saturated and the rates of evaporation and condensation are different. One more energy balance equation is needed for this humid air layer since the air is not 100% saturated and the rates of evaporation and condensation differ. Another loss is by heat conduction from side curbs of the basin. Insulation reduces but does not eliminate these unmeasured losses.

At present, a solar still is being built at the LES to collect data for different tank fillings and validate the numerical procedure for transient operation. Instrumentation to measure the temperature of the water, of the glass cover, the dry bulb temperature and relative humidity of the air inside the distiller, the level of water in the tank, the total global radiation, the ambient dry bulb temperature, and the wind speed is being installed.

6. ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank FINEP for the financial support in the construction and instrumentation of the distiller at LES. Thanks to CNPq through the program PIBIC and UFC for the undergraduate student fellowship. Special thanks to Dr. George Löf from Colorado State University.

7. REFERENCES

- Clark, J. A., The Steady State Performance of Solar Still, *Solar Energy*, **44**, pp. 43-49, 1990.
- Chendo, M. A. C. & Egariens, S. U., Effects of Pebbles and Wick on the Performance of a Shallow Basin Solar Still, *Solar World Congress. Proceedings of the Biennial Congress of the International Solar Energy Society*. Denver, Colorado, USA., pp. 2264-2269, 1991.
- Dunkle, R. V., Solar Water Distillation: The Roof Type Still and a Multiple Effect Diffusion Still, *Int. Devel. Heat Transfer*, A.S.M.E., pp 895-902, Part 5, 1961.
- Dunkle, R. V., Solar Water Distillation: The Roof Type Still and a Multiple Effect Diffusion Still, *International Heat Transfer Conference, Part V, International Developments in Heat Transfer*, p. 895, University of Colorado, 1961.
- Dunkle, R. V., A Simple Solar Water Heater and Still. Presented at joint *AIRAH-SES Meeting*, Perth, May, 1971.
- Löf, G. O. G., Elbling, J. A., Bloemer, J. W., Energy Balances in Solar Distillers, *AICHE Journal*, **7(4)**, 641-649, 1961.
- Löf, G. O. G., Fundamental Research Problems in Solar Distillers, *Solar Energy (Special Issue)*, **5**, 35-46, 1961.

Schwarzer, C., Wiedonfeld, M., Bansal, N. K., Ertl, K.H., A Novel Solar Sterilization Water and Distillation System: Experimental and Thermodynamics Analysis, *Solar World Congress. Proceedings of the Biennial Congress of the International Solar Energy Society*. Denver, Colorado, USA., pp. 2276-2281, 1991.

Talbert, S. G., Eibling, J. A., Löf, G. O. G., Wong, C., Sieder, E. N., *Manual on Solar Distillation of Saline Water*, Research and Development Progress Report N° 546, 1970.

8. NOMENCLATURE

I_{abs}	absolved irradiation for the water in the tank (W/m^2)
I_{inc}	solar irradiation (W/m^2)
\dot{Q}	rate of energy transferred
$\left[\dot{m} C_p \right]_w$	dT_w/dt rate of energy accumulated in the water
\dot{m}	rate of condensation in kg/s
h_{fg}	the latent heat of vaporization (kJ/kg)
V	wind velocity (m/s)
h_{wind}	heat transfer coefficient ($W/m^2.K$)
P	saturation pressure (N/m^2)
T	temperature (K)
C_p	specific heat
\ddot{q}	energy transfer flux

Subscript:

c	convection
e	evaporation - condensation
k	conduction through the bottom and sides
l	loss
r	radiation
∞	ambient
w	water
t	transparent cover
s	saturation

Greeks:

σ	Stefan-Boltzmann constant
ε	emissivity of the glass cover
η	efficiency

PAPER CODE: COB887

THERMAL ANALYSIS OF AN EVACUATED TUBE SOLAR COLLECTOR IN FORCED AND NATURAL CIRCULATION FLOW / ANÁLISES TÉRMICAS DE UM COLETOR SOLAR DE TUBO EVACUADO EM ESCOAMENTO NATURAL E FORÇADO

MARIA EUGÊNIA VIEIRA, HELOISA BEATRIZ CORDEIRO MOREIRA & GLEIDSON SANTOS DO NASCIMENTO
Laboratório de Energia Solar Aplicada, Centro de Tecnologia, Bloco 710, Campus do Pici - UFC
CEP 60455-760 - Fortaleza , Brazil - E-mail: eugenia@ufc.br / heloisa@les.ufc.br

Abstract

An evacuated tube solar collector is a heat exchanger that converts radiant solar energy into heat. It is made of an absorber plate placed in a glass tube. The space inside the tube is evacuated to a pressure of 10^{-4} to 10^{-6} Torr. The evacuation reduces convection losses from the plate, which may be coated with a selective surface. This work presents a numerical model to determine the thermal efficiency of this collector operating in forced and natural circulation flows. In forced flow, the energy balance equations for the absorber plate and the glass tube are used to estimate the collector heat removal factor. In natural circulation, with water vapor as the working fluid, a model developed for a solar thermal siphon circuit is used. The thermal efficiency values found for both operations under the ambient conditions in Fortaleza were high and indicated the possibility of applications in solar refrigeration systems.

Keywords

Evacuated tube, solar collector, solar heat pipe / Tubo Evacuado, coletor solar, tubo de calor solar

1. INTRODUCTION

An evacuated tube solar collector is a heat exchanger that, just like the flat plate collector, converts solar radiation into heat. The collector consists of an absorber plate inside a cylindrical glass envelope. The space between the glass envelope and the absorber plate is evacuated to a vacuum of 10^{-4} a 10^{-6} Torr. The absorber plate is suspended in the envelope with as little as possible contact with the glass. The purpose of the vacuum is to much reduce the convection and conduction losses from the plate while the radiation losses are reduced by using a selective coating. The use of evacuated tube collectors makes it possible to reach high temperature at the collector outlet, in the range of 200°C, and its use in solar refrigeration system. Figure 1 shows the drawing of an evacuated tube solar collector.

Among the advantages of an evacuated tube collector, the use of a single glass cover instead of double glazing employed in conventional flat plate collectors can be mentioned. This single cover allows higher transmission of the solar radiation flux and uses less material. At low incident angles, the circular shape of the tube accounts for high transmissivity and reflection at adjacent tubes. Since its design is somewhat simple, less material is used in its construction which implies in less costs. The disadvantages are associated with production costs at present and more care in handling.

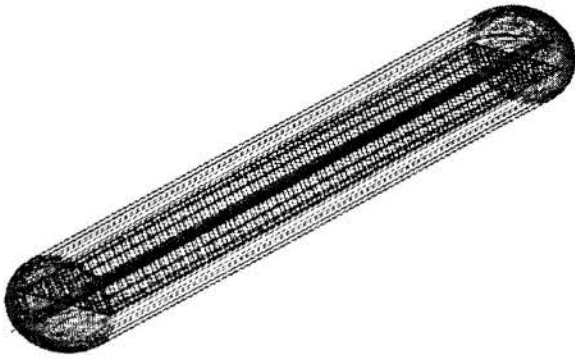


Figure 1: Evacuated tube collector with the absorber plate in red and the glass cover in blue.

This work started with the need to rebuilt and model a solar refrigeration unit which uses evacuated tube collectors during the heating phase of its cycle. The collectors operated in a single phase thermal siphon circuit. Their thermal performance was modeled by the Tecnikum Rapperswil (1994). For single phase forced convection operation the

equations presented in this work were used to calculate the thermal efficiency. The expressions for the heat transfer coefficients were taken from the literature. The numerical calculation was done using the ambient conditions for the city of Fortaleza and the results show the high performance of these collectors.

2. LITERATURE REVIEW

Even though there are quite some books published in the field of solar thermal energy, not very many articles have been published about its thermal analysis.

Speyer (1964) analyzed the effect of vacuum in the performance of a flat plate collector involved in a glass tube. Various absorber plate geometry were tested and a silver plating in the interior of the tube was proposed to reflect the light not intercepted by the absorber. The results of the experiments showed that the evacuated tube solar collector had a higher performance than conventional collectors and could be produced at lower cost.

Beekley and Mather (1975) studied a collector with three concentric glass tubes. The tube in the middle worked as the absorber with a selective cooling. Vacuum was maintained in the spaces between the exterior tubes and the one in the middle. The work included an analytical model to predict the collector performance. Higher performance was achieved at an incident angle of 30° .

Ortabasi and Buel (1975) presented a semi-empirical analysis of the evacuated tube collector which was then developed by the "Corning Glass Company". They also simulated the performance of the collector in cooling and heating systems. The calculated and experimental results indicated that it was possible to obtain efficiency higher than 55% with a fluid temperature of 120°C above the ambient temperature at an insolation of 800 W/m^2 .

Beach (1975) analyzed the performance of evacuated tube collectors. The work was related to the thermal performance and little attention was given to the optical study of the radiation that reached the absorber.

Frick and Karaki (1976) presented a detailed analysis for the thermal efficiency of the evacuated tube collector and the experimental results agreed well with the theoretical model. It was shown that these collectors were superior in performance as compared to conventional flat plate collector.

3. METHODOLOGY

This section presents the analytical procedures used to simulate the thermal performance of an evacuated tube collector operating in a closed loop with the working in natural and forced flow.

The thermal analysis is based on the two energy balance equations for the absorber plate and the glass envelope. In the glass cover, the energy gain is due to the transfer by radiation and conduction through the supports with the absorber plate and the energy loss is by convection and radiation to the ambient. In the absorber plate, the solar energy through the glass envelope is absorbed by the fins and the tube and heats the working fluid. The heat removal factor is a function of the thermal losses from the collector and the heat transfer coefficient from the plate to the fluid.

For forced convection operation, the work by Frick and Karaki (1976) was used as the basic model. In order to write out the energy balance equations for the absorber plate and the glass tube, it was necessary to estimate the heat transfer coefficients for the convection, radiation and conductions.

The radiation heat transfer was estimated as in Equation (1). The effective emissivity of

$$h_{pg} = \frac{2 \varepsilon_{pg} \sigma (T_p^4 - T_g^4)}{T_p - T_g} \quad (1)$$

the absorber plate, ε_{pg} was determined by Equation (2).

$$\varepsilon_{pg} = \frac{1}{\varepsilon_p + \frac{A_p}{A_g (1/\varepsilon_g - 1)}} \quad (2)$$

In the space partially evacuated to a pressure of 10^{-4} Torr, the rate of heat transfer by conduction and convection is less than 1% of the thermal conductivity in the air at atmospheric pressure. The heat transfer coefficient, according to Frick and Karaki (1976), is approximately $0.013 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ }^\circ\text{C})$. An error of 1% in the heat loss coefficient makes the losses by conduction and convection negligible.

The heat transfer coefficient by conduction through the supports which hold together the absorber plate and the glass tube was estimated using Equation (3). The forced convection

$$h_s = \frac{m A_s k_s}{A_p L_c} \quad (3)$$

heat transfer coefficient inside the copper tube was determined by Equation (4), which was presented by Holman (1972).

$$\frac{h_w 2R}{k_f} = c \left(\frac{u_\infty 2R}{u_f} \right)^n P_r^{1/3} \quad (4)$$

The heat losses from the glass tube to the ambient were estimated using Equation (5) for convection and (6) for radiation.

$$h_w = 0.6 \frac{A_T}{A_p} h_w \quad (5)$$

$$h_r = \frac{2N\pi R \arccos\left(\frac{R}{2R+d}\right) + 90R\pi}{90A_p(2N+1)(T_g - T_a)} \varepsilon_g \sigma (T_g^4 - T_s^4) \quad (6)$$

Using an iterative procedure based on the energy balance equations for the glass cover and the absorber plate, the plate temperature was estimated using the ambient temperature as an initial guess for the glass temperature. These values were then used to calculate the heat transfer coefficients presented above. The overall heat loss coefficient U_l and the heat removal factor, F_R , were estimated using Equations (7) and (8). The constants shown in Frick and Karaki (1976).

$$U_l = \frac{1}{\frac{1}{h_{pg} + h_s} + \frac{1}{h_w + h_r}} \quad (7)$$

$$F_R = \frac{m C_p}{U_l A_c} \left[1 + \frac{(2I_2\lambda_1 - \beta_1 - \lambda_1)}{\beta_2} \right] \quad (8)$$

To estimate the thermal efficiency, the traditional model, Equation (9), was used.

$$\eta = \frac{Q_{out}}{H} = F_R (\tau\alpha) - F_R U_l \left(\frac{T_{in} - T_a}{H} \right) \quad (9)$$

In thermal siphon natural circulation operation, as in the solar refrigeration unit, the fluid flows in the closed loop due to the difference in density of the fluid in the liquid and vapor phases. In its operation, liquid water in the bottom of the collector evaporates as it absorbs heat. It flows to the upper part of loop where it releases heat in condensation before returning to the collector inlet to be evaporated again.

To models the collector performance, the expression, Equation (10), presented by the Solarenergie Technikum Rapperswil (1994) was used. In this equation, x is the characteristic

$$\eta = c_0 - c_1 x - c_2 H x^2 \quad (10)$$

variable defined as,

$$x = \frac{T_m - T_a}{H} \quad (11)$$

In the numerical calculation, Equation (9) was used for forced convection single phase flow and Equation (10) for thermal siphon operation. The values for the global solar radiation intensity, ambient dry bulb temperature and wind speed were the average of daily measurements made by the Weather Station at the Federal University of Ceara in the period from July, 1972 to June 1989. It was observed that the intensity of solar radiation had very uniform and high values throughout the year, reaching its peak in October. Since the daily values of the solar radiation intensity was presented as a daily sum, the Clear Day Model presented by Hottel (1976) and Erbs *et al.* (1982) was used to distribute this sum into hourly values.

The physical data for the collector were taken from the prototype that is being installed in the solar refrigeration unit.

4. RESULTS

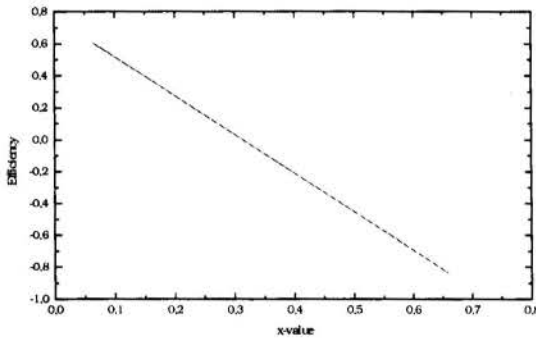


Figure 2: Numerical values for the thermal efficiency in thermal siphon operation.

The results for natural circulation, heat pipe operation are presented in Figures 2 and 3. Figure 2 shows that the efficiency is very high for low x-values, low temperature difference, and low irradiation. The higher the temperature difference and the irradiation, the lower is the efficiency of the collector. Figure 3 shows the efficiency for the ambient conditions in the month of October in Fortaleza.

The results for forced convection operation are presented in Figure 4. The efficiency values were calculated

using the equations presented in the previous section and the same ambient conditions as the in the natural circulation calculation. It is observed from a comparison of Figures (3) and (4) that the operation in forced convection lead to higher efficiency values. However, in forced convection a pump is needed to circulate the fluid and electrical energy is added to the system.

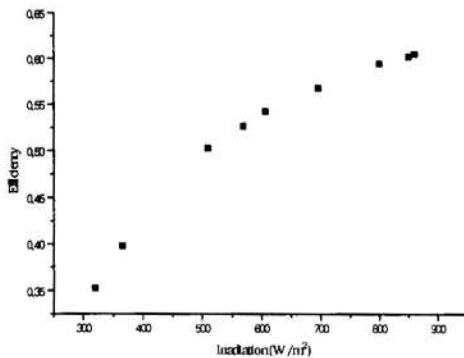


Figure 3: Efficiency for thermal siphon operation.

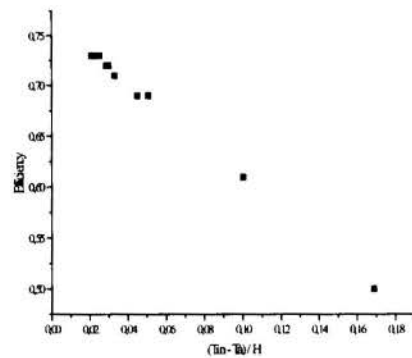


Figure 4: Efficiency for forced flow operation.

5. CONCLUSIONS

Considering the results presented, the efficiency of the evacuated tube collector reached high values in both cases. In forced flow operation, efficiency values as high as 0.75 could be reached for the collector with the $F_R(\tau\alpha)$ value higher than 0.8, as shown in Figure 4. In the natural flow operation, efficiency values reached 0.65 for an $F_R(\tau\alpha)$ value of 0.70.

This results indicated that the evacuated tube collector performed well under the ambient conditions in Fortaleza and were used to calculated the amount of energy that could be collected in the heating phase of the solar refrigeration unit. The energy was responsible for the reactor operation and the cooling capacity of the cycle.

The results for forced convection operation show the possibility of better performance in more conventional hot water heating system, as mostly used in Brazil.

6. ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank COELCE for lending the refrigeration unit and the evacuated tube collectors to develop this research work. We also acknowledge the aid from the *Technische Universität München* and Dr. Eng. H. Kleinemeier. Thank you also to BNB that has approved the financial support to repair the unit and the program PET from CAPES for two undergraduate student fellowships.

7. REFERENCES

- Beekley, D.C. & Mather, G. R. Analysis and Experimental Test of High-Performance Tubular Solar Collectors. *Presented at 1975 ISES Meeting*, Los Angeles, California, July,1975.
- Charles D. Beach, Thermal Performance Model for Collectors in Evacuated Tubes. Prepared for Dr. Paul J. Wilbur, Colorado State University, April, 1975.
- Erbs, D.G., Klein, S. A. & Duffie, J.A. Estimation of the Diffuse Radiation Fraction for Hourly Daily and Monthly-Average Global Radiation, *Solar Energy*, 28, 293,1982.
- Frick, D.M. & Karaki, S. Performance of an Evacuated Tube Solar Collector, July, 1976.
- Holman, J. P. Heat Transfer, *Third Edition*, McGraw-Hill Book Company, 1972.
- Hottel, H. C. A Simple Method for Estimating the Transmittance of Direct Solar Radiation Through Clear Atmospheres, *Solar Energy*, 18, 129,1976.
- Solarenergie Technikum Rapperswil, Switzerland, Testcollector No. 103, 1994.
- Speyer, E. Solar Energy Collection with Evacuated Tubes, *Transactions of ASME*, 64 WA/SOL-2,1974.
- Ortabasi,U. & Buehl, W. M. Analysis and Performance of an Evacuated Tubular Collector. *Presented at the 1975 ISES Meeting*, Los Angeles, California, July,1975.

8. NOMENCLATURE

- T- Temperature in degrees Kelvin
 h - heat transfer coefficient

A - area

m - number supports per tube

k - thermal conductivity

L - length of support from the absorber to the glass

u - velocity

P_r - Prandlt number

c, n - functions of the Reynolds number

C - collector constant

H - global irradiation

Greeks

ϵ - emissivity

σ - Stefan-Boltzman constant

ν - kinematic viscosity

Subscripts

p - plate

g - glass

s - supports, sky

f - air, fluid

T - tube

r - radiation

a - ambient

m - average

w - water

∞ - freestream

c - length

Tema 13

Energia Nuclear

PAPER CODE: COB43

REPRESENTAÇÃO DOS SISTEMAS AUTOMÁTICOS DE CONTROLE E DE PROTEÇÃO DE ANGRA I / SIMULATION OF THE ANGRA I CONTROL AND PROTECTION SYSTEMS

RONALDO C. BORGES & ANIBAL N. GEBRIM

Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN), Coordenação de Reatores
Rua General Severiano 90 - Sala 419/A, 22294-900, Rio de Janeiro, RJ, Brasil
E-mail: ronaldo@cnen.gov.br e anibal@cnen.gov.br

Abstract

The following automatic control systems for Angra I Nuclear Power Plant (NPP): rod control system, steam generator level control system, feedwater bypass valve control system, pressurizer pressure control system and pressurizer level control system and also the following protection system: overtemperature, overpower, pressurizer low pressure, pressurizer high pressure, pressurizer high water level, low primary coolant flow and low-low steam generator water level were simulated with the RELAP5/Mod2 code. The paper shows the results of three transients: a) a ten percent step load change, b) a five percent per minute ramp load change, and c) pump coastdown. Satisfactory quantitative and qualitative results were obtained when comparing these results with the "setpoint study" and FSAR results.

Keywords

Control System, Protection System, Nuclear Power Plant, Angra I, RELAP5/Mod2 Code
Sistema de Controle, Sistema de Proteção, Usina Nuclear, Código RELAP5/Mod2

1. INTRODUÇÃO

RELAP5/Mod2 (Ransom *et al.*, 1985) é um código para análise de transientes termo-hidráulicos em reatores à água leve pressurizada (PWR) e também para circuitos experimentais, podendo ser simulado com o mesmo os circuitos primário e secundário, os circuitos auxiliares, os sistemas de proteção e controle, a neutrônica do núcleo do reator, as estruturas de calor, etc. O código utiliza o modelo de dois fluidos (seis equações de conservação), admitindo não-equilíbrio e não-homogeneidade entre as fases.

Este código é amplamente utilizado em diversos países do mundo para análises de segurança de reatores, tendo uma extensa matriz de validação que envolve a simulação de experimentos de efeitos integrais e separados, bem como a simulação de resultados obtidos em transientes operacionais e acidentais ocorridos em usinas nucleares.

Com a realização da Jornada Nacional de Termo-hidráulica de Reatores (GT JONATER I e II, 1995 e 1996) foi elaborado um conjunto de dados de entrada para o código realista ("best estimate") RELAP5/Mod2 para simular a Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto - Unidade I (Angra I).

Após a I e II JONATER, o conjunto de dados gerados continha a representação da geração, condução e transferência de calor da vareta combustível para o fluido primário, do transporte deste fluido, através das tubulações das pernas quentes, para ser resfriado nos geradores de vapor (GV's) e o retorno do mesmo ao núcleo do reator para ser reaquecido, através das tubulações das pernas frias, onde estão localizadas as bombas de refrigeração. O controle de pressão é exercido pelo pressurizador (PZR), que está conectado pela linha de surto a uma das tubulações de saída do vaso do reator.

Acrescentou-se aos dados consolidados nas mesmas, os sistemas de controle automático existentes em Angra I, a saber: controle de nível e pressão no pressurizador, controle de nível nos

geradores de vapor, controle da temperatura média do primário e controle de desvio de vapor. Foi também acrescentado o sistema de proteção para o desligamento do reator de Angra I, através dos sinais de sobre-temperatura, sobre-potência, alta e baixa pressão no pressurizador, alto nível de água no pressurizador, baixa vazão no circuito primário e muito baixo nível de água nos geradores de vapor. O controle de desvio de vapor não será descrito, porque ele não é utilizado nos transientes mostrados aqui.

Os sistemas de controle operacional são projetados para controlar automaticamente e sem que ocorra desligamento da usina, no intervalo de 15 a 100% da potência nominal, nos seguintes transientes: degrau de $\pm 10\%$ e rampa de $\pm 5\%/min$ na carga da turbina e desvio total de carga na turbina, com atuação automática do sistema de controle de desvio de vapor.

A filosofia fundamental do sistema de proteção é garantir que as funções básicas de segurança de confinamento, de controle de reatividade (potência) e de resfriamento sejam preservadas. O critério geral dos pontos de atuação para o desligamento ("trip") do reator é evitar potências e temperaturas elevadas bem como baixa pressão que levem o reator ao ponto de ocorrência do desvio da ebulição nucleada, DNB (Departure from Nucleate Boiling).

Os resultados obtidos para três transientes, degrau em $\pm 10\%$ e rampa de $\pm 5\%/min$ na carga da turbina e parada simultânea das bombas de refrigeração do reator, foram comparados com os resultados apresentados no "setpoint study", elaborado pela Westinghouse Electric Corporation e o FSAR (Final Safety Analysis Report) de Angra I (Furnas, 1994). Por serem os resultados do "setpoint study" proprietários do projetista, os mesmos não poderão ser mostrados, sendo apenas comentados.

2. SISTEMAS DE CONTROLE DE ANGRA I

2.1 Controle de Temperatura Média do Primário

Regulando a reatividade dentro do núcleo do reator, este controle automático é projetado para manter a temperatura média dentro da faixa de $\pm 1,94$ K da temperatura programada.

O mecanismo que movimentava as barras de controle move-se basicamente em passos discretos, inserindo ou retirando uma determinada quantidade de reatividade. As barras de controle são divididas em quatro bancos, A, B, C e D. O banco D é o primeiro a ser inserido, seguido, em sobreposição, pelos bancos C, B e A ou, em ordem inversa, no caso da retirada.

Este sistema de controle consiste de dois sinais de erro. A diferença entre estes sinais é a entrada para uma curva programada de velocidade de inserção/retirada de barra. Os dois canais usados para gerar o sinal inicial de erro total são a diferença entre as temperaturas média (mais alta) do primário e a programada, e a diferença entre a potência nuclear e a carga da turbina.

A média mais alta das temperaturas é enviada a um controlador "lead/lag", aumentando o efeito do sinal. Para filtrar os ruídos, logo após é colocado um controlador "lag". O sinal que sai do controlador "lag" é comparado com a temperatura de referência, função da carga na turbina, que também é filtrada por um controlador "lag".

O segundo sinal de erro, advém da comparação entre as potências da turbina e do núcleo do reator. O desvio entre as potências passa por um controlador derivativo, para depois passar por dois ganhos em série. O primeiro, um ganho não-linear, varia o efeito do sinal com grandes variações de carga, tendo um efeito correspondentemente maior. Um segundo ganho, ganho variável, é colocado logo após a saída do ganho não-linear, para impor um ganho alto no erro comparativo à baixas potências e um ganho baixo para altas potências, visando fornecer controle adequado em baixos níveis de potência, bem como operação estável em altos níveis de potência.

O sinal total de erro que controla a velocidade de inserção/retirada das barras de controle é a soma dos dois sinais de saída descritos acima. O sinal de erro total é expresso da seguinte maneira:

$$T_E = \left[T_{REF} \frac{1}{(1 + \tau_2 s)} - T_{MED} \frac{(1 + \tau_3 s)}{(1 + \tau_4 s)(1 + \tau_5 s)} \right] + \left[(Q_T - Q_N) \left(\frac{\tau_1 s}{1 + \tau_1 s} \right) G_1 G_2 \right] \quad (1)$$

Onde G_1 é o ganho não linear e G_2 é o ganho variável. Q_T e Q_N são respectivamente as potências na turbina e no núcleo do reator. T_E , T_{REF} e T_{MED} são respectivamente o desvio na temperatura e as temperaturas de referência e da média leiloadas. τ_1 e s são respectivamente as constantes de tempo e a variável de Laplace.

2.2 Controle de Nível no Gerador de Vapor

Para manter o nível de água do lado secundário do gerador de vapor sempre dentro do programado, existe para cada gerador de vapor, um controle da área de escoamento da válvula de controle de água de alimentação principal. Para determinar exatamente a posição desta válvula, o controle compara continuamente a vazão mássica de vapor com a vazão mássica da água de alimentação e, também, compara o nível calculado com o nível programado.

Um sinal de erro entre os níveis medido e programado é gerado. O sinal do nível medido ("narrow range level") passa através de um filtro antes de ser comparado com o nível programado. O nível programado é obtido a partir da potência nuclear e também passa através de um filtro, antes da comparação. Este sinal de erro de nível pode ser expresso da seguinte forma:

$$N_{E,GV} = \left[N_{P,GV} \left(\frac{1}{1 + \tau_{31}s} \right) - N_{M,GV} \left(\frac{1}{1 + \tau_{30}s} \right) \right] \quad (2)$$

A saída deste sinal é enviada através de um controlador Proporcional/Integral (PI) para ser comparada com a diferença entre as porcentagens das vazões mássicas de vapor e de água de alimentação. Este último sinal ainda passa por mais um controlador PI, antes de atuar sobre a área de escoamento da válvula de controle de água de alimentação, que é representada na seguinte forma:

$$\%AV_{FW} = \left[N_{E,GV} \left[K_{32} \left(1 + \frac{1}{\tau_{34}s} \right) \right] + (\%W_V - \%W_{FW}) \right] \left[K_{33} \left(1 + \frac{1}{\tau_{35}s} \right) \right] \quad (3)$$

Onde $N_{E,GV}$, $N_{P,GV}$ e $N_{M,GV}$ são respectivamente o erro no nível, o nível programado e o nível calculado. K_i , $\%AV_{FW}$, $\%W_V$ e $\%W_{FW}$ são respectivamente as constantes, a razão de abertura da válvula e vazões de vapor e de água de alimentação.

2.3 Controle de Pressão do Pressurizador

O controle de pressão no pressurizador visa manter a pressão no seu valor nominal, utilizando-se de quatro mecanismos: válvulas de "spray", válvulas de alívio, aquecedores proporcionais e aquecedores de retaguarda. Juntos, estes quatro elementos mantêm a pressão nos valores previstos, evitando o desligamento do reator, resultante de algum transiente operacional.

O sinal de pressão é inicialmente comparado com um sinal de pressão de referência, para depois suprir um controlador Proporcional/Integral/Derivativo (PID), que irá acionar um dos quatro mecanismos descritos acima. Este sinal de pressão tem a seguinte notação:

$$P_{E,PZR} = \left[P_{M,PZR} - P_{REF,PZR} \right] \left[K_{21} \left(1 + \frac{1}{\tau_{21}s} + \tau_{22}s \right) \right] \quad (4)$$

Onde $P_{E,PZR}$, $P_{M,PZR}$ e $P_{REF,PZR}$ são respectivamente o erro na pressão, as pressões calculadas e de referência no pressurizador. Se o erro de pressão é positivo, indica que a pressão do sistema é maior que a pressão de referência, iniciando-se assim a abertura na válvula do "spray" e esta abertura é maior quanto mais positiva for esta diferença, até alcançar o seu máximo. Se com a abertura total da válvula do "spray" a pressão continuar subindo, ocorrerá, então, a abertura das válvulas de alívio. Para

o caso contrário, quando a pressão do sistema é menor do que a pressão de referência, é acionado sequencialmente, dependendo da diferença, os aquecedores proporcionais e de retaguarda.

2.4 Controle de Nível no Pressurizador

O inventário de água no circuito primário do reator, em operação normal, é mantido pelo Sistema de Controle Químico e Volumétrico (SCQV), através do controle das válvulas de carregamento.

Inicialmente é comparado o sinal de nível medido com o sinal de nível programado, este último dependente da temperatura média do fluido primário. O primeiro sinal de erro gerado pode acionar os aquecedores proporcionais por alto nível no pressurizador, quando a diferença for maior que 5%:

$$N_{E,PZR} = (N_{M,PZR} - N_{P,PZR}) > 5\% \Rightarrow \text{acionamento dos aquecedores de retaguarda} \quad (5)$$

Este sinal de erro passa por um controlador PID e é comparado com a diferença percentual da vazão de carregamento, para depois passar por mais um PID, que determinará a área de escoamento da válvula de carregamento. Pode-se expressar o que foi dito acima como:

$$\%AV_{CH} = \left[-N_{E,PZR} \left[K_{22} \left(1 + \frac{1}{\tau_{23}s} + \tau_{24}s \right) \right] + \% \Delta W_{CH} \right] \left[K_{33} \left(1 + \frac{1}{\tau_{36}s} + \tau_{37}s \right) \right] \quad (6)$$

Onde $N_{E,PZR}$, $N_{P,PZR}$ e $N_{M,PZR}$ são respectivamente o erro no nível, o nível programado e o nível calculado para o pressurizador. $\%AV_{CH}$ e $\% \Delta W_{CH}$ são respectivamente a razão de abertura da válvula de carregamento e a diferença percentual de vazão de carregamento.

3. SISTEMA DE PROTEÇÃO DE ANGRA I

A seguir são apresentados na Tabela 1 os "trips" do sistema de proteção simulados no RELAP5/Mod2: sobre-temperatura, sobre-potência, baixa e alta pressão no pressurizador, alto nível no pressurizador, baixa vazão no circuito primário e muito baixo nível de água nos geradores de vapor.

Tabela 1: Ponto de atuação dos "trips" do reator

"Trips"	Ponto de Atuação
Sobre-temperatura	$\Delta T \geq \Delta T_0 \left[k_1 - k_2 \left(\frac{1 + \tau_1 s}{1 + \tau_2 s} \right) (T_m - T_0) + k_3 (P - P_0) - f(\Delta Q) \right]$
Sobre-potência	$\Delta T \geq \Delta T_0 \left[k_4 - k_5 \left(\frac{\tau_3 s}{1 + \tau_3 s} \right) T_m - k_6 (T_m - T_0) - f(\Delta Q) \right]$
Alta pressão no pressurizador	pressão do pressurizador > 16,513 MPa
Baixa pressão no pressurizador	pressão do pressurizador < 12,997 MPa
Alto nível no pressurizador	nível de água no pressurizador > 92% da faixa
Baixa vazão no circuito	vazão do primário < 90% da vazão nominal
Muito baixo nível no gerador de vapor	- para 0 < potência < 30%, nível < 12% da faixa estreita - para 30 < potência < 100%, nível < que uma reta que vai de 12 a 30% do medidor da faixa estreita

Onde ΔT é a média das diferenças de temperatura entre as tubulações das pernas quente e fria nos circuitos primários do reator, ΔT_0 é a média das diferenças de temperatura nominal das tubulações das pernas fria e quente dos dois circuitos, T_m é a temperatura média, T_0 é a temperatura média nominal,

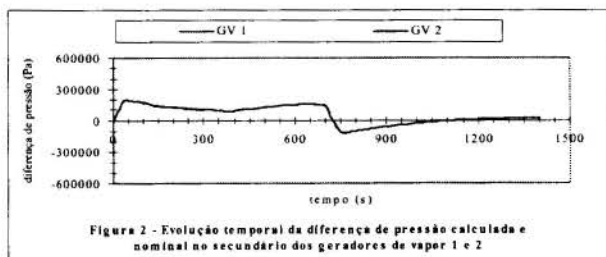
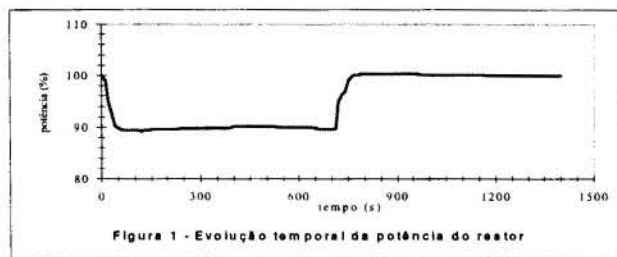
P é a pressão do sistema, P_0 é a pressão nominal do sistema, k_i são as constantes dos controladores, τ_i são as constantes de tempo e $f(\Delta Q)$ é uma função da potência, estabelecida como zero.

O "trip" de sobre-temperatura (OTDT) protege o núcleo do reator contra a ocorrência de DNB. O "trip" de sobre-potência (OPDT) protege o núcleo do reator contra a ocorrência de elevado fluxo de calor localizado. O "trip" de alta pressão no pressurizador protege a usina contra sobre-pressão. O "trip" de baixa pressão no pressurizador protege a usina contra a elevada formação de fração de vazio no refrigerante. O "trip" de alto nível no pressurizador complementa o "trip" de alta pressão e evita uma possível liberação de água através das válvulas de alívio e de segurança do pressurizador. O "trip" de baixa vazão protege o reator da ocorrência de DNB em consequência da perda de vazão de água de resfriamento. O "trip" de muito baixo nível nos geradores de vapor protege a usina contra contínuas diferenças entre vazões de água de alimentação e de vapor, que de tão baixas, não foram detectadas pelo "trip" do desbalanço entre estas vazões.

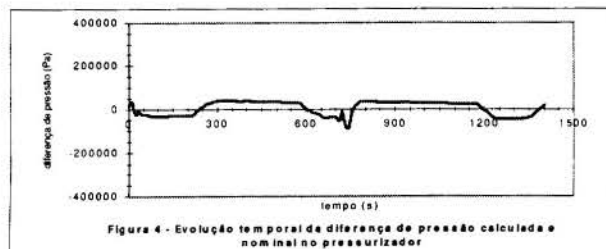
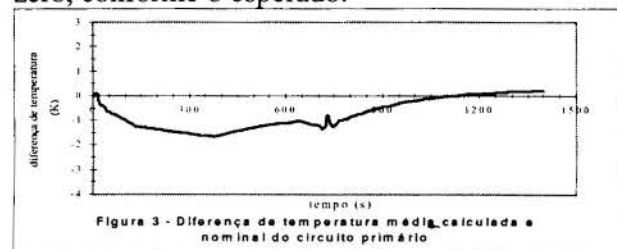
4. RESULTADOS

4.1 Resultados para o Teste em Degrau

A Figura 1 mostra o resultado do comportamento temporal da potência do reator. Observa-se que para a primeira fase do transitório, de 0 a 700 s, a potência cai imediatamente para 90% da potência nominal, ficando praticamente estável neste patamar até os 700 s, quando novamente a potência é elevada, instantaneamente, para 100% da potência nominal, ficando estável a partir daí até o final do transiente. A Figura 2 apresenta o comportamento da diferença entre o valor calculado e nominal da pressão nos secundários dos GV's. Segundo a curva programada para a pressão no secundário do GV em função da potência, para uma potência de 90%, a diferença de pressão programada é de 0,128 MPa (pressão nominal de 6,343 MPa). A curva abaixo mostra que valores bem próximos a estes são alcançados na primeira fase da simulação. Para a segunda fase deste transitório, degrau de 90 para 100% na potência, estas diferenças aproximam-se a zero conforme esperado.

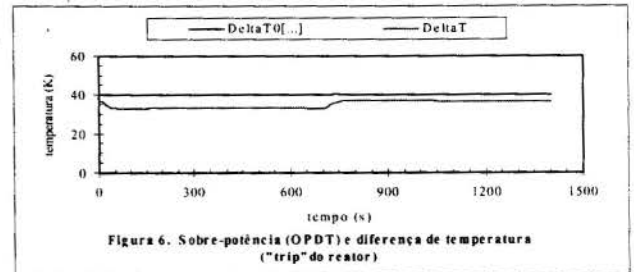
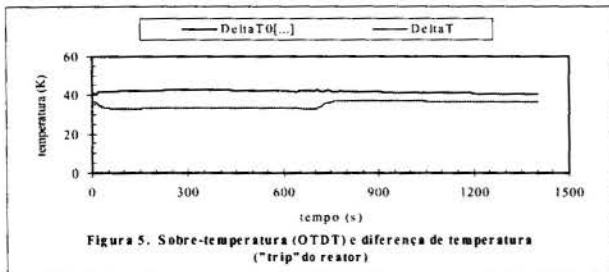


Na Figura 3 é mostrado o comportamento da diferença entre os valores calculado e nominal da temperatura média no primário. Segundo a curva programada para a temperatura média em função da potência, para a potência de 90% da nominal, a diferença de temperatura programada é de -1,4 K (temperatura nominal de 579,09 K). A curva abaixo mostra que valores bem próximos a este são alcançados na primeira fase da simulação. Para a segunda fase do transitório as diferenças teriam que ser obviamente zero. O comportamento temporal da diferença entre o valor calculado e valor nominal da pressão no pressurizador é mostrado na Figura 4. Pode-se observar que os valores da diferença de pressão sofrem oscilações de amplitudes bastantes reduzidas, mantendo esta diferença próxima de zero, conforme o esperado.



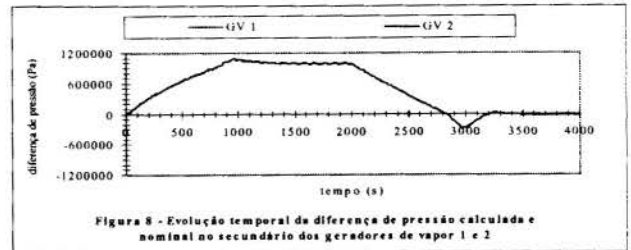
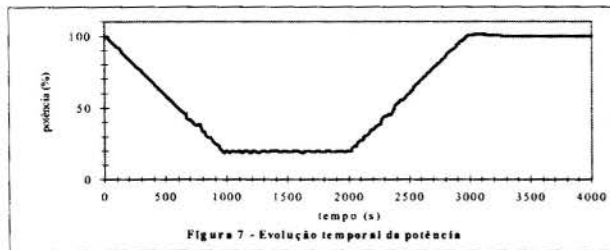
Por ser este teste um transiente operacional previsto para Angra I, nenhum dos "trips" de desligamento do reator foi atuado, sendo possível observar pelas curvas abaixo que existe uma margem razoável para que isto não ocorra.

O "trip" de sobre-temperatura é mostrado na Figura 5. A curva inferior representa o cálculo efetuado do lado esquerdo da equação na Tabela 1 e a curva superior representa o cálculo efetuado do lado direito da mesma equação. Neste caso o reator seria desligado quando a curva inferior sobrepassasse a curva superior. A margem de sobre-temperatura (diferença entre as curvas superior e inferior) foi comparada com esta mesma margem apresentada no "Setpoint Study", mostrando boa concordância. O "trip" de sobre-potência é mostrado na Figura 6. A curva inferior representa o cálculo efetuado no lado esquerdo da equação na Tabela 1 e a curva superior representa o cálculo efetuado no lado direito da mesma equação. Neste caso o reator seria desligado quando a curva inferior sobrepassasse a curva superior. A margem de sobre-potência (diferença entre as curvas superior e inferior) foi comparada com esta mesma margem apresentada no "Setpoint Study", mostrando boa concordância.

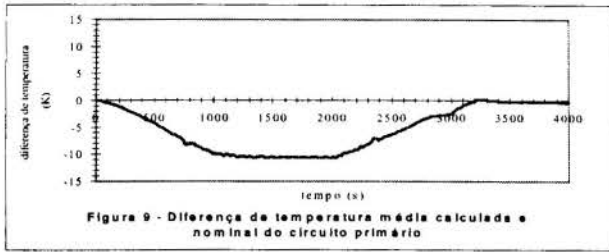


4.2 Resultados para o Teste em Rampa

É mostrado na Figura 7 o resultado para o comportamento temporal da potência. Observa-se que para a primeira fase, de 0 a 960 s, a potência cai lentamente a uma taxa de 5%/min para 20% da potência nominal, ficando estável até os 2000 s, quando novamente a potência é elevada a uma taxa de 5%/min para 100% da potência nominal, ficando estável neste patamar até o final do transiente. A Figura 8 mostra o comportamento da diferença entre o valor calculado e nominal da pressão nos secundários dos GV's. Segundo a curva programada para a pressão no secundário dos GV's em função da potência, para uma potência de 20%, a diferença de pressão programada é de 1,020 MPa (pressão nominal de 6,343 MPa). A curva abaixo mostra que os valores obtidos pelo código RELAP5/Mod2 ficaram bem próximos ao programado. Para a segunda fase do transitório estas diferenças retornam praticamente a zero, como esperado.

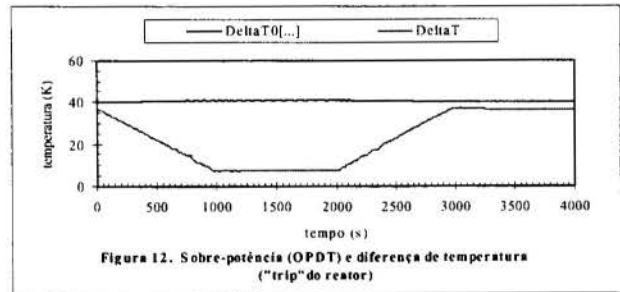
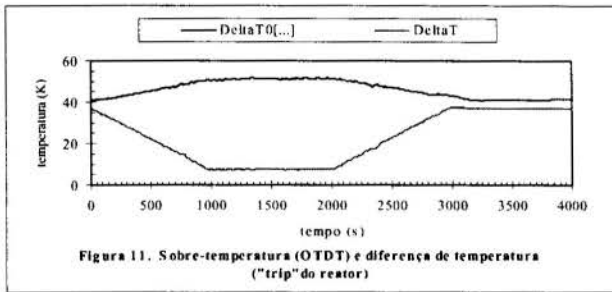


Na Figura 9 é mostrado o comportamento das diferenças entre o valor calculado nominal da temperatura média do primário. Segundo a curva programada para a temperatura média em função da potência, para uma potência de 20%, a diferença de temperatura é de -11,4 K (temperatura nominal de 579,09 K). A curva abaixo mostra que os valores estão bem próximos ao programado. O comportamento temporal da diferença entre o valor calculado e o nominal da pressão no pressurizador é mostrado na Figura 10. Observa-se que os valores da diferença de pressão apresentam oscilações de pequenas amplitudes, mantendo esta diferença em torno de zero.



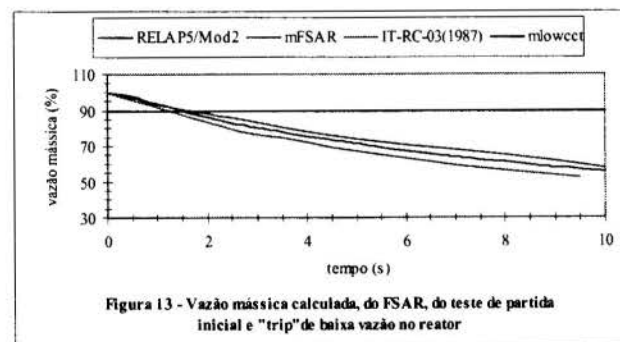
Como este teste é um transiente operacional previsto para Angra I, nenhum dos "trips" de desligamento do reator foi atuado, podendo-se observar pelas curvas abaixo que existe uma margem razoável para que isto não ocorra.

A curva do "trip" de sobre-temperatura é mostrada na Figura 11. A curva inferior representa o cálculo efetuado do lado esquerdo da equação na Tabela 1 e a curva superior representa o cálculo efetuado do lado direito. O reator seria desligado quando a curva inferior sobrepassasse a curva superior. A margem de sobre-temperatura (diferença entre as curvas superior e inferior) foi comparada com esta mesma margem apresentada no "Setpoint Study", mostrando boa concordância. O "trip" de sobre-potência é mostrado na Figura 12. A curva inferior representa o cálculo efetuado no lado esquerdo da equação na Tabela 1 e a curva superior representa o cálculo efetuado no lado direito da mesma equação. O reator seria desligado quando a curva inferior sobrepassasse a curva superior. A margem de sobre-potência (diferença entre as curvas superior e inferior) foi comparada com esta mesma margem apresentada no "Setpoint Study", mostrando boa concordância.

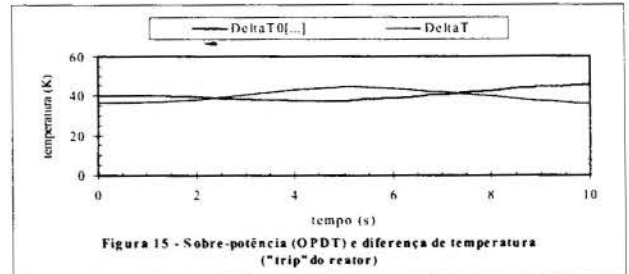
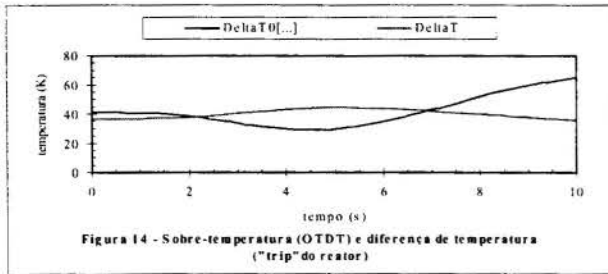


4.3 Resultados para o Teste de Parada de Bombas

Na Figura 13 são mostradas as curvas de vazões mássicas: calculada pelo RELAP5/Mod2, do FSAR, do teste de partida para o ciclo inicial e a curva de "trip". O ciclo inicial foi realizado em 1987 e é a curva de referência para a análise de acidentes de Angra I. Observa-se que o reator é desligado pelo sinal de baixa vazão no primário em torno de 1,60 s, quando a vazão atinge 90% do seu valor nominal.



As curvas de "trip" de sobre-temperatura e sobre-potência são mostradas nas Figuras 14 e 15. Estes "trips" são acionados respectivamente em torno de 2,2 s e 2,5 s após o início do transitório, quando a curva inferior (lado esquerdo das equações na Tabela 1) torna-se maior do que a curva superior (lado direito das equações na Tabela 1). Os "trips" por alto nível de água no pressurizador e muito baixo nível nos geradores de vapor, bem como os "trips" de alta e baixa pressão no pressurizador não foram acionados.



5. CONCLUSÕES

A simulação dos sistemas de controle, mostra que a usina controla automaticamente os transitórios de degrau de $\pm 10\%$ e rampa de $\pm 5\%/min$ na carga da turbina para ela projetada, sem que haja desligamento do reator. Tomando como base os valores programados para o funcionamento da usina, os resultados obtidos pelo RELAP5/Mod2 mostraram-se bem satisfatórios.

A simulação do sistema de proteção da usina de Angra I para os transientes operacionais, indica que a usina mantém uma margem segura de não desligamento do reator. Os resultados destes testes mostraram-se de acordo com os resultados apresentados no "Setpoint Study".

No caso da simulação da parada das bombas de refrigeração do primário, o tempo de atuação do "trip" por baixa vazão no primário (1,60 s) foi próximo ao do FSAR (1,20 s). Observa-se que na análise contida no FSAR, o "trip" do reator foi devido ao sinal de sub-tensão (não simulado pelo RELAP5/Mod2) que é um sinal antecipatório ao de baixa vazão. O comportamento temporal da vazão mássica no circuito, também segue o mesmo perfil apresentado no FSAR.

6. REFERÊNCIAS

Furnas Centrais Elétricas S.A., *Final Safety Analysis Report - Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto - Unit 1*, Caps. 5, 7, 16, Rev.26, Julho 1994.

Grupo de Trabalho (GT) da I JONATER, *1ª Jornada Nacional de Termo-hidráulica de Reatores*, Relatório de Atividades, CDTN, Belo Horizonte, MG, 08 Mai-05 Jun, 1995.

Grupo de Trabalho (GT) da II JONATER, *2ª Jornada Nacional de Termo-hidráulica de Reatores*, Relatório de Atividades, UFPE, Recife, PE, 17-21 Jun, 1996.

Ransom, V.H., *et al.*, *RELAP5/Mod2 Code Manual*, Idaho National Engineering Laboratory, NUREG/CR-4312, EGG-2396, August 1985.



PAPER CODE: COB75

**COMPORTAMENTO TERMOIDRÁULICO DE VARETAS AQUECIDAS
ELETRICAMENTE DURANTE TRANSITÓRIO DE FLUXO CRÍTICO
DE CALOR/ THERMALHYDRAULIC BEHAVIOR OF ELECTRICALLY HEATED ROD
DURING A CRITICAL HEAT FLUX TRANSIENT**

Rita de Cássia Fernandes de Lima & Pedro Carajilescov*

*Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Pernambuco
Av. Acad. Hélio Ramos, s/n, 50740-530 Recife, PE, Brasil
E-mail: ritalima@npd.ufpe.br*

**Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal Fluminense
Rua Passo da Pátria, 156, 24210-240 Niterói, RJ, Brasil
E-mail: pedroc@caa.uff.br*

Abstract

In nuclear reactors, the occurrence of critical heat flux leads to fuel rod overheating with clad fusion and radioactive products leakage. To predict the effects of such phenomenon, experiments are performed using electrically heated rods to simulate operational and accidental conditions of nuclear fuel rods. In the present work, a theoretical analysis of the drying and rewetting front propagation is performed during a critical heat flux experiment, starting with the application of a slope of electrical power from steady state condition. After the occurrence of critical heat flux, the drying front propagation is predicted. After a few seconds, a power cut is considered and the rewetting front behavior is analytically observed. Studies done with several values of coolant mass flow rate show that this variable has more influence on the drying front velocity than on the rewetting one.

Keywords

Critical heat flux, rewetting front, drying front, thermalhydraulics, numerical simulation.
Fluxo crítico de calor, frente de remolhamento, frente de secamento, termoidráulica, simulação numérica.

1. INTRODUÇÃO

Reatores nucleares são únicos na indústria de geração de potência, porque a única limitação na quantidade da potência que pode ser produzida, depende da capacidade de o refrigerante remover calor. O limite mais restritivo para instalações do tipo PWR(Pressurized Water Reactor) é o fenômeno de ocorrência do fluxo crítico de calor (CHF). No projeto térmico de reatores é prática universal a utilização de circuitos termoidráulicos, com varetas aquecidas eletricamente, que simulam as condições operacionais e acidentais das varetas de combustível nuclear. Estas simulações representam um dos aspectos mais importantes na análise de

segurança de um reator. Montagens de arranjos com varetas aquecidas eletricamente são onerosas e em casos de ocorrência de DNB (departure from nucleate boiling), corre-se o risco de danificá-las, se o sistema não for desligado a tempo. A utilização de mecanismos que detectem o aumento da temperatura no início do fenômeno, além de permitir o desligamento da potência antes da fusão do revestimento, permite a obtenção de um aumento considerável na quantidade de dados disponíveis por experimento. A ocorrência de superaquecimento da vareta, provocado pelo fenômeno de crise de ebulição durante um transitório de potência, pode levar à fusão do revestimento, podendo haver liberação de produtos radioativos para o refrigerante. Nesta ocasião a condução axial é preponderante, uma vez que a superfície aquecida pode ser recoberta por uma camada de vapor que pode se expandir ao longo da mesma, com a chamada velocidade de propagação da frente de secamento. O valor do coeficiente de transferência de calor local é brutalmente reduzido, fato que pode provocar temperaturas bastante elevadas em tais pontos. Quando a potência elétrica é desligada, o molhamento da superfície é reestabelecido. Problemas que tratam do estudo da propagação tanto das frentes de secamento quanto das de remolhamento, têm sido abordados separadamente por Gunnerson & Yackle (1981), Yu et al. (1977), Griffith et al. (1977), Olek et al. (1988) e Carlson (1989). Os primeiros foram os que inicialmente fizeram a distinção entre resfriamento rápido (quench) e remolhamento (rewetting). Yu et alii analisaram taxas de resfriamento rápido sobre superfícies aquecidas em processos de condução bidimensional. O trabalho cobre remolhamento subresfriado e saturado em películas descendentes, para pressões de 1 a 69 bar. Olek estuda remolhamento em películas descendentes. Trata o problema como um problema conjugado de transferência de calor. Carlson analisa a propagação da região sujeita ao CHF em varetas com aquecimento direto e o fluxo de calor local é tomado constante e igual a um valor 8% menor que o fluxo crítico. Considera a localização dos termopares e o mecanismo através do qual a frente de secamento é detectada pelos mesmos.

No presente trabalho analisa-se um transitório iniciado com uma variação da potência elétrica em rampa, em varetas com aquecimento indireto. As condições iniciais são obtidas através de operação em regime permanente. Analisa-se a influência da vazão do refrigerante nas velocidades das frentes de secamento e de remolhamento.

2. MODELO UTILIZADO

A Figura 1 apresenta a geometria da vareta com aquecimento indireto, assim como o canal refrigerante. O calor é gerado na resistência elétrica, conduzido radial e axialmente, sendo removido pela água que circula no canal.

Na análise do comportamento térmico do sistema, foram consideradas as seguintes hipóteses:

- a) existência de simetria circular;
- b) vareta termicamente isolada na base e no topo;
- c) propriedades constantes para os diversos materiais que compõem a vareta;
- d) o refrigerante, água pressurizada, entra no canal como líquido subresfriado, tendo pressão constante ao longo do mesmo;
- e) modelo homogêneo para o escoamento, no qual as propriedades físicas médias do refrigerante são obtidas através da ponderação pela fração de vazios.

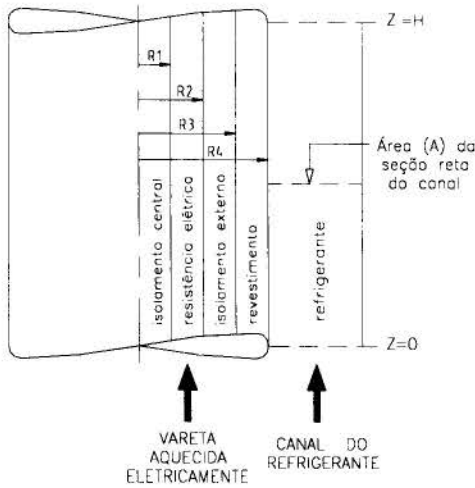


Figura 1. Seção longitudinal da vareta aquecida eletricamente

Para obtenção das temperaturas nas diversas regiões da vareta aquecida eletricamente foi utilizada a equação geral da condução de calor, em coordenadas cilíndricas, bidimensional e transitória (r,z,t) . Apenas na região que compreende a resistência elétrica, existe geração de calor. Portanto, a equação mencionada tem a forma abaixo para a resistência elétrica, e nas demais regiões, q''' , a taxa volumétrica de geração de calor, é nula. Nesta equação, T é a temperatura da vareta; k , a condutividade térmica, ρ , a densidade e c_p , o calor específico de cada material.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q''' = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

No canal foi utilizada a equação abaixo para a entalpia, resultante do balanço de energia e de massa num volume de controle do mesmo, sendo seu acoplamento às equações da vareta, feita de forma semelhante à sugerida por Silva Neto (1983).

$$\rho_f \frac{\partial h_f}{\partial t} + G \frac{\partial h_f}{\partial z} = \frac{q'' p}{A} \quad (2)$$

onde q'' é o fluxo de calor recebido pelo refrigerante; A é a área da seção reta do canal; p é o perímetro da vareta; e h_f , ρ_f e G são a entalpia, densidade e fluxo de massa do refrigerante, respectivamente.

O acoplamento vareta-canal é estabelecido pela remoção do calor superficial, sendo dado por:

$$-k_{rev} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_{ext}} = h_{ref} (T - T_f) \Big|_{r=R_{ext}} \quad (3)$$

onde k_{rev} é a condutividade térmica do revestimento, h_{ref} é o coeficiente de transferência de calor revestimento-refrigerante; T_f é a temperatura do refrigerante e R_{ext} , o raio externo do revestimento.

O coeficiente de transferência de calor revestimento-refrigerante, em cada regime de ebulição, foi obtido através das correlações empíricas indicadas no Apêndice A.

O método numérico utilizado foi o dos volumes finitos com formulação implícita. O acoplamento entre as equações da vareta e do canal necessita ser iterativo uma vez que h_{ref} depende do fluxo de calor local e este, por sua vez, depende da temperatura da parede externa.

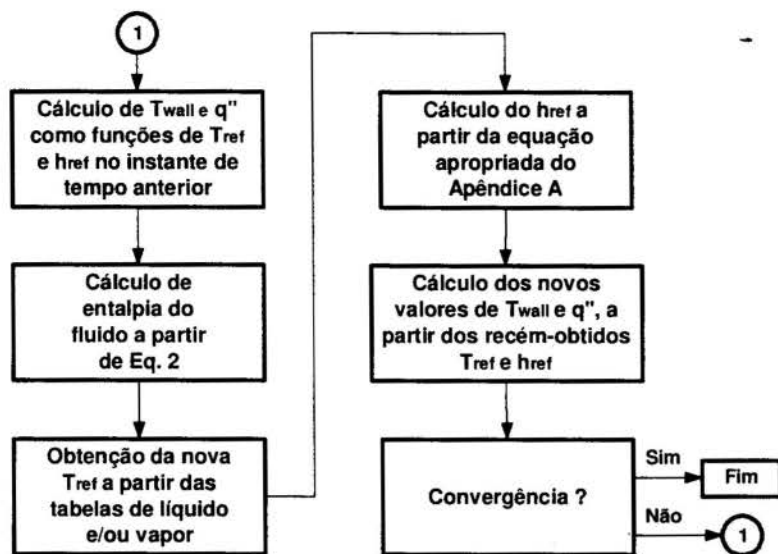


Figura 2. Sequência adotada para solução.

No tratamento aqui utilizado, fez-se a opção de desenvolver um método para encontrar o fluxo superficial de calor, conhecidas as condições locais do refrigerante: pressão e fluxo de massa. Dadas estas condições é possível se calcular iterativamente o fluxo de calor na superfície, escolhendo-se uma correlação adequada para obtenção do coeficiente de transferência de calor. Este fato representa basicamente o

acoplamento entre vareta e canal. A sequência adotada para tal cálculo está indicada na Fig. 2, para cada altura da vareta.

3. RESULTADOS

O programa computacional desenvolvido para análise do fluxo crítico de calor, foi aplicado ao transitório - variação da potência elétrica em rampa. O mesmo é iniciado a partir de um valor da potência elétrica nominal q_0' igual 11 600 W/m, para operação em regime permanente. Aumenta-se linearmente este valor durante 4,00 s, até que o mesmo atinja 33 680 W/m, quando ocorre o seu desligamento. O acréscimo é dado com o objetivo de se alcançar o fluxo crítico de calor. O transitório total tem 4,25 s de duração.

Tabela 5.1 Dados geométricos da vareta aquecida eletricamente

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
comprimento da vareta	H	1,00	m
raio do isolamento interno	R_1	$2,606 \times 10^{-3}$	m
raio externo da resistência	R_2	$3,606 \times 10^{-3}$	m
raio externo do isolamento externo	R_3	$4,178 \times 10^{-3}$	m
raio externo do revestimento	R_4	$4,750 \times 10^{-3}$	m

Usam-se os parâmetros físicos típicos apresentados na tabela acima. A vareta aquecida eletricamente usa uma liga níquel-cromo (18 a 20% Cr e 8 a 12% Ni) como resistência elétrica. O isolante elétrico é óxido de magnésio (MgO) e o revestimento é aço inoxidável, tipo 349. O intervalo de tempo usado na discretização foi de 5×10^{-2} s. Foram tomados cinco nós radiais no isolamento interno, nove na resistência, quatro no isolamento externo e quatro no revestimento. O espaçamento axial utilizado é de 10^{-2} m. O refrigerante é água pressurizada a 13,5 MPa, entrando no canal a 310 °C.

Na Fig. 3, a seguir, encontra-se a variação do coeficiente de transferência de calor, em função da altura, para diversos instantes de tempo. O patamar observado em todas as curvas, é

referente ao estágio de fluido saturado. O h_{ref} aumenta até que se atinja o CHF ($t = 3,03s$), fato que ocorre inicialmente na saída do canal. Observa-se que há uma queda brusca no valor desta variável, e esta queda ocorre a alturas cada vez menores, indicando a propagação de uma frente de secamento para baixo. A queda no valor de h_{ref} chega a 97%, para o tempo de 4,00 s. Após este tempo, que é o instante de desligamento da potência elétrica, observa-se uma queda geral nos valores da variável, decorrente da diminuição dos valores das temperaturas da superfície da vareta. O fato pode ser observado na curva referente a 4,25 s.

A Fig. 4 mostra o título de escoamento. Nas curvas mais superiores é possível se notar uma queda no crescimento do título, a partir do instante e local onde ocorre o CHF. Nesta ocasião, há uma diminuição brusca do fluxo superficial de calor, e, conseqüentemente, um ganho menos acelerado na entalpia. O título máximo alcançado pelo escoamento é de 0,65, na saída do canal refrigerante, em $t = 4,00$ s.

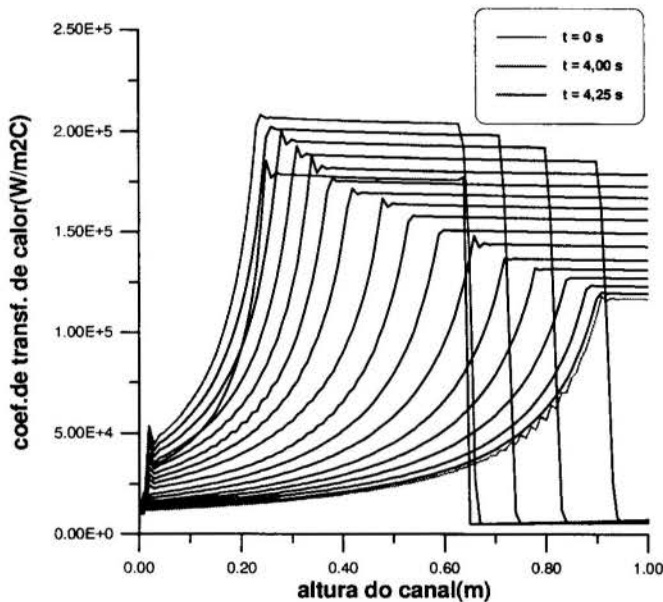


Figura 3. Coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante, em função da altura do canal, para diversos instantes de tempo.

de secamento e remolhamento, bem como a influência da vazão do refrigerante sobre as mesmas. Foram aplicadas variações de +20% e -20% sobre o caso padrão ($m = 0,05353$ kg/s). Nesta situação (caso padrão) tem-se velocidade média de 38,5 cm/s para o secamento e de 12,1 cm/s para o remolhamento. Para vazão aumentada em 20%, a velocidade da frente de secamento passa para 35,8 cm/s e se inicia mais rapidamente, em $t = 2,985$ s. Com a diminuição da vazão, a de secamento atinge 39,6 cm/s, enquanto que a de remolhamento passa a 10,8 cm/s.

Carlson (1989) analisa frentes de secamento que apresentam velocidades da ordem de 15 cm/s quando o fluxo de calor local é de 8% menor que o q_{CHF} . Usa aquecimento direto para as varetas e não faz considerações sobre as correlações usadas nos diversos regimes de escoamento, para o cálculo de h_{ref} . O autor calcula a evolução desta frente, apenas mantendo um fluxo superficial constante e igual ao acima citado, situação que difere substancialmente do caso aqui apresentado.

A literatura também apresenta resultados que afirmam uma forte dependência da frente de remolhamento com a vazão, mas apenas para pressões mais baixas (69 bar) ou reinundação à

Na Fig. 5, observa-se um aumento máximo nas temperaturas do revestimento, da ordem de 21,7%, quando da ocorrência do fluxo crítico. Porém sem que as mesmas atinjam temperaturas que permitam a fusão do revestimento, desde que o fornecimento da potência elétrica seja interrompido a tempo. Porém alguns pontos apresentam taxas de crescimento de temperatura da ordem de até 100 °C/s, o que permite que o revestimento possa atingir temperaturas próximas a 1100 °C em menos de 8 s. Após o desligamento da potência, para $t = 4,25$ s, observa-se uma queda na temperatura a partir de uma altura de 82 cm.

A Fig. 6 representa a propagação das frentes de

pressão atmosférica. Menciona também a dificuldade do acompanhamento desta frente (Yu, 1977; Olek, 1988).

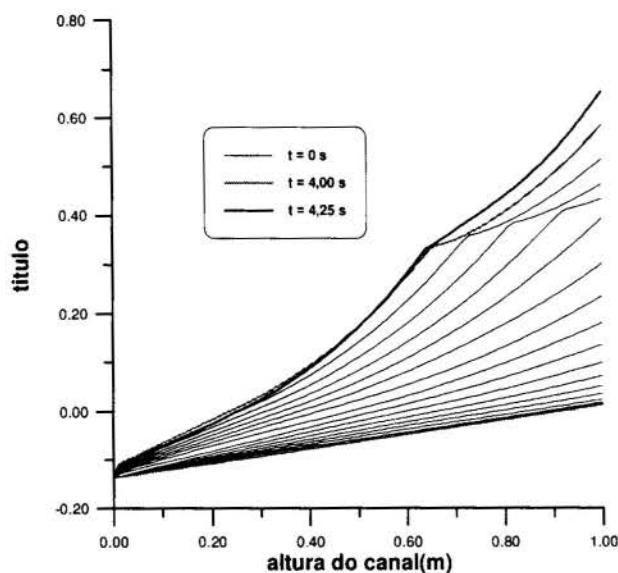


Figura 4. Título de escoamento em função da altura do canal para diversos instantes de tempo.

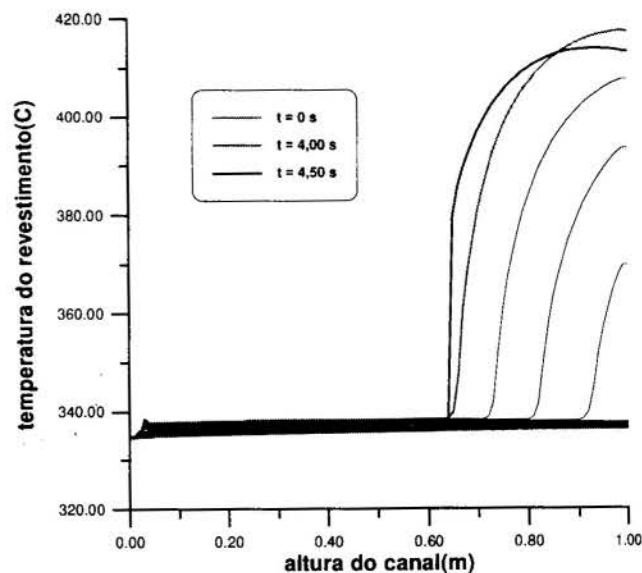


Figura 5. Temperatura do revestimento em função da altura para diversos instantes de tempo

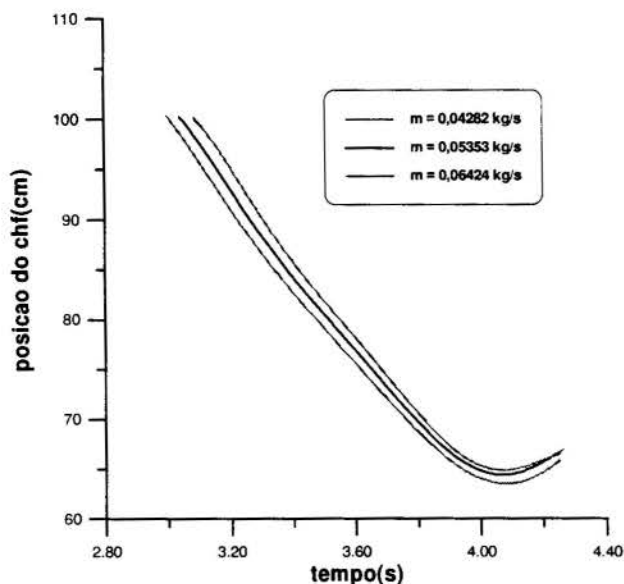


Figura 6. Influência da vazão nas frentes de secamento e de remolhamento.

4. CONCLUSÕES

De posse do presente trabalho é possível se fornecer subsídios para construção, monitoração e acompanhamento de transitórios de fluxo crítico de calor em varetas aquecidas eletricamente, permitindo o acompanhamento das frentes de secamento e de remolhamento, a pressões elevadas. O efeito da vazão, sobretudo sobre as velocidades de propagação da frente

Pelos resultados apresentados, pode-se concluir que para altas pressões, a vazão do refrigerante tem pequena influência nas velocidades das frentes aqui analisadas. Apesar disto verifica-se que a velocidade da frente de secamento diminui à medida que a vazão cresce, enquanto a de remolhamento aumenta, ainda que lentamente, concordando com a tendência indicada por Olek (1988). Nota-se também, que há uma diminuição no tempo de início do CHF, que passa de 3,07 s a 2,98 s, à medida que se aumenta a vazão do refrigerante.

de secamento está de acordo com as tendências citadas pelos mesmos: aumentos na vazão acarretam um aumento na velocidade de secamento, enquanto têm menor influência sobre o remolhamento. A mesma análise foi efetuada em transitórios de potência bastante severos (Lima, 1997). Comparações efetuadas com este trabalho levam à conclusão que os valores das velocidades das frentes em questão, assim como as taxas de aumento da temperatura do revestimento, têm dependência acentuada com o tipo de transitório analisado. Alguns pontos do revestimento, no caso ora analisado, atingiram velocidades instantâneas de até 100 °C/s, indicando que a parede do revestimento pode alcançar sua temperatura limite, estimada em torno de 1100 °C, em aproximadamente 8 s. Esta taxa de aquecimento é bem superior ao valor obtido por Mosaad (1988). Assim, é recomendável que se estabeleça um mecanismo de controle eficaz, que seja capaz de detectar a ocorrência do fluxo crítico e que possibilite o desligamento automático da potência elétrica, a fim de se evitar a danificação da seção de testes. Tal procedimento permite que a mesma se torne apta a analisar qualquer tipo de transitório de potência.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BJORNARD, T. A.; GRIFFITH, P. PWR blowdown heat transfer. In: Symposium on the thermal and hydraulics aspects of nuclear reactor safety, vol.1: Light Waters Reactors, pp. 17-39, 1977.
- CARLSON, R.W., "Spreading of critical heat flux region during testing for onset of critical heat flux", Ann. Nucl. Energy, vol 16, no. 2, pp. 49-62, 1989.
- GRIFFITH, P., MOHAMED, J. A. & BROWN, D., "Dryout front modeling for rod bundles", Nucl. Engin. and Design, vol. 105, pp. 223-229, 1988.
- GUNNERSON, F. S. & YACKLE, T. R., "Quenching and rewetting of nuclear fuel rods", Nuclear Technology, vol. 54, pp 113-117, 1981.
- LIMA, R. DE C. F. DE, "Comportamento de vareta aquecida eletricamente durante transitório de fluxo critico de calor", Tese de Doutorado, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares / USP, São Paulo, 1997.
- MOSAAD, M. Subcooled boiling heat transfer to flowing water in a vertical tube. Tese de Doutorado, Technischen Universitaet Berlin, 1988.
- OLEK, S., ZVIRIN, Y. & ELIAS, E., "Rewetting of rod surfaces by falling liquid film as a conjugate heat transfer problem", Int.J.Multiphase Flow, vol. 14, no. 1, pp. 13-33, 1988.
- PARAMETRIC STUDY of CHF data, volume 2. A generalized subchannel CHF correlation for PWR and BWR fuel assemblies. Prepared for Electric Power Research Institut, California, 1983.
- SILVA NETO, A. J. DA et alii. CRISTE - um subcódigo para o cálculo da distribuição axial, transiente, de temperaturas no canal de um reator PWR. Relatório interno PEN-132, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, 1983.
- TONG, L.S. & WEISMAN, J. Thermal analysis of pressurized water reactors, American Nuclear Society, 1979.
- TRAC-PF1. An advanced best-estimate computer program for pressurized water-reactor analysis. Safety Code Development Group Energy Division.
- YU, S.K.W., FARMER, P.R. & CONEY, M.W.E., "Methods and correlations for the prediction of quenching rates on hot surfaces", Int.J. Multiphase Flow, vol. 3, pp .415-448, 1977.

APÊNDICE A

a) Convecção forçada: correlação de DITTUS - BOELTER (BJORNARD (1977))

$$h_{ref} = \frac{k}{D_e} (0,023 Re^{0,8} Pr^{0,3}) \quad (4)$$

onde h_{ref} é o coeficiente de transferência de calor de/para o refrigerante, D_e , o diâmetro equivalente do canal; Re , o número de Reynolds; e Pr , o de Prandtl.

b) Ebulição nucleada: correlação de THOM (TONG & WEISMAN, (1979))

$$T_w = T_{sat} + 0,025 (q''_{SUP})^{0,5} e^{-p/86,87} \quad (p \text{ em bar}) \quad (5)$$

sendo T_w = temperatura externa do revestimento; T_{sat} = temperatura de saturação; q''_{SUP} = fluxo superficial de calor; e p = pressão.

A transição entre a convecção forçada ou natural e a ebulição nucleada pode não ser suave. Este problema pode ser contornado, através da proposta de Rohsenow (1961) que considera que o fluxo de calor pode ser dividido em duas partes, como abaixo:

$$q''_{sup} = (q''_{sup})_c + (q''_{sup})_b \quad (6)$$

onde o primeiro termo refere-se à convecção na ausência de bolhas, e o segundo é a transferência de calor associada apenas ao movimento das bolhas na ausência de convecção. No presente trabalho, calcula-se o primeiro termo através da correlação de Dittus-Boelter (eq. 3) e o segundo, por Thom (eq. 4).

c) Fluxo crítico de calor : correlação do EPRI (Relatório EPRI, 1983)

$$q''_{CHF} = \frac{A - \chi_{in}}{C + \left[\frac{\chi_{\ell} - \chi_{in}}{q''_{\ell}} \right]} \quad (7)$$

onde A e C são constantes que dependem da pressão, χ_{ℓ} é o título termodinâmico local, e χ_{in} , o título termodinâmico na entrada do canal; q''_{ℓ} é o fluxo de calor local e q''_{CHF} , o fluxo crítico de calor.

d) Ebulição de transição : correlação de Bjornard (BJORNARD,1977)

$$q''_{TB} = \delta q''_{CHF} + (1 - \delta) q''_{MSFB} \quad (8)$$

onde

$$\delta = \left(\frac{T_w - T_{MSFB}}{T_{CHF} - T_{MSFB}} \right)^2 \quad (9)$$

e q''_{TB} é o fluxo de calor na região de ebulição de transição. T_{MSFB} , é a temperatura de Leidenfrost.

e) Fluxo mínimo de calor (ponto de Leidenfrost) : correlação de BJORNARD (1977)

$$T_{MSFB} = T_{HN} + (T_{HN} - T_{liq}) [(\rho c_p k)_{liq} (\rho c_p k)_{parede}^{-1}]^{1/2} \quad (10)$$

onde T_{HN} é a temperatura de nucleação homogênea. Ela é função da pressão e pode ser deduzida a partir da teoria da nucleação. Para cálculo da mesma foi usada a expressão abaixo constante no manual do TRAC -PF1 :

$$T_{HN} = 705,44 - (4,722 \times 10^{-2}) \Delta p + (2,3907 \times 10^{-5}) (\Delta p)^2 - 5,8193 \times 10^{-9} (\Delta p)^3, \quad (11)$$

onde $\Delta p = 3203,6 - p$, (em psia) e T_{HN} em $^{\circ}F$.

f) Ebulição pelicular: correlação de Groeneveld modificada (BJORNARD, (1977))

$$h_{ref} = 0,00327 \frac{k_g}{D_e} \left[\frac{GD_c}{\mu_g} \left(x + \frac{\rho_g}{\rho_f} (1 - x) \right) \right]^{0,901} Pr_{parede}^{1,36} Y^{-1,50} \quad (12)$$

$$Y = 1 - 0,1 \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right)^{0,4} (1 - x)^{0,4}$$

onde: Y = fator de escoamento bifásico de Miropol'skiy, x = título termodinâmico; Pr = número de Prandtl; G = fluxo de massa do refrigerante; D_e = diâmetro equivalente do canal; μ_g = viscosidade dinâmica - fase gasosa; ρ_g = densidade do refrigerante - fase gasosa; ρ_f = densidade do refrigerante - fase líquida.

Tema 14

Conservação de Energia

PAPER CODE: COB760

NUMERICAL SIMULATION OF THERMAL STORAGE ON ENCAPSULATED PHASE CHANGE MATERIALS

Carlos Eduardo Leme Nóbrega and Sergio Leal Braga

Departamento de Engenharia Mecânica

Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro

Rua Marquês de São Vicente, 225, 22453-900- Rio de Janeiro

caduln@centroin.com.br and slbraga@mec.puc-rio.br

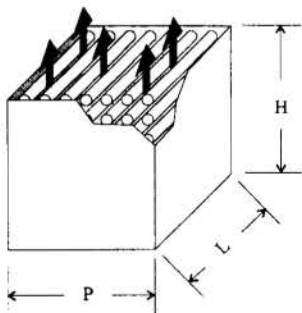
Abstract

Thermal storage on encapsulated phase change materials (pcm) is under consideration. The phase change (solidification/melting) process is approximated by a quasi-stationary model, which is solved together with the one-dimensional transport equation. Results are shown by the evolution of the non-dimensional outlet temperature through non-dimensional time.

Keywords

Thermal storage, latent heat, encapsulated phase change material.

Since utility industries throughout the world are adopting rate structures to provide a strong market signal to their customers to encourage load shifting, thermal energy storage's role in the energetic scenario has been continuously increasing. Several works have been devoted to modeling and predicting the transient response of latent heat storage devices, over a variety of geometries (Melo et al. (1993), Nóbrega et al. (1996), Arnold (1992)). Following the current trend, latent heat storage on encapsulated PCM was chosen as the object of the present work. In such systems, PCMs are placed inside capsules of different sizes and geometries, while the flow takes place around the capsules. We shall consider cylindrical capsules (tubes), transversally disposed to the flow, as shown in figure 1.



All the equations will be written for a solidification process, although the model is capable to simulate both heat (or cold) storage and recovery. For practical reasons, the problem is posed as follows: at a time $t = 0$, the PCM is "hot", molten inside the tubes at a uniform temperature; at this very moment, a valve at the bottom of the tank is opened, and a "cold" recovery fluid starts to flow throughout the tank. To make the model practical, some assumptions are necessary:

- 1) The tank is represented by a control volume with one inlet and one outlet.
- 2) The tank, initially, is at uniform temperature.

Figure 1: Storage Tank

- 3) All walls are perfectly insulated.
- 4) All vertical walls are impermeable.
- 5) The thermal capacitance and resistance of the tubes walls are negligible.

- 6) The sensible heat stored within the PCMs is small when compared to the latent heat.
- 7) There is no natural convection inside the tubes, before or during the phase change.
- 8) The temperature of the PCMs, before and after the phase change, varies according to the lumped capacity model.
- 9) The thermal resistance imposed by the PCM continuously increases with the solidification front progress.
- 10) The flow of the recovery fluid throughout the tank can be modeled as a "plug-flow".
- 11) The heat transfer from the PCM to the recovery fluid is represented by concentrated sources, placed in the center lines of the tubes (figure 2).

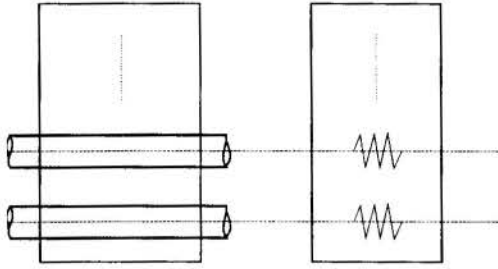


Figure 2: A comparison between physical and numerical domains

All the assumptions are realistic, at least up to a certain degree. The first four assumptions, for instance, are common to all model and experimental devices. The fifth is as good as smaller are the thickness and thermal conductivity of the tube walls, while the sixth is good for small values of Ste number. The seventh assumption is valid whenever Gr number is smaller than the critical value necessary to start up any buoyancy induced flow. The eighth assumption is good for moderate value of Bi number, while the ninth is good when the PCM is a pure substance. The tenth gets better with the decrease of the flow rate and/ or the increase of the tank height and heat

loss through it. Finally, one should notice that the direction of the phase change (radially to the tubes) is not the same direction of the flow. Assumption number eleven enable us to split this two-dimensional domain into two one-dimensional domains.

It is worthwhile to notice, while observing figure 2, that the flow cross-section in the real tank is wider than in the model. It happens because when one assumes a plug-flow condition under a given flow rate, a representative area can be found only on a volume rate basis:

$$A_{AVE} = \frac{\left(H P L - \frac{\pi}{4} N T L D_0^2 \right)}{H} \quad (1)$$

where H, P and L are the height, width and length of the storage tank. NT is the number of tubes and D_0 the diameter of the tubes. If \dot{V} is the volumetric flow rate of the recovery fluid through the tank, then the flow velocity "u" is assumed to be uniform, and given by:

$$u = \frac{\dot{V}}{A_{AVE}} \quad (2)$$

This enables us to write the one-dimensional transport equation:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \dot{G} \quad (3)$$

where:

- ρ : recovery fluid density.
- C_p : recovery fluid specific heat.
- T : bulk flow temperature (at x).
- K : thermal conductivity.
- u : flow velocity.
- x : flow direction.

As stated before, \dot{G} is a heat generation which is present only on nodal points which represents the tubes centerlines, ($\dot{G} = 0$ otherwise)

$$\dot{G} = NTPR \frac{(T_{pcm} - T)}{R_t} \frac{1}{A_{AVE}} \frac{1}{\Delta x} \quad (4)$$

where:

NTPR: number of tubes per row.

T_{pcm} : pcm temperature of a given row.

T : recovery fluid temperature at the same location.

R_t : thermal resistance at the same location.

Before the change of phase takes place:

$$R_t = \frac{1}{h A_e} \quad (5)$$

After its beginning, the thermal resistance to conduction through the growing layer of PCM has to be added to the previous term

$$R_t = \frac{\ln\left(\frac{R_0}{R_{fs}}\right)}{2 \pi K_{pcm} L} + \frac{1}{h A_e} \quad (6)$$

The value of h is given by

$$h = Nu K / D_o \quad (7)$$

in which the Nusselt number, Nu, is given by Zukauskas (Kakac et al. , 1987).

$$Nu = C_0 Re^{C_1} Pr^{C_2} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{0.25} \quad (8)$$

where C_1 and C_2 are constants which depend on Re. C_0 varies from 0 to 1 for $Re < 10^3$ and NR (number of rows) < 16 . For any other conditions, $C_0 = 1$. The Reynolds number is based on the maximum velocity, u_{max} , which occurs at the minimum cross section

$$Re = \frac{\rho u_{max} D_0}{\mu} \quad (9)$$

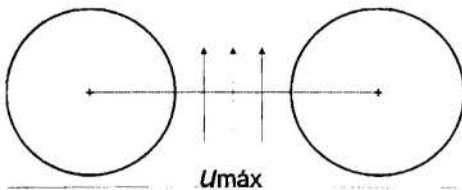


Figure 3: Maximum velocity section

$$u_{max} = u (A_{med}/A_{min}) \quad (10)$$

Then, if one places (6) in (4) and (4) in (3),

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{NTPR}{A_{AVE} \Delta x} \frac{(T_{pcm} - T)^{-}}{\ln\left(\frac{R_o}{R_{fs}}\right) + \frac{1}{2\pi k_{pcm} L} + \frac{1}{hA_e}} \quad (11)$$

The position of the solidification front R_{fs} will be found by using a quasi-stationary model of change of phase, which, according to assumption (6), is suited to this case. If the phase change at the J row starts at t_j temperature throughout the PCM is governed by

$$\frac{k_{pcm}}{R} \frac{\partial T_{pcm}}{\partial R} \left(R \frac{\partial T_{pcm}}{\partial R} \right) = 0 \quad R_{in} > R > R_{fs}, \quad t > t_j \quad (12)$$

Subjected to the following boundary conditions:

$$T_{pcm}(R_{fs}, t) = T_m, \quad t > t_j \quad (12A)$$

$$K_{pcm} \frac{\partial T_{pcm}}{\partial R} \Big|_{R_{in}} = h [T(t) - T_{pcm}(R_o, t)] \quad t > t_j \quad (12B)$$

to obtain:

$$T_{pcm}(R, t) = T_m + (T(t) - T_m) \frac{\ln R/R_{FS}}{\ln \frac{R_o}{R_{fs}} + \frac{K_{pcm}}{hR_o}} \quad 0 \leq R \leq R_{fs} \quad t > t_j \quad (13)$$

Knowing the temperature profile, it is possible to apply a differential balance on the front of solidification

$$\rho_{pcm} \gamma \frac{\partial R_{fs}}{\partial t} = K_{pcm} \frac{\partial T_{pcm}}{\partial R} \Big|_{R_{fs}} \quad t > t_j \quad (14)$$

in which γ is the latent heat of the phase change material

$$R_{fs}(0) = R_o \quad (\text{initial position of the solidification front}) \quad (14A)$$

resulting in

$$2 R_{fs}^2 \ln \frac{R_{fs}}{R_o} = \left(1 + \frac{2 K_s}{h R_o} \right) (R_{fs}^2 - R_o^2) + \frac{4 K_s}{\rho_{pcm} \gamma} \int_0^t (T - T_m) dt \quad (15)$$

Defining a characteristic advection time, t_c and the following dimensionless variables,

$$t_c = H/u \quad (16)$$

$$\tau = t/t_c \quad (17)$$

$$x^* = x/H \quad (18)$$

$$\theta = (T - T_{in}) / (T_{ini} - T_{in}) \quad (19)$$

$$Pe = Hu/\alpha_{pcm} \quad (20)$$

$$K_R = K/K_{pcm}$$

$$(21)$$

and replacing them in (11)

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{1}{Pe} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^{*2}} + \pi \frac{HL}{A_{AVE}} \frac{(\theta_m - \theta)}{Pe} \frac{NTPR}{\Delta x^*} \frac{1}{\left(\frac{1}{2} K_R \ln \frac{R_o}{R_{fs}} + \frac{1}{Nu}\right)} \quad (22)$$

$$\text{initial condition: } \theta(x^*, 0) = 1 \quad (22A)$$

$$\text{boundary conditions } \theta(0, \tau) = 0, \tau > 0. \quad (22B)$$

$$\text{at } x^* = 1, \quad \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = 0 \quad (22C)$$

Also, introducing the following non-dimensional variables into eq. (15)

$$R_R = R_{fs}/R_0 \quad (23)$$

$$Ste = Cp_{pcm}(T_m - T)/\gamma \quad (24)$$

$$Ste_{mo} = \frac{\rho Cp(T_{ini} - T_{in})}{\rho_{pcm}\gamma} \quad (25)$$

one would obtain

$$\ln R_R = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{Nu K_R} \right) (1 - R_R^2) + 8 \left(\frac{\varnothing}{H} \right)^{-2} \frac{1}{K_R Pe} \frac{Ste_{mo}}{Ste} (\theta_m - \theta) R_R^2 \int_0^{\tau} Ste d\tau \quad (26)$$

The solution is then obtained by solving simultaneously equations (22) and (26). The domain relative to equation (22) is divided into a finite number of volumes (Patankar, 1980), by using the upwind scheme to represent advection and the fully implicit scheme for the transient term. The resulting tri-diagonal matrix is then solved, with guessed values of R_{fs} for each row, and the temperature field is used to evaluate R_{fs} on each row (26). This process continues until convergence has been achieved.

The objective is to evaluate the impact of the degree of fragmentation of a certain amount of PCM on the heat recovery time, under different thermal solicitations. Table 1 shows data for three degrees of fragmentation of a fixed volume of pcm contained in a fixed volume storage tank. In each case, NTPR, NR (number of rows) and D_o/L are varied simultaneously, in such a way that the ratio between pcm and tank volumes remains constant. Some other parameters, which are shown on table 2, are held constant. Figures (3) to (5), show the outlet non-dimensional temperatures as functions of the non-dimensional time.

Table 1: Influence of the degree of fragmentation

Pe = 3×10 ⁵	NR	NTPR	NT	D _o /L	Re	Nu	NTU _i
Case 1	10	10	100	0,087	644	23,0	0,04
Case 2	50	50	2500	0,018	140	10,5	0,45
Case 3	100	100	10000	0,009	74	8,8	1,46
Pe = 6×10 ⁵							
Case 4	10	10	100	0,087	1320	42,0	0,04
Case 5	50	50	2500	0,018	280	15,0	0,32
Case 6	100	100	10000	0,009	147	11,0	0,92
Pe = 3×10 ⁶							
Case 7	10	10	100	0,087	6440	112,0	0,02
Case 8	50	50	2500	0,018	1340	43,8	0,19
Case 9	100	100	10000	0,009	738	24,5	0,41

Table 2: Constant parameters -

H/L	H/P	Ste _i	Ste _{mo}	K _R	HL/A _{med}
1	1	0,36	0,21	0,61	2,6

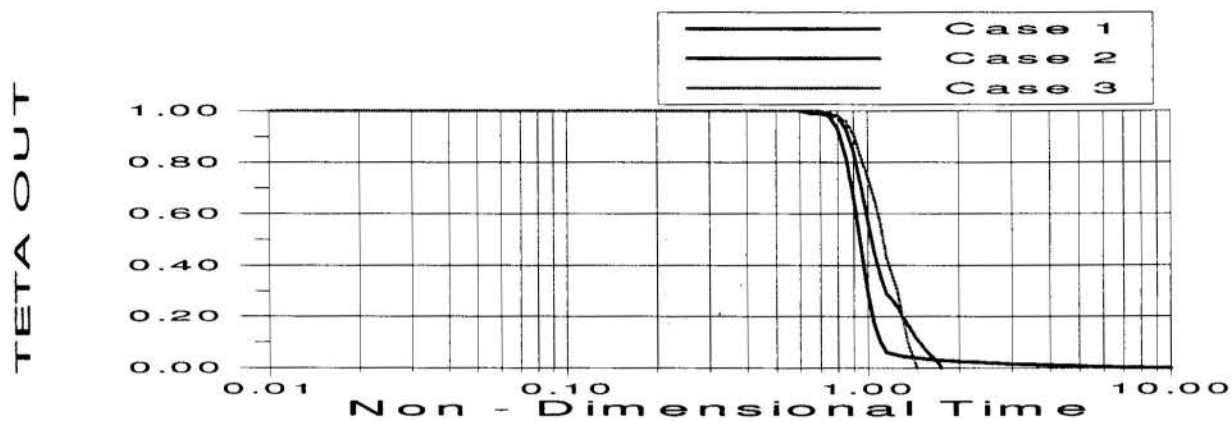


Figure 3: Outlet temperatures for low Pe number

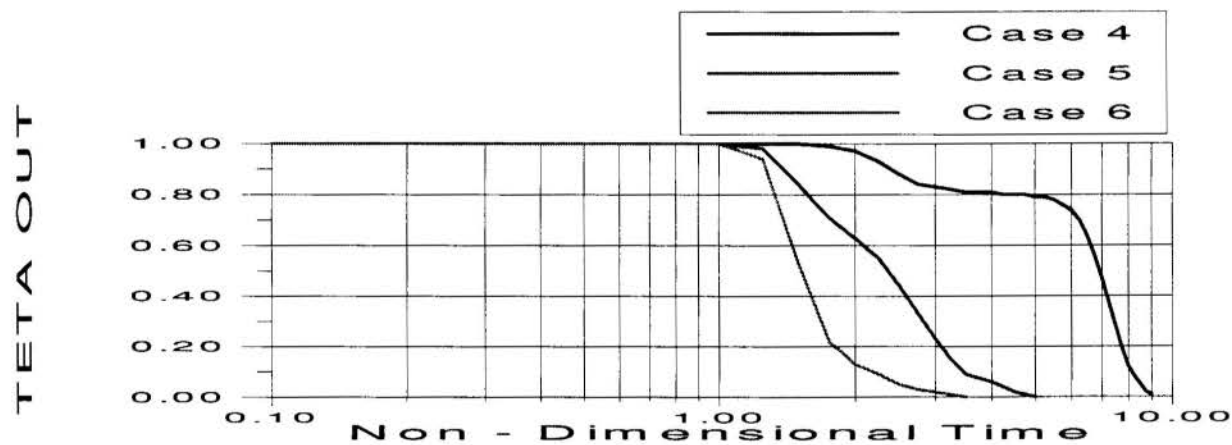


Figure 4: Outlet temperatures for typical Pe number

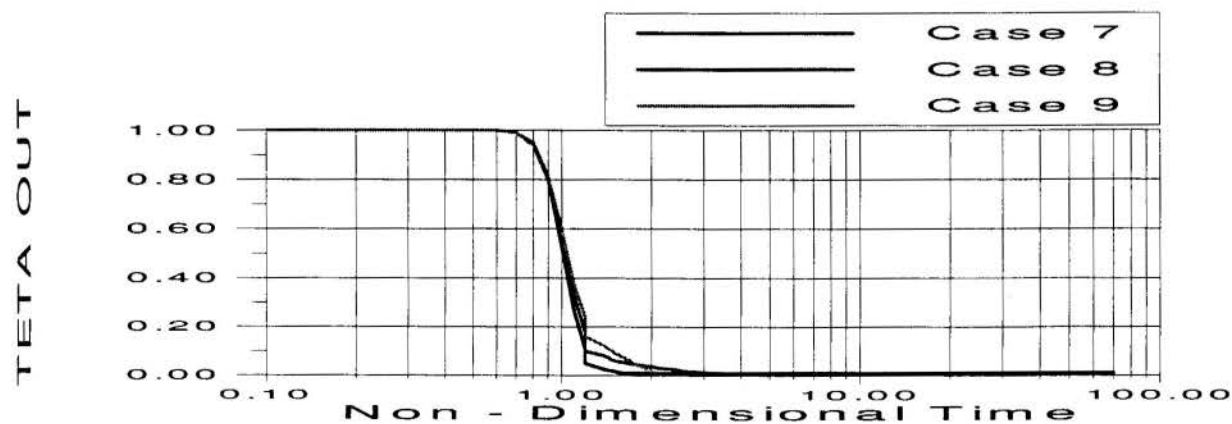


Figure 5: Outlet temperatures for high Pe number

Definition: $NTU = \frac{UA_T}{\dot{m} C_p}$, or in terms of the adimensional parameters,

$$NUT = \frac{\pi NT \left(\frac{HL}{A_{med}} \right)}{Pe \left(\frac{1}{Nu} + \frac{1}{2} K_R \ln R_R \right)} \quad (27)$$

Figures (6) through (8) shows NTU as a function of the non-dimensional time.

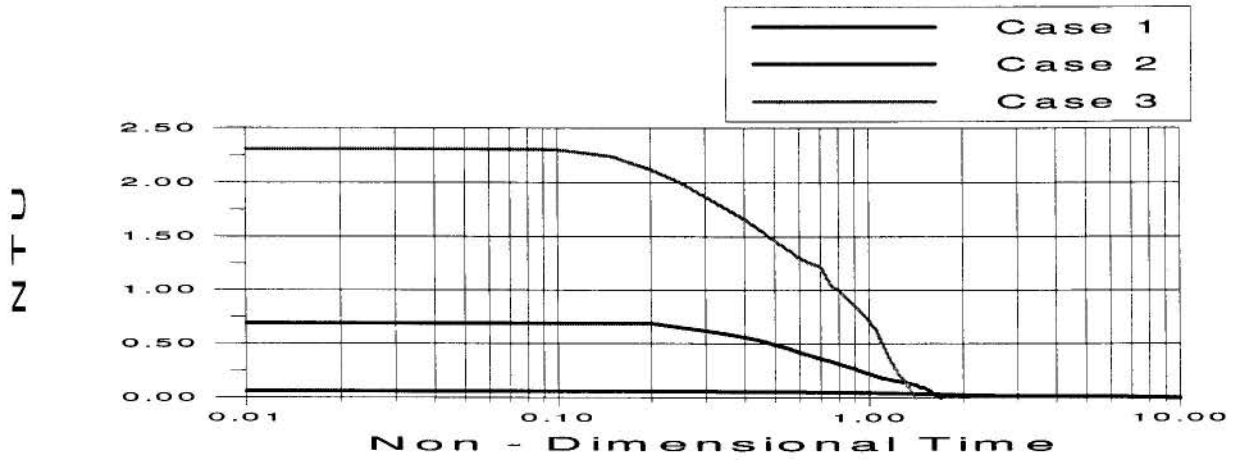


Figure 6: NTU for low Pe number.

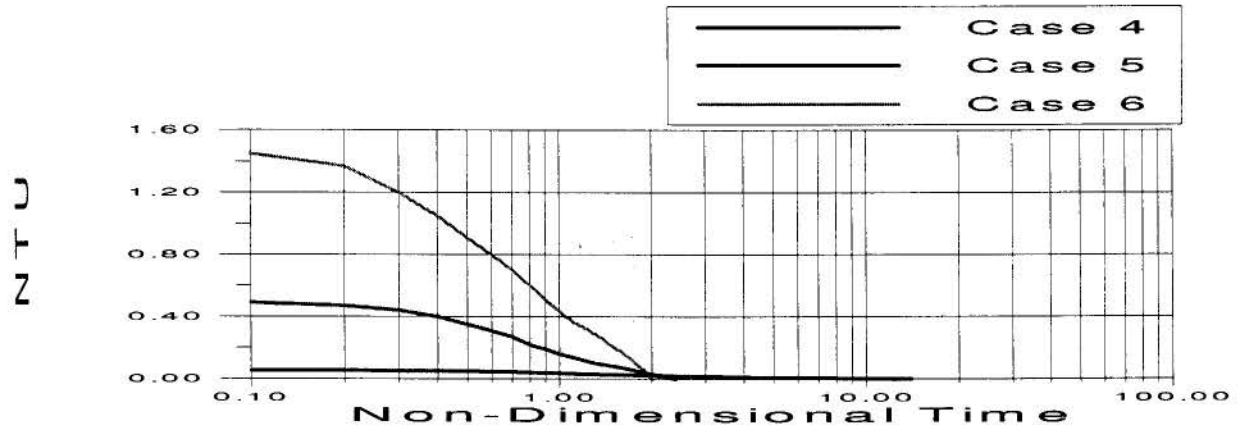


Figure 7: NTU for typical Pe number.

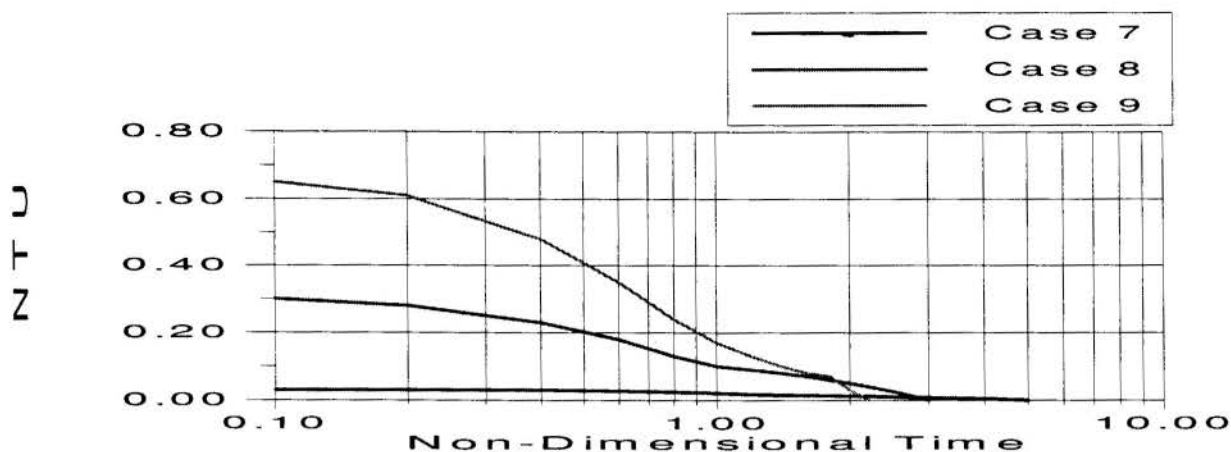


Figure 8: NTU a high Pe number.

CONCLUSIONS

The results obtained through this model show a qualitative concurrence with those obtained by Braga (1993) and Nóbrega et al (1996). Since R_i varies from an initial value to an infinite value, one should expect the value of NTU to vary from some initial value to zero, as can be seen from figures (6) to (8). Table 1 shows that the higher the number of tubes, the higher will be the initial value of NTU (and consequently the average), thus increasing the heat transfer rates and reducing the time required by the discharge process. Although Nu number decreases with the increase in the number of tubes (NT), the impact caused by the increase of the overall wetted area overcomes this effect, making smaller capsules more effective from the heat transfer viewpoint (for a fixed Pe number). However, the general conclusion that the discharge process is as fast as the greater is the number of tubes NT should be made with care. Figures (5) to (3) show that from case 7 to case 9, the discharge process has lasted 99% less, while from case 4 to case 6, about 90% and from case 1 to 3 only 80%. This suggests that for lower values of Pe number, increasing the degree of fragmentation would lead to less effective capsules. Such values of Pe number, however, are out of the bounds imposed by design and/or operating conditions, therefore being of no practical interest.

REFERENCES

- ALEXIADES, V. and SOLOMON, A.D., *Mathematical Modeling of Melting and Freezing Processes*, Hemisphere Publishing Corporation, 1993.
- ARNOLD, D., *Dynamic Simulation of Encapsulated Ice Stores, Part 1: The Model*, ASHRAE TRANSACTIONS, 1990.
- BEJAN, A., *Convection Heat Transfer*, J. Wiley & Sons, 2ed., 1995.
- BRAGA S.L., *Recuperação da Energia Armazenada Sob Forma de Calor Latente*, XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Brasília, 1993.
- CRYOGEL 103, *Manual técnico de cálculo*, 1990.
- DORGAN, C.E. and ELLESON, J.S., *Design Guide for Cool Thermal Storage*, ASHRAE, 1993.
- MELO, C.A. and ISMAIL, K.A.R., *Análise da efetividade do armazenador cilíndrico vertical com mudança de fase*, XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Brasília 1993.
- NÓBREGA, C.E.L. and BRAGA S.L., *Simulação da Recuperação da Energia Armazenada em um Termoacumulador com Mudança de Fase*, VI Congresso Brasileiro de Ciências Térmicas, Florianópolis, 1996.
- PATANKAR, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation, 1980.

PAPER CODE: COB826

**ESTIMATIVA DO POTENCIAL DE CONSERVAÇÃO DE ENERGIA
EM INTALAÇÕES DE BOMBEAMENTO/ ESTIMATE OF THE ENERGY
POTENTIAL CONSERVATION IN PUMPING SYSTEMS**

Edson da Costa Bortoni

*DEE/UNESP - Universidade Estadual Paulista**CEP: 12500-000 Guaratinguetá - SP - Brasil - E-mail: bortoni@feg.unesp.br*

Geraldo Lúcio Tiago Filho & Benedito Cláudio da Silva

*DME/LHPCH/EFEI - Escola Federal de Engenharia de Itajubá**37500-000 Itajubá - MG - Brasil - E-mail: tiago@iem.rmg.br***Abstract**

It's unusual that a pumping sistem works with just one fixed condition of flow and pressure. The processes that work with centrifugal pumps have, in general, a variable consumption and in the case of necessity of changing the flow, in normal systems, is necessary to act in the control valve, which will change the sistem curve because of the introduction of adcional friction losses in the instalation. Meanwhile, it will cause a unnecessary energy consumption. Another way to change the flow of a pumping system is through the variation of the pump speed, using a variable speed driver that has less consumption of energy and presents a series of advantages over the throtting valve, due the agreement bettween the pump characteristics and the instalation characteristics and the optimization of the project point. Based in this considerations, this work presents a methodology that permits to estimate the real saving energy potential in centrifugal pumps driven by constant speed electrical motors. It's done through the determination and analysis of the grafic characteristics, providing in this way, data for a viability economic analysis with less riscs and uncertainty.

Keywords

Conservação de energia, bombas centrífugas, instalações de bombeamento / Energy conservation, centrifugal pumps, pumping systems.

1. CONTROLE POR VÁLVULAS

Uma ou mais válvulas na linha de recalque de uma bomba irão alterar a curva de elevação total do sistema, uma vez que tais válvulas introduzem perdas adicionais que devem ser vencidas pela bomba, alterando o ponto de operação da mesma (vazão versus pressão). A fig. 1 mostra como a válvula pode ser utilizada com o propósito de variar a vazão da bomba. A vazão máxima, Q_1 , é obtida com a válvula totalmente aberta. Este ponto corresponde à altura manométrica mínima, H_1 , visto que, além do desnível de recalque, as únicas resistências ao escoamento são a perda de carga distribuída ao longo da tubulação e as perdas localizadas em seus acessórios. A válvula totalmente fechada resulta na bomba operando com vazão zero e pressão máxima, $H_{m\grave{a}x.}$. Naturalmente, as condições intermediárias, $Q_2; H_2$ e $Q_3; H_3$,

entre a máxima e a mínima vazão podem ser obtidas ajustando-se adequadamente a abertura da válvula.

Entretanto, segundo Johnson *et al.*(1981), considerando o sistema de bombeamento caracterizado pela fig. 2, onde Q_0 , n_0 , η_0 e P_0 são as condições ótimas de operação, observar-se que: tomando o ponto A como o ponto de operação, tem-se para uma relação de vazão de 1,2 Q/Q_0 e 1,3 n/n_0 , a relação de rendimento será em torno de 0,965 η/η_0 e a de potência 2,2 P/P_0 (Ponto A' da fig. 2). Se a relação de vazão bombeada, por algum motivo,

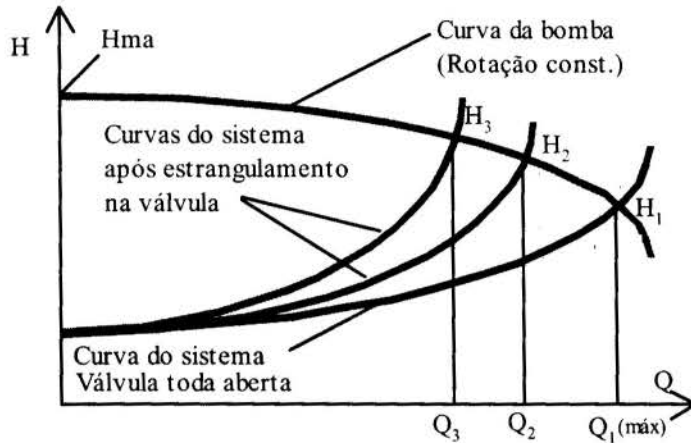


Fig. 1 - Efeito do estrangulamento sobre a curva do sistema

mudar para 0,6 Q/Q_0 , e a rotação for mantida constante, (ponto B, Fig. 2) a relação de potência será em torno de 1,55 P/P_0 e o rendimento de 0,77 η/η_0 , isto é, para uma redução de 50% na vazão obteve-se uma redução de apenas 30% no consumo de potência, devido ao aumento na altura total de elevação, provocada pela elevação das perdas de carga no sistema quando se estrangulou a válvula. Tal análise é válida somente para bombas centrífugas.

2. OPERAÇÃO COM VELOCIDADE VARIÁVEL

Segundo Johnson *et al.*(1981), existem sistemas de bombeamento que foram instalados com uma capacidade extra de 10 a 15% acima da capacidade de projeto, e no qual as válvulas de controle são responsáveis por 35 a 50% das perdas do sistema. Entretanto bombas acionadas por variadores de velocidade podem operar nas condições fora do ponto de projeto sem incorrer na perda de energia que geralmente ocorre em um arranjo convencional.

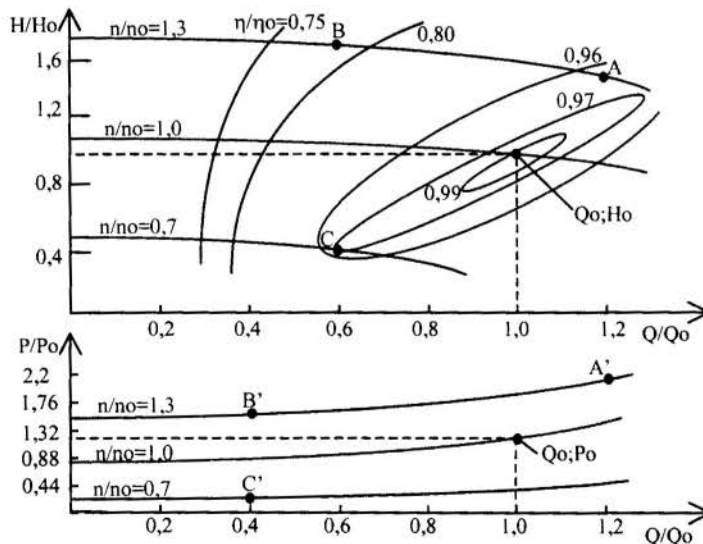


Fig. 2 - Característica de altura versus vazão e potência versus vazão de uma bomba

As relações que permitem prever o desempenho de uma bomba trabalhando em rotações diferentes daquelas do ponto de projeto são conhecidas como “Leis de Afinidade”. Uma variação na rotação da bomba implica basicamente em três fatos importantes:

- 1 - A capacidade de vazão Q , varia diretamente com a mudança de rotação.
- 2 - A altura manométrica total H , varia com o quadrado da rotação.
- 3 - A potência do motor P , varia com o cubo da rotação.

Ou seja, se uma dada bomba está trabalhando em um dado ponto 1 com rotação n_1 , vazão Q_1 , altura manométrica H_1 e potência P_1 , e deseja-se alterar o ponto de operação para as

condições n_2 , H_2 , Q_2 e P_2 , então as relações entre as características dos dois pontos serão dadas por:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{n_1}{n_2}; \quad \frac{H_1}{H_2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2; \quad \frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^3 \quad (1)$$

De acordo com estas relações, reduzindo-se, por exemplo, a vazão em 20%, e a rotação do motor for reduzida proporcionalmente, haverá uma economia de 48,8% na potência consumida. Observando-se novamente a fig. 2, nota-se que, se fosse utilizado um sistema de variação da rotação na bomba ao invés de uma válvula de controle para se ajustar a vazão requerida, Ter-se-ia que para uma relação de vazão de 0,60 Q/Q_0 haveria a necessidade de se variar a rotação em 46%. Assim a potência requerida à bomba seria de 0,30 P/P_0 (ponto C', fig.2). Ou seja, obter-se-ia uma redução de 86%, com a vantagem adicional de não incorrer em perdas no rendimento.

3. DESENVOLVIMENTO DA METODOLOGIA

Com base no comportamento das curvas do diagrama altura versus vazão pode-se fazer a seguinte análise: Seja um dado sistema de bombeamento operando com vazão Q_1 e altura manométrica H_A (Ponto A, fig. 3). Supondo-se também que o conjunto motor-bomba foi especificado para atender ao ponto A, vazão Q_1 , mas trabalha grande parte do seu tempo de operação com uma vazão Q_2 , sendo Q_2 menor que Q_1 . Considerando que o controle da vazão seja realizado através de estrangulamento em uma válvula de controle, então o novo ponto de operação será B, com vazão Q_2 e altura H_B (Fig. 3). Entretanto, optando-se por realizar o ajuste da nova vazão através da alteração na rotação da bomba, o novo ponto de operação será C (Fig. 3), com vazão Q_2 e altura H_C . Verifica-se claramente H_B maior que H_C , o que permite afirmar que a energia economizada, se fosse realizado o controle da rotação ao invés do estrangulamento na válvula, é função da diferença $\Delta H = H_B - H_C$, e a energia economizada será dada por:

$$E_{ECON} = \rho g Q_2 \Delta H t 10^{-3} \text{ [kWh]} \quad (2)$$

Onde,

E_{ECON} - Energia economizada [kWh];

ρ - Massa específica [kg/m^3];

g - Aceleração da gravidade [m/s^2];

Q_2 - Vazão [m^3/s];

t - Tempo de operação no novo ponto de operação, com vazão Q_2 [h];

3.1 Obtenção das Curvas

Seja uma instalação industrial já existente, que possua um sistema de bombeamento acionado por motores elétricos de rotação constante, onde a vazão é variável no tempo e o controle é realizado por meio de válvulas de estrangulamento. Como verificar se é vantajoso, ou não, a troca do sistema de controle por válvula por um acionamento de rotação variável ?

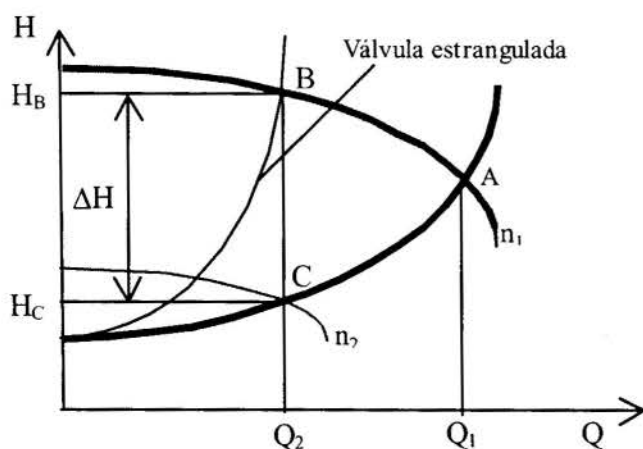


Fig. 3 - Diferença no consumo de energia

A fim de obter respostas para tal problema deve-se realizar uma avaliação comparativa de viabilidade econômica, na qual os seguintes fatores devem ser considerados:

- 1 - Magnitude da variação do ponto de operação em relação ao ponto de projeto;
- 2 - Duração das variações;
- 3 - Custo comparativo dos equipamentos;

4 - Custo da energia elétrica;

5 - Características do sistema de fluxo (Curva da bomba e Curva do sistema).

Dos 5 fatores enumerados acima, os 4 primeiros não implicam em dificuldades para serem levantados. Quanto ao item 5, baseado no que foi exposto anteriormente neste trabalho, sabe-se que a economia de energia quando se trabalha com variação na rotação da bomba, ao invés de estrangulamento na válvula de controle, é função da diferença ΔH entre a curva da bomba e a curva do sistema. Portanto, torna-se necessário a obtenção das curvas reais, tanto da bomba quanto do sistema. A dificuldade maior está na determinação da curva do sistema que implica em realizar ensaio de campo na bomba variando-se sua rotação, e como fazer isso, se o motor elétrico de acionamento é de rotação constante? Baseado nesta dificuldade apresenta-se a seguinte metodologia para se determinar a curva da bomba e a curva do sistema:

3.1.1 Curva do sistema

Embora o motor elétrico de acionamento seja de rotação constante, podemos afirmar que existe um momento no qual o motor, e conseqüentemente a bomba, irá trabalhar com rotação variável, isto é, o instante em que o motor é desligado e sua rotação decresce desde a nominal até a rotação zero. Devido ao advento das ferramentas da eletrônica, é possível, através de um sistema de aquisição de dados, alguns transdutores e "softwares" apropriados, acompanhar o decréscimo da rotação do conjunto motor-bomba, desde o instante onde é desligado até sua parada completa, lendo e armazenando os valores de pressão e vazão para as diferentes velocidades. Propõe-se portanto, o seguinte procedimento de campo para levantamento da curva do sistema:

- a) Ajusta-se um ponto de pressão e vazão;
- b) Aciona-se o sistema de aquisição de dados;
- c) Desliga-se o motor lendo os valores de pressão, vazão e rotação ao longo do tempo até que o motor pare;
- d) Plota-se os pontos e determina-se a curva $H = f(Q)$, para o sistema, ajustando-se um polinômio do segundo grau. Tal como mostrado na fig. 4, abaixo.

A medição da rotação irá fornecer subsídios para uma análise da possível substituição do motor por um de menor potência visando a diminuição no consumo de energia, conforme Bortoni *et al.* (1993).

3.1.2 Curva da bomba

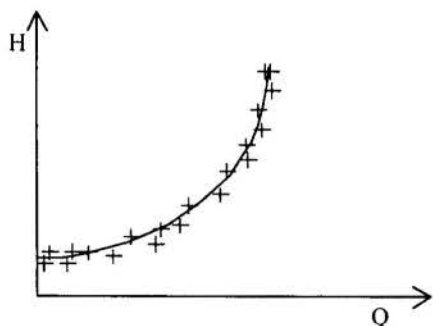


Fig. 4 - Obtenção da curva do sistema

O procedimento para obtenção da curva da bomba é bastante simples e muito conhecido. Consiste dos seguintes passos:

- a) Com a bomba em sua rotação nominal e válvula totalmente aberta, mede-se a vazão e pressão.

- b) Repete-se a leitura de pressão e vazão para diversas aberturas da válvula, até que esteja totalmente fechada.
- c) Plota-se os pontos medidos e obtêm-se a curva da bomba, $H = f(Q)$, ajustando-se um polinômio do segundo grau. Tal como mostrado na figura abaixo.

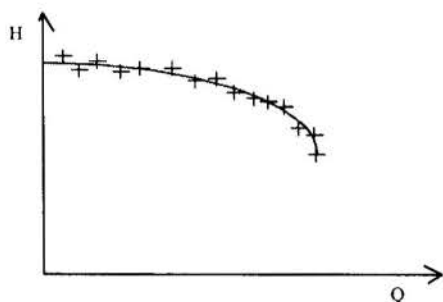


Fig. 5 - Obtenção da curva da bomba

Após determinadas as curvas pode-se determinar para as diversas condições de operação, qual a energia economizada se o sistema estivesse trabalhando com controle por variação de velocidade.

4. UMA APLICAÇÃO PRÁTICA

Para uma primeira verificação do método, realizaram-se testes em um conjunto motor-bomba, pertencentes ao circuito de ensaios do Laboratório Hidromecânico para Pequenas Centrais Hidrelétricas - LHPCH/EFEI, cujo esquema básico é apresentado na Fig. 6 e, constitui-se de um circuito fechado, onde a água é succionada de um reservatório, passa em sequência pela bomba, por um medidor de vazão tipo Venturi, por uma válvula de estrangulamento, deságua em um canal e retorna ao reservatório, fechando o circuito. As características do conjunto motor-bomba são as seguintes:

- Bomba centrífuga, 1 estágio, 30 kW, rotação nominal 1770 rpm.
- Motor de indução trifásico, 30 kW, 60 Hz, 220, 380, 440 V, 1770 rpm.
- Acoplamento hidrocínético, 30 kW.

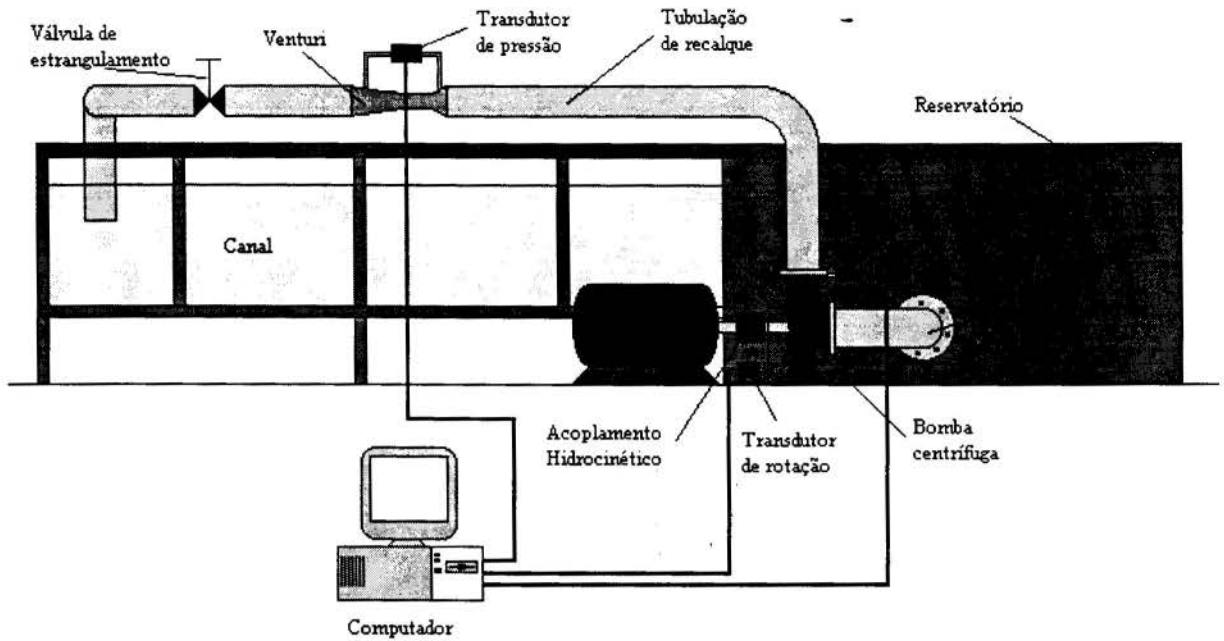


Fig. 6 - Desenho esquemático da bancada de ensaio

Para aquisição dos dados, utilizou-se os seguintes equipamentos:

- 1 Computador PC;
- 1 Placa de aquisição de dados;
- 1 Transdutor de pressão, 0 a 15 mCA e saída de 4 a 20 mmA;
- 1 Transdutor de vazão diferencial, 0 a 2 mCA e saída de 4 a 20 mmA;
- 1 Transdutor de rotação (Tacogrador);
- Software Dasy Lab;

Primeiramente, levantou-se a curva da bomba, como descrito anteriormente, ou seja, estrangulando-se a válvula e mantendo-se a rotação constante. A curva resultante é mostrada na fig. 7 e se comporta perfeitamente de acordo com o que é descrito pela literatura. O ensaio foi realizado à rotação de 1200 rpm. A curva do sistema foi obtida tal como colocado anteriormente na descrição do método, isto é, com a válvula totalmente aberta, acionou-se o sistema de aquisição de dados e desligou-se o motor elétrico a partir da rotação, na bomba, de 1200 rpm. O sistema realizou as leituras de vazão, pressão e rotação ao longo do tempo, até que a rotação caísse a zero. Em seguida os dados da curva foram filtrados, eliminando-se possíveis ruídos. Como resultado deste ensaio, obteve-se a curva mostrada na fig. 7, para válvula totalmente aberta. Apenas para verificar o comportamento do sistema, ou seja, confirmar se realmente as curvas se comportam tal como descrito na literatura quando se alteram as condições de operação, foram realizados mais dois testes levantando-se a curva do sistema para duas posições intermediárias da válvula, resultando nas curvas intermediárias da fig. 7. Pode-se verificar, claramente, que a curva do sistema se comporta plenamente de acordo com o esperado, ou seja, todas convergem para o mesmo valor de altura quando a vazão cai a zero.

Para efeito de cálculo, será considerada a curva demanda de vazão, fig. 8 de Karassik *et al.*(1976), pertencente a uma instalação de distribuição de água de uma grande cidade que, tipicamente, possui uma demanda bastante variável. A curva fornece os valores de vazão, em porcentagem do valor médio, ao longo de um período de 24 horas (1 dia).

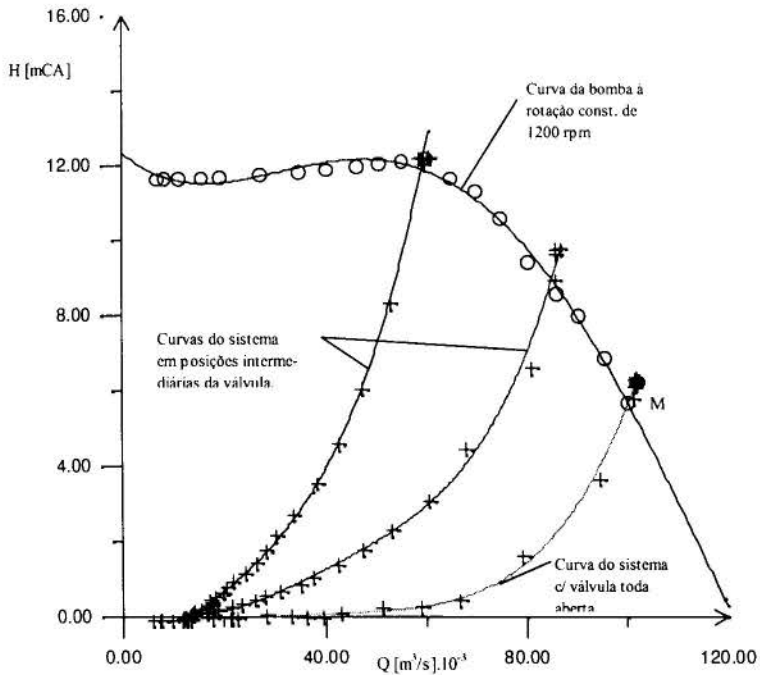


Fig. 7 - Resultados do ensaio

(ponto M, Fig. 7). Para se determinar a energia economizada será utilizada a equação (4), procedendo-se o cálculo da seguinte maneira:

Da fig. 8 tem-se, por exemplo, que para uma porcentagem de vazão de 80%, o tempo de operação é de 4 horas. Como 185% equivale a uma vazão de 0,1 [m³/s], 80% corresponderá então, a uma vazão de $Q = 0,04324$ [m³/s].

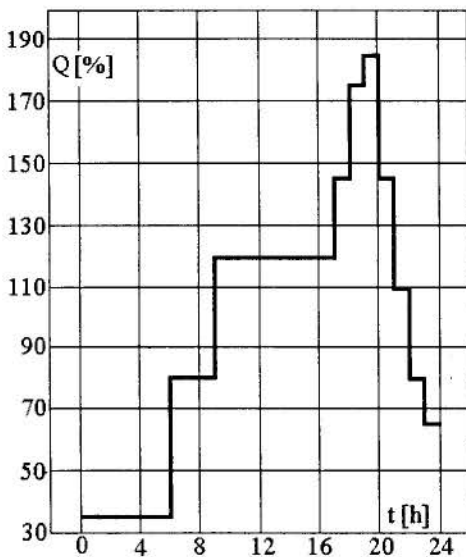


Fig. 8 - Variação da demanda, em porcentagem da média

$$\Delta H = 12 \text{ [m] (Fig. 7).}$$

$$\rho = 1000 \text{ [kg/m}^3\text{].}$$

$$g = 9,806 \text{ [m/s}^2\text{]}$$

A energia economizada neste intervalo de tempo será, então:

$$E = 20,182 \text{ [kWh]}$$

Calculando-se a energia gasta pela bomba quando o controle é realizado pela válvula, temos:

$$E_{\text{VÁLV}} = 20,352 \text{ [kWh]}$$

Portanto, a substituição do controle por válvula pelo controle da rotação equivale a uma economia de 99% no consumo de energia, operando a uma vazão de 0,04324 [m³/s]. De forma análoga, pode-se efetuar o mesmo cálculo para as outras faixas de vazão existentes ao longo do dia, resultando assim, na tabela 1, apresentada a seguir.

Tabela 1: Economia de energia para os diversos valores de demanda.

Q [m ³ /s]	t [h]	ΔH [m]	E _{ECON} [kWh]	E _{VALV.} [kWh]
0,01892	6	11,4	12,690	12,690
0,03513	1	11,9	3,997	4,065
0,04324	4	11,9	20,182	20,352
0,05946	1	11,5	6,705	6,880
0,06486	8	11,2	56,987	59,022
0,07838	2	8,4	12,912	15,064
0,09459	1	2,9	2,690	6,586
0,10000	1	0,0	0,000	5,491
TOTAL	24		116,163	130,150

De acordo com a tabela ao lado, o consumo total de energia usando-se a válvula de estrangulamento é de 130,150 [kWh]/dia e a estimativa de economia de energia quando se usa um variador de velocidades é de 116,163 [kWh]/dia, ou seja, estima-se uma redução no consumo de energia elétrica de 89,2%.

5. CONCLUSÕES

O objetivo principal deste trabalho foi apresentar uma metodologia para a estimativa do potencial de conservação de energia em instalações de bombeamento e demonstrar, através de uma aplicação prática, como os resultados podem ser trabalhados. Entretanto, somente uma análise energética não é suficiente para se justificar um investimento, pois necessita da visão econômica. Assim, para uma análise completa do problema deve-se determinar o tempo de retorno do investimento, por meio do levantamento de custos da energia elétrica e do variador de velocidades. A análise de viabilidade econômica assim realizada conduz a resultados mais consistentes, uma vez que evita o uso de curvas e procedimentos padrões, diminuindo os riscos e incertezas e aumentando a confiabilidade do investimento.

Recomenda-se uma análise posterior quanto a influência da alteração no rendimento da bomba e do motor elétrico ao se variar a rotação do conjunto, bem como analisar as características de torque do motor quando o mesmo é desligado e a influência da altura estática na curva do sistema, por último recomenda-se verificar a possibilidade do uso de válvulas de controle em instalações onde o uso de variador de velocidade resulta em pequena economia de energia.

6. REFERENCIAS

BAUMANN, HANS P. "Control Valve Vs. Variable-Speed Pump". *The Chemical Engineering Guide to Pumps*. McGraw Hill Publications Co., 1984. 325p.

Bortoni, Edson C.; Tanaka, Eduardo T. "Como tirar o Máximo de Motores Elétricos". *IPESI - Eletrônica & Informática*, JUL/AGO 1993.

JOHNSON, JAMES D. "Variable-speed Drives Can Cut Pumping Costs". *The Chemical Engineering Guide to Pumps*. McGraw Hill Publications Co., 1984. 325p.

KARASSIK, I. J.; KRUTZSCH, W. C.; FRASER, W. H.; MESSINA, J. P. *Pump Handbook*. McGraw Hill Publications Co., 1976.

PAPER CODE: COB85

COMPARAÇÃO DOS SISTEMAS DE COLHEITA MANUAL E MECANIZADO ATRAVÉS DA AVALIAÇÃO ENERGÉTICA E FINANCEIRA PARA CULTURA DE CANA-DE-AÇÚCAR (*Saccharum spp.*) / COMPARISON OF MANUAL AND MECHANICAL HARVESTING OF SUGAR CANE (*SACCHARUM SPP.*) BY ENERGETIC AND FINANCIAL EVALUATION

MARIA MÁRCIA PEREIRA SARTORI & ALCIDES LOPES LEÃO

*Departamento de Ciências Ambientais, Faculdade de Ciências Agrônomicas -UNESP- Botucatu, S.P, Brasil
CEP 18.600-000 Botucatu, S.P, Brasil - E-mail: jrsartori@surfnet.com.br*

Abstract

The sugar cane crop represents an enormous potential for energy, due to its phytomass excess left on the fields, which is burned as a way to ease the manual harvesting. Most of this energy could be utilized if changes are made in the harvesting practice, such as using mechanical harvesting instead of manual.

The present study had the objective to show the viability of substituting manual harvesting with burning in the fields, by mechanical harvesting (green cane), with a better energy recovery from its residues and net income. For the calculations we used the gross calorific value and the Brazilian currency (Real), at an exchange rate of approximately R\$1=US\$1. The results showed that this change in harvesting procedure is economical and energetically more efficient. For manual harvesting the energy consumption was found to be 39,725.96 Mcal/ha ($166,292.87 \times 10^3$ J/ha) at a cost of R\$113.62/ha. For mechanical harvesting the energy consumption was 19,063.32 Mcal/ha ($9,799.06 \times 10^3$ J/ha) at R\$61.98/ha. With the utilization of the residues it was obtained 312,218.4 ($1306,946.22 \times 10^3$) and 435,263.2 ($1822,011.76 \times 10^3$) Mcal/ha (J/ha), 1,304.90 and 1,574.70 R\$/ha, respectively. The social aspects of relocation of the manual labor is not considered in this paper.

Palavras-Chave

cana-de-açúcar, biomassa, colheita, mão-de-obra, bagaço, mecanização.

Keywords: sugar cane; bagasse; mechanical-harvesting; manual-harvesting; bionergy; biomass

1. INTRODUÇÃO

A cultura de cana-de-açúcar apresenta uma grande quantidade de resíduos agrícolas - biomassa - cerca de aproximadamente 50% do rendimento agrícola, dos quais geralmente são aproveitados apenas o bagaço (em sua maioria como combustível para as caldeiras) que representa 25% do rendimento. Os outros 25% consistem em material remanescente (ponteiros, palhas, folhas verdes e frações de colmos), que de maneira geral são queimados, para facilitar a colheita manual. O que sobra depois da queimada fica depositado no solo. Para o melhor aproveitamento desse material torna-se necessário que a cultura deixe de ser queimada, resultando na adoção da colheita mecanizada, uma vez que a colheita manual dessa cana crua diminuiria o rendimento da colheita, e poderia trazer riscos para os bóias-frias

decorrentes de animais peçonhentos próximos do canavial e das cortantes folhas da cana (SILVA, 1982).

Apesar de serem muitas as vantagens da colheita mecanizada de cana-de-açúcar (crua) como por exemplo a possibilidade de colheita em condições de umidade e em horários mais flexíveis; a palhada melhora a estrutura física do solo, com acúmulo de nutrientes no solo; reduz em 20% os gastos com tratos culturais; economiza mão-de-obra; a colheita é mais rápida e a biomassa disponível pode ser reaproveitada de inúmeras formas, como na geração de calor, vapor e eletricidade, apresenta algumas desvantagens como o aumento de custo de transporte, o aumento de compactação do solo, o aumento de operações em terrenos com até 10% de declive, e a necessidade de boa drenagem do solo.

Logo, não se pode desprezar a hipótese de que o produtor brasileiro esteja tendo ou terá dificuldades financeiras e energéticas, tornando assim imprescindível uma avaliação financeira e energética para um sistema de recuperação dessa biomassa, visando incrementar o rendimento para o sistema da cultura de cana-de-açúcar.

2. REVISÃO DE LITERATURA

O processamento industrial da cana-de-açúcar gera uma série de subprodutos e resíduos, incluindo o bagaço, que representa em média no Estado de São Paulo cerca de 25% do total produzido e, as cinzas (material residual da queima do bagaço), que representa 2,5% do total de bagaço. O Departamento de Engenharia de Geração, Divisão de Tecnologia de Energia (1987), observou que o bagaço proveniente da cana-de-açúcar representa 284,7 kg/t, ou seja, aproximadamente 28% do rendimento agrícola, apesar de que há valores menores. LOPEZ (1987), apud RIPOLI, 1991, citou em seu trabalho que a quantidade de material remanescente no campo representa no máximo 25% a 30% do total da biomassa.

SILVA (1982), divulgou que a colheita mecânica da cana-de-açúcar, pressupõe uma série de modificações técnicas desde o plantio até o seu recebimento pelas usinas, alterando, portanto, os custos de todo o processo produtivo. Atualmente cerca de 10% da colheita é mecânica em São Paulo. A nível da Coopersucar, a colheita mecânica representa cerca de 15% do corte total de cana**. O rendimento do corte mecanizado foi, em média, de 20 t/h (facilmente pode chegar a 30 t/h; A Copersucar reporta valores entre 20-25 t/h), a um custo correspondente de 0,255 R\$/t. O corte manual, com um rendimento de 4 t/homem dia, teve um custo, de 0,236 R\$/t. Segundo FERNANDES (1990), a colheita manual apresenta rendimentos de corte que vão de 5 a 12 t/homem.dia de 10 horas de trabalho. Por outro lado, a colheita mecanizada, conforme avaliações efetuadas pela UFSCar, Usina São Francisco, Usina Lydia e Santal Equipamentos S/A* (setembro de 1993), mostram que a capacidade efetiva da colhedeira de cana-de-açúcar AMAZON está entre 22 a 34 t/h para a cana crua, com um total de 3 a 6,1% de impurezas vegetais e 1,6 a 3,8% de perdas da mesma no campo. O rendimento operacional dessa colhedeira foi calculado experimentalmente, obtendo como resultado de 28 t/h com um consumo de óleo diesel de 1 l/t; 4,5% de impurezas vegetais; e 2,7% de perdas de cana no campo. Para a Copersucar o rendimento da colheita mecânica varia entre 30.8 a 50 t/h.**

MOLINA, RIPOLI, COELHO *et al.* (1995), concluíram ser significativo o potencial de energia contida no palhiço (ponteiros, folhas verdes e palhas), o qual é desperdiçado por ocasião das queimadas de pré-colheita. Para os 2º e 3º cortes, da variedade SP706163, obteve-se em média 33,85 t/ha de palhiço, apresentando poderes caloríficos inferiores (PCI) de 2.991,1 a 3.982,6 Kcal/kg ($16.671,16 \times 10^3$ J/kg). Outras variedades podem gerar valores diferentes.

RIPOLI (1991), comprovou experimentalmente que o potencial energético de uma tonelada de material remanescente no campo ou no pátio, equivale a 1,3 barril de petróleo (BEP). Em termos de poder calorífico, substitui, em média, 1,1 t de bagaço. O custo de oportunidade do bagaço foi de 6,32 US\$/t e o preço líquido da cana-de-açúcar foi de 9,02 US\$/t e os custos para o enleiramento, carregamento e transporte do material remanescente foi de 4,09 US\$/t. O PCI dos colmos estudados foi de 4.054,5 kcal/kg ($16.972,14 \times 10^3$ J/kg). Os valores médios do PCI de alguns materiais provenientes da cana-de-açúcar, confirmado por diversos autores é de 3.800 kcal/kg ($15.906,8 \times 10^3$ J/kg) para o material remanescente; e 1.800 kcal/kg ($7.534,8 \times 10^3$ J/kg) para o bagaço com 50% de umidade. A quantidade de palhico proveniente da colheita manual foi de 33% em média e o saldo econômico do processo de substituição do bagaço pelo material remanescente era altamente vantajoso, cerca de 36,39 US\$/ha, quando se considerou essa substituição pelo bagaço "in natura"; e de 263,16 US\$/ha, quando foi considerado o bagaço enfardado.

BINI e SOUZA (1995) desenvolveram um trabalho que visou estabelecer o nível de economia em termos monetários (US\$) e quantitativos (kWh), decorrentes da queima do bagaço da cana-de-açúcar moída por uma agro-indústria sucro-alcooleira. Concluíram que a geração de energia elétrica contribuiu para minimizar os custos energéticos em 58,8%. E ainda citaram MARANHÃO (1990) que determinou a produção máxima de energia elétrica das usinas e destilarias brasileiras, altamente equipadas como sendo de 30 kWh/t de cana moída. A administração da Usina Diamante, relatou que sua produção de energia elétrica representa, em média, 12,5 kWh/t de cana. A energia elétrica apresenta um poder calorífico que segundo PIMENTEL (1980) é de 2.863 kcal/kWh, e destes 2.004 kcal/kWh foram consumo para produção, e o BALANÇO ENERGÉTICO NACIONAL (1994) admite como sendo de 3.132 kcal/kWh a produção de eletricidade pronta para venda.

O Instituto de Economia Agrícola (IEA) e Coordenadoria de Assistência Técnica Integral (CATI) (1992), divulgaram que o pagamento da colheita de cana-de-açúcar para o estado de São Paulo foi de 0,58 R\$/t, para valores médios correntes e R\$ 0,6997/t para valores médios reais. BARROS (1995) divulgou o preço da tonelada de cana como sendo de US\$13,21, em média, no período de janeiro a agosto de 1995.

Outras aplicações para o bagaço vem sendo estudadas em diversos centros de pesquisas, com relatado por FREITAS (1995), com utilização de cinzas do bagaço de cana em tijolos; FREIRE (1996), com o uso de bagaço para a elaboração de tijolos; ou ainda relatado por LEÃO e TAVARES (1995), uso de bagaço para aplicação em compósitos injetados com termoplásticos ou termo-formados em mantas não-tecidas, para usos na indústria automotiva.

3. MATERIAL E MÉTODOS

Foram coletados dados percentuais em relação à matéria-prima, para o poder calorífico e valor financeiro dos materiais e resíduos provenientes da colheita manual (cana queimada) e mecanizada (cana crua) da cana-de-açúcar. Sabe-se que o rendimento agrícola difere para cada estado, região e até mesmo ciclo. Como o propósito do trabalho desenvolvido é uma apresentação global, serão utilizados dados do Estado de São Paulo, sendo o valor médio entre os três primeiros ciclos da cultura.

Adotou-se o valor de 30 t/h para o rendimento agrícola da colheita mecanizada de cana crua (SILVA, 1982), uma vez que esse valor representa basicamente a média dos valores encontrados nas avaliações efetuadas* em 1993, que estão entre 22 a 34 t/h. Já para a colheita manual, adotou-se o valor de 8 t/homem.dia ou seja 0,8 t/h de trabalho, pois os rendimentos de corte variam de 4 t/homem (SILVA, 1982) para 5 a 12 t/homem.dia, com 10 horas de trabalho (FERNANDES, 1990)-Para a produção de energia elétrica adotou-se o valor de 12,5

kWh/t de cana-de-açúcar (Usina Diamante, 1995) e 258 kcal/kWh, considerando-se um rendimento de 30% para o ciclo Rankine (equivalência 860 kcal/kWh), pois admite-se que este represente a maioria das usinas brasileiras.

3.1 Valores Percentuais

As perdas de cana inteira no campo seja no momento da colheita, seja no transporte do campo até a usina, diferem para os tipos de colheita manual ou mecânica, sendo estimadas entre 1,6 a 3,8% para colheita mecânica*. Adotou-se o valor médio de 2,9% (Usina Diamante, 1995). A quantidade de material remanescente, da colheita manual é representada por 33% do rendimento agrícola, sendo que este material não é aproveitado na colheita manual (cana queimada); já na colheita mecanizada (cana crua) representa de 25 a 30% do total da biomassa (RIPOLI, 1991). Adotou-se o valor de 33% para colheita manual e de 30% para colheita mecânica. Para a quantidade de colmos produzidos ou material industrializável utilizou-se do valor de 67,3% e de 64,1% para as colheitas mecânicas e manuais respectivamente, pois a soma deste com as impurezas e as perdas, representa o total produzido no sistema, 100%. As impurezas (areia, pedras, etc) são encontradas juntamente com o material industrializável, sendo representadas por 3,0 e 4,5%, as quais foram determinadas* entre 3,0 a 6,1%, e 0,5 a 5,5% para as colheitas manuais e mecânicas (Usina Diamante, 1995), respectivamente.

Usou-se para o bagaço o valor de 25% do total de material industrializável, acreditando que represente a média para qualquer variedade de cana, uma vez que o mesmo representa de 20 a 30% do total da cana, dependendo basicamente da variedade e do sistema de moagem da mesma (CHESF, 1987).

3.2 Valores Energéticos

Os valores energéticos para os dois tipos de colheita, diferem basicamente nos valores do "input". Assim tem-se para colheita manual o valor energético atribuído para uma hora de trabalho de um bóia-fria. Usou-se o valor de 313 Kcal/h.homem ($1.310,22 \times 10^3$ J/h.homem), com base nos estudos de ANGELELI, DUARTE e OLIVEIRA (1981) e de GOLDEMBERG (1984), considerando que um bóia-fria ingere em média cerca de 2.120 cal/dia (8.874,32 J/dia) e consome 312 Kcal/h.homem. ($1306,03 \times 10^3$ J/h.homem) Para colheita mecanizada considerou-se o valor de 15.752 Mcal/ano ($65.937,87 \times 10^3$ J/ano), calculado pelo método de PIMENTEL (1980), pois admite também o valor de transporte do material, além do consumo do mesmo, fabricação, manutenção e reparos. Os demais valores energéticos, não diferem em função do tipo de colheita, apenas exprimem o valor do PCI de cada material ou resíduo, descritos na Tabela 1.

Tabela 1: Poder Calorífico Inferior dos Materiais e Resíduos da Colheita de Cana-de-açúcar

Materiais e resíduos	Valores energéticos
Material remanescente	3.800,0 Mcal/t ($15.906,8 \times 10^3$ J/t)
Cana-de-açúcar (perdas)	1.070,0 Mcal/t ($4.479,02 \times 10^3$ J/t)
Material industrializável	4.054,5 Mcal/t ($16.972,14 \times 10^3$ J/t)
Impurezas (palhiço)	3.400,0 Mcal/t ($14.232,4 \times 10^3$ J/t)
Bagaço (50% umidade)	1.800,0 Mcal/t ($7.534,8 \times 10^3$ J/t)

3.3 Valores Financeiros

Os valores financeiros determinados, são os preços da cana-de-açúcar, do bagaço, da mão-de-obra e da colhedeira mais usada. BARROS (1995), apresentou o preço médio para o Estado de São Paulo da cana-de-açúcar como sendo de US\$13,25. Os preços obtidos para a mão-de-obra, do bagaço e da cana-de-açúcar, foram respectivamente, 1,12; 7,5 e 17,01 R\$/t

(Usina Diamante, 1995), utilizados para os cálculos. Para as colhedoras obteve-se o valor (Outubro 1996) de R\$165.000 (cana inteira, Colhedora Motocana) e R\$248.720 (cana picada, Colhedora Amazon). Usinas como a Diamante, relatam que para sua necessidade a colhedora de cana picada apresenta uma certa vantagem, daí adotar-se os resultados em função dessa colhedora.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Todos os resultados apresentados e discutidos a seguir, foram obtidos através da relação entre os dados descritos no material e métodos e através da suposição da produção de 100 t/ha, para uma melhor visualização dos resultados (Tabela 2).

Tabela 2: Relação entre os dados de rendimento, porcentagem, valor energético (Mcal) e financeiro (R\$) para colheita manual e mecânica. (valores obtidos por hectare)

	Tipos de Colheita					
	Manual			Mecânica		
	v.q.	v.e.	v.f.	v.q.	v.e.	v.f.
Tempo	125 h	Mcal/ha (x 10 ⁶ J/ha)	R\$/ha	3,34 h	Mcal/ha (x 10 ³ J/ha)	R\$/ha
Mão-de-obra	38 homens	39.725,96 (166.292,87)	113,62	homem/ colhedora	19.063,32 (79.799,06)	61,98
Material Remanescente	33,0 t	125.400,00 (524.924,40)	247,50	30,0 t	114.000,00 (477.204,00)	225,00
Perdas	2,9 t	3.103,00 (12.989,16)	49,33	2,7 t	2.889,00 (12.093,35)	45,93
Material Industrializado	64,1 t	259.861,40 (1.087.779,82)	1.090,34	67,3 t	272.834,20 (1.142.083,96)	1.144,00
Impurezas	6,0 t	20.400,00 (85.394,40)	45,00	4,5 t	15.300,00 (64.045,08)	33,75
Bagaço	16,0 t	28.854,00 (120.782,84)	120,23	16,4 t	30.90240 (126.584,64)	126,00
Eletricidade	1.250,00 Kwh			2.500,00 Kwh		
Total		477.344,38 (1.998.163,58)	1.666,02		454.326,52 (1.901.810,81)	1.636,68
Material Perdido		145.800,00 (610.318,80)	247,50		-	-
Consumo Total		39.725,96 (166.292,87)	113,62		19.063,32 (79.799,06)	61,98
Material Reaproveitado		291.818,42 (1.221.551,91)	1.304,90		435.263,20 (1.822.011,76)	1.574,70

Onde: v.q. = valor quantitativo; v.e. = valor energético; e v.f = valor financeiro

Como observa-se na Tabela 2, para cada máquina acompanhada de um motorista na colheita mecanizada, são necessários 38 homens na colheita manual, para que esta seja realizada ao mesmo tempo. Observa-se que o consumo energético dessa máquina mais o homem é de 19.063,32 Mcal/ha (79.799,06 x 10⁶ J/ha), enquanto que a manual é de 39.725,96 Mcal/ha (166.292,87 x 10⁶ J/ha), sendo o custo financeiro de R\$61,98 e de R\$113,62, respectivamente.

Tem-se que o material desperdiçado na colheita manual, uma vez que o mesmo é queimado (material remanescente), representa 33 t/ha, e pode ser reaproveitado na colheita

mecanizada, representando 30 t/ha, com um PCI de 114.000 Mcal/ha ($477.204,00 \times 10^6$ J/ha), o qual pode substituir o bagaço na queima, com uma economia de 225,00 R\$/ha.

No caso da perda de cana, deve-se adaptar um sistema de coleta, para que esta também faça parte do material industrializado (caso este ainda não exista). Essa prática resulta em 2,9 e 2,7 t/ha, as quais apresentam um PCI de 3.130 Mcal/ha ($13102,18 \times 10^6$ J/ha) e 2.889 Mcal/ha ($12093,35 \times 10^6$ J/ha), e um valor financeiro de 49,33 e 45,93 R\$/ha, para a colheita manual e mecânica, respectivamente. Já a impureza vegetal, pode ser reaproveitada na queima juntamente com o material remanescente em substituição ao bagaço, neste caso traria uma rentabilidade de 45,00R\$/ha para a colheita manual e 33,75R\$/ha para a mecânica.

O bagaço apresenta diferenças em função da quantidade de material industrializável, variedade da cana, o tipo da moagem etc, mas o reaproveitamento do bagaço não apenas para a queima, pois pode ser substituído pelo material remanescente e impurezas, mas também para outros fins como co-geração (BINI e SOUZA, 1995), e fabricação de chapas, papel e outros produtos (LEÃO e TAVARES, 1995). Já as cinzas podem ser utilizadas para a fabricação de tijolos (FREITAS, 1995) ou retornar para lavoura.

Com essa substituição do bagaço pelo material remanescente e impurezas, obtém-se um retorno de 116.946 Mcal/ha ($489.535,96 \times 10^6$ J/ha) e 132,75 R\$/ha. Sendo assim obtém-se um maior reaproveitamento para colheita mecânica, com uma diferença de 143.444,8 Mcal/ha ($600.459,93 \times 10^6$ J/ha) e 314,80 R\$/ha.

5. CONCLUSÕES

A diferença tanto energética como financeira obtida para a mão-de-obra nos dois tipos de colheita, é notável, sendo de 20.662,64 Mcal/ha ($86.493,81 \times 10^6$ J/ha) e 51,64 R\$/ha, respectivamente.

Podemos concluir que a substituição da colheita manual pela mecânica é viável, obtendo-se melhores resultados para a colheita mecânica, uma vez que esta não utiliza-se da queima. Sendo o consumo energético total de 39.726 ($166.292,87 \times 10^6$) para a colheita manual e 19.063 ($79.799,06 \times 10^6$) Mcal/ha (J/ha) para a mecânica, com um custo financeiro de 113,62 e 61,98 R\$/ha, respectivamente. Para o reaproveitamento, obtemos 291.818 ($1.221.551,91$) e 435.263 ($1.822.011,76$) Mcal/ha (J/ha), com uma rentabilidade de 1.259,90 e 1.574,70 R\$/ha, respectivamente. A sobra de bagaço pode ser usada para outros produtos de maior valor como chapas, celulose e papel, e geração de energia elétrica.

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

*Avaliações efetuadas pela UFSCar, Usina São Francisco, Usina Lydia e Santal Equipamentos S/A dados cedidos em setembro de 1993

** Comunicação pessoal da Copersucar com os autores.

ANGELELI, W.A., DUARTE, F.A.M., OLIVEIRA, J.E.D. Estudo nutricional, alimentação e capacidade física de trabalhadores volantes rurais ou "bóias-frias". In: "Bóias-Frias". Academia de Ciências do Estado de São Paulo, ACIESP No. 30, 1981 p.7-85.

BALANÇO ENERGÉTICO NACIONAL, Ministério de Minas e Energia, Brasília, 1994.

BARROS, G.S.C.(coord.). Preços agrícolas. FEALQ, CEPEA e USP. Ano 9/agosto de 1995. p.42.

BINI, A., SOUZA, L.G. A economia nos custos energéticos decorrente do aproveitamento da biomassa. In: XXIV Congresso Brasileiro de Engenharia Agrícola, 1995, p.145.

- CHESF - DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE GERAÇÃO DIVISÃO DE TECNOLOGIA DE ENERGIA, Fontes Energéticas Brasileiras Inventário/Tecnologia In: **Cana-de-açúcar, vol. IV**, Companhia Hidroelétrica do São Francisco, Rio de Janeiro, 1987, p.615.
- FERNANDES, A.J. Manual da cana-de-açúcar. Piracicaba, 1984, p.145.
- FREITAS, E.G. Utilização do bagaço de cana em tijolos tipo solo-cimento para a construção civil. In: **XXIV Congresso Brasileiro de Engenharia Agrícola**, 1995, p.109.
- INSTITUTO DE ECONOMIA AGRÍCOLA, Estatísticas de salários agrícolas no Estado de São Paulo. São Paulo, 1992. p.67-8
- LEÃO, A.L. and N. TAVARES. Natural Fibers as Reinforcement for Plastics - The Brazilian Potential and Perspectives. In: **3rd. International Conference - Woodfiber-Plastics Composites**. Madison, WI, USA. May, 1-3, 1995.
- MOLINA Jr, W.F., RIPOLI, T.C., COELHO, J.L.D., *et al.* Energia potencial da biomassa não industrializável de canaviais para emprego como combustível. In: **XXIV Congresso Brasileiro de Engenharia Agrícola, 1995**, p.142.
- MOTOCANA Dados cedidos em dezembro de 1995, comunicação verbal.
- ORLANDO,J., SILVA, G.M.A., LEME, E.J.A. Utilização agrícola dos resíduos da agroindústria canvieira. In: **Nutrição e adubação da cana-de-açúcar no Brasil**. Piracicaba, S.P. maio, 1983. p.229-30.
- PIMENTEL, D. In: Handbook of energy utilization in agriculture, p. 1980.
- RIPOLI, T.C.C. Utilização do material remanescente da colheita da cana-de-açúcar (*Saccharum spp*). Equacionamento dos balanços energético e econômico. Piracicaba, SP. Julho, 1991.
- SILVA, J. G., O “bóia-fria”: entre aspas e com os pingos nos is. In: **Mão-de-obra Volante na Agricultura**. CNPq e UNESP. Livraria e Editora Pólis Ltda. São Paulo, 1982. p.148 e 151.
- USINA DIAMANTE, comunicação verbal, novembro, 1995.

Tema 15

Mecânica dos Fluidos Ambiental



PAPER CODE: COB1371

**NUMERICAL MODELLING OF FLOW AND DISPERSION OVER
COMPLEX TERRAIN / MODELAGEM NUMÉRICA DO ESCOAMENTO E
DA DISPERSÃO EM TERRENO COMPLEXO**

FERNANDO T. BOÇON

Departamento de Engenharia Mecânica - UFPR

CP 19011 - CEP 81531-990 - Curitiba - PR - Brasil - E-mail: bocon@demec.ufpr.br

CLOVIS R. MALISKA

Departamento de Engenharia Mecânica - UFSC

CP 476 - CEP 88040-900 - Florianópolis - SC - Brasil - E-mail: maliska@sinmec.ufsc.br

Abstract

Due to the complexity of some topography driven atmospheric flows, it is sometimes not possible to accurately predict pollutant transport on the basis of sparse wind field measurements. A possible solution is the mathematical modelling of both the flow and pollutant transport. In order to overcome shortcomings of the conventional $k-\epsilon$ turbulence model for this kind of flows, a more general model of environmental flows, a modified $k-\epsilon$, is adopted. This non-isotropic model is derived from the algebraic stress model including wall proximity effects. The modified $k-\epsilon$ is implemented in a three dimensional code. Once the flow is resolved, the predicted velocity and turbulence fields are interpolated into a second grid and used to solve the concentration equation. To evaluate the model, various steady state numerical solutions are compared with dispersion experiments which were conducted at the wind tunnel of Mitsubishi Heavy Industries, in Japan. Several cases of dispersion under neutrally stratified atmospheres over flat and hilly terrain are compared and discussed. Vertical profiles of concentration are shown and compared.

Keywords

Atmospheric dispersion, flow over hills, modified $k-\epsilon$, numerical simulation

Dispersão atmosférica, escoamento sobre montanhas, $k-\epsilon$ modificado, simulação numérica

1. INTRODUCTION

The study of flow over hills (complex terrain) has been intense in the last two decades, aiming both the analysis of structural implications due to strong winds (neutral atmosphere) and the pollutant dispersion under neutral or stable conditions. More recently, the computational simulation has been used along with laboratory and field experiments in order to improve mathematical models which try to represent the very complex physical phenomena involved in the atmospheric boundary layer flows.

The phenomenal increase in computer power over the last two decades has led to the possibility of computing such flows by the integration of the (modelled, time-averaged) Navier-Stokes equations and a corresponding concentration equation for the pollutant transport. Dawson (1987) used $k-\epsilon$ model (with some modification in the constants of the

dissipation equation) to simulate the flow and dispersion over Steptoe Butte (Washington, USA) under neutrally and stably stratified atmosphere. His results were favorably compared with experimental data, indicating that mathematical models using the eddy viscosity assumption in the turbulence model could be used to predict the flow and pollutant dispersion over complex terrain. Koo (1993) developed a non-isotropic modified k - ϵ to account for different eddy diffusivities in the lateral and vertical directions in the atmosphere. His model is derived from the algebraic stress model and was applied in one dimensional problems to predict the vertical profiles of velocity, potential temperature and turbulence variables for horizontal flow in a homogeneous boundary layer. Also, the model was applied in two dimensional problems to simulate the sea breeze circulation and the manipulation of the atmospheric boundary layer by a thermal fence. Koo's model is similar to the level 2.5 model of Mellor and Yamada (1982).

Recently, Castro and Apsley (1997) compared numerical (using a "dissipation modification" k - ϵ model, as named by the authors) and laboratory data for two-dimensional flow and dispersion. In Brazil, Santos *et al* (1992) applied the standard k - ϵ model to simulate the discharge of a chimney and the correspondent plume dispersion over a flat terrain. Queiroz *et al* (1994) applied the standard k - ϵ model to study (in two dimensions) the effect of heat islands in the atmospheric diffusive capacity. More sophisticated models, like the Reynolds stress model were also applied to environmental flows and pollution. Sykes and Henn (1992) applied the Large Eddy Simulation technique to simulate plume dispersion. Our view is that for the time being, because of limitations in computer resources, those more complex turbulence models (like Reynolds stress and LES) are not suitable for most engineering problems, due to large CPU time and memory required.

The main effects of topography on the dispersion of pollution result from changes to the mean flow (which affects the plume path), turbulence (which affects the plume shape and the rate of spread) and the possibility of advection into, or release within, recirculating flow regions. In the present work we apply the modified k - ϵ model of Koo (1993), cited above, to three dimensional flows and pollutant dispersion in neutrally stratified environments.

2. MATHEMATICAL MODEL

The task of computing the concentration field downstream from a pollutant source is divided into two decoupled steps. Firstly we calculate the flow (velocity, temperature and turbulence variables) in the region of interest. Secondly, we use the computed velocity field and eddy viscosities to solve the concentration equation. This separation can be done as we consider that the pollutant release doesn't disturb the flow. In fact, in the wind tunnel experiment against which we compare our results, the tracer gas was released with practically no momentum nor buoyancy force.

2.1 Flow and Dispersion Modelling

The governing equations for the flow are the conservation of mass and momentum, written below in the usual tensor notation. Dispersion of a pollutant is computed from the concentration equation, after the flow is resolved.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\overline{u'_i u'_j} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\overline{u'_i c'} \right) \quad (3)$$

where p is the pressure deviation with respect to the hydrostatic pressure. Primed variables denote turbulent fluctuations. As we are simulating wind tunnel flows, the Coriolis effect is neglected. In this work, only neutrally stratified flows are simulated. Modelling of fluctuation terms are described in the next section.

2.2 Turbulence Model

In environmental flows the non isotropic character of turbulence is notable, specially in the case of dispersion of a scalar (pollutant) in the flow. For the case of stably stratified flows, for instance, vertical fluctuations are much inhibited due to buoyancy forces (arising from the positive vertical temperature gradient), while horizontal fluctuations are not. Even neutrally stratified flows feature some anisotropy. So, it's not expected that isotropic turbulence models may well reproduce the non isotropic turbulent diffusion. However, standard k - ϵ is successfully applied for environmental flows calculation where horizontal gradients (of velocity, temperature and turbulence variables) are smaller than the vertical gradients. In these situations, turbulent diffusion is significant only in the vertical direction, and an isotropic model can handle it appropriately. On the contrary, in the problem of pollutant dispersion from a point source, both vertical and horizontal concentration gradients are significant, so are the corresponding turbulent diffusion. For this situations, a better description of the anisotropy in turbulent exchanges is necessary.

In his Ph.D. thesis, Koo (1993) proposed a modification on the classic k - ϵ model, through use of algebraic stress model including wall proximity effects. The resulting model was compared to data and higher order simulations in stable, neutral and convective one dimensional atmospheric boundary layers (homogeneous horizontal flows). The modified k - ϵ reproduced well the observed behaviors. Also, for two dimensional flows, the model was applied to simulate the sea breeze circulation and to estimate the dispersion of pollutants by a "thermal fence" under neutral and stable conditions.

In our work we extend the application of the Koo's modified k - ϵ model to three dimensional flow and dispersion problems. A description of the turbulence model is given below. Detailed description of derivation of the model can be seen in Koo (1993). Following the Boussinesq's eddy viscosity concept, Reynolds stresses and turbulent mass transfer are related to the gradients of the transported quantities as

$$-\overline{u'_i u'_j} = K_m^j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad -\overline{u'_j c'} = K_c^j \frac{\partial c}{\partial x_j} \quad (4,5)$$

Where c is concentration, K_m^j and K_c^j are, respectively, turbulent eddy viscosity and turbulent eddy diffusivity of mass in the j direction.

Eddy viscosities (for momentum) and eddy diffusivities (for concentration) are expressed as function of turbulent kinetic energy and its dissipation rate. For the vertical direction:

$$K_m^z = C_m \frac{k^2}{\varepsilon} \quad K_c^z = C_c \frac{k^2}{\varepsilon} \quad - \quad (6,7)$$

And for the horizontal directions:

$$K_m^x = K_m^y = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad K_c^x = K_c^y = \frac{K_m^x}{Sc_t} \quad (8,9)$$

$Sc_t=0.5$ is the turbulent Schmidt number. C_m and C_c are proportionality coefficients for eddy viscosity and eddy diffusivity in the vertical direction, respectively. They are defined by functions of flow structure (from the algebraic stress model).

$$C_m = \frac{2}{3} \frac{E_7(c_1 - 1)}{E_4 - E_5 E_7 G_M} \quad (10)$$

$$C_c = \frac{2}{3} \frac{(c_1 - 1) + E_5 G_M C_m}{(c_{1T} + c'_{1T} f) E_4} \quad f = \frac{l}{k_v z} = \frac{C_\varepsilon k^{3/2}}{k_v z \varepsilon} \quad (11,12)$$

f is the wall function which reflects the effect of the ground proximity on the Reynolds stress, l is the turbulence length scale, k_v is the von Karman constant ($=0.4$), z is distance from the ground and $C_\varepsilon = 0.13$. Other constants in equations (10) and (11) can be found in Koo (1993).

The C_m and C_h are functions of G_M , the production of turbulent kinetic energy by mean velocity shear

$$G_M = \left(\frac{k}{\varepsilon}\right)^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 \right] \quad (13)$$

Turbulent kinetic energy and its dissipation rate are computed from their well known prognostic equations:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K_m^j}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P - \varepsilon \quad (14)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K_m^j}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + (C_{\varepsilon 1} P - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} \quad (15)$$

P is the production term due to mean velocity gradient:

$$P = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = K_m^j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (16)$$

Constants in equations (14) and (15) are those from the standard k - ε model and $C_\mu=0.09$.

3. NUMERICAL TECHNIQUES

The finite volume method is employed to solve the governing equations, in a non-orthogonal, generalized curvilinear coordinate system. Co-located arrangement is used for variables storage in the grid, and the QUICK interpolation scheme with source deferred correction term (Lien, 1994) is applied on the convection terms, except for turbulence variables where a hybrid scheme (WUDS of Raithby and Torrance, 1967) is adopted. Our own codes NAVIER and SMOKE were used to solve the flow and concentration.

As the grid used for computing the flow is not adequate for concentration calculation, a second grid (refined near the source) is used for the last purpose. Velocities and eddy diffusivities obtained from the flow solution are interpolated into the second grid for the concentration calculation. Also, in order to verify grid dependent errors, the computations are made in a coarse and in a fine grid. Figure 1 illustrates some of the coarse grids used for flow and concentration (inflow boundary at left). Fine grids are $95 \times 41 \times 41$ and $128 \times 64 \times 64$ for flow and concentration, respectively. Only half domain is resolved, because of symmetry.

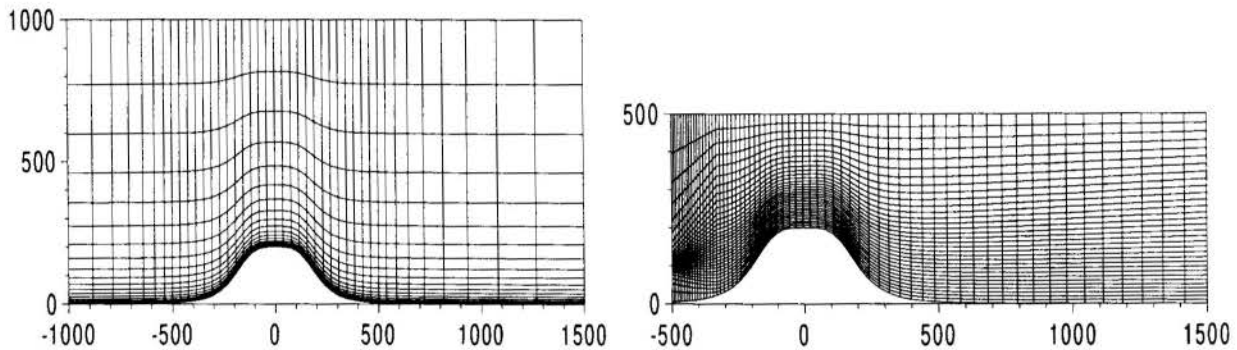


Figure 1 - Vertical view (at the xz symmetry plane) of the coarse grids, for flow ($42 \times 18 \times 18$, to the left) and concentration ($64 \times 32 \times 32$, source height 100mm, to the right)

4. TEST CASES AND BOUNDARY CONDITIONS

To verify the model performance, in a first step, the above described modified k- ϵ is applied to simulate wind tunnel experiments. A second series of tests, this time for a full scale experiment, will soon be performed.

4.1 The Wind Tunnel Experiment

Pollutant dispersion wind tunnel experiments were conducted at the Mitsubishi Heavy Industries, in Nagasaki, Japan, 1991. A report containing the results was obtained directly from that company. Wind tunnel test section is 2.5m wide, 1m high and 10m long. Axisymmetric hills of different heights (0, 100 and 200mm), were positioned with the top located at $(x,y)=(0,0)$. Hill shape can be seen in fig. 1 and 2. Streamwise direction is x, lateral is y and vertical is z. Source of tracer gas was positioned at $(x,y,z)=(-500 \text{ mm}, 0, 50 \text{ mm})$ for hill heights 0 and 100mm, and at $(x,y,z)=(-500 \text{ mm}, 0, 100 \text{ mm})$ for hill height 200mm. Cases of neutral ($\Delta T=0$, Pasquill class D) and stable atmosphere ($\Delta T=20^\circ\text{C}$, Pasquill class E) were performed. Streamwise velocity, velocity fluctuations, temperature and concentration were measured at various locations.

4.2 Numerical experiments, boundary conditions and treatment of near source diffusivities

Three different wind tunnel experiments were simulated. They are designated with a letter - indicating stability class - followed by a number indicating hill height in mm. For the time being, only neutrally stratified flows are simulated. At the inflow boundary, velocity and turbulent kinetic energy were specified according to experimental measured values. Unitary concentration is specified at the volumes representing the source, and zero on the rest of inflow. Length scale is given by:

$$l = \frac{C_{\mu}^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon} = k_{\nu} z \quad (17)$$

Outflow conditions are that of zero-gradient for all variables. For velocity, lateral and upper boundaries are impermeable, with zero tangential stresses. For all other variables, lateral and upper boundary conditions are of zero-gradient. Wall functions are invoked to apply boundary conditions appropriate to a rough wall ($z_0=1.5e-4m$) at the ground. For concentration, the ground is considered impermeable (zero-gradient condition). Symmetry conditions are applied at the boundary coincident with the plane of symmetry ($y=0$).

After applying the modified model and computing concentrations, we constated that, for all the cases studied, there was a large unrealistic plume spread near the source and, consequently, low concentrations everywhere in the domain (specially up to 500mm downstream the source). Taking a look at the turbulence length scale near the source, we noticed that it is larger than the plume dimensions. It means that the turbulent eddy sizes present in the flow are bigger than the plume, and could not promote such a observed diffusion in the numerical simulations. Therefore, we speculate that the length scale to be applied in the eddy diffusivities for the concentration should be appropriately reduced for the initial stages of plume spread, according to local plume dimensions. Based on a Gaussian plume distribution near the source, as a first investigation, we decide to reduce linearly the eddy diffusivities computed from the flow solution, to be applied in the concentration calculations. Using this simple procedure, the quality of results improved considerably. Reduction of eddy diffusivity near the source is made taking its value (at the source location), obtained from the flow solution, and applying it in the Gaussian model for diffusion from a point source, to calculate how far from the emission point the plume width is about five times the local turbulence length scale. This value (five) was empirically determined from the analysis of the results. It was found, however, that the value is roughly the same for all the cases studied. At a given distance from the source, plume width is defined as the distance from the plume center line to the point where the concentration is 10% of its peak value. Indeed, further work is needed to better model the initial stages of plume spread, where its dimensions are smaller than the characteristic turbulence length scale of the flow.

5. RESULTS AND DISCUSSION

In order to better evaluate the modified k-ε, computations were also made using the standard model and are presented along with the experimental results in the following sections. Due to limited space, it's not possible to show all the comparisons made. Figures 3, 4 and 5 show vertical profiles of concentration on the symmetry plane ($y=0$) for the cases D0, D100 and D200. For this last case, it's clear that the model is overestimating the diffusion in the lee side of the hill, where there is a recirculation zone. Different inflow turbulent length

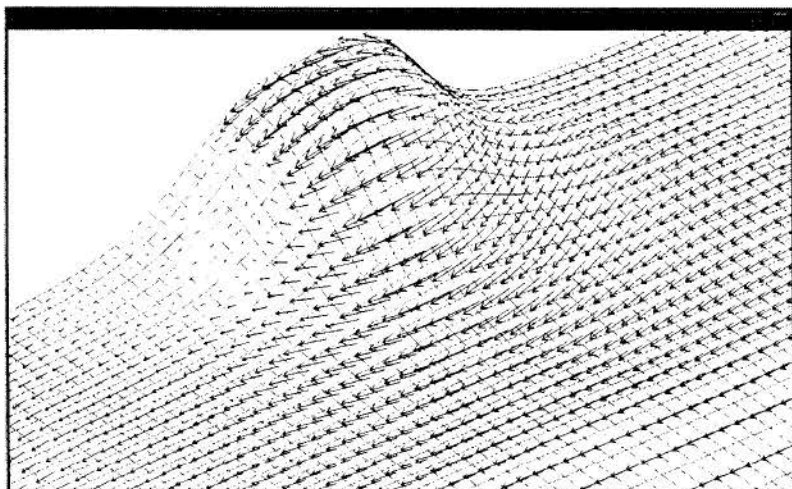


Fig. 2-Top view of velocity vectors 10mm above the ground - case D200 - hill height 200 mm

scales were tested at inflow to verify a possible influence on this high diffusivity, but it was constated that the flow after the hill top is essentially determined by local conditions. An explanation for this model defect is that the pronounced velocity gradients (see fig. 2) in this region, due to the three dimensional open recirculation zone, increase the production of turbulent kinetic energy and consequently enhance the eddy diffusivities there. Even so,

the improvement of the results when compared to the standard k-ε is considerable.

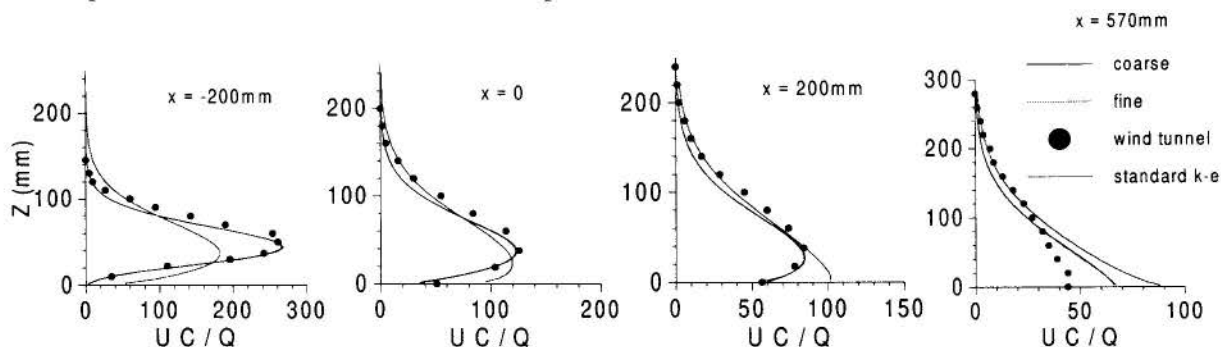


Fig. 3 - Concentration at the symmetry plane - case D0 - flat terrain

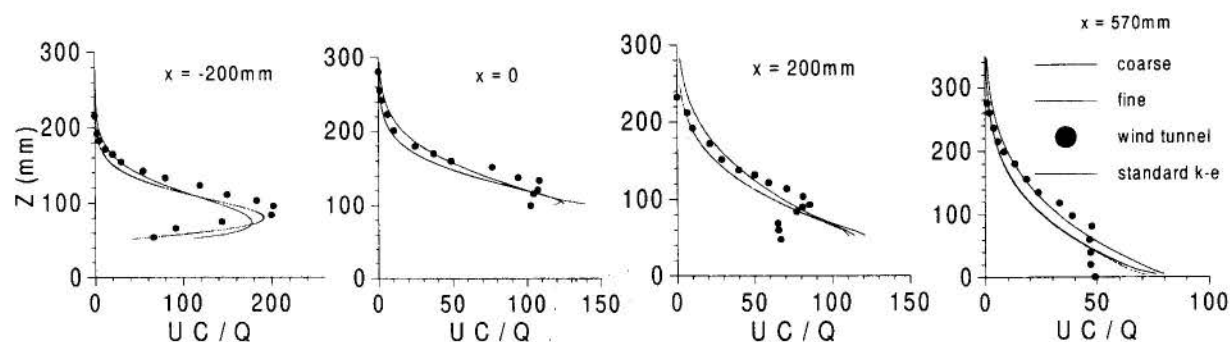


Fig. 4 - Concentration at the symmetry plane - case D100 - hill height 100 mm

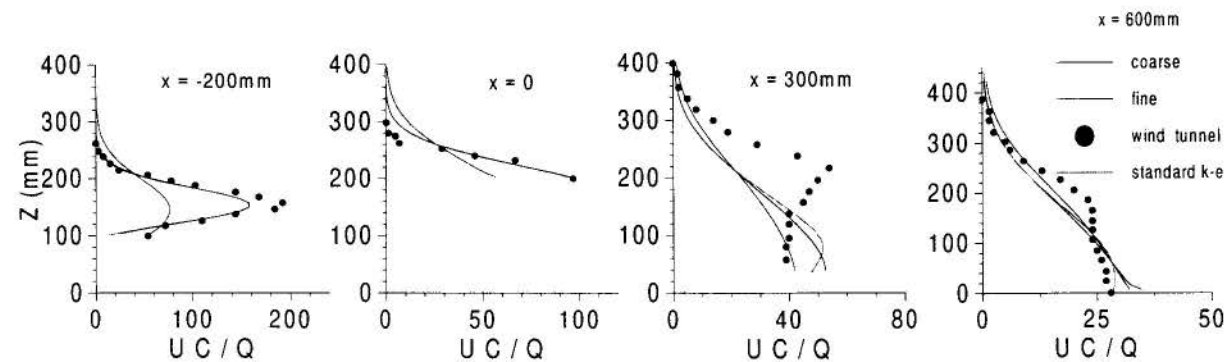


Fig. 5 - Concentration at the symmetry plane - case D200 - hill height 200 mm

6. CONCLUSIONS

A modified non-isotropic k - ϵ model is applied to simulate three dimensional flow and dispersion of pollutant over complex terrain. It is also proposed that the eddy diffusivities for the concentration calculation should be scaled according to the plume dimensions for the initial stages (near source). The model produces better results than the standard k - ϵ , when comparing with a wind tunnel dispersion experiment, although, for some cases tested, the model cannot capture the correct plume path, and only reasonable agreement is obtained against the experimental values.

7. ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful for the support provided by CNPq and CAPES.

8. REFERENCES

- CASTRO, I.P. & APSLEY, D.D. Flow and Dispersion Over Topography: A Comparison Between Numerical and Laboratory Data for Two-Dimensional Flows, *Atmospheric Environment*, vol. 31, no 6, pp. 839-850, 1997.
- DAWSON, P., STOCK, D.E. & LAMB, B. The Numerical Simulation of Airflow and Dispersion in Three-Dimensional Atmospheric Recirculation Zones, *J. Applied Meteorology*, vol. 30, pp. 1005-10024, 1991.
- HENN, D.S. & SYKES, R.I. Large-Eddy Simulation of Dispersion in the Convective Boundary Layer, *Atmospheric Environment*, vol. 26A, no 17, pp. 3145-3159, 1992.
- KOO, Y.S. Pollutant Transport in Buoyancy Driven Atmospheric Flows, Ph.D. Thesis, *The Louisiana State University and Agricultural and Mechanical Col.*, 1993.
- LIEN, F.S. & LESCHZNER, M.A. Upstream Monotonic Interpolation for Scalar Transport With Application to Complex Turbulent Flows, *Int. J. For Numerical Methods in Fluids*, vol. 19, pp. 527-548, 1994.
- MELLOR, G.L. & YAMADA, T. Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, vol. 20, no 4, pp.851-875, 1982.
- QUEIROZ, R.S., FALBO, R.A. & VAREJÃO, L.M.C. Influência de Ilhas de Calor na Capacidade Dispersiva Atmosférica, *V Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, ABCM, pp. 387-390, 1994.
- RAITHBY, G.D. & TORRANCE, K.E. Upstram-Weighted Differencing Schemes and Their Application to Elliptic Problems Involving Fluid Flow, *Computer and Fluids*, vol. 2, pp.12-26, 1967.
- SANTOS, J.M., NIECKELE, A.O. & AZEVEDO, L.F.A. Dispersão de Contaminantes na Atmosfera: Modelagem Através da Solução Numérica das Equações Fundamentais de Transporte, *IV Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, ABCM, pp. 419-422, 1992.



PAPER CODE: COB308

CONTROL OF GASEOUS POLLUTANTS EMISSION WITH EGR (EXHAUST GAS RECIRCULATION) AND CATALYTIC CONVERTER

FERNANDO SILVA DE ARAÚJO PORTO (1), JENS MANN (2), DIETMAR UEBERSCHÄR (2), JOSÉ ANTONIO PERRELLA BALESTIERI (3) & NAZEM NASCIMENTO (3)

- 1 *Faculdade de Engenharia Química, FAENQUIL / DEMAR, Caixa Postal 116, Lorena SP Brasil CEP 12600-000 telefax (012) 553 3006 e.mail: ftilor@eu.ansp.br - subject: Fernando Porto.*
- 2 *Fachhochschule Darmstadt, Fachbereich Maschinenbau - Schöfferstrasse 3 - 64295 Darmstadt Deutschland / Germany - telefax (06151) 168957*
- 3 *Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, FEG/ Universidade Estadual Paulista, UNESP - Caixa Postal 205 Guaratinguetá SP Brasil CEP 12500-000 telefax (012) 532 2466 e.mail: perrella@feg.unesp.br , nazem@feg.unesp.br*

Abstract

Study of gaseous pollutant emission from engine tests simulating real work conditions, using spark point manually controlled and exhaust gas recirculation in diverse proportion levels. The objective of this present work is to re-examine the potential of the EGR conception, a well-known method of combustion control, employed together electronic fuel injection and three-way catalytic converter closed-loop control at a spark ignition engine, verifying the performance characteristics and technical availability of this conception to improve pollution control and fuel economy. The pollutant emissions under operational conditions simulations were analysed and compared with the expected by concerning theory and real tests performed by EGR equipped engines by factory.

Keywords

Exhaust Gas, Exhaust Gas Pollutant Emission, Spark Ignition Engine, Pollution Control, EGR, Exhaust Gas Recirculation.

1. INTRODUCTION

The very high level of pollution attained in the industrialised countries forced the auto exhaust emission standards to be tightened in many of these countries, to improve the ambient air quality. In the other side, fuel economy has been a great concern since the 70's petrol crisis. Then, a variety of concepts has been investigated in order to reduce the emission of gaseous pollutants (mainly carbon monoxide, hydrocarbons and oxides of nitrogen) of spark ignition engines, and the engineers of automotive companies staffs are also confronted with the task to improve the fuel economy within the restriction of emission standards with low cost.

The objective of this present work is to re-examine the potential of the EGR conception, a well-known method of combustion control, employed together electronic fuel injection and three-way catalytic converter closed-loop control at a spark ignition engine, verifying the performance characteristics and technical availability of this conception to improve pollution control and fuel economy. The pollutant emissions under simulations of operational conditions were analysed and compared with the expected by concerning theory and real tests performed by EGR equipped engines by factory.

All trial tests were performed at the Fachhochschule Darmstadt Internal Combustion Engine Laboratory facilities.

2. HOW EGR AFFECTS ENGINE

Basically the exhaust gas recirculated affects a engine at the following ways:

- With optimum spark timing - spark timing maintained at minimum for best torque (mbt) - increasing exhaust gas recirculation (EGR) rate up to the driveability limits results in a reduction in NO_x emissions without loss in fuel economy.
- Increasing EGR rates with mbt spark timing can result in deterioration in HC control. Retarded spark timing will reduce HC and NO_x emissions but will penalise fuel economy.
- To optimise NO_x emission reduction, EGR rate should be increased to driveability limit, spark timing should be adjusted toward mbt, and air/fuel (A/F) ratio should be adjusted to approximately 14:1. This gives minimum fuel economy loss while achieving low NO_x emissions and good driveability.
- With acceptable driveability, maximum EGR rate appears to increase with increasing speed and load conditions (Gumbleton *et al.*, 1974, Nakajima *et al.*, 1979).

The basic relationship between NO_x control, EGR, A/F ratio, spark retard and their effect on HC and CO emissions, and fuel economy, was shown in an engine dynamometer study of a 350 CID - V8 carburetted engine (Gumbleton *et al.*, 1974). Speed was maintained at 1600 rpm and torque at 244 N-m to simulate a moderate to heavy acceleration condition. Without EGR, maximum NO_x emissions were at about 16:1 A/F ratio. Maximum NO_x level changed to richer A/F ratios with increasing EGR rate. In the range of A/F ratios tested, the increasing EGR rates produced a corresponding decrease in NO_x emissions. With increasing EGR rates, the minimum brake specific fuel consumption (bsfc) point is obtained at richer A/F mixtures. At constant A/F ratio, such as 14:1, the bsfc is decreased (or the fuel economy is raised) with increasing EGR rates. Very important to note this increase in fuel economy with EGR is obtained with the reduction in NO_x emissions. The use of spark retard to reduce NO_x emissions results in an increase in bsfc (or a decrease in fuel economy). In terms of fuel economy it is better to control NO_x emissions with EGR than spark retard.

The basic equation for thermal efficiency of an ideal air cycle provides a possible explanation for the improved fuel economy with EGR:

$$T_e = 1 - \frac{1}{r^{(k-1)}} \quad (1)$$

where T_e is the thermal efficiency, r is the expansion ratio (compression ratio) and k , ratio of specific heats. EGR reduces combustion temperature, which causes a decrease in NO_x emissions and an increase in the value of k . So, thermal efficiency is increased because the equation denominator has increased. This ideal equation does not consider heat transfer effects which also influence engine thermal efficiency. Lower combustion temperatures with EGR may also affect heat transfer characteristics to contribute to the higher engine efficiency.

The minimum HC emission level was obtained at richer A/F mixtures as the per cent of EGR was increased. If good combustion was maintained by richening the A/F mixture with increasing EGR rates, no significant increase in HC emissions was observed except with the 15% EGR rate. High EGR rates can result in higher HC emission but reducing NO_x emissions. Spark retard will tend to decrease both HC and NO_x emissions.

All trial tests were performed at the Fachhochschule Darmstadt Internal Combustion Engine Laboratory facilities.

2. HOW EGR AFFECTS ENGINE

Basically the exhaust gas recirculated affects a engine at the following ways:

- With optimum spark timing - spark timing maintained at minimum for best torque (mbt) - increasing exhaust gas recirculation (EGR) rate up to the driveability limits results in a reduction in NO_x emissions without loss in fuel economy.
- Increasing EGR rates with mbt spark timing can result in deterioration in HC control. Retarded spark timing will reduce HC and NO_x emissions but will penalise fuel economy.
- To optimise NO_x emission reduction, EGR rate should be increased to driveability limit, spark timing should be adjusted toward mbt, and air/fuel (A/F) ratio should be adjusted to approximately 14:1. This gives minimum fuel economy loss while achieving low NO_x emissions and good driveability.
- With acceptable driveability, maximum EGR rate appears to increase with increasing speed and load conditions (Gumbleton *et al*, 1974, Nakajima *et al*, 1979).

The basic relationship between NO_x control, EGR, A/F ratio, spark retard and their effect on HC and CO emissions, and fuel economy, was shown in an engine dynamometer study of a 350 CID - V8 carburetted engine (Gumbleton *et al*, 1974). Speed was maintained at 1600 rpm and torque at 244 N-m to simulate a moderate to heavy acceleration condition. Without EGR, maximum NO_x emissions were at about 16:1 A/F ratio. Maximum NO_x level changed to richer A/F ratios with increasing EGR rate. In the range of A/F ratios tested, the increasing EGR rates produced a corresponding decrease in NO_x emissions. With increasing EGR rates, the minimum brake specific fuel consumption (bsfc) point is obtained at richer A/F mixtures. At constant A/F ratio, such as 14:1, the bsfc is decreased (or the fuel economy is raised) with increasing EGR rates. Very important to note this increase in fuel economy with EGR is obtained with the reduction in NO_x emissions. The use of spark retard to reduce NO_x emissions results in an increase in bsfc (or a decrease in fuel economy). In terms of fuel economy it is better to control NO_x emissions with EGR than spark retard.

The basic equation for thermal efficiency of an ideal air cycle provides a possible explanation for the improved fuel economy with EGR:

$$T_e = 1 - \frac{1}{r^{(k-1)}} \quad (1)$$

where T_e is the thermal efficiency, r is the expansion ratio (compression ratio) and k , ratio of specific heats. EGR reduces combustion temperature, which causes a decrease in NO_x emissions and an increase in the value of k . So, thermal efficiency is increased because the equation denominator has increased. This ideal equation does not consider heat transfer effects which also influence engine thermal efficiency. Lower combustion temperatures with EGR may also affect heat transfer characteristics to contribute to the higher engine efficiency.

The minimum HC emission level was obtained at richer A/F mixtures as the per cent of EGR was increased. If good combustion was maintained by richening the A/F mixture with increasing EGR rates, no significant increase in HC emissions was observed except with the 15% EGR rate. High EGR rates can result in higher HC emission but reducing NO_x emissions. Spark retard will tend to decrease both HC and NO_x emissions.

At any fixed EGR rate, a reduction in NO_x emissions can be obtained by richening from the optimum economy point, but this also increases fuel consumption. Maximum reduction in NO_x emissions with minimum loss in fuel economy is obtained by increasing EGR rate to 15% and richening A/F mixture to about 14:1 while maintaining mbt spark timing.

With fixed carburettion or constant A/F ratio, retarding spark timing reduces both HC and NO_x emissions but increases fuel consumption. To minimise the increase in fuel consumption requires a leaner A/F mixture, but the combination of spark retard and leaner A/F mixture will result in higher NO_x emissions and may result in some loss in vehicle driveability.

Gumbleton (Gumbleton *et al*, 1974) performed a trial with maximum EGR rate with acceptable driveability for road load conditions from 38 km/h to 84 km/h and for a 69 km/h high load condition to simulate moderate acceleration. Here, the optimum EGR rate with acceptable driveability appears to be about 8% at the 38 km/h road load condition to about 15% at the high speed or high load conditions. With EGR, a large reduction in NO_x emissions was obtained without any loss in fuel economy but with significant increase in HC emissions.

If the loss in HC control is unacceptable, other compromises can be made. For example, by retarding spark advance and reducing EGR rate, HC emissions can be maintained but with loss in fuel economy. Retarding the spark about 20° and reducing EGR rate by 3% reduces HC emissions to about the level obtained without EGR. Also, there was further reduction in NO_x emissions while maintaining the same relative driveability. However, this combination also gave a 5% loss in fuel economy (Gumbleton *et al*, 1974, Nakajima *et al*, 1979).

Generally, increasing spark advance with increasing EGR rates will minimise losses in fuel economy and vehicle driveability but giving significant reduction in NO_x, however, this approach is limited by loss in HC control. If HC emissions are excessive with EGR, they can be reduced by retarding spark timing and reducing EGR rate with resultant penalty in fuel economy. A/F ratio must be monitored to maintain good combustion for HC emission control without excessive richness and loss of CO emission control.

3. FUEL INJECTION

Fuel injection gives the designer the capability to deliver an identical air-fuel charge to each of his cylinders - something difficult, if not impossible, to achieve with a carburetted engine. This cylinder-to-cylinder mixture uniformity permits the engine to operate closer to its lean limit and still provide good drivability, and to achieve more power and torque, with appreciable fuel economy. In addition, a smaller displacement engine with fuel injection can replace a larger engine with a carburettor at the same output power, which again reduces fuel consumption. For emission control, fuel injection shows several important features:

- High flexibility of the warm-up control. This phase contributes considerably to achieving desired emission levels.
- Higher accuracy of fuel metering. This allows a leaner adjustment of the engine with still acceptable driveability.
- More consistent emission results from cars coming off the assembly line.
- Possibility of adapting the system to progressively tighter emission standards.
- With fuel injection operating at a lean air fuel ratio using closed-loop control and catalysts, EGR can be eliminated, spark retard can be reduced and overrun fuel cut-off is possible (Givens, 1976 and Eisele, 1974).

4. CLOSED-LOOP CONTROL AND THREE-WAY CATALYTIC CONVERTER

Efficient three-way catalytic conversion requires extremely precise control of the air/fuel (A/F) ratio. A three-way catalyst has the capability of causing reactions among the three regulated constituents when operated at or very near stoichiometric conditions: the HC and CO effectively strip the oxygen away from the NO_x to form harmless H₂O, CO₂ and N₂. Since the efficiency of this system decreases precipitously with small deviations from stoichiometric point (approximately $\lambda = 0.98$), its effective use requires a closed loop control system. This control should be within the range of ± 0.1 air/fuel ratio. The narrow catalyst operating window around stoichiometric is a smaller target than can be reached with conventional means of mixture control: even the nominal $\pm 3\%$ accuracy of modern fuel injection is insufficient (Demmler Jr., 1977, Williamson *et al*, 1988, Mooney, 1977).

The result is a system using the λ -Sond (Lambda-Sond), located in the exhaust manifold, to give an indication of whether the inlet A/F ratio is richer or leaner than stoichiometric. The sensor transmits a non-linear voltage to an electronic module, which converts it to a control signal operating a continuously oscillating valve in the fuel line. By modulating the on/off bias time, this frequency valve adjusts the differential pressure over metering slots in the fuel distributor of the injection system. The resulting speed of response and accuracy of mixture preparation ensures that exhaust gases fed to the converter are within its narrow window of operation (Engh and Wallman, 1977, Kaneko *et al*, 1977).

5. EXPERIMENT

To be possible the experiment, it was necessary to do a number of modifications in the engine and at laboratory facilities. We needed to keep the spark point under control, and it was done by means of a mechanical servo control installation at the distributor. The original engine had not EGR. It was necessary to connect the exhaust manifold with the air intake manifold, with an EGR valve at this connection. For a perfect actuation of the EGR valve, it was necessary a bigger pressure in the exhaust manifold. A butterfly valve installed at manifold permitted a pressure regulation. The petrol coming to the engine was not in the same temperature all time, and it could influence the engine performance. To keep this parameter under control, a cooler system was integrated at fuel delivery system. To measure the amount of fresh air going to engine air intake, it was necessary the installation of an appropriate sensor. This sensor needs a continuous pipe section in the manner to have an air flow without turbulence. The computer designed to monitor the electronic control unit (ECU) of electronic fuel injection system was connected with this one. The wires bringing signals from the throttle valve control sensor, from the air intake pressure sensor (engine original equipment) and from the lambda-sond, to the ECU, were all disconnected. The two first wires above referred were connected directly to the computer, and this one then connected with the ECU. The computer was then able to send signals in the way to modify the ECU actuation.

5.1 EXPERIMENT INSTRUMENTATION

A small number of instruments, installed at a detached cupboard, measured torque, rpm (data from a Schenck Dinabar hydraulic breaker W 150), fuel consumption (AVL- 730, fuel delivery pump connected), oil pan temperature and cooler water temperature. The air mass flow ingested by the engine air intake was measured by a Degussa Deguflow type 8740 1311 with a Sensicon Sensiflow model 8761 00 sensor. The temperature of gas in the exhaust manifold (at its beginning and at just before the catalytic converter), the air intake temperature

and the cooler water temperature were delivered by an AMR Therm 2113 analogue thermometer. A Highscreen LP-3451 computer, equipped with Meßkarten MC-PC 20 hardware, intercepted the signals from the intake pipe pressure sensor and from the throttle (butterfly) valve position sensor, manipulated these signals and sent new ones to the fuel injection ECU. The exhaust gas emissions (CO, CO₂, HC, O₂, NO_x, before and after the catalytic converter) and lambda were analysed by a Pierburg-Messtechnik, model PSE 2000, connected by means of small diameter tubes (thermal insulated or heated) at the exhaust manifold. The percent of EGR was determined by the percent of CO₂ in the engine air intake (gas analyser Pierburg, CO-CO₂-Lambda-Tester PT 1 model), after the connection with the EGR valve.

5.2 ENGINE TRIAL REPORT

In this experiment was tried to find a relationship between EGR, air-ratio, spark retard and their effect on HC, CO, NO_x emission and fuel economy, by means of an engine study of a "Corsa" engine C12NZ, 4 cyl. 1195 cc and electronic fuel injection system. Speed was maintained at 2400 rpm at many levels of torque to simulate real conditions of work.

At first the engine was drove at 2400 rpm with no EGR in many degrees of torque, 88, 66, 44, 22 and 9 N-m; in the data tables, 1/1, 3/4, 1/2, 1/4, and >0 - minimum - of load, respectively. Its exhaust gas emissions analysed and the results recorded, to know the normal engine performance with no spark retard, EGR or air-ratio external control, and the relevant characteristically points of fuel consumption and pollutant emission.

The next step was to take the engine and drive this one like immediately before, but controlling the spark retard and air-rate, trying to find the best points of fuel economy with less pollutant gas emission. Did this data chart, the air-ratio and the spark retard was varied at each level of torque studied to know the natural fuel economy best point of each degree of load.

After this trial, with the engine at minimum load, it was drove in different levels of air-ratio, EGR percent and spark retard, within the restricted limits of driveability (when the engine begins to surge) at minimum load conditions.

With much more freedom, the motor was performed at 22 N-m of torque (1/4 of load) with EGR percent between 0 and 20% , the air-ratio kept between 0.8 and 1.3, and having the spark retard was between 10° until 70° btdc (btdc: "before top dead centre").

Going to simulate a moderate real work condition, the load from the hydraulic break was kept at 44 N-m (1/2 of load). EGR varied between zero and 20%, and the air-ratio between 1.1 and 1.3. In all levels the spark retard was varied between 10° and 70° btdc.

With the limits of driveability beginning to be more restricted again, the engine was drove to 3/4 of load (66 N-m), to simulate more heavy work condition, with the air-ratio at 1.1 and 1.2 only and, when possible, the EGR percent varied from 0 to 20%. The spark retard rang was the same at before.

6. CONCLUSION

It's possible to see at Figure 1 that fuel consumption did not change very much at moderate to heavy load condition in all EGR levels. Note, however, the NO_x emissions always decrease with the EGR raise at a fixed A/F rate (a fixed lambda). The engine was less tolerant of EGR at light work condition, but it was expected. For a fixed EGR rate, the fuel consumption curves showed the engine a little less efficient at smaller lambda values (or smaller A/F rates - see the dotted lines at figure 2), may be due the relatively small number of

and the cooler water temperature were delivered by an AMR Therm 2113 analogue thermometer. A Highscreen LP-3451 computer, equipped with Meßkarten MC-PC 20 hardware, intercepted the signals from the intake pipe pressure sensor and from the throttle (butterfly) valve position sensor, manipulated these signals and sent new ones to the fuel injection ECU. The exhaust gas emissions (CO, CO₂, HC, O₂, NO_x, before and after the catalytic converter) and lambda were analysed by a Pierburg-Messtechnik, model PSE 2000, connected by means of small diameter tubes (thermal insulated or heated) at the exhaust manifold. The percent of EGR was determined by the percent of CO₂ in the engine air intake (gas analyser Pierburg, CO-CO₂-Lambda-Tester PT 1 model), after the connection with the EGR valve.

5.2 ENGINE TRIAL REPORT

In this experiment was tried to find a relationship between EGR, air-ratio, spark retard and their effect on HC, CO, NO_x emission and fuel economy, by means of an engine study of a "Corsa" engine C12NZ, 4 cyl. 1195 cc and electronic fuel injection system. Speed was maintained at 2400 rpm at many levels of torque to simulate real conditions of work.

At first the engine was drove at 2400 rpm with no EGR in many degrees of torque, 88, 66, 44, 22 and 9 N-m; in the data tables, 1/1, 3/4, 1/2, 1/4, and >0 - minimum - of load, respectively. Its exhaust gas emissions analysed and the results recorded, to know the normal engine performance with no spark retard, EGR or air-ratio external control, and the relevant characteristically points of fuel consumption and pollutant emission.

The next step was to take the engine and drive this one like immediately before, but controlling the spark retard and air-rate, trying to find the best points of fuel economy with less pollutant gas emission. Did this data chart, the air-ratio and the spark retard was varied at each level of torque studied to know the natural fuel economy best point of each degree of load.

After this trial, with the engine at minimum load, it was drove in different levels of air-ratio, EGR percent and spark retard, within the restricted limits of driveability (when the engine begins to surge) at minimum load conditions.

With much more freedom, the motor was performed at 22 N-m of torque (1/4 of load) with EGR percent between 0 and 20% , the air-ratio kept between 0.8 and 1.3, and having the spark retard was between 10° until 70° btdc (bt dc: "before top dead centre").

Going to simulate a moderate real work condition, the load from the hydraulic break was kept at 44 N-m (1/2 of load). EGR varied between zero and 20%, and the air-ratio between 1.1 and 1.3. In all levels the spark retard was varied between 10° and 70° bt dc.

With the limits of driveability beginning to be more restricted again, the engine was drove to 3/4 of load (66 N-m), to simulate more heavy work condition, with the air-ratio at 1.1 and 1.2 only and, when possible, the EGR percent varied from 0 to 20%. The spark retard rang was the same at before.

6. CONCLUSION

It's possible to see at Figure 1 that fuel consumption did not change very much at moderate to heavy load condition in all EGR levels. Note, however, the NO_x emissions always decrease with the EGR raise at a fixed A/F rate (a fixed lambda). The engine was less tolerant of EGR at light work condition, but it was expected. For a fixed EGR rate, the fuel consumption curves showed the engine a little less efficient at smaller lambda values (or smaller A/F rates - see the dotted lines at figure 2), may be due the relatively small number of

measurements. The leanest data recorded for each EGR rate represents the lean misfire limit for that engine condition.

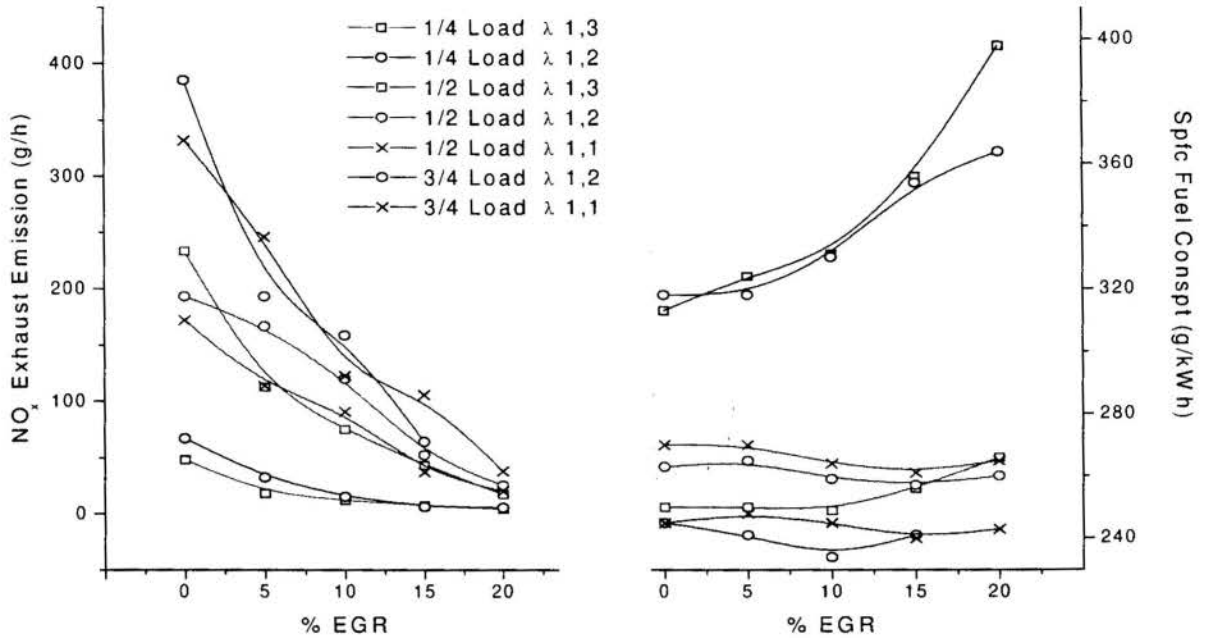


Figure 1: Fuel consumption and NOx emissions under A/F ratio and EGR rates variation.

This relationship between NO_x emissions and fuel consumption with constant EGR rates is better shown in Figure 2. The curves represent the engine compartment at moderate load; they are a cross plot of moderate load data shown at Figure 1. The dot lines indicate constant lambda. It was expected NO_x emissions reduction, at any EGR fixed rate, by richening A/F ratio (decreasing lambda) with a fuel consumption increase by consequence, however this tendency did not manifest as expected.

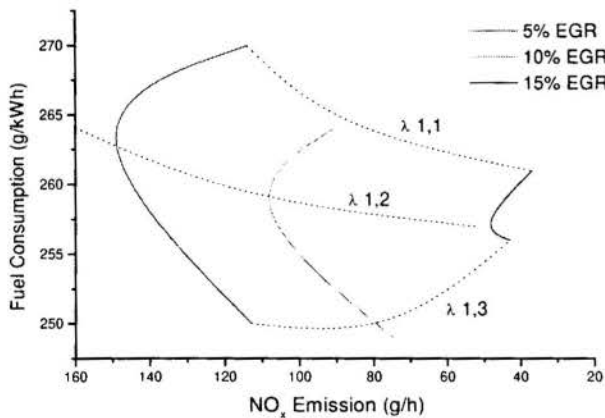


Figure 2: Relationship between NOx emissions and fuel consumption with constant EGR rates

Like expected by concerned theory to dots over the stoichiometric level, the figure 3 shows a constant level of hydrocarbons (HC) emission at all conditions of load and EGR rates, except at some points between 15 and 20% of EGR, which indict good combustion (concordant fuel consumption curves at figure 1). These discordant dots are due the engine small tolerance for high EGR rates at light load condition (see figure 1), or because they are near the driveability limits, but the same occurred with Gumbleton (Gumbleton *et al*, 1974).

The figure 4 shows the relation between nitrogen oxides and hydrocarbon emissions. The dotted lines indict how it is possible decrease the NO_x emissions increasing the EGR rate, without proportional grow of HC emissions. However, the points over 10% of EGR reveal inverse conduct.

The potential of spark retard as a NO_x control method is remembered at figure 5. At any EGR percentage, load condition or A/F ratio, the retarding spark timing reduced NO_x, with some fuel consumption penalty. Normally, this control method worked better until 10° around the optimum fuel consumption point, with EGR between 0 and 10%, with few exceptions.

Summarising, these curves indicate that control of NO_x with EGR involves optimisation of EGR rate, spark timing, and A/F ratio to maintain reasonable HC and CO control along with acceptable fuel economy and vehicle driveability.

Three-way catalytic conversion needs operate at stoichiometric level to control efficiently HC, CO and NO_x simultaneously. Unfortunately, it means the engine does not run always at its optimum fuel consumption point. On the other hand, the catalytic converter working over this level reduces HC e CO emissions very well yet, letting just NO_x out of control. This present work re-examines the potential of the EGR conception like an effective NO_x controller for an engine working over the stoichiometric, enlarging the operational area and permitting the operation at its best fuel consumption point more time, giving a more elastic engine performance, pollutants control and fuel economy simultaneously.

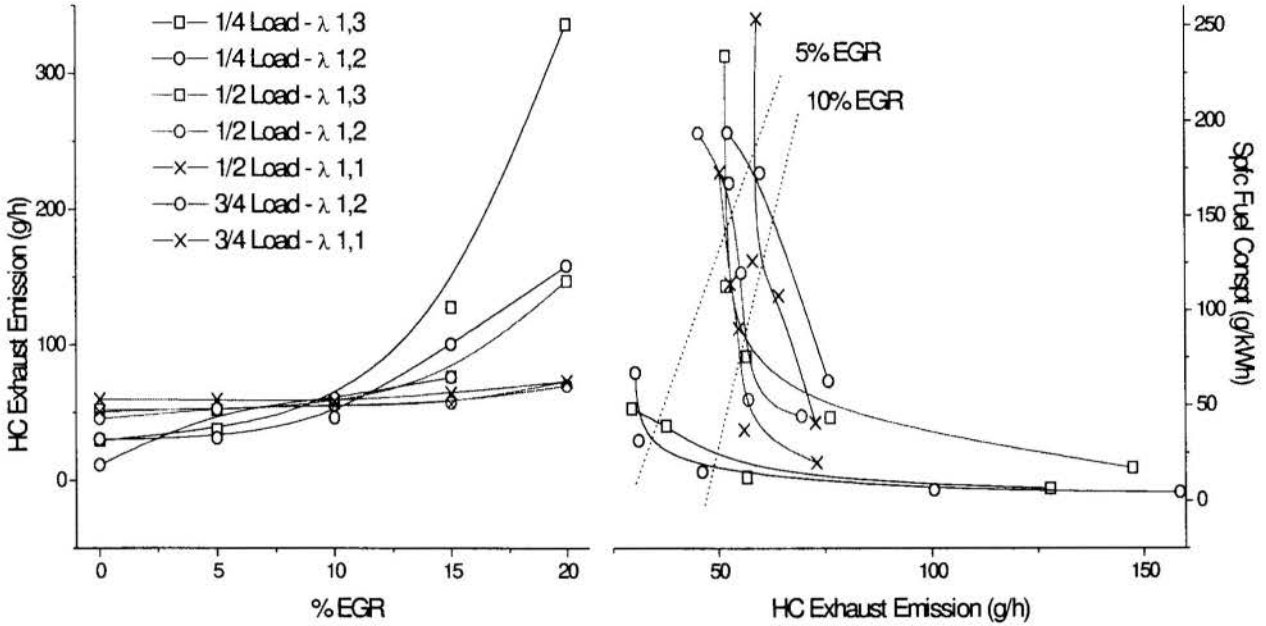


Figure 3: Hydrocarbons (HC) emission under A/F ratio and EGR rates variation.

Figure 4: NO_x and HC emissions.

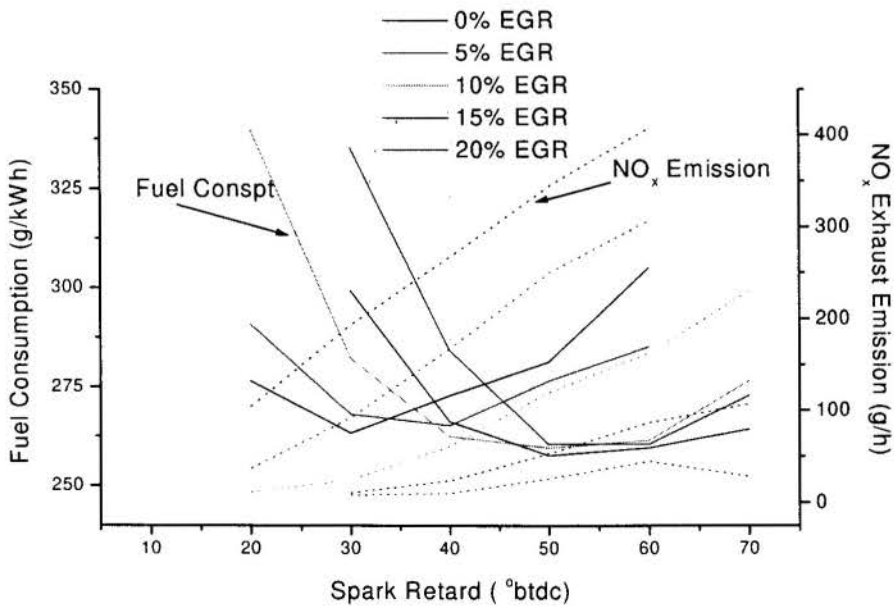


Figure 5: Fuel consumption and NO_x emission under spark retard variation, at 1/2 load condition and 1,2 λ.

7. REFERENCES

- DEMMLER JR., A.W. Automotive Catalysis, *SAE Journal of Automotive Engineering*, vol. 85, n^o 3, pp. 26, march 1977.
- EISELE, H. Electronic Fuel Injection In Europe, *SAE Journal of Automotive Engineering*, vol. 82, n^o 10, pp. 33, november 1974.
- ENGH, G.T. & WALLMAN, S. SAE Paper 770295: Development of the Volvo Lambda-Sond System.
- GIVENS, L. Cadillac's Electronic Fuel Injection, *SAE Journal of Automotive Engineering*, vol. 84, n^o 2, pp. 18, february 1976.
- GUMBLETON, J.J., BOLTON, R.A. & LANG, H.W. How EGR Affects Engine Performance, *SAE Journal of Automotive Engineering*, vol. 82, n^o 4, pp. 43, april 1974.
- GUMBLETON, J.J., BOLTON, R.A. & LANG, H.W. SAE Paper 740104: Optimising Engine Parameters With Exhaust Gas Recirculation.
- KANEKO, Y., KOBAYASHI, H., KOMAGOME, R., NAKAGAMI, T. & FUKUI, T. SAE Paper 770197: Catalyst Systems Development.
- MOONEY, J.J., THOMPSON, C.E., & DETTLING, J.C. SAE Paper 770365: Three-Way Conversion Catalysis: Part of the New Emission Control System.
- NAKAJIMA, Y., SUGIHARA, K. & TAKAGI, Y. C94/79-ISBN0852984359: Lean Mixture or EGR - Which is Better for Fuel Economy and NO_x Reduction ? *Fuel Economy And Emissions Of Lean Burn Engines - I MECH. E Conference Publications 1979-9*, Mechanical Engineering Publications Limited, Institution of Mechanical Engineers, London, 1979.
- PORTO, F.S.A., MANN, J., NASCIMENTO, N. & ÜBERSCHÄR, D. Study of Exhaust Gas Pollutant Emission from a Petrol Engine Equipped with Exhaust Gas Recirculation (EGR) under Spark Point Manually Controlled, *IV Congress on Mechanical Engineering of the North and Northeast*, vol. 2, pp. 1011-1016, Recife, 1996.
- WELTENS, H., BRESSLER, H. & DOLL, M. SAE Paper 880318: Design of Exhaust Gas Catalyst Systems for European Applications.
- WILLIAMSON, W.B., SUMMERS, J.C. & SKOWRON, J. F. SAE Paper 880103: Catalyst Technologies for Future Automotive Emission Systems.

PAPER CODE: COB36

**ANÁLISE DIMENSIONAL AUXILIANDO NA IDENTIFICAÇÃO
EMPÍRICA DO COMPORTAMENTO DE MODELOS NUMÉRICOS /
DIMENSIONAL ANALYSIS HELPING IN THE EMPIRICAL IDENTIFICATION OF
THE BEHAVIOUR OF NUMERICAL MODELS**

ALEX MAURÍCIO ARAÚJO

Departamento de Engenharia Mecânica - UFPE

Grupo de Mecânica dos Fluidos Ambiental - GMFA / UFPE

Av. Acad. Hélio Ramos, sn - Cidade Universitária

CEP 50741-530 Recife-PE, Brasil - E-mail: 49AMA@NPD.UFPE.BR

Abstract

There are several engineering problems in which the development of numerical models still does not have a firm basis on universally accepted concepts. The literature about numerical models from the transient-advection-diffusion equation reveals mismatches of terminology and even of concepts of applied mathematics. Dimensional analysis may help some numerical modelling, similarly to physical modelling. This methodology has been applied to a fluid transport problem and the results clarified the region identification where the numerical model presents a good performance.

Keywords

Dimensional Analysis, Identification, Behaviour, Numerical, Models.

Palavras Chaves

Análise Dimensional, Identificação, Comportamento, Modelos, Numéricos.

1. INTRODUÇÃO

O problema do transporte fluido incompressível de uma substância conservativa (poluente) é modelado basicamente por:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial C}{\partial x} \right) \quad (1)$$

Conhecida por equação da difusão-advecção transiente, na sua forma unidimensional (1D). Esta expressão traduz o princípio da conservação da massa e complementada com adequadas condições inicial e de contorno (tipo Dirichlet e Neumann) permite simular de modo simplificado alguns problemas de interesse da engenharia, entre eles a descrição do espalhamento de poluentes em corpos d'água.

Ao usar um método numérico (diferenças finitas ou elementos finitos, por exemplo) para resolver aqueles problemas, o investigador após várias horas de estudos e trabalho com seu modelo (estável, consistente e convergente) pode se deparar com o que a literatura chama de

oscilações espúrias (wiggles) e amortecimento da sua solução numérica em relação ao padrão da solução analítica de problemas teste (simplificados), conforme Araújo (1990).

Estudos matemáticos da equação (1) e do modelo discreto (consistência-estabilidade-convergência) conduzem ao estabelecimento de desigualdades que delimitam valores aos parâmetros físicos e de discretização de modo que o modelo computacional apresente um bom funcionamento, conforme exposto em Dailey et al. (1973), Taigbenu et al. (1986) e Leonard (1979).

A gama de possibilidades de experimentação com um modelo em desenvolvimento / testes torna complicado e exaustivo (ineficiente) o trabalho de análise / síntese do experimentador numérico, na sua tarefa de identificar os valores limites de bom funcionamento de seu modelo computacional.

Esta situação desencadeia um alerta sobre as possibilidades de racionalização deste processo empírico. Neste sentido, a Análise Dimensional (AD) se ajustaria bem, pelo menos em tese, ao problema. Assim, o problema numérico estaria simulando um problema físico, que por sua vez já é uma simulação do problema real. De fato, o papel clássico da AD é racionalizar o processo de entendimento dos vários fatores intervenientes numa experimentação.

2. USANDO A ANÁLISE DIMENSIONAL

Considerando-se C como fração mássica (adimensional), variável dependente, tem-se de (1) que:

$$C = C(U; D; \Delta x; \Delta t) \quad (2)$$

No SI, U (m/s), D (m^2/s), Δx (m) e Δt (s). Usando-se o procedimento usual da AD, encontra-se com facilidade, os dois adimensionais independentes (parâmetros Π 's) do problema descrito pela equação (1):

$$\Pi_1 = \frac{U\Delta x}{D} = Pe \quad (\text{número de Peclet}) \quad (3)$$

$$\Pi_2 = \frac{U\Delta t}{\Delta x} = Cr \quad (\text{número de Courant}) \quad (4)$$

A AD garante que um estudo de sensibilidade do modelo discreto aos quatro parâmetros independentes relacionados na expressão (2) pode ser resumido a um estudo no plano definido por $(Pe \times Cr)$. Essa imagem geométrica, naturalmente induz um processo de varredura naquele plano, como um modo sistemático e eficiente para a identificação empírica da região de bom funcionamento do modelo. Esta região ficaria neste procedimento, definida pela AD de maneira inequívoca no plano $(Pe \times Cr)$.

3. EXEMPLO

O desenvolvimento de um modelo numérico para o transporte bidimensional horizontal 2DH (integrado na vertical) de poluentes em corpos d'água rasos, utilizando o método dos elementos finitos na discretização espacial e o método de diferenças finitas na discretização temporal, tem por base unidimensional a equação (1), conforme Araújo (1990, 1993).

Para identificar a capacidade potencial de simulação com o modelo computacional em desenvolvimento, torna-se necessário o estudo do seu desempenho em várias possibilidades alternativas de situações limite. Para tal fim, altera-se tanto os valores de parâmetros físicos ($U; D$) como de parâmetros numéricos decorrentes das discretizações envolvidas ($\Delta x; \Delta t$).

É conhecido da vasta literatura do assunto que a simulação de frentes de ondas abruptas (choques) pode produzir respostas numéricas oscilantes e/ou amortecidas. A figura 1, a seguir,

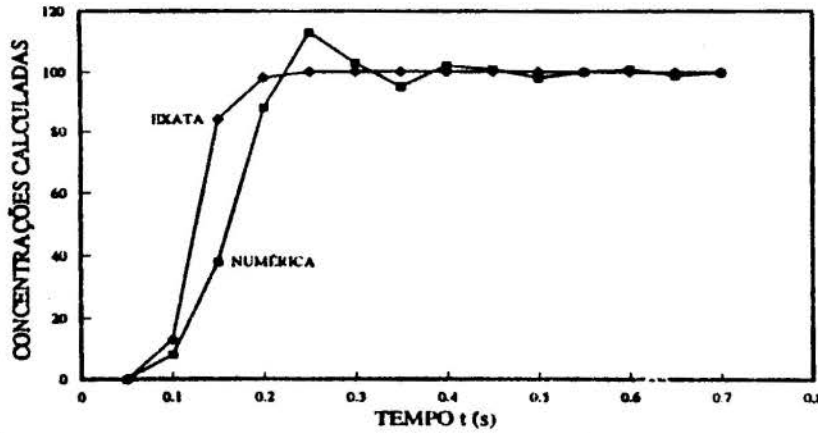


Figura 1: Processo transiente no nó 6 ($Pe = 10; Cr = 2$)

revela resultado decorrente de análise transiente da propagação de uma frente em um nó central do domínio espacial ao longo do tempo, estando nela mostrados as oscilações e o amortecimento da solução numérica comparativamente à solução exata.

Em situação de análise eulereana (de campo), a figura 2 indica os mesmos efeitos no perfil do

campo da solução numérica em relação ao da solução exata. Ambos os resultados típicos apresentados nas figuras 1 e 2 foram obtidos com o modelo desenvolvido por Araújo (1993).

Definindo-se e fixando-se no problema teste padrão modificado por Araújo (1990, 1993),

que envolve as condições iniciais de campo constante, e de contorno do tipo essencial (Dirichlet), onde se aplica a perturbação, e natural (Neumann) ao final do domínio onde a frente ainda não chegou, e usando-se o modelo apresentado em Araújo (1990) com $\theta = 1/2$ (Crank - Nicolson), a AD autoriza o traçado da região de bom funcionamento para o modelo em estudo no plano ($Pe \times Cr$). Esta



Figura 2: Campo solução em $t = 5\Delta t$ ($Pe=10; Cr=2$)

região é mostrada na figura 3.

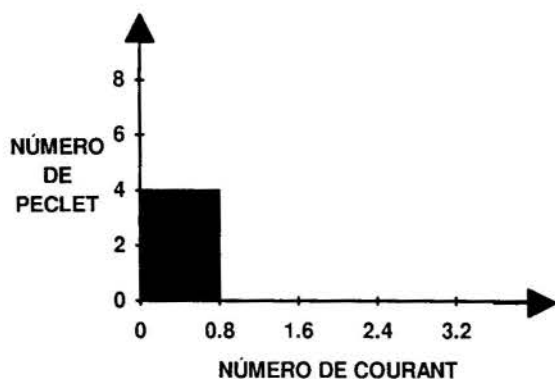


Figura 3: Região de bom funcionamento do modelo

Pode-se constatar que os resultados apresentados nas figuras 1 e 2 correspondem a ponto ($Cr = 2$; $Pe = 10$) que está fora da região indicada na figura 3.

4. CONCLUSÃO

Este trabalho objetivou discutir e exemplificar sobre um uso não convencional da Análise Dimensional AD em um contexto de experimentação numérica. Em geral, os testes numéricos constituem-se numa etapa demorada e difícil no desenvolvimento de novos modelos discretos de simulação em problemas práticos de engenharia. No problema exemplificado neste trabalho, a AD ajudou na identificação da

região de "estabilidade" ao amortecimento/oscilações espúrias, presentes na solução numérica com elementos finitos, da equação da difusão-advecção transiente em sua versão unidimensional.

5. REFERÊNCIAS

Araújo, A.M. Oscilações na Solução Numérica Euleriana com Elementos Finitos da Equação do Transporte Fluido, *Anais do III ENCIT-90 - Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, v.II, pp.1091-1093, Itapema / SC, 1990.

Araújo, A.M. Um Sistema Computacional para Simulação do escoamento e Transporte Fluido Turbulentos em Corpos D'água Rasos Usando Técnicas de Filtragem, *Tese de Doutorado em Engenharia*, PEC / COPPE / UFRJ, 1993.

Dailey, J.E. & Harleman, D.R.F. A Numerical Model of Transient Water Quality in a One-Dimensional Estuary Based on the Finite Element Method, *International Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics*, Southampton, 1973.

Leonard, B.P. A Survey of Finite Differences of Opinion on Numerical Muddling of the Incomprehensible Defective Confusion Equation, *Finite element methods for convection dominated flows*, AMD - ASME, vol.34, 1979.

Taigbenu, A. & Liggett, J.A. An Integral Solution for the Diffusion-Advection Equation, *Water Resources Research*, vol.22, n8, 1986.

PAPER CODE: COB717

CONTRIBUIÇÃO DAS EMISSÕES VEICULARES, NA QUALIDADE DO AR ATMOSFÉRICO DA REGIÃO METROPOLITANA DE PORTO ALEGRE / CONTRIBUTION OF THE VEHICULAR EMISSIONS, IN THE QUALITY OF THE ATMOSPHERIC AIR OF THE METROPOLITAN REGION OF PORTO ALEGRE

LUCIANO CALDEIRA VILANOVA, PEDRO MELLO, DJALMAR J. MELCHIORS & DIOCLES DALÁVIA

Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, Escola de Engenharia - UFRGS

Laboratório de Motores da UFSM

Laboratório de Motores - REFAP

Rua Sarmiento Leite, 425

CEP 90050-170 Porto Alegre, RS, Brasil - E-mail:

Abstract

The Diesel vehicles of the fleet of Porto Alegre City were chosen to roall at typical streets of the City. A gas fraction of the exhausted of these vehicles was collected and analised at the end of the road. Vehicles that employ gasoline an alcohol were analised according to Padronized Tests.

Keywords

Emissões, Emission, Air Quality, CO, CO₂, HC, NO_x

1. INTRODUÇÃO

O monitoramento da qualidade do ar nas grandes regiões metropolitanas tem consumido significativas parcelas dos orçamentos públicos a nível mundial, desde que notou-se a necessidade de um acompanhamento dos níveis de qualidade deste mesmo ar, devido a gama de problemas que a redução desta qualidade tem causado.

Em Porto Alegre e Região Metropolitana um programa de monitoramento foi montado com a colaboração de diversas entidades como SMAN, FEPAM, UFRGS e PETROBRÁS, e denominado Programa Química do Ar, um pequeno segmento do Pró-Guaíba, um grande projeto destinado a despoluição do Rio Guaíba.

Neste contexto, o objetivo do presente trabalho, foi o de contabilizar as fontes móveis de emissões, medi-las e inventariá-las de forma a se chegar a uma estimativa quantitativa de poluentes emitidos por ano e lançados na atmosfera, decorrentes da queima de combustíveis por veículos automotores na região metropolitana da cidade de Porto Alegre.

Algumas particularidades da região no que tange a combustíveis convém salientar-se, como por exemplo o uso de 15% de MTBE adicionado a gasolina ao invés dos 22% de etanol

praticado no restante do país conforme Lei Nº 8.723, e o uso do Diesel Metropolitano, com baixos teores de enxofre que diminuem as emissões dos SO_x.

2. A REGIÃO METROPOLITANA

A região metropolitana de Porto Alegre é composta por vinte e quatro cidades, com um total de 3.076.359 habitantes que consumiram em 1995: 605.865 m³ de gasolina, 231.203 m³ de álcool e 512.791 m³ de diesel. Localizada em torno do Rio Guaíba tem provavelmente na calha do mesmo rio uma grande dispersão das emissões produzidas pela queima destes combustíveis e outras fontes, isto é, suas condições geográficas favorecem em muito a dispersão dos poluentes, e mesmo com invernos muito intensos não se verificou ainda os níveis críticos de concentrações de poluentes no ar, como acontece em outras regiões metropolitanas.

A frota da região é constituída por 458.242 veículos movidos a gasolina, 115.658 veículos movidos a álcool, 47.842 veículos movidos a diesel e 52.869 motocicletas (veículos licenciados em 1996 com ano-modelo 1971 a 1997), o que corresponde a aproximadamente dois veículos para cada dez habitantes.

3. METODOLOGIA

As certificações internacionais de veículos tem sido feitas com base nas emissões dos mesmos, no Brasil esta matéria é objeto de lei (Lei nº 8.723 de 28 de Outubro de 1993) que em geral adota padrões muito semelhantes ao restante dos países que regulamentam esta matéria. Desta forma os ensaios de certificação no Brasil seguem a NBR 6601 (1992). Os limites dos níveis de emissões tanto na Lei nº 8.723 como na NBR 6601 são normalmente especificados em g/km para veículos a gasolina e álcool e g/KW para veículos movidos a diesel. Por este motivo, atualmente os dados que encontramos para veículos diesel de maneira geral estão em g/KW, e como é muito difícil sabermos que potência um motor está desenvolvendo em serviço, uma vez que esta é variável e depende da carga, para estes veículos, com estes dados é impossível fazer-se alguma estimativa de emissões por litro consumido ou por km rodado. Uma metodologia foi então desenvolvida para adquirirmos dados que nos levassem aos valores de emissões em g/km. Para álcool e gasolina outras metodologias foram utilizadas e serão todas mostradas a seguir.

3.1. Veículos Movidos a Diesel

Sugeriu-se para estes veículos, que, em trajetos padrões no trânsito de Porto Alegre, fosse adotado um sistema para captar uma parcela dos gases de escapamento em uma câmara de ar, e analisá-los imediatamente ao final do percurso. Veículos significativos da frota deveriam ser usados, e os resultados obtidos extrapolados aos veículos restantes.

Com uma análise da frota de veículos diesel, verificou-se que aproximadamente 80% dos veículos tinham potência entre 50 a 200 CV's. Notou-se também que um grande grupo de veículos estavam dentro desta faixa e rodavam diariamente com certeza dentro da área metropolitana — os coletivos urbanos — que foram utilizados como grupo de estudo.

O próximo passo foi a seleção dos veículos que seriam utilizados, bem como os trajetos, que no caso específico, seriam linhas normais da Capital Gaúcha. A tabela 1, mostra com detalhes o grupo estudado.

Os horários selecionados, tinham IPK's (Índice de Passageiro por Km) acima e abaixo do IPK médio da linha, para denotar viagens com diferentes cargas, admitindo ainda que o

próprio trânsito é mais pesado em horários de IPK altos e mais leve em horários de baixa do mesmo.

As linhas de ônibus de Porto Alegre caracterizam-se ainda por três tipos: transversais, radiais e circulares. As linhas trabalhadas foram as radiais e transversais, sendo que as circulares não são significativas em número, e têm características semelhantes às transversais.

Tabela 1: Características dos Ensaios Realizados com Tipos de Motorização dos Veículos e Alimentação dos Mesmos, Nomes das Linhas, Horários e Participação na Frota de Coletivos (1995).

VEÍCULO (motor)	LINHAS			TIPO DE ALI- MENTAÇÃO	% VEÍCULOS NA FROTA
	PET./PUC	CAMPUS	T2		
MB OM366	11h 40min	-	10h 07min	aspirado	38%
MB OM366	15h 15min	-	16h 35min	aspirado	38%
MB OM366/A	11h 40min	14h 43min	9h 51min	turbinado	45%
MB OM366/A	15h 12min	17h 02min	17h 06min	turbinado	45%
MWM 6.10T	11h 45min	-	10h 10min	turbinado	< 9%
MWM 6.10T	15h 14min	-	16h 50min	turbinado	< 9%

Procurou-se ainda selecionar veículos com diferentes tecnologias em seus motores como Mercedes-Benz aspirados e turbinados e motores modernos como o MWM 6.10T turbinado, e ainda com idades e quilometragens diferentes. Como mostra a tabela 1 os veículos com motores MB OM366 são os mais antigos e estão começando a entrar em desuso na frota da Capital, os modelos equipados com o MB OM366/A são a grande parte da frota e aparecem com idades médias, e o último modelo equipado com motores MWM 6.10T mostram-se em atual crescimento, sendo estes os veículos mais novos encontrados na frota.

3.1.1. Ensaio dos Veículos

O sistema de amostragem dos gases utilizado é muito simples e prático, constou basicamente de uma bomba de vácuo, uma câmara de ar de trator, tubos de cobre e mangueiras de silicone para as ligações. A bomba de vácuo succionava o gás de escape pelo tubo de cobre de dentro do escapamento do veículo e a saída era a câmara de ar já previamente evacuada para que não contivesse outros gases, e termos certeza que o conteúdo contido na mesma ao final do trajeto era somente de produtos da combustão. O veículo era abastecido na saída em sua capacidade máxima para facilitar a visualização do nível do tanque com uma régua escalonada e novamente abastecido no retorno para medir-se o consumo do coletivo no trajeto. Embora esta forma de medida de consumo não seja a mais precisa, pois gerou erros significativos, foi o melhor sistema encontrado, tendo em vista que o coletivo estava em serviço e o desperdício de tempo no terminal não era desejado.

A análise dos gases foi feita então, com um analisador de gases ALFATEST, que permitia a análise em frações volumétricas de CO, CO₂, O₂ e em ppm, NO_x e HC.

Com a análise volumétrica dos gases, a caracterização do combustível que foi amostrado no tanque do coletivo, e o consumo foi então possível pelas equações (1), (2), (3) e (4) obtermos as emissões de CO, CO₂, NO_x, e HC em g/km, como se havia proposto:

$$gCO/km = \frac{CO \ Ccomb \ t \ \rho \ 28 \ 1000}{\{ CO + CO_2 + [(HC/10000)]\} \ D \ 12} \quad (1)$$

$$gCO_2/km = \frac{CO_2 \quad C_{comb} \quad \iota \quad \rho \quad 44 \quad 1000}{\{CO + CO_2 + [(HC/10000)]\} \quad D \quad 12} \quad (2)$$

$$gHC/km = \frac{(HC/10000) \quad C_{comb} \quad \iota \quad \rho \quad 1000}{\{CO + CO_2 + [(HC/10000)]\} \quad D} \quad (3)$$

$$gNO_x/km = \frac{NO_x \quad gHC/km \quad 30}{HC \quad 12} \quad (4)$$

onde:

- gCO/km — CO Emitido em g/km;
- gCO₂/km — CO₂ Emitido em g/km;
- gNO_x — NO_x Emitido em g/km;
- gHC — HC Emitido em g/km;
- C_{comb} — Percentual de Carbono no Combustível em Volume;
- ι — Consumo de Combustível em Litros;
- ρ — Densidade do Combustível em kg/dm³;
- CO — Percentual Volumétrico de CO na Amostra;
- O₂ — Percentual Volumétrico de CO₂ na Amostra;
- HC — ppm de HC na Amostra;
- NO_x — Percentual Volumétrico de NO_x na Amostra;
- D — Quilometragem Percorrida em km.

3.2. Veículos Movidos a Álcool

Para os veículos movidos a álcool as emissões médias utilizadas foram os valores das homologações dos veículos fornecidos pela CETESB. A tabela 2 mostra os valores das emissões em g/km para os veículos a álcool, divididos em grupos em relação aos anos de fabricação.

A quilometragem anual dos veículos, foi tomada em relação ao trabalho de Melchior (1990), que analisou o crescimento da frota dos veículos a álcool e o crescimento do consumo de mesmo combustível nos primeiros anos do PRÓ-ÁLCOOL, segundo Melchior (1990), a quilometragem anual de um veículo cai 10% em relação ao primeiro ano, e assim consecutivamente em relação ao ano subsequente. Determinou-se assim um Fator Redutor de Quilometragem (FRKm), conforme a tabela 2, que mostra ainda os consumos anuais, e a participação dos veículos de determinado ano-modelo na frota.

As equações seguintes, foram utilizadas para calcular as emissões totais dos veículos movidos a álcool:

$$C_{mf} = \frac{C_{t_{RM}}}{\Sigma(FRKM \quad N_{VEIC(ano)})} \quad (5)$$

$$C_{m(A/M)} = FRKM \quad N_{VEIC(ano)} \quad C_{mf} \quad (6)$$

$$T_{CO} = gCO/km \quad Kml \quad Cm(A/M) \quad 10^{-6} \quad (7)$$

$$T_{HC} = gHC/km \quad Kml \quad Cm(A/M) \quad 10^{-6} \quad (8)$$

$$T_{NO_x} = gNO_x/km \quad Kml \quad Cm(A/M) \quad 10^{-6} \quad (9)$$

onde:

C_{mf} — Consumo Anual Médio da Frota em litros/ano;

C_{tRM} — Consumo Anual Total da Frota em litros/ano;

FRK_{m} — Fator de Redução de Quilometragem;

$N_{VEIC.(ANO)}$ — Número de Veículos de Mesmo Ano/Modelo Licenciados;

$C_{m(A/M)}$ — Consumo Médio Anual dos Veículos de Mesmo Ano/Modelo;

T_{CO,HC,NO_x} — Total de CO, HC e NO_x Emitidos por Ano em Toneladas;

K_{ml} — Quilômetro por Litro Estimado em km/l.

Tabela 2: Emissões dos veículos novos^(*) a álcool em g/km por grupos de anos de fabricação.

Fonte: CETESB, DETRAN/RS e PETROBRÁS.

ANO MODELO	CONSUMO ANUAL (m ³)	Nº DE VEÍCULOS	FRK _m	CONSUMO (km/l)	CO (g/km)	HC (g/km)	NO _x (g/km)
PRÉ 83	17429	14043	0,254	5,36	18	1,6	1,0
84 - 85	40141	26069	0,313	5,69	16,9	1,6	1,2
86 - 87	61133	32159	0,387	6,03	16,0	1,6	1,8
88	33770	15986	0,430	6,03	13,3	1,7	1,4
89	27936	11903	0,478	6,03	12,8	1,6	1,1
90	8717	3343	0,531	6,17	10,8	1,3	1,2
91	7244	2500	0,590	6,17	8,4	1,1	1,0
92	10910	3389	0,656	6,5	3,6	0,6	0,5
93	10999	3075	0,729	6,5	4,2	0,7	0,6
94	10898	2742	0,81	6,51	4,6	0,7	0,7
95	1642	372	0,9	6,51	4,6	0,7	0,7
96	377	77	1	6,51	3,9	0,6	0,7

(*) Médias ponderadas de cada ano-modelo pelo volume de produção.

3.3. Veículos Movidos a Gasolina

Em todo o Estado do Rio Grande do Sul e uma pequena parte de Santa Catarina — a região de distribuição da REFAP — o abastecimento é feito com gasolina contendo 15% de MTBE, diferentemente do restante do País que utiliza o gasool (gasolina + 22% de etanol). Sendo este último regulamentado por Lei, os testes de homologação dos veículos, conseqüentemente utilizam o mesmo combustível, e os fatores de emissões então disponíveis relacionam-se ao gasool, não podendo serem utilizados para o levantamento de emissões da frota gaúcha.

Chamaremos de λ a seguinte relação:

$$\lambda = \frac{(ar/comb)}{(ar/comb)s} \quad (10)$$

onde:

$$T_{CO} = \text{gCO/km} \quad \text{Kml} \quad \text{Cm(A/M)} \quad 10^{-6} \quad (7)$$

$$T_{HC} = \text{gHC/km} \quad \text{Kml} \quad \text{Cm(A/M)} \quad 10^{-6} \quad (8)$$

$$T_{NO_x} = \text{gNO}_x/\text{km} \quad \text{Kml} \quad \text{Cm(A/M)} \quad 10^{-6} \quad (9)$$

onde:

Cmf — Consumo Anual Médio da Frota em litros/ano;

Ct_{RM} — Consumo Anual Total da Frota em litros/ano;

FRKm — Fator de Redução de Quilometragem;

N_{VEIC.(ANO)} — Número de Veículos de Mesmo Ano/Modelo Licenciados;

Cm(A/M) — Consumo Médio Anual dos Veículos de Mesmo Ano/Modelo;

T_{CO,HC,NO_x} — Total de CO, HC e NO_x Emitidos por Ano em Toneladas;

Kml — Quilômetro por Litro Estimado em km/l.

Tabela 2: Emissões dos veículos novos^(*) a álcool em g/km por grupos de anos de fabricação.

Fonte: CETESB, DETRAN/RS e PETROBRÁS.

ANO MODELO	CONSUMO ANUAL (m ³)	N ^o DE VEÍCULOS	FRKm	CONSUMO (km/l)	CO (g/km)	HC (g/km)	NO _x (g/km)
PRÉ 83	17429	14043	0,254	5,36	18	1,6	1,0
84 - 85	40141	26069	0,313	5,69	16,9	1,6	1,2
86 - 87	61133	32159	0,387	6,03	16,0	1,6	1,8
88	33770	15986	0,430	6,03	13,3	1,7	1,4
89	27936	11903	0,478	6,03	12,8	1,6	1,1
90	8717	3343	0,531	6,17	10,8	1,3	1,2
91	7244	2500	0,590	6,17	8,4	1,1	1,0
92	10910	3389	0,656	6,5	3,6	0,6	0,5
93	10999	3075	0,729	6,5	4,2	0,7	0,6
94	10898	2742	0,81	6,51	4,6	0,7	0,7
95	1642	372	0,9	6,51	4,6	0,7	0,7
96	377	77	1	6,51	3,9	0,6	0,7

^(*) Médias ponderadas de cada ano-modelo pelo volume de produção.

3.3. Veículos Movidos a Gasolina

Em todo o Estado do Rio Grande do Sul e uma pequena parte de Santa Catarina — a região de distribuição da REFAP — o abastecimento é feito com gasolina contendo 15% de MTBE, diferentemente do restante do País que utiliza o gasool (gasolina + 22% de etanol). Sendo este último regulamentado por Lei, os testes de homologação dos veículos, conseqüentemente utilizam o mesmo combustível, e os fatores de emissões então disponíveis relacionam-se ao gasool, não podendo serem utilizados para o levantamento de emissões da frota gaúcha.

Chamaremos de λ a seguinte relação:

$$\lambda = \frac{(\text{ar/comb})}{(\text{ar/comb})_s} \quad (10)$$

onde:

(ar/comb) — relação de ar/combustível real admitido-pelo motor;

(ar/comb)_s — relação de ar/combustível estequiométrica.

Os valores de lambda para os motores variam durante o funcionamento do mesmo, conforme a mistura seja enriquecida ($\lambda < 1$) ou empobrecida ($\lambda > 1$), contudo com a análise dos gases de escapamento pode-se determinar um lambda médio. A mudança da composição do combustível, sem que haja a recalibração dos veículos altera o valor médio do lambda, fazendo com que motores calibrados para determinado combustível trabalhem mais ricos ou mais pobres. No Brasil, com raras exceções, os motores não foram recalibrados quando da mudança de gasolina pura para gasolina com 22% de etanol, e no Rio Grande do Sul, houve ainda uma nova mudança: a gasolina com 15% de MTBE.

Um estudo foi desenvolvido então, para avaliar a variação de λ para os veículos da Região Metropolitana de Porto Alegre, e um coeficiente foi determinado e aplicado integralmente aos veículos que não são equipados com sonda λ , tendo em vista que a sonda corrige a relação em grande parte do tempo, só não corrigindo nos gradientes de aceleração ou desaceleração.

Em 1990, um estudo do Laboratório de Motores da REFAP, selecionou uma amostra de veículos da frota da Região Metropolitana de Porto Alegre e submeteu-os ao teste de emissões nos laboratórios da CETESB e WEBER, os resultados em termos de %CO estão na figura 1 contra os valores de λ calculados pela análise dos gases de escapamento dos motores destes veículos. Um mesmo balanço foi realizado com CFR ou motor de octanas (motores padronizados utilizados para se determinar a octanagem dos combustíveis) da REFAP e os dados foram plotados na mesma figura. O que se verifica é que os carros mais antigos se afastam para a esquerda de $\lambda = 1$, pois eram calibrados para rodarem mais ricos. Com a curva do CFR e os dados da frota foi possível uma aproximação para uma curva da frota:

$$\%CO = \frac{-463 \log\lambda + ((463 \log\lambda)^2 + 2)^{1/2}}{2} \quad (11)$$

A partir do fator de emissão de CO do grupo de veículos, determina-se o valor de λ para o gasool e aplica-se o redutor $\Delta\lambda$ no sentido de enriquecimento da mistura, calculado a partir dos resultados de Melchior (1990), e representa a média das variações de λ nos veículos testados quando se substituiu os 22% de etanol por 15% de MTBE. Com os novos lambdas para os veículos da Região Metropolitana rodando com mistura de gasolina+MTBE e a equação (11) determinou-se então os novos fatores de emissões de CO.

Tabela 3: %CO calculado para frota da Região Metropolitana de Porto Alegre rodando com gasolina + 15% MTBE.

	%CO_{calc} gasool	λ gasool	$\Delta\lambda$	λ gas+MTBE	%CO_{calc} gas+MTBE
PRE80	36,86	0,837	0,034	0,79	45,35
80-83	23,06	0,891	0,034	0,85	30,97
84-85	19,78	0,906	0,034	0,87	27,56
86-87	15,83	0,924	0,034	0,88	23,46
88	13,53	0,935	0,034	0,90	21,06
89	11,36	0,945	0,034	0,91	18,81
90	10,12	0,951	0,034	0,91	17,51

91	8,93	0,956	0,034	0,92	16,28
92	5,46	0,973	0,034	0,93	12,65
93	5,52	0,973	0,034	0,93	12,71
94	4,60	0,977	0,034	0,94	11,74
95	4,46	0,978	0,02(*)	0,95	8,567
96	3,87	0,981	0,01(*)	0,97	5,89

(*) redutor não aplicado integralmente em veículos equipados com sonda lambda.

Os valores totais de emissões de CO são então calculados pela equação (6), usando é claro o novo valor de CO em g/km calculado. Como forma de simplificação o HC foi então estimado em relação ao CO usando uma razão de 10,5:1 e para o NOx utilizou-se a mesma equação (9) com o fator de multiplicação de 0,95, de forma que o NOx diminui em torno de 5% com a substituição dos 22% de etanol para 15% de MTBE (estimativas médias verificadas nos resultados de Melchior, (1990)).

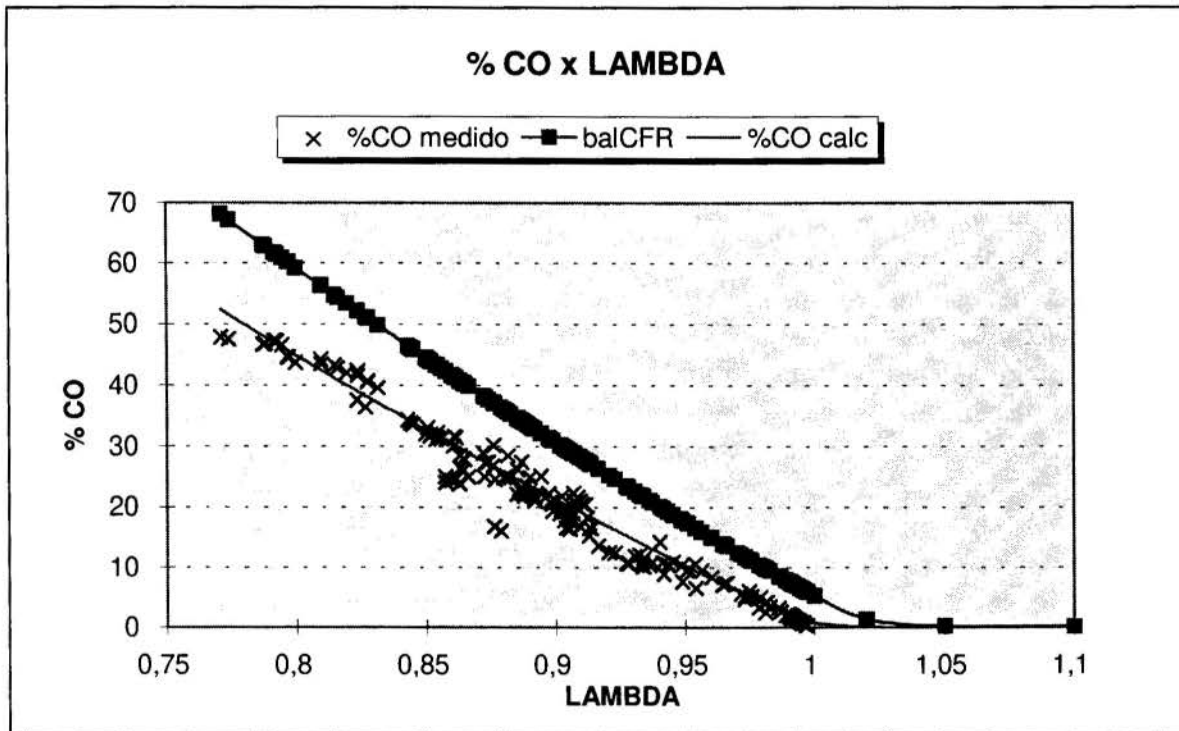


Figura 1 - Curvas de fatores de emissões de CO da frota da RMPA em função de λ .

4. RESULTADOS

A tabela 4 mostra os resultados totais obtidos, porém alguns fatores devem ser levados em consideração:

a) o NOx para os veículos diesel seguramente está subestimado pois notou-se uma diminuição da fração volumétrica deste gás no interior da câmara de amostragem com o tempo, sendo bem significativa na primeira hora de teste, como algumas linhas testadas tinham duração superior a 1h e 50 min, é certo que os valores medidos são inferiores aos realmente emitidos;

b) não foi considerado o fator de envelhecimento da frota, uma vez que acredita-se que o mesmo acaba por diminuir a taxa de compressão nos motores diminuindo assim também a

formação de poluentes por dissociação, porém outros fatores decorrentes do envelhecimento podem também ter efeito contrário, pela falta então de informações seguras a este respeito não considerou-se este fator;

c) a quilometragem da frota foi estimada pelo desempenho médio dos veículos em km/l, logo uma pequena variação desta informação pode alterar sensivelmente os resultados finais;

Tabela 4: Resultados Finais Obtidos Pela Análise da Frota da Região Metropolitana de Porto Alegre.

	CO (t/a)	HC (t/a)	NOx (t/a)
GASOLINA	105200	10300	4700
ÁLCOOL	18200	2050	1750
DIESEL	8400	90	7550
TOTAL	131800	12440	14000

5. CONCLUSÃO

A Região Metropolitana de Porto Alegre tem atravessados invernos rigorosos que são o ponto crítico para a qualidade do ar em regiões urbanas e mesmo assim não verificou-se os índices críticos de concentrações de poluentes mais perigosos no ar, que formam-se devido aos produtos da combustão em geral, acrescidos em grande parte pelas emissões veiculares.

Assim os resultados obtidos em estudos deste tipo podem atualmente apenas ser comparados com outras regiões metropolitanas que também monitorem o seu ar, porém as condições climáticas e ambientais serão diferentes e estas comparações devem ser feitas com um certo cuidado.

Pelo citado, acreditamos que Porto Alegre possua condições ambientais muito boas que propiciam a dispersão de poluentes, e as emissões veiculares contribuem gravemente apenas em pontos isolados da capital e em determinados horários, porém em termos gerais a contribuição não pode ser considerada aguda. Mesmo assim os resultados obtidos não deixam de serem úteis, uma vez que não havia-se feito ainda um inventário na região, e estes partem como ponto de referência para futuros inventários.

Também a metodologia usada servirá como um ponto de partida e está aberta a desenvolvimentos para que torne-se ainda mais precisa.

6. REFERÊNCIAS

CONCAWE, *Motor Vehicle Emission Regulations and Fuel Specifications 1994 Update*, Brussels, 1994.

DEPARTAMENTO DE PESQUISA E DESENVOLVIMENTO DE TECNOLOGIA, Departamento de Tecnologia de Emissões de Veículos, *Inventário de Emissão Veicular - 1992: Metodologia de Cálculo*, CETESB, 1994.

DEPARTAMENTO DE PESQUISA E DESENVOLVIMENTO DE TECNOLOGIA, *Extrato do relatório de qualidade do Ar de 1996 no Estado de São Paulo*, CETESB, 1997.

DIÁRIO OFICIAL, *Lei N. 8.723 - Dispõe sobre a Redução de Emissões de Poluentes Por Veículos Automotores e Dá Providências*, 1993.

MELCHIORS, D. J., Estudo Comparativo da Qualidade do Ar em Porto Alegre Utilizando-se Diferentes Oxigenados na Gasolina, *IBP - II SEMINÁRIO SOBRE QUALIDADE E USO DA GASOLINA*, 1990.

NBR 6601, *Análise dos Gases de Escapamento de Veículos Rodoviários Automotores Leves a Gasolina: Método de Ensaio*, ABNT, 1992.



PAPER CODE: COB737

**UMA METODOLOGIA PARA AVALIAÇÃO DA CAPACIDADE
DISPERSIVA NA ATMOSFERA DE UMA REGIÃO ESPECÍFICA/
AN ALTERNATIVE METHODOLOGY FOR EVALUATION OF ATMOSPHERIC
DISPERSION CAPACITY IN A GIVEN REGION**

PAULO RIBEIRO NETTO, ARISTÓTELES ALVES LYRIO & ROGÉRIO SILVEIRA DE QUEIROZ
Departamento de Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo - UFES -
Vitória, Campus de Goiabeiras - Av. Fernando Ferrari S/N - CEP 29060 - 970 Espírito Santo,
Brasil

Abstract

In the present work a methodology for determination of atmospheric dispersive capacity in the convective boundary layer in a given region during daytime, has been developed. Its main objectives are to define the necessary steps to gather the parametric equations that are dispersed in the literature; and to develop an easy-to-use and efficient set of algorithms. This process has been followed to refine the Gaussian dispersion model which is used to relate a source's emission strength to its resultant, downwind atmospheric concentration. The model uses as input the incoming solar radiation; temperature distribution; and wind speed and direction, as measured in strategic points to characterize the field in terms of typical gradients. The area under study is also characterized in terms of the topography of the region. An application of this methodology was done for the Metropolitan Vitoria Region (RMV), situated in the state of Espírito Santo-Brazil.

Keywords

Convective Boundary Layer, Solar Radiation, Heat Flux, Atmospheric Stability, Convective Velocity Escala Camada Limite, Radiação Solar, Fluxo de Calor, Estabilidade Atmosférica, Escala de Velocidade Convectiva

1. INTRODUÇÃO

Os estudos do transporte turbulento e dispersão de gases e poeiras na atmosfera têm fornecido modelos de predição com dependência básica da climatologia local. Nesse trabalho desenvolveu-se uma metodologia capaz de determinar os parâmetros fundamentais para descrição do movimento turbulento na camada limite atmosférica: fluxo de calor superficial (H_0), comprimento de Monin-Obukhov (L), escala de velocidade convectiva (W^*) e altura da camada de mistura (Z_i) para uma região específica conhecendo-se seu campo de temperaturas e regime de ventos, sua topografia e características superficiais que possam influir na capacidade dispersiva do ar abaixo da camada limite planetária.

2. METODOLOGIA

Para cálculo dos fatores determinantes da estabilidade atmosférica, isto é, a menor ou maior capacidade da atmosfera dispersar contaminantes presentes em sua massa gasosa, procedeu-se à avaliação das seguintes grandezas.

2.1 Radiação Solar e Taxa de Radiação Solar Horária.

A Radiação solar horizontal diária com céu claro é dada pelos valores médios calculados pelas expressões de Jon A. Duffie e William A. Beckman (1980);

$$Rsd = Re \tau_d \cos \theta_z \quad (1)$$

onde Re é a radiação solar extraterrestre dada por,

$$Re = R \left[1 + 0,033 \cos \left(\frac{360n}{365} \right) \right] \quad (2)$$

em que R é a constante solar ($1350W.m^{-2} < R < 1375W.m^{-2}$), τ_d é a transmitância atmosférica, θ_z é o ângulo de incidência solar e n é um número do dia do ano que marca as variações das posições de incidência de luz do Sol na superfície da Terra.

Para a taxa de radiação total horária em uma superfície plana localizada horizontalmente num ponto terrestre têm-se;

$$r_t = \frac{\pi}{24} (a + b \cos \omega) \left\{ \left(\frac{\cos \omega - \cos \omega_s}{\sin \omega_s} \right) - \left[\left(\frac{2\pi \omega_s}{360} \right) \cos \omega_s \right] \right\} \quad (3)$$

onde os coeficientes a e b são dados por;

$$a = 0,409 + 0,5016 \sin (\omega_s - 60) \quad e \quad b = 0,6609 - 0,4767 \sin (\omega_s - 60) \quad (4)$$

com ω sendo o ângulo da hora e ω_s é o ângulo do pôr do sol.

2.2 Categorias Turner e Pasquill-Turner

As categorias Turner traduzem a quantidade de energia solar incidente num local por faixas largas de radiação conforme a Tabela I, estabelecidos por Turner em 1969.

Tabela I - Categorias Turner

CATEGORIA TURNER	RADIAÇÃO SOLAR (W / m ²)
Forte	$R > 700$
Moderada	$350 \leq R \leq 700$
Fraca	$R < 350$

Buscando um caminho prático para classificar a variação da estabilidade atmosférica Pasquill, (1962) introduziu as classes de estabilidade em função das taxas de insolação e do regime de ventos durante o dia além dos índices de nebulosidade durante a noite. A união das

categorias Turner com as classes de estabilidade Pasquill produziu uma maneira ainda mais abrangente de classificar a estabilidade atmosférica, conforme Tabela II.

Tabela II- Classes de estabilidade Pasquill-Turner

Velocidade do Vento (m/s)	Classificação Turner			Nebulosidade à noite	
	Forte	Moderada	Fraca	> 4 / 8	≤ 3 / 8
< 2	A	A-B	B		
2-3	A-B	B	C	E	F
3-5	B	B-C	C	D	E
5-6	C	C-D	D	D	D
> 6	D	D	D	D	D

A: extremamente instável; B: moderadamente instável; C: levemente instável; D: neutra; E: levemente estável; F: moderadamente estável

2.3 Parâmetros Característicos da Dispersão Atmosférica

Muitos estudos têm sido realizados, teórica e experimentalmente, objetivando determinar os parâmetros que melhor caracterizem a dispersão atmosférica. Entre esses têm-se firmado como fundamentais: o fluxo de calor superficial (H_o), a altura da camada de mistura (Z_i), a escala de velocidade convectiva (W^*), e o comprimento de Monin-Obukhov (L).

Comprimento de Monin-Obukhov (L)

O comprimento de Monin-Obukhov (L) mede a altura a partir da qual a energia cinética turbulenta produzida por empuxo convectivo supera a energia cinética gerada por forças de fricção superficial. Nesse trabalho a primeira estimativa de L foi feita pela equação parametrizada por Golder, (1972), relacionando-o às classes de estabilidade Pasquill e à rugosidade superficial (Z_o) conforme a expressão abaixo:

$$L^{-1} = a + b \text{Log} Z_o \quad (5)$$

onde, a e b são constantes ajustadas pelas classes de estabilidade. Uma melhor aproximação do valor de L pode ser conseguida conhecendo-se a velocidade de fricção superficial e a escala de temperaturas locais.

Velocidade de fricção superficial U^*

A velocidade de fricção superficial resulta do fluxo de quantidade de movimento superficial dos ventos. Neste trabalho propõe-se sua determinação pelo esquema desenvolvido por Holtslag e Van Ulden (1983);

$$U^* = k U_z \left[\text{Ln} \left(\frac{Z}{Z_o} \right) - \Psi_M \left(\frac{Z}{L} \right) + \Psi_M \left(\frac{Z_o}{L} \right) \right]^{-1} \quad (6)$$

onde $k = 0,41$ é a constante de Von Kármán, U_z é a velocidade dos ventos na altura Z , Z_o é uma altura relativa à rugosidade superficial no ponto considerado, L é o comprimento de Monin-Obukhov e Ψ_M é a função estabilidade calculada por;

$$\Psi_M = 2 \operatorname{Ln} \left(1 + \frac{X}{2} \right) + \operatorname{Ln} \left(1 + \frac{X^2}{2} \right) - 2 \operatorname{Tan}^{-1}(X) + \frac{\pi}{2} \quad (7)$$

onde X é dado por $X = \left(1 - \frac{16Z}{L} \right)^{1/4}$ (8)

Escala de temperaturas θ^*

A escala de temperaturas foi calculada também com o esquema utilizado por Holtslag e Van Ulden, (1983) onde são necessários os valores de temperatura em dois níveis Z_1 e Z_2 tomados numa mesma vertical sobre a superfície considerada. Assim;

$$\theta^* = k\Delta T \left[\operatorname{Ln} \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right) - \Psi_H \left(\frac{Z_2}{L} \right) + \Psi_H \left(\frac{Z_1}{L} \right) \right]^{-1} \quad (9)$$

onde ΔT é a diferença entre as temperaturas nas alturas Z_1 e Z_2 e a função Ψ_H é dada por;

$$\Psi_H = 2 \operatorname{Ln} \left(1 + \frac{X^2}{2} \right) \quad (10)$$

onde os valores de X são obtidos conforme a equação (8). Com os valores obtidos nas primeiras aproximações de U^* e θ^* volta-se a calcular L por;

$$L = \frac{TU^{*2}}{Kg\theta^*} \quad (11)$$

onde T é a temperatura do ar, k é a constante de Von Kármán e g é a aceleração da gravidade. A partir desses valores implementa-se um programa iterativo com seguidas determinações de X, Ψ_M , Ψ_H , U^* , θ^* e L até a convergência final.

Fluxo de calor superficial H_0

Conhecidos os valores médios das taxas de insolação incidentes na região, o cálculo do fluxo de calor superficial depende ainda das características superficiais locais por se constituírem no principal fator de diferenciação na reflexão da energia solar incidente. O fluxo de calor cinemático pode ser calculado com base na teoria da similaridade de Monin-Obukhov, por;

$$H_0 = \rho C_p U^* \theta^* \quad (12)$$

onde ρ é a massa específica do ar, C_p é o calor específico do ar à pressão constante e H_0 resulta com dimensão $[W.m^{-2}]$.

Escala de Velocidade Convectiva W*

A estimativa da escala de velocidade convectiva e altura da camada de mistura foi feita considerando as expressões experimentais obtidas por Venkatran (1978);

$$W^* = K \left(\frac{H_0}{\rho C p} \right)^{1/2} \quad (13)$$

onde $K = 4,74$ sete horas depois do nascer do sol, possuindo dimensão $[m.s^{-1}.C^{-1}]^{1/2}$.

Altura da camada de mistura Z_i

A altura da camada de mistura resulta diretamente da escala de velocidade convectiva;

$$Z_i = \frac{W^*}{1,12 \times 10^{-3}} \quad (14)$$

2.4 Cálculo das concentrações de contaminantes na camada limite convectiva

Seinfeld (1986) apresenta algumas soluções das equações mais usadas em engenharia para cálculo de concentrações aplicáveis a contaminantes inertes emitidos por diversos tipos de fontes sob diversas condições de contorno. Aqui utilizou-se a formulação para cálculo das concentrações de PTS ao nível do solo, fonte pontual em atmosfera homogênea e estacionária;

$$\langle c(x, y, z) \rangle = \left(\frac{q}{2\pi U \sigma_y \sigma_z} \right) \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2} \right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2} \right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2} \right] \right\} \quad (15)$$

onde q é a vazão mássica em $mg.m^{-3}$, U é a velocidade média dos ventos na direção de escoamento da pluma, medida a 10 metros do solo, y é o afastamento horizontal do ponto considerado em relação ao eixo da pluma, z é a altura do ponto onde se calcula a concentração do contaminante, h é a altura da fonte emissora, σ_y e σ_z são, respectivamente, os coeficientes de dispersão horizontal e vertical da pluma gaussiana

Coefficientes de dispersão da pluma usando a formulação convencional

Para determinação dos coeficientes de dispersão vertical σ_z e horizontal σ_y da pluma gaussiana em função da distância x medida no eixo da pluma, foram usadas as expressões analíticas conforme apresentado em Seinfeld (1986):

- para os métodos ASME (American Society Mechanical Engineers) e Klug

$$\sigma_z = R_z x^{rz} \quad (16) \quad e \quad \sigma_y = R_y x^{ry} \quad (17)$$

- para o método Pasquill - Gifford -Turner (PGT)

$$\sigma_z = \exp\left[I_z + J_z \ln x + K_z (\ln x)^2 \right] \quad (18) \quad e \quad \sigma_y = \exp\left[I_y + J_y \ln x + K_y (\ln x)^2 \right] \quad (19)$$

onde R_z, R_y, r_z e $r_y, K_z, K_y, I_z, I_y, J_z$ e J_y são funções das classes de estabilidade.

Coefficientes de dispersão da pluma usando o método descrito por Venkatran

Alternativamente foi utilizada uma expressão deduzida experimentalmente por Venkatran, (1981) que calcula os coeficientes de dispersão σ_y e σ_z em função do parâmetro (W^*) e da velocidade média dos ventos, todos calculados 7 horas depois do nascer do sol;

$$\sigma_z = \sigma_y = \left(\frac{0,45W^*}{U_m} \right) x \quad (20)$$

onde U_m é a velocidade média dos ventos na direção coincidente com o eixo da pluma e x é a distância medida nesse eixo a partir da fonte.

3 - ESTUDO DE UMA REGIÃO ESPECÍFICA E RESULTADOS OBTIDOS

Aplicação da metodologia à Região Metropolitana de Vitória (RMV) - ES, Brasil

O centro da RMV está situado no cruzamento dos paralelos 20°15' de latitude sul com 40°24' de longitude à oeste de Greenwich, abrangendo uma área total de 1461 Km² com uma população superior a um milhão de habitantes e mais de 420 indústrias. Os dados climatológicos utilizados foram medidos nos anos de 1992,1993 e 1994 nas estações da EMCAPA (Empresa Capixaba de Pesquisa Agro-pecuária) e CST (Companhia Siderúrgica de Tubarão). A micrometeorologia local permitiu a divisão do período de insolação diário em 5 intervalos de 3 horas nas quatro estações sazonais típicas anuais, iniciadas em dezembro.

Tabela III - Velocidades Médias Sazonais dos Ventos na RMV nos Intervalos do Dia (m.s⁻¹)

SAZONALIDADES	M1 (5-8 h)	M2 (8-11 h)	MT (11-14 h)	T1 (14-15 h)	T2 (17-20 h)
SZ1	1,25	1,89	2,37	2,67	2,04
SZ2	1,29	1,75	2,47	2,09	1,83
SZ3	0,81	1,26	1,81	1,67	1,30
SZ4	0,88	1,52	1,90	1,86	1,45

As taxas de radiação solar médias sazonais calculadas na RMV resultaram nos valores nos intervalos do dia constantes na Tabela IV.

Tabela IV - Taxas de Radiação Solar Médias na RMV (W.m⁻²)

com céu claro						céu nublado					
	M1	M2	MT	T1	T2		M1	M2	MT	T1	T2
SZ1	340	716	810	788	477	SZ1	277	582	659	641	388
SZ2	254	528	584	569	386	SZ2	239	497	549	534	362
SZ3	330	568	642	625	437	SZ3	307	529	598	582	407
SZ4	402	688	835	742	510	SZ4	331	566	687	611	420

Com os valores de velocidade da Tabela III e de insolação da Tabela IV, chegou-se às classes de estabilidade Pasquill-Turner para a região. O cálculo dos coeficientes de dispersão da pluma gaussianos métodos ASME, Pasquill-Gifford-Turner e Klug mostraram valores

bastante diferentes daqueles reproduzidos por essa metodologia. Como exemplo, na tabela V, compara-se os valores obtidos das equações (16) a (20) em função das classes de estabilidade e pela presente metodologia. Escolheu-se a sazonalidade SZ2 (máxima turbulência gerada por calor superficial) e período T1 (pluma plenamente desenvolvida), para uma distância de 3000m da fonte,

A partir dos cálculos dos parâmetros de dispersão locais (H_o , L , W^* e Z_i) construiu-se mapas de isolinhas desses parâmetros para a região. A figura 1 mostra W^* e Z_i em SZ2/T1.

Tabela V- Comparação dos valores dos coeficientes de dispersão da pluma gaussiana em SZ2/T1 (m)

PRESENTE MÉTODO	ASME		KLUG		PASQUILL-GIFFORD	
$\sigma_z = \sigma_y$	σ_y	σ_z	σ_y	σ_z	σ_y	σ_z
1468	454	436	498	665	482	358

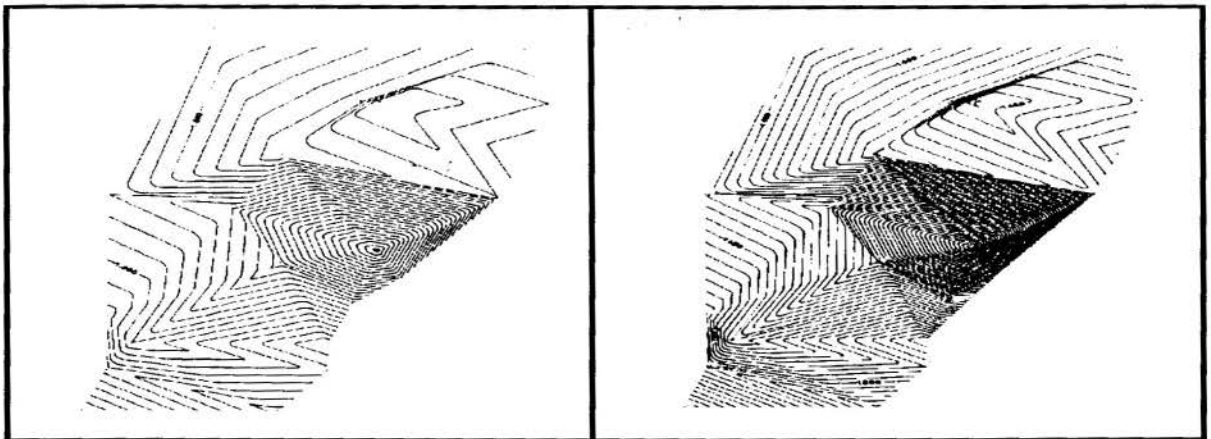


Figura 1 - Escala de velocidade convectiva W^* e Altura da camada de mistura Z_i em SZ2/T1

Graficamente marcou-se W^* na direção do vento e obteve-se σ_z e σ_y . Procedeu-se em seguida o cálculo das concentrações de PTS no nível do solo e na direção do eixo da pluma formada pela emissão de MP por uma chaminé com 80m de altura localizada no complexo industrial de Tubarão em Vitória à taxa de 10^6g.s^{-1} . Determinou-se para a mesma fonte e mesmas condições meteorológicas os cálculos das concentrações utilizando-se os métodos ASME, Klug e PGT. A figura 2 mostra comparativamente os resultados para o período T1 da sazonalidade SZ2.

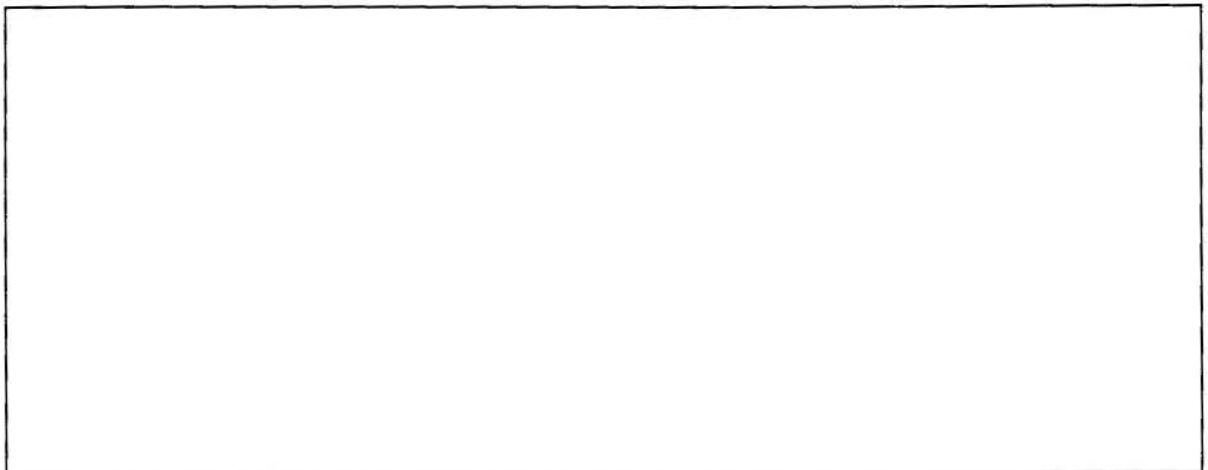


Figura 2- Comparações dos valores das concentrações no intervalo T1 da sazonalidade SZ2.

4. CONCLUSÕES

A metodologia estudada considera as grandezas fundamentais que influem na dispersão de gases, aerossóis e poeiras na atmosfera permitindo o refinamento do cálculo de concentrações de contaminantes emitidos para o ar por fontes fixas de localização conhecida. Permite também a inserção de um conhecimento mais abrangente dos efeitos de insolação, temperatura, direção e velocidade do vento, além das características superficiais na determinação dos gradientes da escala de velocidade convectiva durante o fluxo positivo de calor bem como das variações dos coeficientes de dispersão da pluma gaussiana.

A comparação dos resultados das concentrações de MP calculadas pelos métodos ASME, Pasquill-Gifford-Turner, Klug e pelo presente método (fig. 1) mostra comportamento similar das curvas. Entretanto, até a distância de 3000m a partir da fonte ocorrem divergências acentuadas entre todos os métodos e o presente método apresenta os menores valores. Esta diferença ocorre principalmente em decorrência da fixação da altura da camada de mistura na formulação dos citados métodos enquanto no aqui é considerada sua variação no tempo. Outro fator determinante das diferenças são as largas faixas de taxas de insolação e velocidade dos ventos incorporadas nas formulações convencionais enquanto no presente método menores variações desses parâmetros modificam os valores dos coeficientes de dispersão da pluma, e, conseqüentemente das concentrações de contaminantes atmosféricos. Acrescente-se ainda a comparação dos métodos PGT e Teoria da Similaridade na Camada Superficial por Akula Venkatram, (1996) ratificando a necessidade da inserção das variáveis Z_0 , L e U^* para uma melhor aproximação dos valores das predições com as medições de campo.

5. REFERÊNCIAS.

GOLDER, D. Relations Among Stability Parameters in the Surface Layer, Boundary Layer Meteorology, N° 3, pp. 47-58, 1972.

HOLTSLAG, A. A. M. E VAN ULDEN A. P. A Simple Scheme for Daytime Estimates of the Surface Fluxes from Routine Weather Data, Journal of Climate and Applied Meteorology, vol 22, N° 4, pp. 517-529, 1983.

JON A. DUFFIE E WILLIAM A. BECKMAN; Solar Engineering and Thermal Processes, A Willey Intercience Publication, (1980);

PASQUILL, F. Atmospheric Diffusion, Van Nostrand, New York, USA, 1962.

SEINFELD, J. H. Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution, Willey, USA, 1986.

VENKATRAM, A. Estimating the Convective Velocity Scale for Diffusion Applications, Boundary Layer Meteorology, vol 15, pp. 447-452, 1978.

VENKATRAM, A. Modeling of Dispersion from Tall Stacks, Atmospheric Environment, N° 11, pp.1531-1538, 1981.

VENKATRAM, A. An Examination of the Pasquill-Gifford-Turner Dispersion Schemes, Atmospheric Environment, vol 30, N° 8, pp. 1283-1290, 1996.

Tema 16

Engenharia de Petróleo

PAPER CODE: COB1118

**MODELO MATEMÁTICO SIMPLIFICADO PARA DEPOSIÇÃO DE
PARAFINA EM OLEODUTOS / SIMPLIFIED MODEL FOR WAX
DEPOSITION IN OIL DUCTS**

Sérgio Balthar Pereira da Silva, Paulo Laranjeira da Cunha Lage e Cirus Macedo Hackenberg
Programa de Engenharia Química, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro
CEP 21.945-970 Ilha do Fundão, Rio de Janeiro, Brasil - E-mail: paulo@peq.coppe.ufrj.br

Abstract

A simplified numerical model to predict the wax deposition inside petroleum ducts is developed based on the conservation equations of mass, energy and chemical species. The model considers the radial mass fluxes of all mixture components and the phase change at the duct wall due to heat removal by the surroundings. A thermodynamic model for the phase change at the wall is utilized with melting temperatures and enthalpies for each of the mixtures components given by existing correlations. The model is able to predict the transient behavior of the effective duct diameter along all duct length.

Keywords

wax deposition, heat and mass transfer, deposição de parafina, transferência de calor e massa

1. INTRODUÇÃO

Um problema sistematicamente enfrentado na operação de dutos de produção ou transporte de petróleo é a deposição de materiais sólidos, genericamente classificados de parafina ("wax") e que consistem, principalmente, de hidrocarbonetos parafínicos com estrutura variando de $C_{18}H_{38}$ a $C_{60}H_{122}$, hidrocarbonetos naftênicos e aromáticos a partir de $C_{48}H_x$, sais, água, óxido de ferro, asfaltenos e sílica. Os problemas mais diretamente relacionados a estes depósitos são: redução do diâmetro da tubulação e considerável aumento na rugosidade do tubo, ambos implicando em um substancial incremento da potência necessária para o transporte de uma mesma quantidade de fluido.

A tendência de precipitação de hidrocarbonetos pesados ocorre quando da existência de temperaturas ambientes inferiores à temperatura do óleo em escoamento e, também, inferiores a seu ponto de nuvem (Mendes e Braga, 1996). O fenômeno que governa este problema não é totalmente compreendido, mas segundo Burger *et al.* (1981), em estudo pioneiro a respeito deste assunto, pode-se identificar três mecanismos principais de deposição: (i) difusão molecular; (ii) difusão browniana e (iii) dispersão cisalhante. Destes, o mais importante e, portanto, o controlador do processo de deposição de parafina é, aparentemente, a difusão molecular. Em situações de resfriamento do fluido em escoamento, em função da existência de temperaturas ambientes inferiores a do óleo, há uma formação de um gradiente radial de temperatura. Devido à capacidade de dissolução das frações mais pesadas no líquido diminuir com o decréscimo de temperatura, ocorre, concomitantemente à formação do gradiente radial

créscimo de temperatura, ocorre, concomitantemente à formação do gradiente radial de temperatura, um gradiente de concentração dos hidrocarbonetos presentes. Este gradiente de concentração é o responsável pelo transporte dos componentes pesados em direção à parede do tubo. Desse modo, quando em níveis de temperatura inferiores à temperatura de início de aparecimento de cera (TIAC), começa a ocorrer na parede da tubulação a deposição de sólido, que está em equilíbrio com a fase líquida circundante.

O objetivo deste trabalho é desenvolver um modelo termofluidodinâmico simplificado que permita simular as condições de formação e crescimento do depósito de parafina ao longo do duto. O modelo é formado pelas equações de conservação de energia e de massa para as espécies químicas do óleo e por um balanço de massa e energia da interface sólido-líquido. Na interface sólido-líquido, é admitida a existência de equilíbrio de fases, sendo utilizado um modelo com base na teoria de soluções regulares para calcular a constante de equilíbrio de cada componente da mistura. Como resultado deste modelo, obtém-se um perfil de redução do diâmetro da tubulação ao longo do tempo.

2. MODELO DE EQUILÍBRIO SÓLIDO-LÍQUIDO

No desenvolvimento do modelo termofluidodinâmico simplificado foi utilizado o modelo termodinâmico proposto por Chung (1992) para descrever o equilíbrio entre as fases, em função de ser o mais completo dentre os que admitem o equilíbrio entre as fases. Desenvolvido com base na teoria de soluções regulares, o modelo de Chung (1992) apresenta a seguinte equação para a constante de equilíbrio sólido-líquido K_i :

$$\ln K_i = \ln \frac{s_i}{x_i} = \frac{\Delta H_i}{RT} \left(1 - \frac{T}{T_i} \right) + \frac{v_i^L}{RT} \left(\bar{\delta}^L - \delta_i^L \right)^2 + \ln \frac{v_i^L}{v_m} + 1 - \frac{v_i^L}{v_m} \quad (1)$$

onde x_i é a fração molar do componente i na solução, s_i é a fração do componente i no sólido, ΔH_i é a entalpia de fusão do componente i da mistura, T_i é a temperatura de fusão do componente i da mistura, T é a temperatura local, R é a constante universal dos gases, v_i^L é o volume molar do componente i na fase líquida, v_m é o volume molar médio, $\bar{\delta}^L$ e δ_i^L são os parâmetros de solubilidade médio e do componente i na fase líquida. De acordo com os trabalhos de Hansen *et al.* (1988) e Chung (1992), os parâmetros T_i , ΔH_i , v_i^L e δ_i^L , expressos na Eq.(1), podem ser correlacionados com o peso molecular M_i de cada componente da solução. No presente estudo foram empregadas as correlações de Hansen *et al.* (1988) para determinação dos parâmetros T_i e ΔH_i e as de Chung (1992) para determinação de v_i^L e δ_i^L .

3. MODELO TERMOFLUIDODINÂMICO

A formulação do modelo termofluidodinâmico simplificado baseia-se nas equações de conservação de energia e de massa para as espécies químicas do óleo e por um balanço de massa e energia na interface sólido-líquido. Como hipóteses considerou-se o sistema de escoamento e transporte de óleo operando em regime pseudo-estacionário e que a mudança da fase líquida para a sólida, com sua conseqüente deposição, ocorre exclusivamente na parede da tubulação (ou na interface sólido-líquido já existente), havendo uma aderência perfeita entre os cristais de parafina e a parede do tubo (ou interface) de modo a não possibilitar partículas sólidas no corpo líquido transportado.

3.1. Equação de Conservação de Energia

Dentro da hipótese do sistema de escoamento e transporte de óleo operar em regime pseudo-estacionário, a equação da energia (a C_p constante), escrita em coordenadas cilíndricas (r, z) com simetria axial, para a fase líquida, fica reduzida a:

$$\frac{\partial(\rho v_z C_p T)}{\partial z} = -\frac{\partial(r q_r^{(1)})}{r \partial r}, \quad q_r^{(1)} = \rho v_r C_p T + q_r \quad (2)$$

onde ρ é a densidade da mistura, C_p é o calor específico da mistura a pressão constante, T é o campo de temperatura, v_r e v_z são os componentes radial e axial do vetor velocidade, q_r é o componente radial do vetor fluxo térmico e $q_r^{(1)}$ é o fluxo térmico difusivo-convectivo radial. Para integrarmos a equação de conservação de energia, Eq.(2), definiremos uma célula cilíndrica variando de z_{j-1} a z_j . Neste ponto, é importante definirmos as médias radiais estabelecidas para efetivação da integração. Deste modo, tem-se que:

$$\langle f \rangle = \frac{\int_0^R \rho v_z f \cdot 2\pi r dr}{\int_0^R \rho v_z \cdot 2\pi r dr} = \frac{\int_0^R \rho v_z f \cdot 2\pi r dr}{\langle \rho v_z \rangle \pi R^2} \quad (3)$$

onde f é T , ρv_z ou mesmo y_i^l , que é a fração mássica do componente i na fase líquida. Utilizando a formulação de volume de controle de acordo com Patankar (1980), a definição de média acima explicitada e supondo $q_r^{(1)}|_p$ (na interface) constante ao longo de z em todo volume de controle, pode-se escrever:

$$\left[C_p \langle \rho v_z \rangle \langle T \rangle \right]_{z_{j-1}} A_e - \left[C_p \langle \rho v_z \rangle \langle T \rangle \right]_{z_j} A_s - q_r^{(1)}|_p A_l = 0 \quad (4)$$

onde A_e é a área da seção transversal de entrada, A_s é a área da seção transversal de saída e A_l é a área lateral do volume de controle:

3.2. Equação de Conservação de Massa

Sob as hipóteses anteriormente estabelecidas, a equação de conservação de massa para as espécies químicas, em coordenadas cilíndricas com simetria axial, fica:

$$\frac{\partial(\rho v_z y_i^l)}{\partial z} = -\frac{\partial(r \cdot n_i)}{r \partial r}, \quad n_i = \rho v_r y_i^l + j_i \quad (5)$$

onde j_i é o fluxo mássico difusivo do componente i e n_i é o fluxo mássico convectivo-difusivo radial. Procedendo de modo similar ao efetuado para a obtenção da Eq. (4), encontra-se a seguinte expressão para a equação integrada da conservação de massa:

$$\left[\langle \rho v_z \rangle \langle y_i^l \rangle \right]_{z_{j-1}} A_e - \left[\langle \rho v_z \rangle \langle y_i^l \rangle \right]_{z_j} A_s - n_i|_p A_l = 0 \quad (6)$$

Efetuada o somatório da Eq. (6) obtém-se o balanço global de massa:

$$\left[\langle \rho v_z \rangle \right]_{z_{j-1}} A_e - \left[\langle \rho v_z \rangle \right]_{z_j} A_s - \left(\sum n_i|_p \right) A_l = 0 \quad (7)$$

3.3. Acumulação de Massa

A taxa de acumulação de massa de cada um dos componentes da mistura na parede da tubulação discretizada no tempo considerando-se o esquema explícito resulta na equação:

$$\frac{dm_i}{dt} = n_i|_p A_l \quad ==> \quad (m_i)_t - (m_i)_{t-1} = n_i|_p A_l \Delta t \quad (8)$$

onde $(m_i)_t$ é a massa do componente i no tempo t , $(m_i)_{t-1}$ é a massa do componente i no tempo $(t-1)$, Δt é o intervalo de tempo decorrido. A partir do momento em que adota-se a hipótese do sistema operar em regime pseudo-estacionário, a influência do tempo fica limitada à determinação do volume de sólido depositado no volume de controle em questão e, conseqüentemente, do novo raio nesse segmento de tubulação.

3.4. Análise da Interface

3.4.1. Balanço de Energia

Em virtude de toda mudança de fase ocorrer na parede da tubulação (ou interface sólido-líquido) é oportuno analisar o seu balanço de energia:

$$U [T_p - T_a] - h \left[\langle \bar{T} \rangle - T_p \right] = (1 - \varepsilon) (\rho v_r) \sum_{i=1}^n y_i^s L_i \quad (9)$$

onde U é o coeficiente global de transferência de calor entre o ambiente externo e a interface sólido-líquido, h é o coeficiente de transferência de calor por convecção, internamente ao tubo, T_p é a temperatura na interface sólido-líquido, T_a é a temperatura ambiente externa à tubulação, y_i^s é a fração mássica do componente i na fase sólida, L_i é a entalpia de solidificação do componente i ; v_r é o componente radial do vetor velocidade e ε é a fração porosa do depósito sólido. Para determinação do coeficiente de transferência de calor h foi empregada uma correlação empírica existente na literatura, sob a hipótese do regime ser turbulento, $Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,3}$, onde Nu , Re e Pr são respectivamente os números de Nusselt, de Reynolds e de Prandtl.

3.4.2. Balanço de Massa

Considerando que a fração mássica dos componentes do líquido que chega à interface

(y_i^{int}) corresponde à razão entre o fluxo mássico de um componente i na interface sólido-líquido (n_i) e o somatório dos fluxos mássicos de todos os componentes, pode-se escrever:

$$y_i^{int} = \frac{n_i}{\sum_i n_i} = \frac{n_i}{\rho v_r} = y_i^l + \frac{j_i}{\rho v_r} = \epsilon y_i^l + (1 - \epsilon) y_i^s \quad (10)$$

Entretanto, tem-se que $j_i = \zeta_i (\langle \overline{y_i^l} \rangle - y_i^l)$ onde ζ_i é o coeficiente de transferência de massa do componente i . Deste modo, o balanço de massa toma a seguinte forma:

$$y_i^l + \frac{\zeta_i}{\rho v_r} (\langle \overline{y_i^l} \rangle - y_i^l) - \epsilon y_i^l - (1 - \epsilon) y_i^s = 0 \quad (11)$$

Analogamente à determinação do coeficiente de transferência de calor, os coeficientes de transferência de massa foram determinados através da seguinte correlação empírica, também sob a hipótese de regime turbulento, $Sh_i = 0,023 Re^{0,83} Sc_i^{0,44}$, onde Sh_i é o número de Sherwood para o componente i , Sc_i é o número de Schmidt para o componente i .

3.4.3. Sistema de Equações

Substituindo $y_i^l = (x_i M_i) / \sum_j x_j M_j$ e $y_i^s = (x_i K_i M_i) / \sum_j x_j K_j M_j$ nas equações de balanço de energia, Eq.(9), e de balanço de massa, Eq.(11), e utilizando o fato que as frações molares nas duas fases somam a um, obter-se-á um sistema de $(n+2)$ equações e $(n+2)$ incógnitas x_i , $i = 1, \dots, n$; ρv_r e T_p , conforme explicitado a seguir:

$$1 - \sum_{i=1}^n x_i = 0 \quad (12)$$

$$1 - \sum_{i=1}^n x_i K_i(T_p, x_i) = 0 \quad (13)$$

$$\left[U(T_p - T_a) - h(\langle \overline{T} \rangle - T_p) \right] \sum_j M_j x_j K_j - (1 - \epsilon)(\rho v_r) \sum_i L_i M_i x_i K_i = 0 \quad (14)$$

$$(\rho v_r) \frac{x_i M_i}{\sum_j x_j M_j} + \frac{\zeta_i M_i (\langle \overline{x_i} \rangle - x_i)}{\sum_j x_j M_j} - \epsilon (\rho v_r) \frac{x_i M_i}{\sum_j x_j M_j} - (1 - \epsilon) (\rho v_r) \frac{x_i K_i M_i}{\sum_j x_j K_j M_j} = 0$$

$i=1, \dots, n-1 \quad (15)$

4. ESQUEMA DE SOLUÇÃO NUMÉRICA

Baseado nas equações 12 a 15, foi possível estabelecer o seguinte esquema de solução numérica, válido para misturas de n componentes:

- a) incrementar o tempo $t + \Delta t$;
- b) **para cada volume de controle**,
 - b.1) calcular os coeficientes de transferência de calor, (U e h), e de massa (ζ_i);

b.2) resolver o sistema de $(n+2)$ equações e $(n+2)$ incógnitas formado pelas Eqs. (12), (13), (14) e (15), utilizando uma rotina que implementa o método de continuação homotópica (Lin *et al.*, 1987, Wayburn e Seader, 1987);

b.3) verificar a convergência da solução encontrada tendo em vista que o cálculo efetuado considera os valores de U , h , ζ_i , $\langle \bar{T} \rangle$ e $\langle \bar{x}_i \rangle$ como constantes ao longo da iteração. Caso a convergência não seja atingida, retornar a (b.1);

b.4) determinar a velocidade do fluido na saída da célula (Eq.(7)), a fração mássica do fluido na saída da célula (Eq.(6)) e a temperatura do fluido na saída da célula (Eq.(4));

b.5) a partir da Eq.(8), determinar a massa do sólido depositado e o raio da tubulação;

c) retornar ao item (a) até $t > t_s$, onde t_s é o tempo de simulação.

5. ANÁLISE DE RESULTADOS

Para efeito de simulação computacional admitir-se-á o caso básico de um óleo, com temperatura inicial de 303 K, escoando em uma tubulação de 1000 m de comprimento, com diâmetro interno de 0,30 m e externo de 0,32 m, a uma vazão de 500 m³/h, com velocidade uniforme na seção reta. A temperatura ambiente externa à tubulação é de 277 K. O fluido é constituído por uma mistura de dois pseudo-componentes com pesos moleculares de 215 e 530 g/mol e frações mássicas na entrada do tubo de 0,85 e 0,15, respectivamente. A condutividade térmica da tubulação é 54 W/(m.K) enquanto a do depósito sólido formado ao longo do escoamento é 0,134 W/(m.K). O calor específico C_p do fluido é 1920 J/(kg.K) e a fração porosa ε é 0,15. A convergência dos resultados simulados pelo modelo foi verificada em termos tanto da discretização espacial quanto da discretização temporal, conforme indicado pelas Figuras 1 e 2. Verifica-se, tendo como critério de convergência um erro relativo de 1% entre as aproximações sucessivas, que a convergência temporal é obtida para um intervalo de tempo de 1/2 h, e a convergência espacial atingida para um passo de 10 m. Com os passos determinados é possível proceder a uma análise do caso básico proposto, apresentando nas Figuras 3 a 6, o comportamento das variáveis do problema, oriundas do modelo termofluidodinâmico.

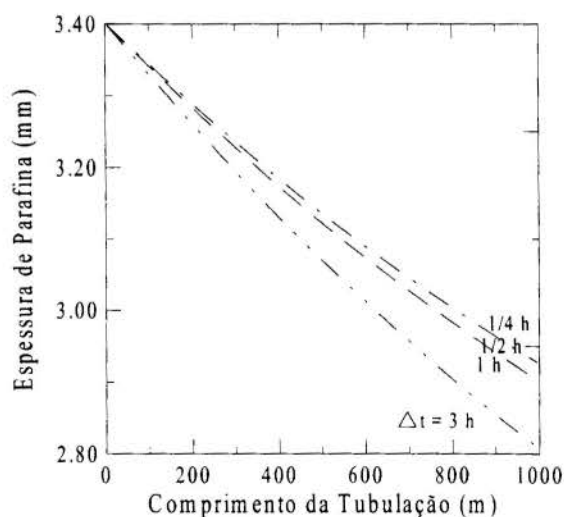


Figura 1: Convergência Temporal
($t_s = 10$ dias e $\Delta z = 10$ m).

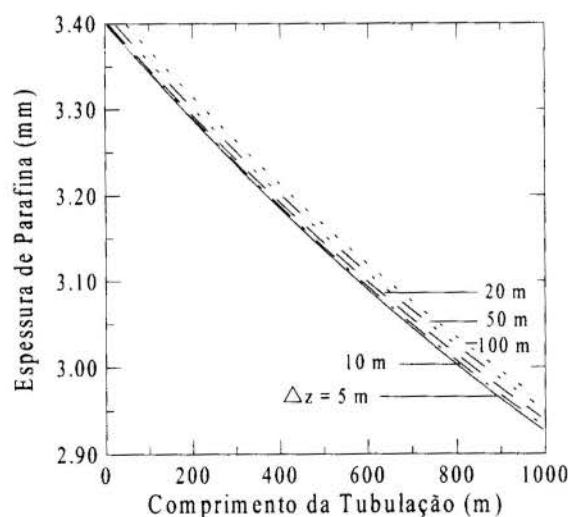


Figura 2: Convergência Espacial
($t_s = 10$ dias e $\Delta t = 1/2 \text{ h}$).

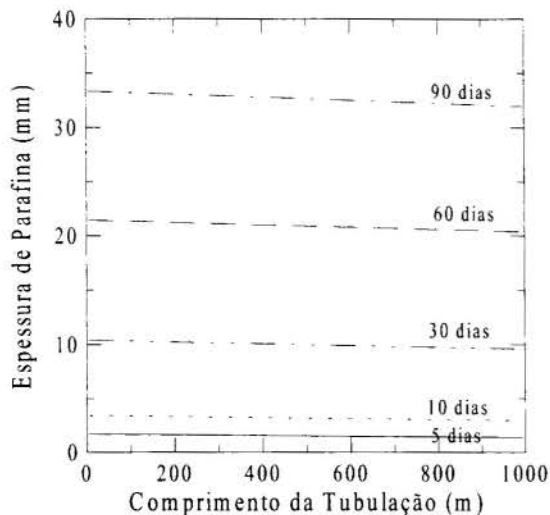


Figura 3: Evolução da espessura de depósito ao longo do tempo.

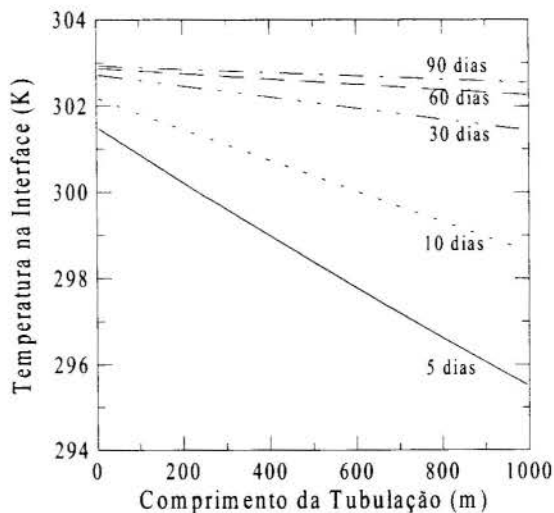


Figura 4: Comportamento da temperatura na interface ao longo do tempo.

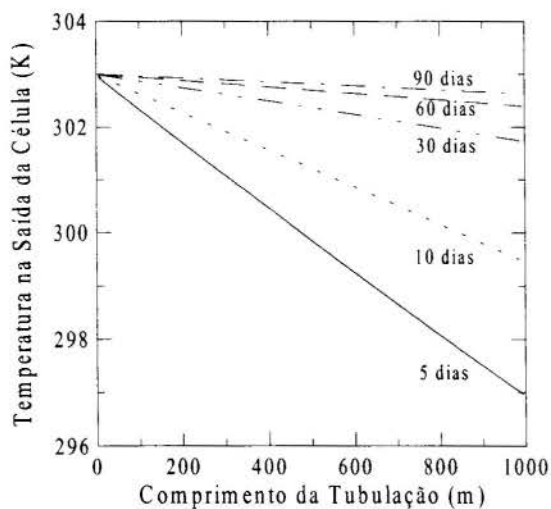


Figura 5: Comportamento da temperatura na saída da célula ao longo do tempo.

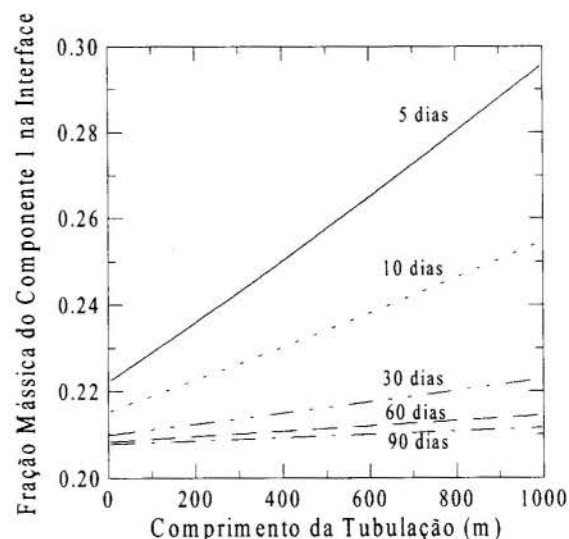


Figura 6: Comportamento da fração mássica do componente 1 na interface.

A Figura 3 mostra a evolução da espessura de depósito após 5, 10, 30, 60 e 90 dias de escoamento de petróleo. Comparando o resultado da espessura de parafina após 30 dias de escoamento obtido pelo modelo em questão com o apresentado no trabalho publicado por Svendsen (1993) verifica-se um comportamento semelhante no que tange a sua distribuição, muito embora os valores máximos difiram bastante entre os 5 mm, segundo aquele autor, e os aproximadamente 10 mm sugeridos pelo presente estudo. Certamente estas diferenças se devem às hipóteses simplificadoras adotadas em cada um dos modelos sobre o fenômeno de transferência de massa dos componentes da mistura entre a massa líquida e a interface sólido-líquido. Além disso, em cada um dos modelos termofluidodinâmicos foi adotado um modelo termodinâmico diferente, o que contribui também para a diferença dos resultados.

As Figuras 4 e 5 apresentam a evolução do comportamento das temperaturas na interface sólido-líquido e na saída das células, respectivamente. Nestas figuras pode-se notar que, com o passar do tempo, ocorre uma tendência das temperaturas na interface sólido-líquido e na saída das células permanecerem constantes ao longo da tubulação, o que ocorre devido ao isolamento térmico provocado pela deposição de parafina nas paredes do tubo. Na Figura 6,

verifica-se uma tendência da fração mássica do componente 1 ser constante ao longo de toda a tubulação com a evolução do tempo. Esta tendência, entretanto, não ocorre no início do processo em função da deposição do componente 2 (mais pesado) se dar preferencialmente na faixa inicial da tubulação.

6. CONCLUSÃO

O modelo termofluidodinâmico simplificado proposto atende às exigências para um cálculo expedito da distribuição da espessura de parafina ao longo de uma tubulação. O modelo depende de apenas um parâmetro, a fração de sólidos no depósito, que pode ser obtida experimentalmente. Os resultados são fisicamente coerentes, tanto no que se refere à distribuição de espessura de parafina quanto à distribuição de temperatura onde é importante destacar o comportamento praticamente constante na interface após uma fase inicial. Entretanto, determinadas hipóteses simplificadoras adotadas devem ser objeto de estudos posteriores de reavaliação, tal como a hipótese de escoamento pseudo-estacionário.

7. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem o apoio recebido do CNPq processo número 523268/96-3.

8. REFERÊNCIAS

- BURGER, E.D., PERKINS, T.K. & STRIEGLER, J.H. Studies of Wax Deposition in Trans Alaska Pipeline, *Journal of Petroleum Technol.*, pp.1075-1086, 1981.
- CHUNG, T.H Thermodynamic Modeling for Organic Solid Precipitation, *SPE*, paper 24851, 1992.
- HANSEN, J.H., FREDENSLUND, A., PEDERSEN, K.S. & RONNINGSEN, H.P A Thermodynamic Model for Predicting Wax Formation in Crude Oils, *AIChE J.*, Vol. 34, No. 12, pp. 1937-1942, 1988.
- LIN, W.J., SEADER, J.D. & WAYBURN, T.L. Computing Multiple Solutions to Systems of Interlinked Separation Columns, *AIChE J.*, Vol. 33, No. 6, pp. 886-897, 1987.
- MENDES, P.R.S. e BRAGA, S.L. Obstruction of Pipelines During the Flow of Waxy Crude Oils, *Journal of Fluids Engineering*, vol. 118, pp.1-7, 1996.
- PATANKAR, S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1980.
- SVENDSEN, J.A. Mathematical Modeling of Wax Deposition in Oil Pipeline Systems, *AIChE J.*, Vol. 39, No. 8, pp. 1377-1388, 1993.
- WAYBURN, T.L & SEADER, J.D. Homotopy Continuation Methods for Computer-aided Process Design, *Comput. Chem. Engineering*, Vol. 11, No. 1, pp. 7-25, 1987.

PAPER CODE: COB240

ANÁLISE DE SENSIBILIDADE APLICADA A AJUSTE DE HISTÓRICO DE PRODUÇÃO / SENSITIVITY ANALYSIS APPLIED TO HISTORY MATCHING

Paper Code: 240

Abstract

An important step towards a good reservoir characterization and therefore a good production prediction is obtained with history matching where the reservoir model is corrected until simulation results match observed data. Due to complex reservoir characteristics and high number of parameters, there is no fully automatic history matching model reported in the literature. However there are many techniques that can be used to improve the process. This work aims an automation of some of these techniques by creating indexes to facilitate some decisions and, mainly, by creating a methodology to make an automatic sensibility analysis to quantify the influence of some parameters in the matching process.

Keywords

Sensitivity Analysis, Reservoir Simulation, History Matching, Parallel Computing.

Análise de Sensibilidade, Simulação de Reservatórios, Ajuste de Histórico, Computação Paralela.

1. INTRODUÇÃO

Este trabalho visa apresentar uma metodologia para auxiliar o engenheiro na busca de uma melhor caracterização de reservatórios petrolíferos. No início da exploração de um campo de petróleo, a falta de dados do campo dificulta a criação de um modelo que represente o reservatório, pois muitos parâmetros têm que ser estimados. A técnica mais utilizada para conferir a caracterização deste modelo e tornar possível a previsão de produção é o ajuste de histórico de produção onde, o modelo que representa o reservatório é submetido a simulação de fluxo e a resposta obtida é comparada com as curvas reais das funções pressão e produção. Se o modelo reproduzir bem as curvas reais, pode-se utilizar este modelo para fazer previsões para tempos maiores.

Normalmente existem dois grupos de dados disponíveis para o ajuste de histórico que são (1) pressão e (2) produção de fluidos (óleo, água e gás), tanto para o campo quanto para poços individuais. Portanto, estas serão as funções (ou curvas) reais que serão utilizadas para identificar a qualidade do ajuste.

O procedimento de ajuste é normalmente dividido em: ajuste de pressões, ajuste de produções, e ajuste dos índices de produtividade dos poços. Ao se atingir um ajuste razoável da pressão média ao longo do tempo prossegue-se com o ajuste das produções. Entretanto

como pressão e produção estão diretamente relacionados são necessárias algumas iterações entre os dois até que se atinja a precisão desejada. Isto é feito primeiro para o campo todo e depois para os poços individualmente.

Existem algumas regras e procedimentos que podem ser seguidas para se fazer um ajuste de histórico. Entretanto, deve-se ressaltar que são muitas as alternativas a serem seguidas considerando o número de parâmetros a serem ajustados. Dessa forma, tornam-se sempre necessárias claras definições do objetivo desejado no ajuste e das etapas a serem seguidas para atingir este objetivo. É nesse ponto que a análise de sensibilidade se torna importante. Através da criação de alguns índices, este trabalho procura criar uma metodologia para facilitar o processo de ajuste. Essa metodologia é fundamental para que o ajuste seja mais automático, diminuindo o tempo total do processo.

Muitos trabalhos já foram realizados na busca de criar métodos de ajuste automático de histórico, mas estes métodos estão sujeitos a tantas limitações que muitas vezes os tornam menos eficientes que o processo realizado por um engenheiro já familiarizado com o reservatório, seguindo a técnica de tentativa e erro.

Para reduzir estas limitações deve-se buscar melhoria dos principais componentes envolvidos nos algoritmos de ajuste automático de histórico. Dentre estes componentes estão o potencial computacional e a automatização de tarefas menores no processo de ajuste tais como métodos de otimização para escolha de parâmetros e análise de sensibilidade.

2. DIVIDINDO O PROCESSO EM ETAPAS

As dificuldades de se criar um algoritmo de ajuste automático também estão relacionadas com a dificuldade de otimizar o valor do grande número de parâmetros envolvidos no ajuste, principalmente se as heterogeneidades destes parâmetros tiverem de ser consideradas. Uma alternativa possível para auxiliar o engenheiro no processo de ajuste de histórico é dividir o processo em etapas, como proposto por Thomas (1992), e otimizar algumas destas etapas. O autor separa os dados de reservatório de maior e menor confiabilidade e destaca algumas considerações básicas na engenharia de reservatório que auxiliam na tomada de decisões para uma nova rodada do simulador na busca de um ajuste de histórico.

Desta forma, considerando que o ajuste automático de histórico é praticamente inviável, uma alternativa para criar ferramentas que auxiliem no ajuste de histórico é dividir o ajuste em partes e otimizar cada uma destas partes. A idéia pode ser utilizada para fazer um programa de computador com vários módulos, um para cada etapa do ajuste. Uma das etapas mais importantes é a análise de sensibilidade dos parâmetros do reservatório, que é o objetivo principal deste trabalho. Uma análise de sensibilidade completa dos parâmetros do reservatório é uma ferramenta fundamental para um bom ajuste, seja manual ou automático. A análise de sensibilidade é feita escolhendo um grupo de parâmetros do reservatório e quantificando a influência da modificação de cada parâmetro na resposta da simulação.

3. ANÁLISE DE SENSIBILIDADE

Embora o conceito de análise de sensibilidade seja simples, existem várias alternativas para a definição e construção de índices que indiquem o quanto cada propriedade influencia o ajuste. Algumas das decisões a serem tomadas para a criação desses índices são:

- Qual a função objetivo que representa a qualidade do ajuste?
- Como medir as alterações da função objetivo?
- Quanto variar cada parâmetro para calcular o índice de sensibilidade?

- Qual a região considerada para cada propriedade?
- Quais resultados da análise de sensibilidade são os mais importantes e como torná-los disponíveis ao usuário do programa?

O objetivo do estudo de sensibilidade é identificar parâmetros que, quando modificados isoladamente no modelo, causam significativas alterações nestas curvas resultantes das simulações. Com esta análise pode-se identificar os melhores parâmetros para iniciar o ajuste, saber o sentido de variação destes parâmetros que aproximam a resposta do modelo das curvas reais, saber a influência da modificação de um parâmetro nas diversas funções que se deseja ajustar (para que se possa ajustá-los simultaneamente) e, a partir da identificação de algumas características das curvas geradas com a modificação dos parâmetros, sugerir quais parâmetros modificar para aproximar as curvas simuladas das curvas reais.

Na criação dos índices de sensibilidade, é necessário relacionar as curvas criadas a partir da modificação dos parâmetros com as curvas que caracterizam o modelo inicial do reservatório e também com as curvas de dados observados no campo. Para diferenciar estas três curvas em uma mesma F_o (função objetivo), elas são chamadas de modificada, base e real respectivamente.

Na análise de sensibilidade, deseja-se comparar as alterações de uma F_o causada pela alteração dos parâmetros do reservatório. A sensibilidade pode ser expressa por:

$$S = \frac{\partial F_o}{\partial p_j} \approx \frac{\Delta F_o}{\Delta p_j} \quad (1)$$

onde p_j são os parâmetros do reservatório.

Para aplicar essa fórmula ao problema estudado surgem duas perguntas. (1) como quantificar as alterações das F_o e (2) como comparar a sensibilidade aplicando essa fórmula a parâmetros diferentes, uma vez que as unidades e a incerteza desses parâmetros são diferentes. A proposta deste trabalho para a primeira dificuldade é a criação de índices que serão explicados na próxima seção. Para a segunda, a proposta é a adimensionalização do denominador da Equação (1) através da variação dos parâmetros p_j até os seus limites de incerteza. Quando não se tem conhecimento dos limites de incerteza, uma alternativa é fixar um percentual de variação dos parâmetros, estabelecendo assim limites mínimos e máximos para todos os parâmetros. As vantagens de se usar esses limites estão descritas em Machado(1997), e faz com que a incerteza dos parâmetros seja incorporada nos índices obtidos.

4. ESCOLHA DO SENTIDO IDEAL DE VARIAÇÃO DO PARÂMETRO

Os resultados de vários casos mostrou que a sensibilidade é diferente quando os parâmetros são variados para os limites máximo e mínimo, são necessárias duas simulações para cada parâmetro incluído na análise de sensibilidade. Essa variação nos dois sentidos de variação do parâmetro, também traz outro tipo de informação importante no ajuste que é o sentido de variação do parâmetro que aproxima a curva modificada da curva real.

Uma das possibilidades na identificação do sentido ideal de variação do parâmetro é a visualização dos gráficos das duas F_o com as diversas curvas criadas através de modificações dos parâmetros no arquivo da rodada base, a curva gerada pela rodada base e a curva real. Na Figura (1) podem ser observadas as curvas, F_{op} (pressão) e na F_{ov} (vazão) de todos os parâmetros considerados na análise, variados para os seus limites superior e inferior, assim como a curva base e real. Na legenda dos gráficos deste trabalho, as curvas serão nomeadas pelo parâmetro que foi alterado seguido do valor pelo qual este parâmetro foi multiplicado.

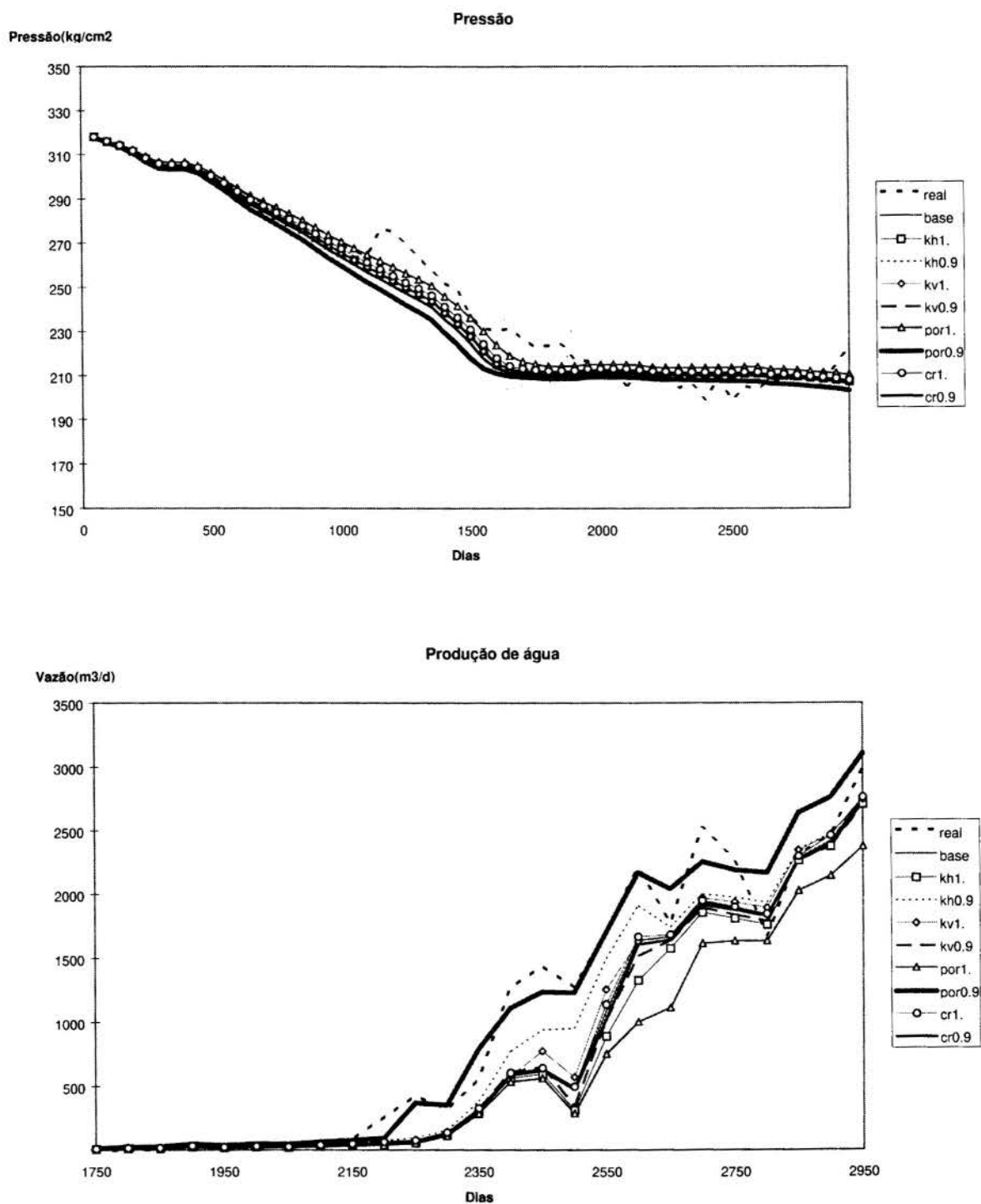


Figura 1: Efeitos da variação dos parâmetros nas F_{o_p} e F_{o_v} .

A escolha do sentido que mais aproxima a curva modificada da curva real é feito identificando-se primeiro se a curva base está abaixo ou acima da curva real através do sinal do índice de posição da curva simulada base em relação à curva real:

$$IP(\text{posição}) = \int_0^t (Fo_{\text{simulada}} - Fo_{\text{real}}) \times dt \cong \sum_{k=1}^{Nt} (Fo_{k\text{ simulada}} - Fo_{k\text{ real}}) \times dt \quad (2)$$

onde dt é o passo de tempo, t é o tempo total de simulação, k é o índice de intervalo de tempo de simulação, Nt é o número de intervalos de tempo necessários para atingir o tempo t , $Fo_{k\text{ simulada}}$ é o valor da função objetivo de pressão ou produção relativo ao índice k e $Fo_{k\text{ real}}$ é o valor da Fo de pressão ou produção da curva real relativo ao índice k .

Aplicando o mesmo índice para as curvas simuladas modificadas pode-se saber se uma das curvas modificadas trocou de posição em relação a curva real. Se o índice de posição de uma das curvas simuladas modificadas tiver sinal contrário ao índice de posição da curva simulada base é sinal que a curva simulada modificada trocou de posição em relação a curva real e portanto a variação do parâmetro no sentido que gerou esta curva, indica o sentido de variação do parâmetro que aproxima a curva base da curva real.

Se nenhuma das duas curvas modificadas trocou de sinal em relação a curva real, a curva que estiver mais próxima da curva real indicará o sentido de variação do parâmetro que aproxima a curva base da curva real. Para avaliar a proximidade de uma curva gerada pela modificação de um parâmetro e a curva real, será utilizada a fórmula:

$$IA(\text{afastamento}) = \int_0^t |Fo_{\text{simulada}} - Fo_{\text{real}}| \times dt \cong \sum_{k=1}^{Nt} |Fo_{k\text{ simulada}} - Fo_{k\text{ real}}| \times dt \quad (3)$$

A Figura 2 mostra um exemplo dos índices de afastamento criados acima normalizados pelo maior valor destes índices em cada gráfico. As barras do lado direito representam as simulações quando o parâmetro é variado para o limite superior e as do lado esquerdo as simulações quando o parâmetro é variado para seu limite inferior. As barras escuras indicam o sentido que aproxima a curva base da curva real. Com um gráfico deste tipo pode-se perceber quais as propriedades que causam contribuições positivas em ambas as Fo , e quais causam contribuições contrárias, para que se modifique parâmetros que aproximam simultaneamente todas as Fo que se deseja ajustar. Na Figura 2, “ kh ” é a permeabilidade horizontal do reservatório, “ kv ” é a permeabilidade vertical, “ por ” é a porosidade e “ cr ” é a compressibilidade da rocha.

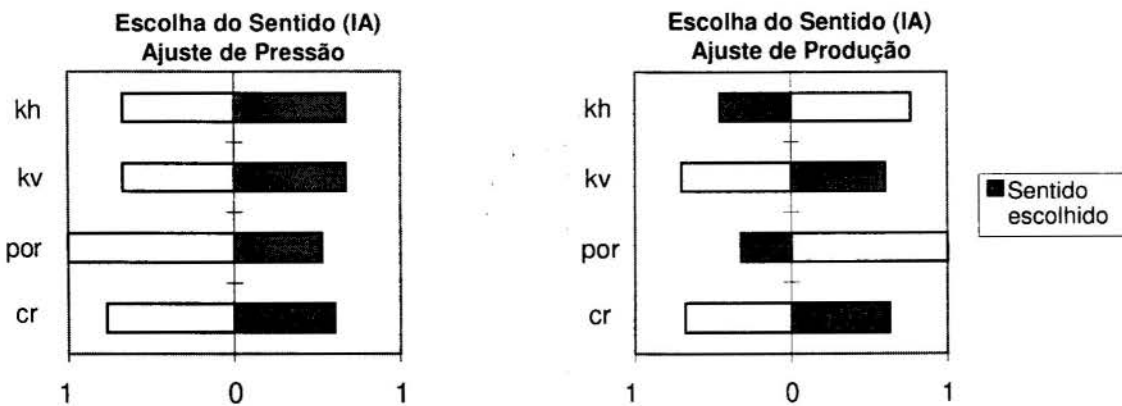


Figura 2: IA para uma variação diferenciada nos parâmetros

5. ÍNDICE DE SENSIBILIDADE

Outra informação importante para o ajuste de histórico é a sensibilidade da Fo em relação a uma variação dos parâmetros. A identificação do parâmetro que mais altera a Fo é importante porque deve-se iniciar um ajuste modificando antes os parâmetros que tem maior

influência no ajuste. A proposta deste trabalho é deixar as alterações de parâmetros que influenciam menos a F_o para uma etapa posterior, chamada de ajuste fino.

A sensibilidade será medida comparando as alterações da F_o com relação à curva base. As alterações serão quantificadas por um critério de afastamento da curva modificada em relação à curva base, ou índice de sensibilidade:

$$IS = \sum_{k=1}^{N_t} |F_{o_{k \text{ simulada}}} - F_{o_{k \text{ base}}}| \times dt \quad (4)$$

6. RESULTADOS

Os exemplos mostrados neste trabalho foram obtidos através de uma aplicação para um campo real cuja descrição está em Machado(1997), onde os limites de incerteza dos parâmetros são conhecidos. Em todos os gráficos as legendas mostram a curva base, a curva real e as curvas com os parâmetros modificados. Os parâmetros são modificados multiplicando o parâmetro pelo valor do lado direito do nome do parâmetro na legenda.

As informações são organizadas da seguinte forma. Primeiro identifica-se o sentido ideal de variação do parâmetro em cada F_o (gráficos de escolha do sentido) através de IP e IA. O próximo passo é a escolha do parâmetro a ser alterado e isso depende do tipo de ajuste realizado. Recomenda-se, para um ajuste grosseiro, que seja utilizado o parâmetro mais sensível. Para um ajuste mais refinado, deve-se verificar quais os parâmetros que apresentam o mesmo sentido ideal de variação nas duas F_o e os que apresentam sentidos opostos de variação (também nos gráficos de escolha do sentido). Entre os parâmetros que apresentarem o mesmo sentido de variação nas duas F_o o parâmetro ideal a ser modificado é o mais sensível (gráficos de IS). Entre os parâmetros que apresentam sentidos opostos de variação, deve-se descartar da análise o parâmetro que causar uma variação contrária e significativa nas duas funções que se deseja ajustar.

6.1 Variação dos parâmetros de acordo com os limites de incerteza.

Os gráficos da Figura (3) são usados para uma análise onde se conhecem os limites das faixas de variação dos parâmetros. Neste item, considera-se os limites de incerteza das permeabilidades vertical e horizontal em 50%, os limites da porosidade em 20% e os limites da compressibilidade da rocha em 10%.

A Figura (4) mostra, para cada propriedade, o índice de afastamento da curva modificada em relação a real e destaca o sentido que aproxima as duas curvas. Os parâmetros permeabilidade vertical (k_v) e compressibilidade da rocha (c_r) apresentam contribuições favoráveis ao ajuste das duas funções, quando variados para o limite superior. O parâmetro porosidade (por) e permeabilidade horizontal (k_h) apresentam uma contribuição contrária nas duas funções onde se deseja obter o ajuste, pois quando variados para o limite superior, que é o sentido ideal de variação dos dois parâmetros para o ajuste de pressão, irá afastar a curva de produção da curva real.

Outro ponto importante é que nem sempre a curva mais próxima da real determina o sentido de variação. Isso acontece porque o sentido ideal de variação do parâmetro deve ser indicado pela curva que, partindo da curva base, caminha no sentido da curva real. O parâmetro (k_h), por exemplo, tem o sentido escolhido com a diminuição do valor do parâmetro, no ajuste de produção, enquanto que a curva mais próxima da real é obtida com um aumento deste parâmetro (Figura (4)).

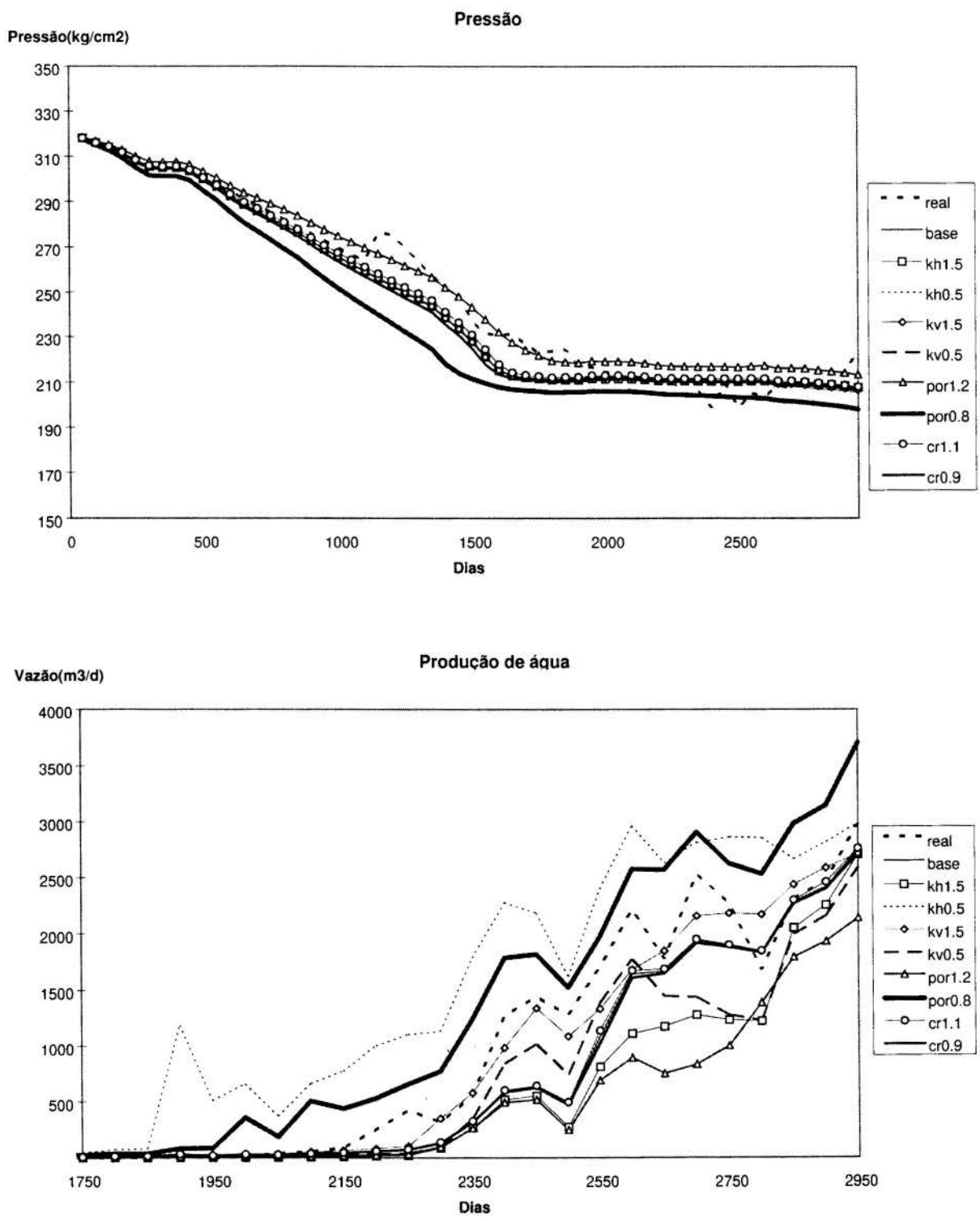


Figura 3: Curvas de pressão e vazão de água para uma variação diferenciada nos parâmetros

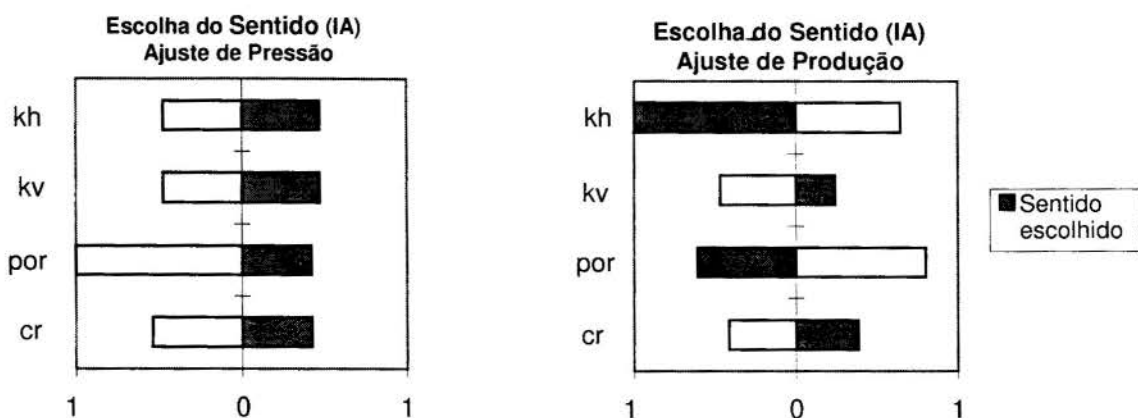


Figura 4: IA de pressão e produção para uma variação diferenciada nos parâmetros

6.2 Ajuste de pressão

Na Figura (5) verifica-se que, entre os parâmetros que apresentam contribuições positivas no ajustes das duas funções (“cr” e “kv”), “cr” é o mais sensível, e modifica pouco a F_o de produção, portanto é um bom parâmetro a ser alterado para o ajuste de pressão. O parâmetro “kv” não deve ser alterado neste ajuste por ser pouco sensível ao ajuste de pressão. Entre os parâmetros com contribuição contrária (“por” e “kh”), a porosidade apresenta uma contribuição muito significativa nas duas F_o e em sentidos contrários e portanto só deve ser alterada num ajuste grosseiro (pressão e produção), uma vez que sua modificação aproximaria do ajuste uma das curvas, mas afastaria muito a outra. Quanto a “kh”, percebe-se que esse parâmetro altera pouco a curva de pressão e, portanto, não deve ser alterado neste ajuste.

6.3 Ajuste de produção

Entre os parâmetros que apresentam contribuições positivas no ajustes das duas funções (“cr” e “kv”), a modificação de “cr” é pouco sensível ao ajuste de produção portanto não é um bom parâmetro a ser alterado. Por outro lado “kv” é mais sensível que “cr”, e modifica pouco a F_o de pressão, portanto é um bom parâmetro a ser alterado para esse ajuste.

Entre os parâmetros com contribuição contrária, a “kh” é o parâmetro mais sensível ao ajuste de produção e pouco sensível ao ajuste de pressão como mostra a Figura (5). Portanto, mesmo tendo uma contribuição negativa no ajuste de pressão quando variado para o limite inferior, é outro bom parâmetro a ser modificado para o ajuste de produção. O parâmetro “por”, que também apresenta contribuição contrária nas duas F_o não deve ser modificada.

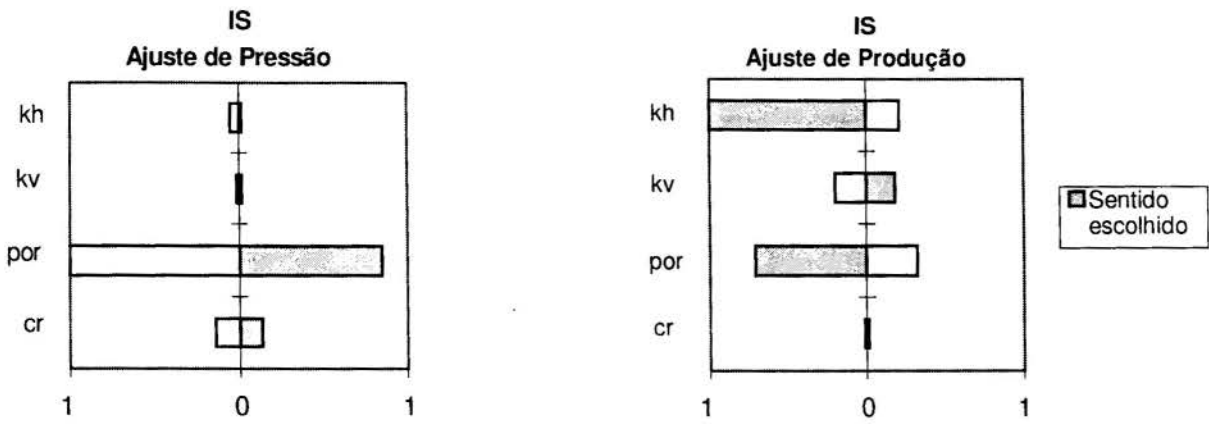


Figura 5: IS de pressão e produção para uma variação diferenciada nos parâmetros

6.4 Comentários

A análise realizada nesta seção, além das informações já descritas, é importante pois indica que o ajuste pode ser obtido com a variação dos parâmetros escolhidos e dentro do limite de incerteza destes parâmetros. Isso pode ser observado principalmente para os parâmetros porosidade e permeabilidade horizontal, onde a partir de variações nos parâmetros escolhidos, a curva simulada passa a ter posição contrária à curva base em relação a curva real. Essa seria uma informação importante para o programa de otimização que procura determinar o valor dos parâmetros que melhor ajustam a produção, por exemplo, pois pode se concluir que existe um valor dentro desse intervalo que minimiza a distância entre as curvas simulada e real (Vargas(1997)).

A obtenção desses índices pode ser feita em duas etapas. Na primeira, pode-se analisar a produção de todo o campo e na segunda, pode-se trabalhar com regiões próximas aos poços e usar índices para poços com ajuste mais difícil. A análise por regiões pode ser feita também no ajuste global do campo; neste caso pode-se tratar uma propriedade como parâmetros diferentes em diferentes regiões.

Maior flexibilidade é conseguida quando os parâmetros analisados podem ser qualquer característica do modelo de simulação. Parâmetros podem ser propriedades em regiões específicas da malha, propriedades de fluidos ou rochas, inclinação ou pontos terminais de curvas, modificadores de propriedades, dentre outros.

As vantagens da paralelização das simulações necessárias nesse processo são muito grandes pois reduzem bastante o tempo de todo o processo. Mais detalhes sobre essas vantagens podem ser encontradas em Schiozer e Sousa (1997).

7. CONCLUSÕES

Os índices criados neste trabalho facilitam muito o processo de ajuste de histórico porque identificam: (1) o sentido ideal de variação dos parâmetros, (2) a proximidade da curva simulada em relação a curva real, (3) os parâmetros que com um determinado sentido de variação têm contribuição positiva nas F_o , (4) caso existam parâmetros que contribuam de forma contrária nas duas F_o , os índices indicam se a contribuição negativa em uma das F_o é significativa ou não, e (5) a sensibilidade dos parâmetros, indicando os parâmetros ideais para se iniciar o ajuste.

A criação dos índices possibilita a automatização de partes do ajuste, uma vez que com os índices podem ser criados programas que eliminem informações desnecessárias e filtrem

informações importantes para o usuário. A obtenção destes índices pode ser feita para cada etapa do ajuste com a Fo, os parâmetros e regiões adequados.

As sensibilidades podem ser calculadas através de uma variação nos parâmetros e se essas variações são até os limites de incerteza dos parâmetros, muitas informações úteis podem ser tiradas dos índices criados neste trabalho. O índice de sensibilidade (IS) mede o grau de variação da curva simulada obtida com a alteração de um parâmetro. Este índice é obtido através da comparação da curva simulada com a curva base. Para um ajuste grosseiro, deve-se alterar o parâmetro com o maior IS. Para um ajuste fino, deve-se observar a influência no IS de cada função objetivo para se fazer a escolha.

O índice de afastamento (IA) é obtido através da comparação de curva simulada com a real. Este índice contém informações de proximidade destas curvas e, portanto, do sentido que o parâmetro deve ser alterado para melhorar o ajuste.

REFERÊNCIAS

G. W. Thomas & Associates Walton-on Thames: **“History Matching and Other Frustrations”**, Outubro 1992.

Cuervo, Carlos H. V. : **“Otimização do Cálculo de Parâmetros no Processo de Ajuste de Histórico de Produção usando PVM”**, UNICAMP, Tese de mestrado em Engenharia de Petróleo, UNICAMP, 1997.

Machado, A. A. V. : **“Análise de Sensibilidade Aplicada a Ajuste de Histórico de Produção”**, UNICAMP, Tese de mestrado em Engenharia de Petróleo, UNICAMP, 1997.

Schiozer, D. J. e Souza, S.H.: **“Use of External Parallelization to Improve History Matching”**, SPE39062, V LACPEC, Rio de Janeiro, 1997.

PAPER CODE: COB241

PARALELIZAÇÃO EXTERNA DE SIMULADORES NUMÉRICOS DE PETRÓLEO / EXTERNAL PARALLELIZATION OF NUMERICAL PETROLEUM SIMULATORS

SERGIO HENRIQUE GUERRA DE SOUSA & DENIS JOSÉ SCHIOZER

Caixa Postal 6122 – Departamento de Engenharia de Petróleo, Faculdade de Engenharia Mecânica – UNICAMP – CEP 13083-970 – Campinas – São Paulo – Brasil – E-mails: shgs@dep.fem.unicamp.br & denis@dep.fem.unicamp.br

Abstract

One of the most important steps of petroleum reservoir characterization is history matching which requires several simulations to adjust the reservoir model. External parallelization of reservoir simulators is an important tool in the automation of this type of methodology where simulations can be distributed to a network of workstations, significantly reducing the total execution time. This work shows (1) the importance and the advantages of external parallelization in CPU intensive applications and (2) a routine (MPS) that was developed to distribute the runs over a network of workstations using the software PVM (Parallel Virtual Machine). Results are shown for three different networks, varying the number of simulations and workstations. There is a great number of applications of this technique in reservoir simulation. Any application which requires several simulations can benefit from external parallelization. A routine to manage all simulations is very important to make the best use of a network.

Keywords

External parallel computing, PVM, parallelization, Black-Oil reservoir simulation, computação paralela externa, paralelização, simulação de reservatórios de petróleo.

1. INTRODUÇÃO

O computador é uma das principais ferramentas do engenheiro na solução de problemas do dia a dia. A facilidade de se implementar modelos matemáticos no computador usando uma linguagem de programação de alto nível tem levado os engenheiros a estudar problemas cada vez mais complexos. Nem sempre se conhece um algoritmo que seja “eficiente” para todas as instâncias de um certo problema. A “eficiência” de um algoritmo geralmente é medida pelo seu comportamento assintótico relativo ao tamanho do problema (Cormen, 1990). Alguns algoritmos demandam muito tempo e usam muitos recursos computacionais para chegar a um resultado. Se um algoritmo melhor não é conhecido ou se o algoritmo é implementado por um programa comercial que foi adquirido, deve-se recorrer a outros métodos para melhorar o desempenho. Um desses métodos é a computação paralela.

2. PARALELISMO EXTERNO

A idéia por trás do paralelismo é dividir a tarefa principal em sub-tarefas que são executadas simultaneamente em processadores diferentes. Dependendo da granularidade de cada sub-tarefa, a dependência é maior da velocidade de comunicação entre as sub-tarefas. O paralelismo interno se dá quando o código de um programa é dividido em rotinas capazes de se

rem executadas simultaneamente em um computador multiprocessado e isso requer uma velocidade de comunicação muito grande para ser eficiente. O paralelismo externo é obtido distribuindo-se tarefas inteiras (sem modificação do código), por exemplo, simuladores comerciais, para máquinas (processadores) diferentes interconectadas por uma rede. Essas tarefas devem ser independentes para que a execução possa ser simultânea.

O PVM (PVM), *Parallel Virtual Machine*, é um pacote de software distribuído livremente na Internet que permite que um conjunto de estações numa rede seja tratada como uma grande máquina virtual com diversos processadores. O PVM obtém o paralelismo externo pondo uma camada de software sobre os protocolos padrão de comunicação da rede para gerenciar o envio de processos para suas máquinas. O PVM é fornecido como um conjunto de funções agrupadas em uma biblioteca para ser *ligada* com códigos fonte gerados na linguagem C/C++ ou FORTRAN.

2.1 Vantagens e Desvantagens do Paralelismo Externo

Uma das maiores vantagens do uso do paralelismo externo em relação ao paralelismo interno é seu baixo custo. A maioria dos institutos de pesquisa já conta com uma rede (possivelmente heterogênea) de computadores de modo que nenhum investimento extra em hardware é necessário. Além disso, para fazer uso do paralelismo suportado pela máquina é necessário desenvolver programas paralelos ao nível do código, o que pode exigir mais gastos em treinamento dos programadores da rede. Outra vantagem do paralelismo externo é que programas não paralelos têm um ciclo de desenvolvimento mais curto.

O paralelismo interno, por sua vez, tem como fortes aliados a velocidade e a eficiência. Os processadores de um ambiente multiprocessado estão ligados por um barramento interno cuja velocidade de comunicação é da ordem de 10^{-9} segundos enquanto a velocidade nominal de comunicação numa rede local típica (padrão Ethernet) é da ordem de 10^{-7} segundos, ou seja, 100 vezes mais lento que os barramentos locais, isto sem contar com a sobrecarga imposta pelo empacotamento e posterior desempacotamento das mensagens trocadas pela rede - para maiores detalhes sobre protocolos de comunicação de redes, é sugerida a leitura de (Tanenbaum, 1989). Por este motivo, o tempo de comunicação é um fator que pode se tornar crítico na paralelização externa se o tempo de processamento numa máquina não for muito maior que o tempo destinado à comunicação entre os processos paralelos.

3. O PROGRAMA MPS - MÓDULO DE PARALELIZAÇÃO DE SIMULADORES

O MPS foi desenvolvido com o objetivo de gerenciar eficientemente um grande número de simulações de reservatórios de petróleo gerado por problemas de ajuste de histórico de produção e de otimização de reservatórios como é mostrado em (Schiozer, 1997) e (Ouenes, 1995). Estes problemas geram simulações com duas importantes propriedades: (1) as simulações são independentes entre si e (2) cada simulação leva muito mais tempo que o tempo de comunicação entre os processos. O MPS usa um simulador comercial para fazer as simulações e é modelado conforme mostrado no esquema da Figura (1).

O MPS roda a partir de uma das estações da rede (que pode ser heterogênea) e possui uma fila de processos que devem ser distribuídos para as diversas estações da rede. Ao final da simulação de cada processo, a entrada correspondente da fila de execução é removida. O processo como um todo termina quando a fila de processos estiver vazia. Cada entrada na fila de processos corresponde a um arquivo de entrada para o simulador a ser utilizado. Vê-se no modelo que o MPS é genérico o suficiente para ser usado com qualquer aplicação cuja entrada de dados seja feita através de um arquivo.

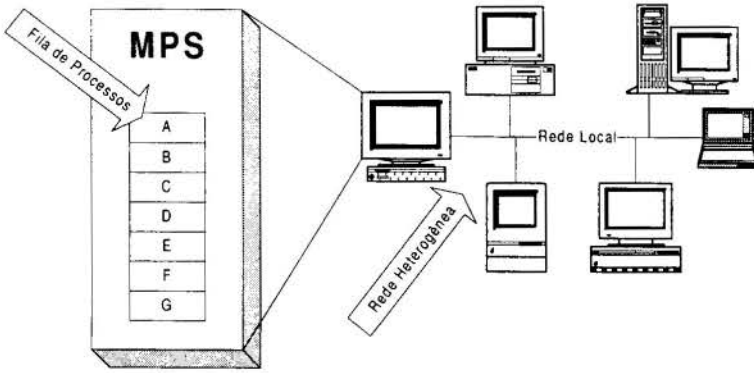


Figura 1: Modelo de execução do MPS

diferentes tendem a ter performances diferentes. Em certas situações enviar um novo processo para uma máquina lenta que esteja livre pode ser mais demorado que aguardar uma máquina mais rápida desocupar e enviar o processo para esta máquina; (3) alguns simuladores possuem um número limitado de licenças, não permitindo que novas instâncias sejam criadas uma vez que este limite é atingido (o programa deve ser capaz de recuperar-se de situações deste tipo); (4) pode ser que uma das máquinas da rede que estava rodando processos de simulação falhe provocando a perda de processos (algum mecanismo deve ser idealizado para detectar e corrigir este tipo de erro); (5) uma estação da máquina virtual pode estar tão carregada com processos externos ao MPS que as tentativas de mandar processos de simulação para a máquina falham por falta de memória (esta situação de erro também deve ser detectada e corrigida).

3.1 Conceitos e Nomenclatura Utilizados pelo MPS

Nas análises a seguir, o termo *tempo de execução serial* refere-se ao tempo necessário para simular um conjunto de arquivos de entrada padrão para o simulador alvo de maneira estritamente serial. O tempo de execução medido é o tempo total de execução (*wall clock time*) ao invés do tempo de CPU uma vez que o tempo total de execução é o tempo que um usuário tem que esperar depois de disparar uma instância do MPS.

Cada estação presente na rede que faz parte da máquina virtual utilizada pelo MPS é denominada *host*. O conceito de *velocidades relativas* entre *hosts* foi introduzido para auxiliar a decisão sobre para qual *host* um processo na fila de execução deve ser enviado. A *velocidade relativa* é um valor que pode variar de 0 a 1 e é fixado em 1 para o *host* mais rápido da máquina virtual. As demais *velocidades relativas* são uma fração da velocidade do *host* mais rápido.

Como normalmente uma estação pode rodar mais de uma simulação por vez, a definição de *velocidade relativa* foi estendida para ser aplicada a um número arbitrário de simulações em um *host*. Suponha que o *host* mais rápido leva S_1 segundos para processar uma simulação padrão e S_2 segundos para processar duas simulações padrão. Suponha também que um outro *host* leve, respectivamente, T_1 e T_2 segundos para rodar uma e duas simulações padrão. Assim, a velocidade relativa de duas simulações padrão neste último *host* é dado por:

$$v = \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \times \left(\frac{S_1}{T_1} \right) = \frac{S_1}{T_2} \quad (1)$$

ou seja, as *velocidades relativas* estendidas são calculadas comparando-se o tempo obtido com o tempo serial da própria máquina e em seguida com o tempo serial da máquina mais rápida.

Cada instância de simulação que um *host* pode executar é chamada de *célula de execução*, ou simplesmente *célula*. Antes de poder ser usado numa rede o MPS precisa ser configurado pelo programa de instalação. Este programa irá calcular *velocidades relativas* para as células das máquinas da rede que farão parte da máquina virtual do MPS, conforme a fórmula mostrada na Equação (1) e também irá determinar o número máximo de células que cada *host* suporta. O MPS fixa um número máximo para o número de *células* de um *host* para permitir a “reserva” de parte da capacidade de processamento da rede para programas externos ao MPS. Todos esses dados, e mais alguns, são armazenados num arquivo de configuração que é lido pelo MPS a cada nova execução.

É importante citar que se um *host* possui mais que uma instância do simulador rodando num dado instante (cada instância alocada para uma *célula de execução*), essas instâncias serão processos concorrentes na CPU do *host* de modo que a ordem de execução dos processos está condicionada ao algoritmo de escalonamento interno do sistema operacional do *host* e não é mais controlada pelo MPS.

3.2 O Algoritmo do MPS

Durante sua inicialização o MPS lê o arquivo de configuração mencionado no item anterior e um arquivo de entrada gerado pelo usuário (um usuário comum ou um programa que faça uso do MPS). Este arquivo de entrada contém as seguintes informações: (1) quais máquinas farão parte da máquina virtual do MPS, (2) qual simulador deve ser utilizado (o MPS dá suporte a mais de um simulador), (3) quais são os arquivos de entrada para o simulador escolhido e (4) o valor do *tempo de espera* do MPS (que será explicado adiante). Cada um dos processos é então colocado na fila de execução e o processo de simulação passa a seguir o algoritmo descrito no fluxograma a seguir.

Como mostra o fluxograma da Figura (2), o MPS lança processos para *células de execução* desalocadas enquanto isto for vantajoso. Esta decisão é baseada no número de processos restantes na fila de execução e nas *velocidades relativas* das *células* livres (desalocadas). Suponha que em um dado instante existem n processos na fila de execução. A seguinte expressão é avaliada:

$$\frac{V_{MAX}}{V_C \times (n-1)} \leq 1 \quad (2)$$

onde V_{MAX} é a maior *velocidade relativa* disponível na máquina virtual e V_C é a maior *velocidade relativa* entre as *células* desalocadas. Se a expressão acima for verdadeira, isto significa que mesmo que os $n-1$ processos restantes fossem enviados seqüencialmente para a célula mais rápida na máquina virtual, isto levaria mais tempo que a simulação do processo na célula em questão. Neste caso vale a pena enviar o processo para esta célula, caso contrário é mais vantajoso esperar uma célula mais rápida desocupar e então enviar o processo para esta célula.

3.3 Lidando com Erros de Execução

O algoritmo mostrado no fluxograma acima não inclui diversas verificações de integridade da máquina virtual que pode estar comprometida por erros provocados por instabilidades

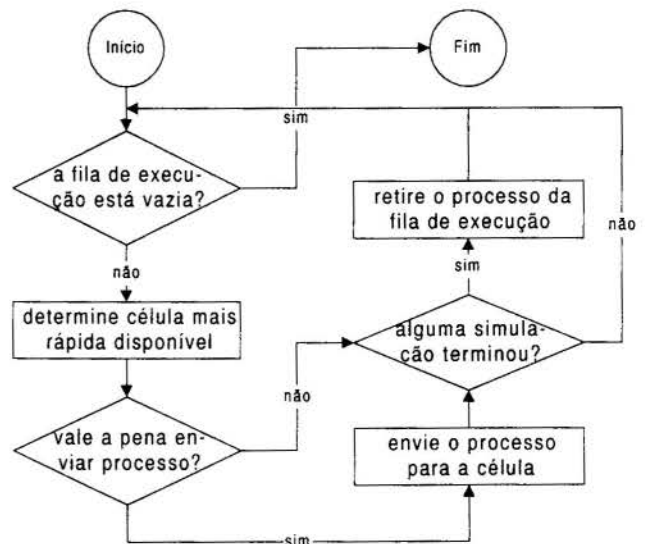


Figura 2: Algoritmo básico do MPS

nos *hosts* ou na própria rede de comunicação. Para detectar corretamente todos os erros que podem ocorrer numa simulação, é necessário ter uma descrição detalhada de todos os códigos de erro dos simuladores suportados. Sem estas informações, torna-se necessário projetar uma rotina padrão para tratar erros.

O MPS adota as seguintes ações para lidar com os erros a seguir: (1) falta de memória no *host*: a *célula* em questão é marcada como inutilizável; (2) erro ao lançar um processo para um *host*: todas as *células* do *host* são marcadas como inutilizáveis (o que efetivamente remove o *host* da máquina virtual); (3) nenhuma licença disponível: a *célula* corrente é marcada como inutilizável. Para códigos de erro desconhecidos, o procedimento padrão é remover a *célula* correspondente; se um *host* está num estado no qual nenhum processo pode ser iniciado com sucesso, este método eventualmente marcará todas as suas *células* como inutilizáveis.

O erro mais crítico que pode ocorrer em uma execução do MPS é a perda de processos devido a uma falha em um dos *hosts* da máquina virtual. O gerenciamento de processos do MPS é baseado na troca de mensagens entre ele e seus processos filhos. Se um *host* rodando processos do MPS falha e perde seus processos, o MPS não receberá informações sobre esses processos filhos e assumirá que eles ainda não acabaram. Um mecanismo de *tempo de espera* (time-out) foi instituído para evitar *travamentos* (deadlocks) neste caso.

É importante que o *tempo de espera* seja configurado para pelo menos o dobro do tempo de execução do pior caso de simulação para garantir que o MPS não vai encerrar sua execução sem que haja necessidade para tal.

3.4 Limitações e Recomendações

A atual versão do MPS é fruto de uma série de melhorias incorporadas desde a primeira versão disponível aos usuários de simuladores de petróleo mas alguns pontos ainda merecem ser trabalhados. Uma das limitações atuais é que o MPS baseia suas decisões sobre o envio de processos para *hosts* da máquina virtual numa visão local da rede real. Isto implica que quando as máquinas virtuais de mais de um usuário do MPS possuem estações na sua interseção, é possível que os dados sobre velocidades relativas e número máximo de *células* não reflitam a real condição da rede. Uma maneira de superar este problema é manter um registro global dos processos sendo simulados em um arquivo compartilhado via NFS para todas as instâncias do MPS. Para garantir o acesso exclusivo a este arquivo por instâncias concorrentes do MPS, é possível adotar um mecanismo de *arquivo de trava* (lock-file) similar ao utilizado por programas cliente de *e-mail* como o *pine* e *elm* para obter acesso exclusivo à caixa postal de um usuário.

Outra limitação é que o programa MPS sempre usa o máximo de recursos computacionais que ele pode alocar. Este comportamento pode não ser adequado em uma rede onde várias outras tarefas intensivas em CPU estão executando o tempo todo. Pode ocorrer também que uma máquina virtual MPS ultrapasse os limites de uma rede local, tornando necessário estabelecer uma política de uso de computadores “remotos”. Ambos os problemas podem ser amenizados estabelecendo pesos às *velocidades relativas* de certas *células* da máquina virtual, possivelmente em todas elas. O problema ficaria então reduzido ao problema de estabelecer pesos adequados às *células* de modo que recursos computacionais não ficassem ociosos nem que o MPS interferisse no desempenho das outras aplicações rodando na rede.

4. RESULTADOS

São mostrados neste trabalho, resultados da utilização do MPS em 3 redes com características diferentes.

1. Rede A - uma típica rede homogênea que é formada por 8 estações de trabalho de mesma arquitetura com índices de performance semelhantes.

- 2. Rede B - uma rede heterogênea formada por 5 estações de trabalho de 2 arquiteturas diferentes, uma das estações tem performance muito superior às demais.
- 3. Rede C - outra rede heterogênea formada por 14 estações e duas arquiteturas, contém 9 máquinas rápidas e 6 lentas.

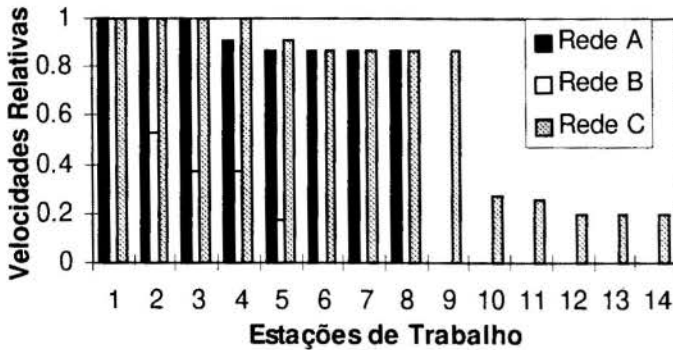


Figura 3 - Comparação das velocidades relativas das estações de trabalho nas 3 redes

A Figura (3) mostra as velocidades relativas das estações das 3 redes utilizadas.

As redes foram testadas em horas de baixa carga de modo que outras aplicações não influíssem nos resultados. Os resultados foram analisados de duas maneiras diferentes, ambas comparando o tempo paralelo total com o tempo serial total. A primeira análise mostra a economia de tempo obtida ao variar o número de *hosts* na máquina virtual apresentando o tempo

paralelo como uma porcentagem do tempo serial. A segunda análise, usa o *speedup* que é uma medida usada para verificar a performance de sistemas paralelos. A medida de *speedup* é importante para mostrar a partir de que número de *hosts* os ganhos com a paralelização ficam menores.

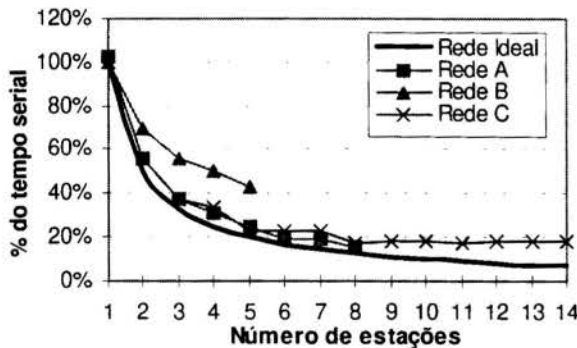


Figura 4a - Economia de tempo (16 processos)

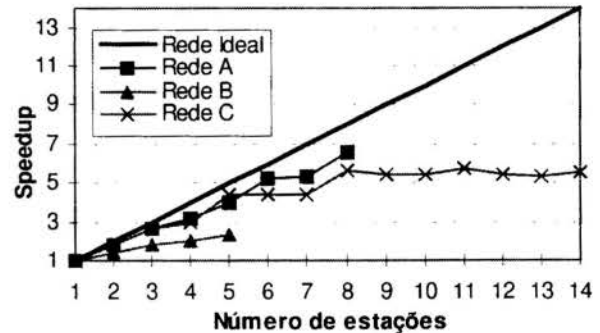


Figura 4b - Speedup (16 processos)

As Figuras (4a) e (4b) mostram os desempenhos obtidos nas redes A, B e C para 16 processos de simulação. Pode ser observado que redes homogêneas (rede A) são as que mais se beneficiam com este tipo de paralelização e, neste caso, os melhores resultados são obtidos usando-se todas as 8 estações no processo. Os resultados da rede B (rede heterogênea) mostram uma eficiência menor porque uma das estações é muito mais rápida que as demais fazendo com que o tempo serial (calculado nesta estação) se aproxime do tempo paralelo. Mesmo assim, consegue-se até 60% de economia de tempo usando a paralelização externa. A rede C mostra economias de até 80% mas a análise de *speedup* (Figuras (4b) e (5b)) mostra que os benefícios de acrescentar uma nova máquina no processo ficam cada vez menores à medida que o número de estações cresce. O MPS leva isso em consideração automaticamente e não envia simulações para as máquinas mais lentas a não ser que o número de processos na fila de execução seja muito grande.

As Figuras (5a) e (5b) mostram os mesmos dados limitados à rede A (de melhor performance) fixando o número de estações (8) e variando o número de processos de simulação. Ambas as figuras apresentam uma descontinuidade porque todas as estações têm aproximadamente a mesma *velocidade relativa* e, quando 9 processos são enviados, a eficiência decresce pois um processo tem que aguardar a liberação de uma máquina ou uma das máquinas estará rodando 2 processos simultaneamente. Esta descontinuidade somente ocorre em redes

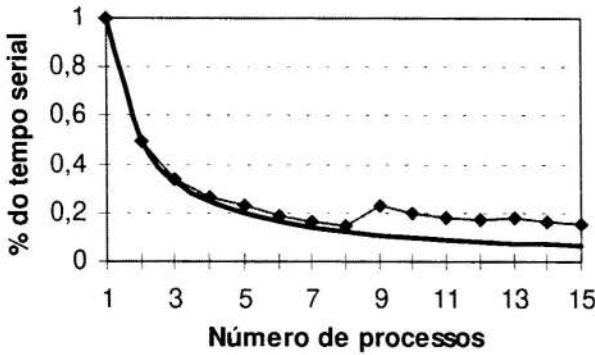


Figura 5a - Economia de tempo (Rede A)

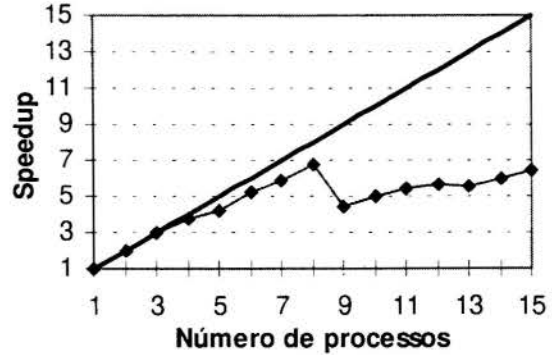


Figura 5b - Speedup (Rede A)

homogêneas onde as estações apresentam *velocidades relativas* que seguem (aproximadamente) a seguinte regra:

$$v_n = \frac{v_1}{n}, n \geq 1 \tag{3}$$

onde v indica a n -ésima *velocidade relativa* e v indica a *velocidade relativa* de 1 processo (tempo serial) no *host*. Virtualmente todas as estações testadas com o MPS apresentavam este comportamento, apenas 2 máquinas (lentas) da rede C apresentavam resultados melhores para processos simultâneos que para processos seriais na máquina.

Observando-se todos os resultados é possível concluir que a eficiência da paralelização externa varia com o tipo da rede utilizada e com o número de processos enviados, mas em todos os casos grandes benefícios puderam ser obtidos, especialmente aumentando o número de estações.

A melhor eficiência (tempo paralelo dividido pelo tempo serial) que pode ser obtida para uma certa rede pode ser calculada a partir das velocidades relativas e usando a seguinte expressão:

$$\epsilon = \frac{v_+}{\sum_{i=1}^{n_w} v_i} \tag{4}$$

onde v_+ é a velocidade da estação mais rápida, v_i é a velocidade da estação i e n_w é o número total de estações de trabalho. Pode ser mostrado que a eficiência de um processo paralelo aproxima-se de ϵ à medida que o número de processos de simulação cresce.

A diferença entre os resultados obtidos pelo MPS e a situação ideal ocorre pelos seguintes motivos: (1) o tempo de comunicação entre os processos e (2) tempo de espera de estações que não estão sendo utilizadas no processo. Este último é o que o MPS tenta minimizar.

Todas as aplicações que utilizam várias simulações podem ser mais eficientes através da utilização do MPS. Em alguns casos, como em análise de sensibilidade (Machado, 1997) e seleção de imagens de propriedades dos reservatórios (Leitão), as vantagens são muito grandes pois todas as rodadas são independentes e a eficiência é a própria do MPS. Em outros casos, como em algoritmos de otimização (Leitão), a eficiência pode ser um pouco menor, de-

pendendo do método utilizado mas mesmo nesses casos pode-se obter tempos de execução bem menores e programas mais robustos.

5. CONCLUSÕES

O MPS foi desenvolvido para paralelizar as simulações de reservatórios de petróleo gerados por problemas de ajuste de histórico de produção e de otimização mas seu algoritmo pode ser aplicado eficazmente em qualquer problema que seja caracterizado por ter processos demorados e numerosos. É importante que os processos sejam independentes para que se possa rodá-los todos em paralelo.

Diversos são os motivos pelos quais um usuário pode querer fazer uso do MPS: (1) o MPS livra o usuário de ter que decidir a melhor seqüência de envio de processos e conjunto de máquinas envolvidas; (2) o MPS diminui o tempo global gasto com simulações; (3) o MPS fornece ao usuário um nível mais alto de tolerância a falhas detectando e corrigindo erros; (4) a interface com os simuladores é uniformizada; (5) o MPS gera estatísticas de execução contendo informações sobre problemas com *hosts* e tempos de execução dos processos nas diversas máquinas.

Se todas as simulações numa rede são feitas usando-se um software como o MPS, uma maior eficiência pode ser obtida para todos os usuários. O MPS também pode ser usado para impor políticas de utilização de recursos na rede editando-se as *velocidades relativas* das máquinas no arquivo de configuração do MPS. Adicionalmente pode-se implementar diversas políticas de utilização para vigorarem em horários diferentes durante o dia. As mudanças das versões do arquivo de configuração podem ser agendadas para certos horários com a aplicação *cron* do UNIX.

6. AGRADECIMENTOS

Gostaríamos de agradecer o apoio técnico e financeiro das instituições UNICAMP, PETROBRAS e FAPESP. Somos gratos ao Francisco Couri pelas contribuições técnicas e ao CENAPAD-SP pelo suporte dado na área de paralelização.

7. REFERÊNCIAS

- Cormen, T. H., Leiserson, C. D., Rivest, R. L. *Introduction to Algorithms* Massachusetts Institute of Technology, 1990.
- Leitão, H.C. *Ajuste de Histórico Automático Através de Otimização Multivariada e Paralelização Externa*, Tese de Mestrado em Engenharia de Petróleo, UNICAMP, em andamento.
- Machado, A. A. V. *Paralelização de Análise de Sensibilidade para Ajuste de Histórico de Produção*, Tese de Mestrado em Engenharia de Petróleo, UNICAMP, 1997.
- Ouenes, A., and Weiss, W. *Parallel Reservoir Automatic History Matching Using a Network of Workstation and PVM*, SPE 29107, Fevereiro 1995.
- PVM, "http://www.epm.ornl.gov/pvm/pvm_home.html"
- Schiozer, D.J., e Sousa, S.H.G. *Use of External Parallelization to Improve History Matching*, SPE 39062, a ser apresentado na "V SPE Latin American & Caribbean Petroleum Engineering Conference", Setembro de 1997.
- Tanenbaum, A. S. *Computer Networks*, 2nd Ed. - Prentice-Hall, 1989.



PAPER CODE: COB242

OTIMIZAÇÃO DE PARÂMETROS DE PRODUÇÃO PARA MINIMIZAR OS EFEITOS DE CONE DE ÁGUA/OPTIMIZATION OF PRODUCTION PARAMETERS TO MINIMIZE WATER CONING EFFECTS

Marcelo M. Kikuchi (Unicamp/ Cenpes - Petrobras) & Denis J. Schiozer (Unicamp)

E-mail:massaru@cenpes.petrobras.com.br; denis@dep.fem.unicamp.br

Paper Code: 242

Abstract

Water production control is a difficult task and therefore has been extensively studied. It is characterized by a fast growing in water production, drastically reducing oil production. This control can be made by many techniques, the most common being: (1) changing the water-oil mobility ratio by using polymers and surface-active agents and, (2) using artificial barriers to obstruct the water flux. However, the cost-benefit ratio of these techniques is not always favorable. Sometimes, the only way to control the water coning is by the control of the production parameters. The objective of this work is to develop an optimization routine to find the best values of production rate and completion interval in order to maximize an objective function which represents the net present value of oil production. The methodology used for this optimization is an iterative procedure with separated optimization of production rate and completion interval, resulting in a computer program which uses a reservoir simulator to optimize the objective function by successive simulations. This methodology was tested in two water coning problems found in literature, showing good results.

Keywords

Cone de Água, Otimização, Simulação de Reservatório, Water Coning, Optimization, Reservoir Simulation.

1. Introdução

O petróleo é encontrado no subsolo e em rochas porosas, constituindo uma jazida que é conhecida como reservatório. Normalmente, este fluido é encontrado associado com a água, que por sua vez, pode preencher totalmente os poros da rocha e constituir uma região deste reservatório conhecida como aquífero (Figura 1). Em geral, não se consegue produzir todo o óleo do reservatório, sendo que a porcentagem de óleo recuperado em relação a todo óleo existente no reservatório, fator de recuperação, é em média muito baixa.

Em reservatórios conectados a aquíferos, a produção de água pode sofrer variações significativas, dependendo da maneira como os poços são produzidos. Em casos extremos, a quantidade de água produzida pode inviabilizar a produção de óleo, por ocasionar redução na produtividade dos poços, muitas vezes resultando em fatores de recuperação inferiores aos esperados. Além da diminuição da produção de óleo dos poços, ocorre a elevação dos gastos com separação da água do óleo. Em alguns casos, a simples separação da água do óleo pode não ser suficiente para trazer esta primeira a níveis de contaminação inferiores aos exigidos pelas normas ambientais para descartes, necessitando uma nova etapa de tratamento. Desta forma, torna-se fundamental o controle de parâmetros que afetam a produção de água.

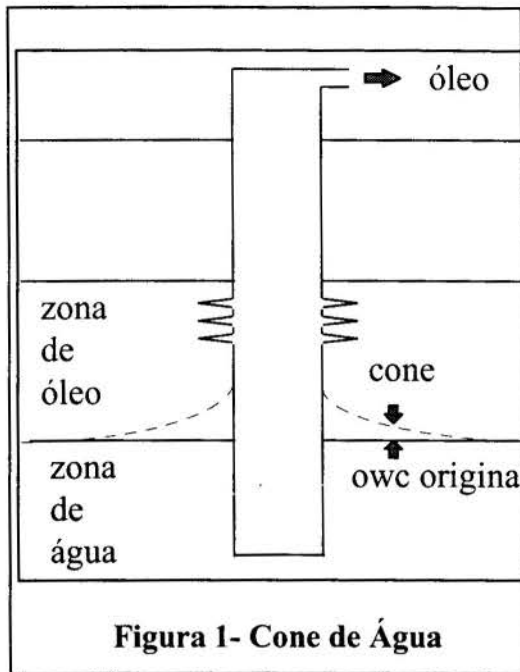


Figura 1- Cone de Água

O principal fenômeno relacionado com a alta produção de água, chamado de cone de água, é caracterizado pela invasão da água proveniente da zona de água na zona de óleo, seguido por uma rápida e crescente produção de água em detrimento da produção de óleo. Esta invasão não ocorre com a mesma velocidade em todos os pontos da fronteira de separação água-óleo (Figura 1). Este deslocamento não uniforme é maior nas regiões próximas ao poço e diminui a medida que se afasta radialmente do mesmo, sendo proporcional ao gradiente de potencial induzido no poço produtor. A deformação desta frente de invasão da água na zona de óleo assume visualmente, a forma de um cone, motivo pelo qual o fenômeno recebeu esta denominação. Isto é representado na Figura 1 pelas linhas tracejadas. A linha contínua representa a superfície de contato água-óleo original.

A invasão da água ocorre quando a vazão de produção supera uma determinada vazão de equilíbrio entre as forças dinâmicas e o peso da coluna hidrostática de água situada abaixo do contato água-óleo. As primeiras atuam para cima enquanto a última, para baixo.

Existem várias maneiras de se controlar o crescimento do cone, mas, muitas vezes, o custo destas operações é alto, e a única técnica viável consiste em se controlar o crescimento do cone através dos parâmetros de produção: vazão de produção e completação (abertura do poço por onde são produzidos os fluidos do reservatório). Esta foi a técnica escolhida para ser otimizada neste trabalho.

O principal objetivo deste trabalho é desenvolver uma metodologia de controle do cone de água através da otimização da produção, maximizando uma função-objetivo. A produção é otimizada através dos parâmetros que mais afetam a formação do cone: vazão de produção, localização e comprimento da completação.

Na literatura, existem vários modelos analíticos que tentam descrever o comportamento do cone de água através de equações diferenciais, solucionando-se analiticamente as mesmas (Muskat, M. & Wyckoff, R. D., 1935; Wheatley, M. J., 1985; Meyer, H. I. & Garder, A. O., 1954). No entanto, estes modelos apresentam limitações na sua utilização prática, devido a simplificações na modelagem do fenômeno, realizadas para contornar a dificuldade de tratamento destas equações, que, muitas vezes, causam algumas disparidades significativas nos resultados entre eles.

A utilização do modelo numérico proporcionou também a vantagem de aplicação do método de otimização para casos mais genéricos, além dos sujeitos ao fenômeno de cone.

2. Metodologia

A otimização de vazão de produção consistiu em se determinar a vazão total e inicial de líquidos (água e óleo, que daqui para frente será referida simplesmente de vazão de produção), em uma determinada posição e comprimento da completação, que proporcionasse o maior valor da função-objetivo.

Analogamente, a otimização de completação consistiu em se determinar a melhor localização e comprimento da completação para um determinado valor de vazão de produção. Uma vez que as espessuras das camadas foram determinadas pela malha de simulação

escolhida, a otimização de completção foi realizada em incrementos que corresponderam às espessuras das camadas, tornando-se uma variável discreta no método de otimização.

A otimização de vazão de produção e completção poderia ser feita simultaneamente, mas optou-se por otimizar uma variável de cada vez, num processo iterativo, devido à diferença na natureza das duas variáveis. A vazão de produção é uma variável contínua, enquanto que a completção é uma variável discreta.

3. Função-Objetivo

Para tornar a otimização automático, é necessário que seja definido uma forma de quantificar matematicamente o objetivo do processo. Isto é feito definindo-se uma função-objetivo que neste trabalho consiste em calcular as receitas geradas pela produção de óleo, deduzidas das despesas compostas por eventuais custos de separação de água-óleo e/ou tratamento de água.

Estes valores são convertidos em valor presente, pela fórmula:

$$VP = \sum_{i=1}^N \left[\frac{V_{oi} P_o - V_{wi} P_w}{(1 + R_d)^{(t_{i-1} + \Delta t_i / 2)}} \right] \quad (1)$$

onde N é o número de intervalos de tempo; R_d é o fator de desconto diário (ou taxa de juros); t é o tempo e Δt_i é o intervalo de tempo, em dias; P_o é o preço de óleo e P_w , o da água por unidade de volume; V_{oi} é o volume de óleo e V_{wi} o de água, produzidos em Δt_i .

4. Etapas seguidas na otimização

Após inúmeras tentativas, o melhor método de otimização encontrado foi obtido através do tratamento das variáveis como independentes, otimizadas alternadamente num processo iterativo conforme descrito a seguir.

O processo está dividido em cinco etapas principais apresentadas abaixo, embora existam outras que não foram apresentadas.

- Etapa 1: otimização de vazão no topo escolhido da formação.
- Etapa 2: otimização de completção com o valor de vazão obtido na etapa anterior.
- Etapa 3: otimização de vazão na completção otimizada pela etapa anterior.
- Etapa 4: otimização de completção com o valor de vazão obtido na etapa anterior.
- Etapa 5: otimização de vazão na completção otimizada pela etapa anterior.

As Etapas 1 e 2 são realizadas incondicionalmente na otimização de qualquer modelo de reservatório. Na Etapa 1, a otimização de vazão inicia-se a partir do valor limite de vazão de produção, com o poço completado no topo da formação. Pode-se utilizar como referência, o valor da capacidade da estrutura de produção.

Após a simulação com o valor limite de vazão, a vazão inicial das simulações seguintes são calculadas a partir da vazão anterior, decrementada de um valor que se baseia na variação que a vazão produzida sofreu durante a simulação. Esta etapa é finalizada quando a função-objetivo diminui.

Na Etapa 2, o processo de otimização de completção é realizado com o valor de vazão otimizado pela etapa anterior, deslocando-se o topo e a base da completção para cima ou para baixo, dentro de um intervalo de completção, previamente determinado pelo usuário, sendo realizado por 3 tarefas básicas:

- Tarefa A: deslocamento da base da completção para baixo.
- Tarefa B: deslocamento do topo da completção para baixo.

- Tarefa C: deslocamento da base da completção para cima.

Cada uma destas tarefas é executada enquanto proporciona um acréscimo na função-objetivo. Caso contrário, uma outra tarefa é executada desde que o deslocamento da base ou do topo, seja possível.

Ao final de três tentativas sucessivas, cada uma realizada por diferentes tarefas que não proporcionem valor de função-objetivo maior que o armazenado ou, que o incremento de completção não seja possível de se realizar, a etapa é finalizada. Em seguida, é realizada uma comparação dos valores máximos de função-objetivo das duas etapas anteriores. Se a diferença entre estes valores for menor que uma determinada tolerância ou se ocorrer um decréscimo no valor máximo da Etapa 2 em relação à Etapa 1, o processo de otimização é finalizado.

Caso contrário, o processo prossegue com a Etapa 3 que consiste em otimizar a vazão de produção no intervalo de completção otimizado pela etapa anterior. A Etapa 4 é executada em seguida, independente do valor de vazão obtido na Etapa 3. A vazão otimizada pela Etapa 3 é testada em outra completção para verificar se não ocorre um acréscimo de função-objetivo. Finalmente, se esta segunda otimização de completção for executada, Etapa 4, e a diferença do seu valor máximo em relação ao da etapa anterior for maior que a tolerância adotada (no caso dos testes deste trabalho, 5%), uma terceira otimização de vazão é executada desde que o valor de vazão utilizado na Etapa 4 não seja a vazão limite máxima. Esta é a Etapa 5.

É importante salientar que a otimização dos parâmetros de produção é estabelecida para um determinado período de tempo, escolhido pelo usuário. Esse tempo deve estar relacionado com o objetivo do estudo.

5. Modelos Estudados

Foram escolhidos dois modelos de reservatórios onde ocorre o cone de água, para testar a metodologia proposta neste trabalho.

- Modelo 1: modelo de reservatório de Chappellear e Nolen (SPE1985).
- Modelo 2: modelo de reservatório de Kuo e DesBrisay.

Mais detalhes sobre estes modelos podem ser encontrado em Kikuchi(1997).

5.1 Modelo 1

Este modelo de reservatório é heterogêneo, com permeabilidade absoluta vertical de 10% da horizontal e consiste em 15 camadas verticais. A

Figura 2 mostra o resultado da otimização do Modelo 1 em forma de gráfico. Os pontos isolados correspondem à otimização de completção. Apenas os pontos correspondentes às completções que causaram mudanças significativas no valor função-objetivo foram escolhidos para serem apresentados. Os demais pontos foram omitidos por estarem muito próximos, dificultando a visualização da figura.

As curvas correspondentes ao pontos conectados representam o processo de otimização de vazão. Enquanto a vazão simulada foi superior a vazão máxima que o reservatório permite, o valor da função-objetivo praticamente não sofreu alteração até que uma vazão menor fosse simulada. Este fato ficou mais acentuado devido a fixação do valor da pressão de fundo, que restringe a vazão de produção. Desta forma, a magnitude da variação causada pela alteração da vazão inicial no valor da função-objetivo foi pequena, devido à pequena variação da vazão média como já mencionado anteriormente. Portanto, nota-se, que neste caso, os parâmetros de completção causaram maior influência nos valores da função-objetivo quando comparados com a vazão de produção.

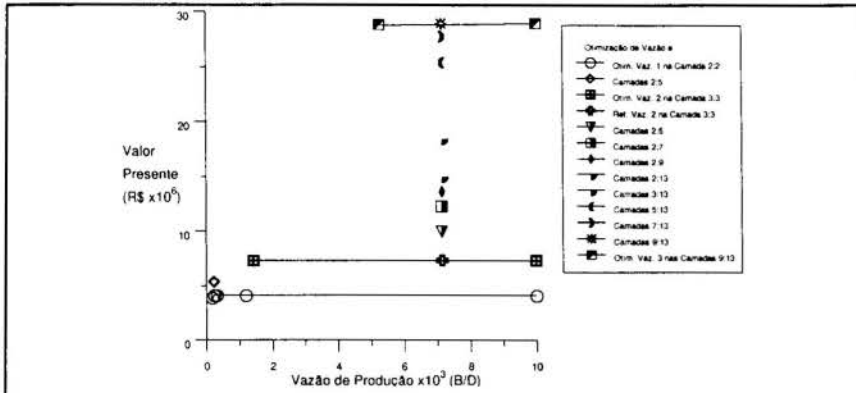


Figura 2 - Otimização de vazão de produção e completção do Modelo 1

completções das camadas 2 a 3, representado pelas completções até as camadas 2 a 13, nota-se que o aumento do comprimento da completção proporciona melhoras nos valores da função-objetivo. Nota-se também que o abaixamento do topo do intervalo, proporcionado pela mudança de completção das camadas 2 a 13 para as camadas 3 a 13, causou acréscimo no valor da função-objetivo.

A otimização de completção realizada com uma vazão de produção de 1.84×10^{-2} m^3/s (10000 barris/dia) é mostrada separadamente na Figura 3 para destacar as variações que a função-objetivo sofre com relação ao parâmetro localização de completção e seu comprimento. Observando o aumento do comprimento das

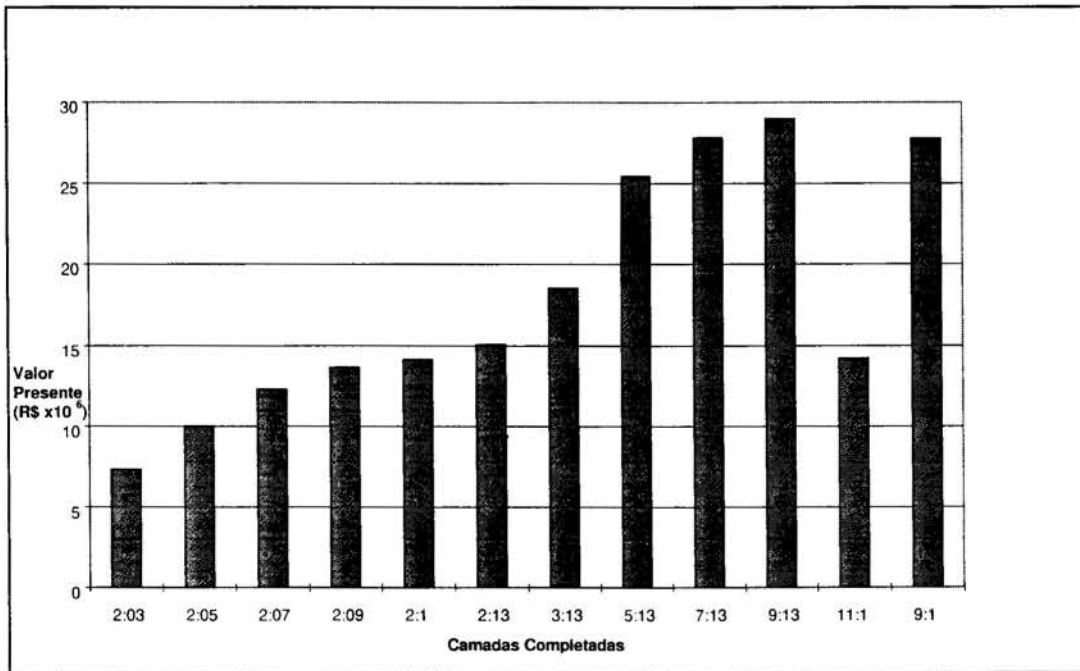


Figura 3 - Otimização de completção 2 do Modelo 1

Isto provavelmente ocorreu pelo fato da completção se afastar da capa de gás, diminuindo a produção de gás e aumentando a produção de óleo. Esta tendência permaneceu até a completção ter seu topo abaixado para a camada 9, ocasionando o intervalo ótimo para este modelo.

A mudança brusca que ocorre quando a completção é alterada das camadas 9 a 13 para as camadas 11 a 13, é causada pela redução de permeabilidade absoluta desta camada 11. Esta redução de permeabilidade é de aproximadamente 75% do valor da permeabilidade da camada 9.

Comparando o valor presente para a completção nas camadas 2 até 3 com a completção otimizada (9 até 13), nota-se que esta última é cerca de quatro vezes maior. A causa para esta variação está relacionada principalmente com a posição da completção, o comprimento e a heterogeneidade das camadas.

Da mesma forma que a otimização de vazão, o gradiente de pressão disponível na otimização de completção está estabelecido e diminui com a depleção do reservatório. Porém, no caso da otimização de vazão, como a completção não é alterada durante esta etapa, o valor máximo de vazão fica determinado, assim como a vazão média. Já na otimização de completção, a vazão média sofre alteração conforme a completção é alterada, proporcionando mudanças maiores na função-objetivo.

5.2 Modelo 2

Este modelo de reservatório é homogêneo; sem zona de transição capilar; e sem capa de gás; composto de 6 blocos radiais e por 18 de blocos verticais.

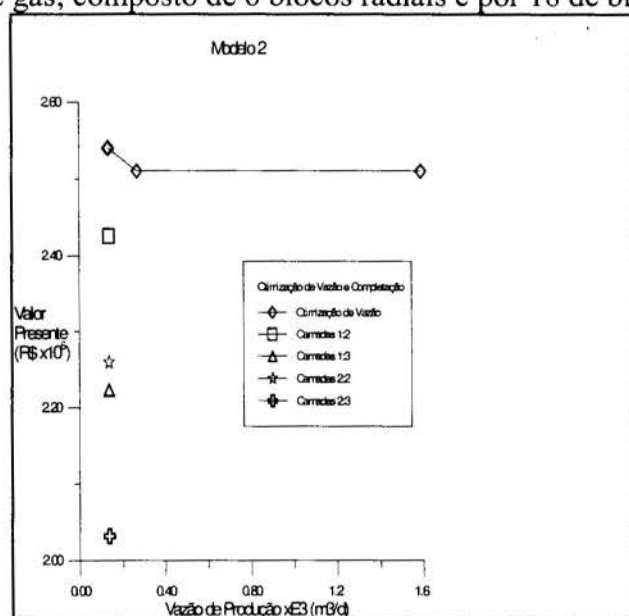


Figura 4 - Otimização de Vazão de Produção e Completção do Modelo 2

Neste modelo, a completção que produziu o melhor resultado na otimização de completção foi a realizada nas camadas 1 a 2. No entanto, esta etapa proporcionou valor de função-objetivo menor que a anterior. Desta forma, o resultado do processo de otimização não prosseguiu. Nota-se que o aumento do comprimento da completção (camadas 1 a 3) não produz resultado positivo em termos de função-objetivo. Diferente do modelo de reservatório anterior, a melhor completção consistiu em completar o mais distante possível da zona de água. Isto provavelmente foi ocasionado por se tratar de um reservatório bastante homogêneo, com a ocorrência de cone de água e sem capa de gás.

Como o reservatório é homogêneo, a completção não precisou ser testada nas camadas inferiores à camada 3, diminuindo significativamente o número de simulações no processo. Neste caso, foram precisos apenas 6.

O resultado da otimização deste modelo de reservatório pode ser resumido em: vazão inicial : 6.92 m³ /d; produção acumulada de óleo: 3.35 x10³ m³; valor presente de produção: 0.238 milhões de reais e completção na camada 2.

As Figuras 4 e 5 representam a otimização com o Modelo 2 e a sua otimização de completção 2 em destaque. Neste modelo, a variação da função-objetivo no processo de otimização com relação à vazão foi da mesma ordem de grandeza quando comparada à completção. Como no exemplo anterior, os pontos conectados na figura seguinte, correspondem ao processo de otimização de vazão, enquanto que os que aparecem isolados, correspondem a otimização de completção.

Neste exemplo, nota-se que uma vazão alta produz função-objetivo menor que uma vazão de valor menor. Isto caracteriza a ocorrência do cone de água.

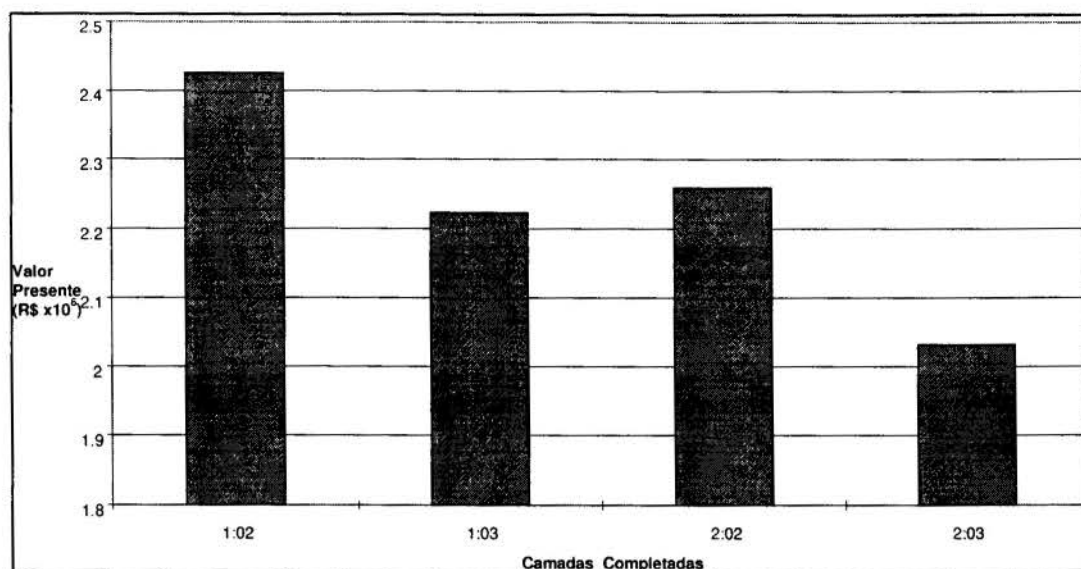


Figura 5 - Otimização de Completação do Modelo 2

6. Conclusões

As conclusões sobre vários aspectos da metodologia de otimização estão apresentadas a seguir:

- Método de otimização

O método de otimização utilizado funcionou bem em todos os casos testados. Embora esse método tenha sido desenvolvido para otimizar problemas com cone de água, os resultados foram bons também quando ocorreu cone de gás e até em casos mais gerais. Entretanto, para esses casos, um método mais eficiente pode ser investigado.

A metodologia adotada para a otimização de vazão funcionou bem para todos os exemplos estudados. A metodologia utilizada na otimização de completação foi também eficaz e funcionou tanto para reservatório homogêneos quanto para heterogêneos. Entretanto, quando o reservatório é heterogêneo, mais passos devem ser executados, aumentando-se o número de simulações necessárias.

- Vazão de produção

Este parâmetro causou menor variação nos valores da função-objetivo para os exemplos testados, quando comparado com os parâmetros de completação. Isto ocorreu pela restrição de vazão, devido à pressão mínima de fundo. Entretanto, mesmo com esta restrição, em vários casos, a vazão ótima de produção não é a vazão máxima, mesmo com taxas de interesse grandes. Isso mostra que o cone pode ser evitado através do controle de vazão.

- Completação

A localização e comprimento da completação foi o parâmetro que causou a maior influência nos valores da função-objetivo, principalmente quando havia uma limitação na pressão de fundo de escoamento. A escolha deste parâmetro se mostrou fundamental para minimizar a formação do cone de água e gás.

- Função-objetivo

A escolha da função-objetivo que representa o interesse da empresa é também fundamental para um bom desempenho do modelo, assim como o uso de valores corretos de receitas e custos envolvidos no processo. Nem sempre a opção que evita a formação do cone é a melhor economicamente. A taxa de interesse e o tempo do projeto também devem ser escolhidos com cuidado pois têm influência no processo de otimização.

- Influência de outros fatores

São vários os fatores que influenciam o escoamento das fases no reservatório. Nem sempre os efeitos da variação ou incerteza desses fatores, como por exemplo, a razão de densidades, viscosidade e espessura da zona de óleo em relação a zona de água, são óbvios na determinação da vazão de produção e localização da completação. Por isso, o programa desenvolvido neste trabalho pode ser uma ferramenta importante na exploração de campos de petróleo.

REFERÊNCIAS

Cavalcante, Reinaldo J. : “Previsão de comportamento de cone de água”, Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, Janeiro de 1996.

Chappelear, J. E. & Nolen, James S., “Second Comparative Solution Project: A Three-Phase Coning Study”. Society of Petroleum Engineers, (SPE) 10489.

Kikuchi, M. M.: “Otimização de Parâmetros de Produção para Minimizar os Efeitos de Fenômeno de Cone de Água”, Tese de Mestrado em Engenharia de Petróleo, UNICAMP, 1997.

Kuo, M. C. T. & DesBrisay, C. L.: “A Method for Water Coning Predictions”. Apresentado 58th Annual technical Conference & Exhibition Dallas, 1983, (SPE) 12067.

Meyer, H. I. & Garder, A. O.: “Mechanics of Immiscible Fluids in Porous Media”. Journal Appl. Phys. v. 25, n. 11, 1400-1406. Nov., 1954.

Muskat, M. & Wyckoff, R. D. “An Approximate Theory of Water Coning in Oil Production”. Transaction of the AIME (1935), v. 114, p. 144-161.

Wheatley, M. J. “An Approximate Theory of Oil/Water Coning”. Society of Petroleum Engineers (SPE) 14210. 1985.

OTIMIZAÇÃO DE PARÂMETROS DE PRODUÇÃO PARA MINIMIZAR OS EFEITOS DE CONE DE ÁGUA

Marcelo M. Kikuchi
UNICAMP/ CENPES - PETROBRAS
E-mail:massaru@cenpes.petrobras.com.br

Denis José Schiozer
Departamento de Engenharia de Petróleo Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP
E-mail:denis@dep.fem.unicamp.br

Antônio Cláudio F. Corrêa
PETROBRAS/UNICAMP
E-mail:correa@dep.fem.unicamp.br



PAPER CODE: COB260

MODELING AND PERFORMANCE OF PIG-LIFT

ODAIR G. DOS SANTOS, FRANCISCO J. S. ALHANATI & SÉRGIO N. BORDALO

Depto. de Engenharia de Petróleo, Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP

Cx.Postal 6052, CEP 13.083-970 Campinas SP, Brasil - E-mail: bordalo@dep.fem.unicamp.br

Abstract

Artificial lift is used in petroleum production when the energy of the reservoir is not enough to sustain the flow of oil in the well up to the surface with satisfactory economic return. The gas-lift is a widely used method of artificial lift; in some cases, the continuous gas-lift (CGL) is not efficient, and one must implement the intermittent gas-lift (IGL), for which there are different design options. There are some empirical and questionable rules of thumb to choose between the CGL and IGL, but almost no material exists in the literature for the selection among the different intermittent gas-lift designs; furthermore, there are no published models or behavior studies of their dynamics to help in the selection and design of IGL systems. This work presents a model to study the novel IGL WITH PIG. In this system, a foam-pig separates the oil and gas flowing in the well, to prevent fall-back of oil; a double column is used inside the well. This paper presents sample results for some conditions of the petroleum reservoir. This work can aid the engineer in the determination of the optimum values of the operational parameters, and in the choice of the IGL design for particular field conditions.

Keywords

petroleum, artificial lift, gas-lift, computer simulation, production optimization.

1. INTRODUCTION

Artificial lift is used in petroleum production when the energy of the reservoir is not enough to sustain the flow of oil in the well up to the surface with satisfactory economic return. Selection of the proper artificial-lift method is critical to the long term profitability of the oil well; a poor choice will lead to low production and high operating costs. In practice, after a decision has been made, it is rarely reviewed, later on, to determine whether it really was and still is the best choice for the existing conditions. Besides, changing the system implies additional costs, and also that the wrong decision was made in the first place; and so, once a method is chosen, it usually stays in place. This situation stresses the importance of the correct choice. However, proper selection of the best method still is based on past experience, strong opinions, familiarity of operating personnel with the equipment, preferences of company experts that favor some method, and unsubstantiated technical myths. There is a strong need for reliable procedures of selection and design.

Gas-lift is a widely used method of artificial lift, where gas is injected at the bottom of the well providing energy to the flow. In some instances, the continuous injection of gas, named continuous gas-lift (CGL), is not efficient, and the intermittent (periodical) injection of gas, named intermittent gas-lift (IGL), becomes the more economical alternative. Different design options are available to implement the IGL: conventional IGL, IGL with plunger, IGL with

chamber, pig-lift. There are some empirical, though questionable, rules of thumb to choose between the CGL and IGL (Table 1), but almost no material exists in the literature for the selection among the different IGL designs. Furthermore, there are no public models or studies of the dynamics of the IGL process cycles, that are consistent for all designs (there may be computer codes that are property of private or government companies, and that were developed for one design only). The engineer needs a computer simulator to determine the performance of the various designs, under certain field conditions, to tune the operational parameters to their optimum values, and to choose the best IGL method.

This paper introduces a computer model to simulate the novel pig-lift (IGL with pig); models for the other IGL methods are presented in other articles of the same authors (Santos *et al.*, 1997). The IGL works in cycles, and each cycle is made of stages that follow transient flow processes. In this system, a foam-pig separates the oil and gas flowing in the well, to prevent fall-back of oil; a double column is used inside the well and an operational scheme was devised attempting to reduce the period of the IGL cycle. The computer simulation employs sets of time-dependent differential equations that govern the various phases of the IGL cycle. Sample results are presented for some conditions of the petroleum reservoir, and for variations of the operational parameters. The performances of the different IGL designs are compared on the basis of an economic criterion - with each design operating at its optimum point.

Table 1: Practical Criteria for Selection of Continuous (CGL) and Intermittent (IGL) Gas-Lift.

Static Head (h_s / H_w)	Productivity Index (PI - $m^3/d.MPa$)		
	high (≥ 20)	medium (5 to 20)	low (≤ 5)
high (≥ 0.7)	CGL	CGL / IGL	IGL
medium (0.4 to 0.7)	CGL / IGL	CGL / IGL	IGL
low (≤ 0.4)	IGL	IGL	IGL

1.1 Literature Review

Clegg *et al.* (1993) presented an extensive overview of artificial lift design considerations, comparison of methods and their normal operating conditions. Chacin (1994) discussed the state of the art of the design of IGL methods, presented a simplified algorithm for the calculation of the production rate, and a procedure to select the best IGL method, according to his criteria - the one with the greater produced oil volume to gas injected volume ratio. The pig-lift was developed very recently in one petroleum company, consequently very few publications exist. Lima *et al.* (1993) developed a simulator to study the potentiality of this new technique. Lima (1996) presented the working principles of the pig-lift, and argued in favor of its advantages over the other IGL methods. The present model for the IGL with pig is inspired on Liao's model (1991) for the conventional IGL, but it includes several original elements, that make it quite different.

2. PIG-LIFT

2.1 The System Cycle and Parameters

Figure 1 illustrates the PL cycle and its stages. The motor valve controls the injection of gas following a timer program. The double tubing is loaded with columns of liquid. The gas pushes the pig, transferring the liquid to one leg, and then elevating the liquid slug. The fall-back of liquid is admitted to be null for an ideal pig. The slug is produced at the surface, and after that, the gas is produced also. The motor valve is closed, and the decompression of the tubing begins. Finally, the reservoir pressure feeds the bottom of the well, reloading the system for the next cycle, while the pig sinks back to its initial position.

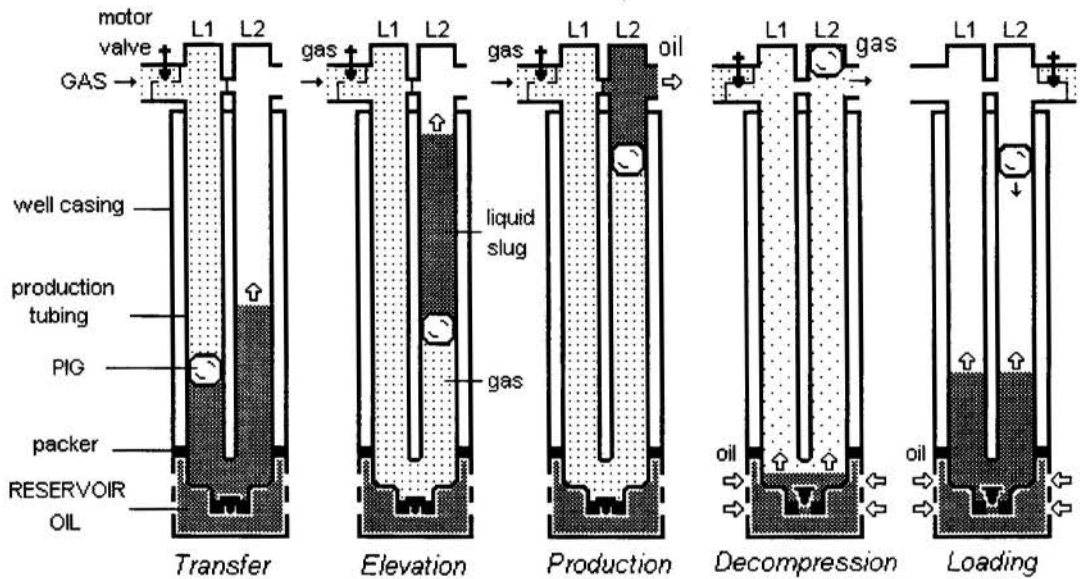


Figure 1 - The Cycle of the Intermittent Gas-Lift with Pig.

The main parameters of the system are shown in Table 2, with their values for the typical case used in the present simulation. The following operating parameter was used to find the optimum economic rate of produced oil volume to gas injected volume: l_{si} - initial length of the liquid slug. Besides, the values of the reservoir static pressure P_r and reservoir productivity index PI were varied to study the suitability of the IGL.

Table 2: System Parameters for the Simulation of the Typical Case.

H_w	well depth	1500 m	P_{wh}	well-head pressure	0.7 MPa	γ_o	oil sp. gravity ¹	0.825
D_c	casing diameter	5 1/2 in	P_{gi}	compressor pressure	7.0 MPa	γ_w	water sp. gravity ¹	1.07
D_t	tubing diameter	2 3/8 in	T_s	surface temperature	27 °C	δ_g	gas rel. density ²	0.7
H_t	tubing length	1500 m	α_T	temperature gradient	0.031 K/m	ϕ_w	water volume fraction	50 %

¹ at standard conditions, relative to standard water.

² at standard conditions, relative to standard air.

2.2 The System Model

Table 3 shows the basic equations used in the simulation of the PL. The equations are derived from fundamental mass and momentum balances applied to subsystems of the PL (more details are found in Santos, 1997). Table 4 summarizes the closure equations. For each stage of the cycle, a system of non-linear differential equations (Eq. 1) was formed following the prescription in Table 5. The systems were solved with the aid of a commercial software of mathematical tools.

$$\sum_{i=1}^{mvar} \alpha_{ni} \frac{dX_i}{dt} = \beta_n, \quad n = 1..meq \quad (1)$$

Table 3: Basic Equations for the Intermittent Gas-Lift with Pig.*

$$A_t \frac{d}{dt} (\bar{\rho}_{gt} H_g) = \rho_{gsc} (F_{gt} q_{gi} - F_{gp} q_{gp}) \quad (b3)$$

$$P_{c1} - P_{c2} - f_{gt} \bar{\rho}_{gt} \frac{v_{gt}^2}{2} \frac{H_g}{D_t} + \bar{\rho}_{gt} g H_g = 0 \quad (b4)$$

$$P_{c1} - P_{gt1} - f_{gt} \rho_{gL1} \frac{v_{gt}^2}{2} \frac{H_t}{D_t} + \rho_{gL1} g H_t = 0 \quad (b4.1)$$

$$P_{gt1} - P_{t2} - f_{gt} \rho_{gL2} \frac{v_{gt}^2}{2} \frac{h_g}{D_t} - \rho_{gL2} g h_g = 0 \quad (b4.2)$$

$$P_{wh} = P_{t1} + \rho_l g (H_w - H_t) \quad (b6)$$

$$\frac{dh_l}{dt} = \{h_l < H_t; v_l; 0\} \quad (b8)$$

$$\frac{dh_g}{dt} = \{h_g < H_t; v_{gt}; 0\} \quad (b9)$$

$$\frac{dh_g}{dt} = \{h_g > 0; -v_{gt}\} \quad (b9.1)$$

$$(H_l - h_g) \frac{dv_l}{dt} - \frac{1}{\rho_l} (P_{t2} - P_C) + g(H_l - h_g) + f_l \frac{v_l^2}{2} \frac{H_l - h_g}{D_t} + e = 0 \quad (b10)$$

$$P_C = P_{wh} + \rho_{gs} g (H_t - H_l) \quad (b11)$$

$$A_t \frac{d}{dt} (h_{lr}) = \frac{q_r}{2} \quad (b13)$$

$$P_{t1} - P_A = \rho_l g h_{lr} \quad (b14)$$

$$v_l - v_{gt} = \frac{q_r}{A_t} \quad (b15)$$

$$h_g \frac{dv_{gt}}{dt} - \frac{(P_{c2} - P_{t1})}{\rho_l} + f_l \frac{v_{gt}^2}{2} \frac{h_g}{D_t} - g h_g = 0 \quad (b16.1)$$

$$h_l \frac{dv_l}{dt} + 2v_l \frac{q_r}{A_t} - \frac{(P_{t1} - P_{t3})}{\rho_l} + f_l \frac{v_l^2}{2} \frac{h_l}{D_t} + g h_l = 0 \quad (b16.2)$$

Variables		Indexes		
A flow area	f friction factor	P pig	p produced	$c1$ injection leg top
F flow switch	h height	Lx leg- x	r reservoir	$c2$ injection leg pig
H code variable	q std. flow rate	c casing	s surface	$t1$ tubing bottom
P code variable	t time	b bottom	sc std. condition	$t2$ gas-pig contact
P pressure	v velocity	g gas	t tubing	$t3$ tubing at slug-top
T temperature	ρ density	h head	w well	$t4$ liquid column top
V volume		i injection valve		$t5$ tubing at surface
Z real gas factor		l liquid		

* ideal pig with no fall-back - equation numbering is consistent with conventional IGL model (Santos *et al.*, 1997)

Table 4: Closure Equations for the Intermittent Gas-Lift with Pig.

$\rho_l = R_l(\gamma_o, \gamma_w, \phi_w, \rho_w)$ (c1)	$q_{gi} = Q_s(P_{c1}, P_{gi}, T_{c1}, \delta_g)$ (c8)	$A_t = \pi D_t^2 / 4$ (c17)
$\rho_{gx} = P_x \delta_g / R_a Z_x T_x$ (c2)	$q_{gp} = v_{gs} A_t \rho_{gts} / \rho_{gsc}$ (c10)	$v_{gt} = \{v_p; v_l; 0.5 v_{gs}\}$ (c21)
$\bar{\rho}_{gc} = (\rho_{gc1} + \rho_{gc2}) / 2$ (c3)	$q_{lp} = v_l A_t$ (c11)	$e = \{0; e_{wh}\}$ (c24)
$\bar{\rho}_{gt} = \{\bar{\rho}_{gc}; \rho_{gc1}; \bar{\rho}_{gL}\}$ (c4)	$q_r = Q_r(P_{wh}, P_r, PI)$ (c15)	$e_{wh} = k_{wh} \cdot v_l^2 / 2$ (c25)
$\bar{\rho}_{gL} = (\rho_{gL1} + \rho_{gL2}) / 2$ (c5)	$F_x = \{0; 1\}$, $\tilde{F}_x = 1 - F_x$ (c16)	
$\bar{\rho}_{gL1} = (\rho_{gc1} + \rho_{gt1}) / 2$ (c6)		
$\bar{\rho}_{gL2} = (\rho_{gt1} + \rho_{gts}) / 2$ (c6.1)		
$\lambda = R_a Z_c T_c / g \delta_g$ (c7)		
$g = 9.8 \text{ m/s}^2$	$R_a = 286.6 \text{ Pa}\cdot\text{m} / \text{kg}\cdot\text{K}$	$k_{wh} = 0.6$

Table 5: Description of Equation Set for Each Stage of the PL Cycle.

Stage	Initial Event	Equations
Transfer	injection valve opens: $F_{gi} = 1$	[b3,b4,b6,b8,b9.1,b11,b15,b16.1,b16.2] with $F_{gi} = 1, F_{gp} = 0, P_C = P_{i3}, H_g = H_t - h_g, H_l = h_l,$ $\bar{\rho}_{gt} = \bar{\rho}_{gc}, v_{gt} = v_p.$
Elevation	injection leg unloaded: $h_g = 0$	[b3,b4.1,b4.2,b6,b8,b9,b10,b11,b13,b14] with $F_{gi} = 1, F_{gp} = 0, P_A = P_{gt1}, P_C = P_{i3},$ $H_g = H_t + h_g, H_l = h_l,$ $\bar{\rho}_{gt} = \rho_{c1}, \rho_{gL1} = \rho_{c1}, \rho_{gL2} = \rho_{c1}, v_{gt} = v_l, e = 0.$
Production	liquid slug reaches the surface line: $h_l = H_t$	[b3,b4.1,b4.2,b6,b9,b10,b13,b14] with $F_{gi} = 1, F_{gp} = 0, P_A = P_{gt1}, P_C = P_{wh},$ $H_g = H_t + h_g, H_l = H_t,$ $\bar{\rho}_{gt} = \rho_{c1}, \rho_{gL1} = \rho_{c1}, \rho_{gL2} = \rho_{c1}, v_{gt} = v_l, e = e_{wh}.$
Decompression	gas reaches the surface line: $h_g = H_t$	[b3,b4.1,b4.2,b6,b13,b14] with $F_{gi} = 0, F_{gp} = 1,$ $P_A = P_{gt1}, P_{i2} = P_{wh}, H_g = 2H_t, h_g = H_t,$ $\bar{\rho}_{gt} = \bar{\rho}_{gL}, \rho_{gL1} = \bar{\rho}_{gL1}, \rho_{gL2} = \bar{\rho}_{gL2}, v_{gt} = 0.5v_{gs}.$
Loading	gas pressure relieved: $v_{gs} = 0$	[b6,b11,b13,b14] $P_A = P_{i4}, P_C = P_{i4}, H_l = h_{lr}.$
Cycle restarts	liquid slug reloaded: $h_{lr} = l_{sl} / 2$	

The pig-lift without fall-back is an idealized system, useful as a sort of benchmark against which the performance of the real system can be compared. After the experience acquired with the development of the conventional IGL with fall-back (Santos, 1997), there are plans to introduce the fall-back into the present model. The fall-back model will require empirical data regarding the leakage of the real foam-pig.

3. SIMULATION, OPTIMIZATION AND SELECTION

3.1 Simulation

Figure 2 shows examples of the simulation output for the typical system described in Table 2, with a reservoir pressure $P_r = 8.35$ MPa and a productivity index $PI = 10$ m³/d.MPa; this pressure corresponds to a ratio of static head to well depth $h_s / H_w = 0.6$. The motor valve bean is 20/64". The operating parameter, mentioned in section 2.1, is represented by the non-dimensional $\{ l_{sl} / h_s \}$, defined as the ratio of the initial length of the liquid slug to the reservoir static head; for the case shown below, the operating parameters is $\{0.25\}$.

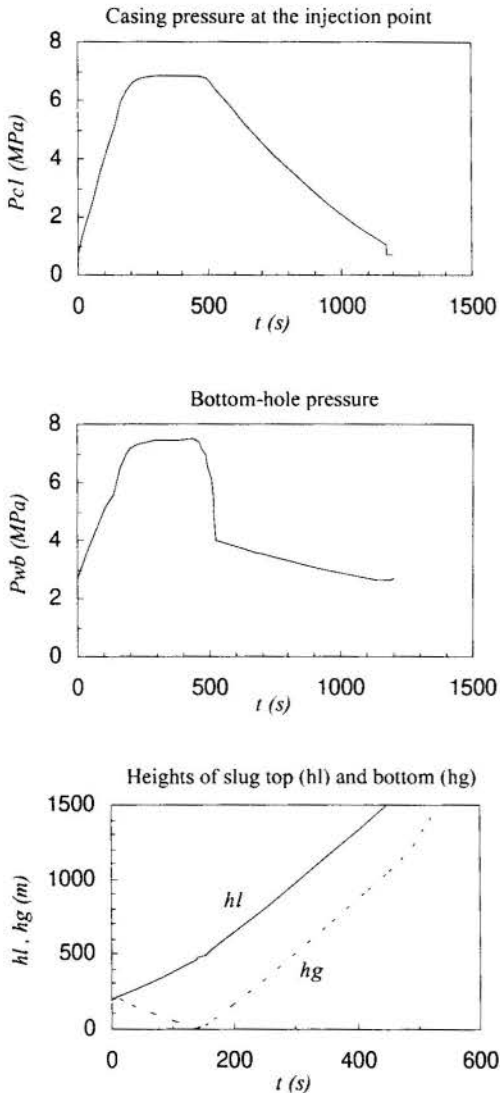


Figure 2: Sample of the Simulator Output for the Typical Case.

Unfortunately, accurate laboratory data is scarce for the gas-lift with foam-pig. Nevertheless, the order of magnitude of the elevation time obtained in the simulations is in the range observed in the field, to the best of the authors' knowledge. The velocity of the real pig would be influenced by the fall-back, because the slug weight would decrease along the way up to the surface.

3.2 Optimization

Generally, maximum daily production does not coincide with maximum daily profit, because the marginal increase in the volume of liquid does not pay for the cost of the required increase in the volume of injected gas. Therefore, the most economic point of operation is taken up as the criterion of comparison among the different IGL methods. Considering the current market values, in Brazil, and all factors constant, but the volume of gas, the economic condition adopted for an open system is

$$\frac{dQ_{\text{gas}}}{dQ_{\text{oil}}} < 1000. \quad (2)$$

The economic point was found to be $\{0.4\}$ for the reservoir in case.

Further simulations yielded the optimum operating point for the PL, under various reservoir conditions (PI and P_r), as shown in Table 6.

Each cell of Table 6 gives the daily liquid production Q_{lp} and daily gas consumption Q_{gi} , with the parameter setting, for the economic point.

3.3 Selection

The present model was applied to the other IGL methods, accordingly to the features of each design. The optimum operating point was determined for each method, under different reservoir condition (PI and P_r). Then, the methods were ranked following the economic criterion given by Eq. 2. The continuous gas-lift (CGL) was included in the analysis too. The result is presented in Table 7, where the relative position of the PL is emphasized in gray.

In some of the cases of Table 7, the differences in gain are not too large (detailed data is found in Santos, 1997), then other design and operational issues will determine which method to choose (Clegg *et al.* 1993). If the selection criterion of maximum liquid production is adopted, the ranking will be modified somewhat.

4. CONCLUSION

In 1993, gas-lift installations were in operation in 53% of about 100,000 U.S.A. wells with $Q_{oil} > 1.5 \text{ m}^3/\text{d}$; and accounted, by far, for the majority of off-shore wells (Clegg *et al.* 1993). Most of these gas-lift installations employed the CGL method. Although few public data is available, it is certain that gas-lift is largely used in Brazil also. Therefore, the importance of proper selection and optimization is very significant. The design engineer needs the hard numbers of computational models to estimate the economic potential of the various design options.

Table 6: Economic Points of the Pig-Lift.

hs/Hw P_r (MPa)	PI ($\text{m}^3/\text{d.MPa}$)			
	2.5	5	10	20
0.2 2.78	2.8	5.5	10.1	17.7
	1200	2300	4248	7366
	70	70	70	70
0.4 5.57	7.4	13.7	23.9	38.2
	1750	3239	5619	8812
	60	60	60	60
0.6 8.35	13.5	24.2	39.2	65.7
	3031	5326	8371	16142
	40	40	40	30
0.8 11.13	21.4	39.5	65.4	
	5400	9603	14764	
	25	25	25	

Reading Key for the Table Cell

Q_{lp} (m^3/d)
Q_{gi} (m^3/d)
l_{si} / h_v , (%)

Table 7: Selection Rank for IGL Methods.

hs/Hw P_r (MPa)	PI ($\text{m}^3/\text{d.MPa}$)			
	2.5	5	10	20
0.2 2.78	IGLC	IGLC	IGLC	IGLC
	IGLP	IGLP	IGLP	IGLP
	CGL	PL	IGL	IGL
	PL	IGL	PL	PL
	IGL	CGL	CGL	CGL
0.4 5.57	IGLC	IGLC	IGLC	IGLC
	IGLP	IGLP	IGLP	IGLP
	PL	IGL	IGL	IGL
	IGL	PL	PL	PL
	CGL	CGL	CGL	CGL
0.6 8.35	IGLC	IGLC	IGLC	IGLC
	IGLP	IGLP	IGL	IGL
	IGL	IGL	IGLP	IGLP
	CGL	CGL	CGL	PL
	PL	PL	PL	CGL
0.8 11.13	IGLC	IGLC	IGLC	IGL
	IGLP	IGLP	IGL	IGLC
	IGL	IGL	IGLP	CGL
	CGL	CGL	CGL	IGLP
	PL	PL	PL	

Legend

CGL	continuous gas-lift	IGLC	igl with chamber
IGL	intermittent gas-lift	PL	pig-lift
IGLP	igl with plunger		

The present work provides a useful tool for the task of comparing intermittent gas-lift methods - a consistent model for all known IGL designs (see also Santos *et al.*, 1997). The tables shown here can aid as ballpark assessment of the methods suitability, and optimum settings of the operating parameters. The model can also be used to study the effect of the system variables on the performance of a particular system; in fact, a detailed analysis of the system variables was done by Santos (1997). The model can also be coupled to selection criteria others than the one adopted here.

In general, this work determined that the ideal pig-lift performs poorly for high pressure reservoirs, mainly because of the high gas consumption. For low pressure reservoirs the ideal PL does better than the CGL, but, again, it falls behind the other methods due to the gas input, even though its liquid output is as good as the IGLP and better than the IGL. It must be noted that the PL installation is simpler than all the others.

Further work will be pursued to perfect the present model. However, what is most needed, today, is carefully controlled experimental work, with large scale fully instrumented apparatus, and more accurate and reliable field data.

5. REFERENCES

- CHACÍN, J.E., Selection of Optimum Intermittent Lift Scheme for Gas Lift Wells, *SPE # 27986*, 1994.
- CLEGG, J.D., BUCARAM, S.M. & HEIN JR., N.W., Recommendations and Comparison for Selecting Artificial-Lift Methods, *SPE # 24834, JPT pp.1128-1167*, December, 1993.
- LIAO, T., Mechanistic Modeling of Intermittent Gas Lift, *PhD thesis*, U. of Tulsa, TX, USA, 1991.
- LIMA, P. & CARDOSO, M., Método de Produção com Interfaces Mecânicas, *Technical Report*, Petrobras/Cenpes, Rio de Janeiro, 1993.
- LIMA, P.C.R., Pig Lift : A New Artificial Lift Method, *SPE # 36598*, 1996.
- SANTOS, O.G., Métodos Pneumáticos Intermitentes: Análise e Comparação, *MSc. dissertation*, Unicamp, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Conventional Intermittent Gas-Lift, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Intermittent Gas-Lift with Chamber, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Intermittent Gas-Lift with Plunger, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.

Acknowledgements

The authors wish to express their thanks to Mr. Attilio Triggia, MSc. for valuable suggestions. Thanks are also due to PETROBRAS, CEPETRO/UNICAMP and the Dept. of Petroleum Engineering of FEM/UNICAMP.



PAPER CODE: COB261

MODELING AND PERFORMANCE OF INTERMITTENT GAS-LIFT WITH PLUNGER

ODAIR G. DOS SANTOS, FRANCISCO J. S. ALHANATI & SÉRGIO N. BORDALO

Depto. de Engenharia de Petróleo, Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP

Cx.Postal 6052, CEP 13.083-970 Campinas SP, Brasil - E-mail:bordalo@dep.fem.unicamp.br

Abstract

Artificial lift is used in petroleum production when the energy of the reservoir is not enough to sustain the flow of oil in the well up to the surface with satisfactory economic return. The gas-lift is a widely used method of artificial lift; in some cases, the continuous gas-lift (CGL) is not efficient, and one must implement the intermittent gas-lift (IGL), for which there are different design options. There are some empirical and questionable rules of thumb to choose between the CGL and IGL, but almost no material exists in the literature for the selection among the different intermittent gas-lift designs; furthermore, there are no published models or studies of their dynamics to help in the selection and design of IGL systems. This work presents a model to study the IGL WITH PLUNGER. In this system, a solid plunger separates the oil and gas flowing in the well, to prevent fall-back of oil. This paper presents sample results for some conditions of the petroleum reservoir, and for variations of the operational parameters. This work can aid the engineer in the determination of the optimum values of the operational parameters, and in the choice of the IGL design for particular field conditions.

Keywords

petroleum, artificial lift, gas-lift, computer simulation, production optimization.

1. INTRODUCTION

Artificial lift is used in petroleum production when the energy of the reservoir is not enough to sustain the flow of oil in the well up to the surface with satisfactory economic return. Selection of the proper artificial-lift method is critical to the long term profitability of the oil well; a poor choice will lead to low production and high operating costs. In practice, after a decision has been made, it is rarely reviewed, later on, to determine whether it really was and still is the best choice for the existing conditions. Besides, changing the system implies additional costs, and also that the wrong decision was made in the first place; and so, once a method is chosen, it usually stays in place. This situation stresses the importance of the correct choice. However, proper selection of the best method still is based on past experience, strong opinions, familiarity of operating personnel with the equipment, preferences of company experts that favor some method, and unsubstantiated technical myths. There is a strong need for reliable procedures of selection and design.

Gas-lift is a widely used method of artificial lift, where gas is injected at the bottom of the well providing energy to the flow. In some instances, the continuous injection of gas, named continuous gas-lift (CGL), is not efficient, and the intermittent (periodical) injection of gas, named intermittent gas-lift (IGL), becomes the more economical alternative. Different design

options are available to implement the IGL: conventional IGL, IGL with plunger, IGL with chamber, pig-lift. There are some empirical, though questionable, rules of thumb to choose between the CGL and IGL (Table 1), but almost no material exists in the literature for the selection among the different IGL designs. Furthermore, there are no public models or studies of the dynamics of the IGL process cycles, that are consistent for all designs (there may be computer codes that are property of private or government companies, and that were developed for one design only). The engineer needs a computer simulator to determine the performance of the various designs, under certain field conditions, to tune the operational parameters to their optimum values, and to choose the best IGL method.

This paper introduces a computer model to simulate the IGL with plunger; models for the other IGL methods are presented in other articles of the same authors (Santos *et al.*, 1997). The IGL works in cycles, and each cycle is made of stages that follow transient flow processes. In this system, a solid plunger separates the oil and gas flowing in the well, to prevent fall-back of oil. The computer simulation employs sets of time-dependent differential equations that govern the various phases of the IGL cycle. Sample results are presented for some conditions of the petroleum reservoir, and for variations of the operational parameters. The performances of the different IGL designs are compared on the basis of an economic criterion - with each design operating at its optimum point.

Table 1: Practical Criteria for Selection of Continuous (CGL) and Intermittent (IGL) Gas-Lift.

Static Head (h_s / H_w)	Productivity Index (PI - m ³ /d.MPa)		
	high (≥ 20)	medium (5 to 20)	low (≤ 5)
high (≥ 0.7)	CGL	CGL / IGL	IGL
medium (0.4 to 0.7)	CGL / IGL	CGL / IGL	IGL
low (≤ 0.4)	IGL	IGL	IGL

1.1 Literature Review

Clegg *et al.* (1993) presented an extensive overview of artificial lift design considerations, comparison of methods and their normal operating conditions. Chacin (1994) discussed the state of the art of the design of IGL methods, presented a simplified algorithm for the calculation of the production rate, and a procedure to select the best IGL method - according to his criteria, the one with the greater produced oil volume to gas injected volume ratio. White (1982) conducted tests without and with a plunger to demonstrate the reduction of liquid fall-back in the plunger case. Mower and Lea (1985) used different plungers to study the effect of plunger geometry on the fall-back. Chacin *et al.* (1992) developed a mechanistic model, introducing the empirical findings of Mower and Lea into the model. The present model for the IGL with plunger is inspired on Liao's model (1991) for the conventional IGL, but it includes several original elements, that make it quite different.

2. IGL WITH PLUNGER

2.1 The System Cycle and Parameters

Figure 1 illustrates the IGLP cycle and its stages. The motor valve controls the injection of gas following a timer program. The gas-lift valve is set to open at a certain pressure in the casing; at this point the tubing is already loaded with a column of liquid. The gas pushes the plunger up elevating the liquid slug. The fall-back of liquid is admitted to be null for an ideal plunger. At some point, the motor valve is closed. The slug is produced at the surface, and after that, the gas is produced also. The gas-lift valve closes, and the decompression of the tubing begins. Finally, the reservoir pressure feeds the bottom of the well, reloading the system for the next cycle, while the plunger plummets back to its initial position.

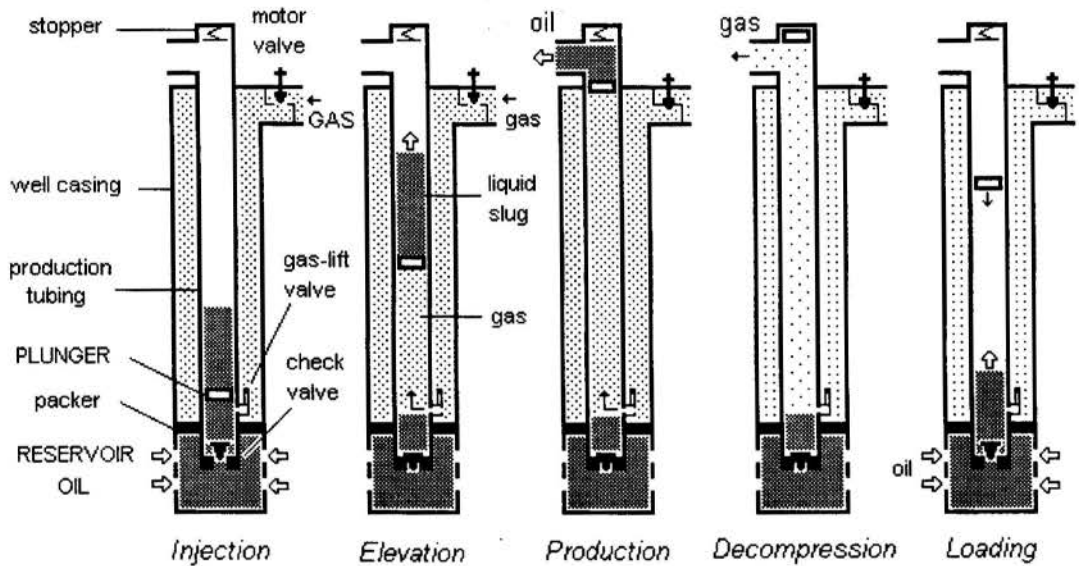


Figure 1 - The Cycle of the Intermittent Gas-Lift with Plunger.

The main parameters of the system are shown in Table 2, with their values for the typical case used in the present simulation. The following operating parameters were used to find the optimum economic rate of produced oil volume to gas injected volume: V_{gi} - injected volume per cycle; l_{sl} - initial length of the liquid slug; P_{co} - casing pressure to open the gas-lift valve. Besides, the values of the reservoir static pressure P_r and reservoir productivity index PI were varied to study the suitability of the IGLP.

Table 2: System Parameters for the Simulation of the Typical Case.

H_w	well depth	1500 m	P_{wh}	well-head pressure	0.7 MPa	γ_o	oil sp. gravity ¹	0.825
D_c	casing diameter	5 1/2 in	P_{gi}	compressor pressure	7.0 MPa	γ_w	water sp. gravity ¹	1.07
D_t	tubing diameter	2 3/8 in	T_s	surface temperature	27 °C	δ_g	gas rel. density ²	0.7
H_{gv}	depth of gl-valve	1480 m	α_T	temperature gradient	0.031 K/m	ϕ_w	water volume fraction	50 %

¹ at standard conditions, relative to standard water.

² at standard conditions, relative to standard air.

2.2 The System Model

Table 3 shows the basic equations used in the simulation of the IGLP. The equations are derived from fundamental mass and momentum balances applied to subsystems of the IGLP (more details are found in Santos, 1997). Table 4 summarizes the closure equations. For each stage of the cycle, a system of non-linear differential equations (Eq. 1) was formed following the prescription in Table 5. The systems were solved with the aid of a commercial software of mathematical tools.

$$\sum_{i=1}^{mvar} \alpha_{ni} \frac{dX_i}{dt} = \beta_n, \quad n = 1..meq \quad (1)$$

Table 3: Basic Equations for the Intermittent Gas-Lift with Plunger. *

$V_c \frac{d\bar{\rho}_{gc}}{dt} = \rho_{gsc}(F_{gi}q_{gi} - F_{gv}q_{gv})$	(b1)	$\frac{dh_g}{dt} = \{h_g < H_{gv}; v_{gt}; 0\}$	(b9)
$P_{c2} = P_{c1} \exp(H_{gv} / \lambda)$	(b2)	$(H_l - H_g) \frac{dv_l}{dt} - \frac{1}{\rho_l} (P_{t2} - P_C - \frac{w_p}{A_t}) +$	
$A_t \frac{d}{dt} (\bar{\rho}_{gt} H_g) = \rho_{gsc} (F_{gv}q_{gv} - F_{gp}q_{gp})$	(b3)	$g(H_l - H_g) + f_l \frac{v_l^2}{2} \frac{H_l - H_g}{D_t} + e = 0$	(b10)
$P_A - P_B = f_{gt} \bar{\rho}_{gt} \frac{v_{gt}^2}{2} \frac{H_g}{D_t} + \bar{\rho}_{gt} g H_g$	(b4)	$P_C = P_{wh} + \rho_{gts} g (H_{gv} - H_l)$	(b11)
$P_{wh} = P_{i1} + \rho_l g (H_w - H_{gv})$	(b6)	$A_t \frac{d}{dt} (h_{lr}) = q_r$	(b13)
$\frac{dh_l}{dt} = \{h_l < H_{gv}; v_l; 0\}$	(b8)	$P_{i1} - P_A = \rho_l g h_{lr}$	(b14)

Variables		Indexes			
<i>A</i> flow area	<i>f</i> friction factor	<i>P</i> plunger	<i>p</i> produced	<i>c1</i> casing at inj-valve	
<i>F</i> flow switch	<i>h</i> height	<i>c</i> casing	<i>r</i> reservoir	<i>c2</i> casing at gl-valve	
<i>H</i> code variable	<i>q</i> std. flow rate	<i>b</i> bottom	<i>s</i> surface	<i>t1</i> tubing at gl-valve	
<i>P</i> code variable	<i>t</i> time	<i>g</i> gas	<i>sc</i> std. condition	<i>t2</i> gas-plunger contact	
<i>P</i> pressure	<i>v</i> velocity	<i>h</i> head	<i>t</i> tubing	<i>t3</i> tubing at slug-top	
<i>T</i> temperature	<i>w</i> weight	<i>i</i> injection valve	<i>v</i> gas-lift valve	<i>t4</i> liquid column top	
<i>V</i> volume	<i>ρ</i> density	<i>l</i> liquid	<i>w</i> well	<i>ts</i> tubing at surface	
<i>Z</i> real gas factor					

* ideal plunger with no fall-back - equation numbering is consistent with conventional IGL model (Santos *et al.*, 1997)

Table 4: Closure Equations for the Intermittent Gas-Lift with Plunger.

$\rho_l = R_l(\gamma_o, \gamma_w, \phi_w, \rho_w)$	(c1)	$q_{gi} = Q_s(P_{c1}, P_{gi}, T_{c1}, \delta_g)$	(c8)	$A_t = \pi D_t^2 / 4$	(c17)
$\rho_{gx} = P_x \delta_g / R_a Z_x T_x$	(c2)	$q_{gv} = Q_v(P_{c2}, P_{l1}, T_{c2}, \delta_g)$	(c9)	$V_c = H_{gv}(D_c^2 - D_t^2)\pi / 4$	(c20)
$\bar{\rho}_{gc} = (\rho_{gc1} + \rho_{gc2}) / 2$	(c3)	$q_{gp} = v_{gs} A_t \rho_{gts} / \rho_{gvc}$	(c10)	$v_{gt} = \{v_l; 0.5 v_{gs}\}$	(c21)
$\bar{\rho}_{gr} = \{\rho_{gr1}; \bar{\rho}_{gr1s}; \bar{\rho}_{gr4s}\}$	(c4)	$q_{lp} = v_l A_t$	(c11)	$e = \{0; e_{wh}\}$	(c24)
$\bar{\rho}_{gr1s} = (\rho_{gr1} + \rho_{grs}) / 2$	(c5)	$q_r = Q_r(P_{wh}, P_r, PI)$	(c15)	$e_{wh} = k_{wh} \cdot v_l^2 / 2$	(c25)
$\bar{\rho}_{gr4s} = (\rho_{gr4} + \rho_{grs}) / 2$	(c6)	$F_x = \{0; 1\}$, $\tilde{F}_x = 1 - F_x$	(c16)		
$\lambda = R_a Z_c T_c / g \delta_g$	(c7)				
$g = 9.8 \text{ m/s}^2$		$R_a = 286.6 \text{ Pa.m/kg.K}$		$k_{wh} = 0.6$	

Table 5: Description of Equation Set for Each Stage of the IGLP Cycle.

Stage	Initial Event	Equations
Injection	injection valve opens: $F_{gi} = 1$	[b1,b2] with $F_{gi} = 1, F_{gv} = 0$.
Elevation	gas-lift valve opens: $F_{gv} = 1$	[b1,b2,b3,b4,b6,b8,b9,b10,b11,b13,b14] with $F_{gi} = 1, F_{gv} = 1, F_{gp} = 0$, $P_A = P_{g1}, P_B = P_{l2}, P_C = P_{l3}, H_g = h_g, H_l = h_l$, $\bar{\rho}_{gr} = \rho_{gr1}, v_{gt} = v_l, e = 0$.
Production	liquid slug reaches the surface line: $h_l = H_{gv}$	[b1,b2,b3,b4,b6,b9,b10,b13,b14] with $F_{gi} = 1, F_{gv} = 1, F_{gp} = 0$, $P_A = P_{g1}, P_B = P_{l2}, P_C = P_{wh}, H_g = h_g, H_l = H_{gv}$, $\bar{\rho}_{gr} = \rho_{gr1}, v_{gt} = v_l, e = e_{wh}$.
Decompression I	gas reaches the surface line: $h_g = H_{gv}$	[b1,b2,b3,b4,b6,b13,b14] with $F_{gi} = \{1; 0\}, F_{gv} = 1, F_{gp} = 1$, $P_A = P_{g1}, P_B = P_{wh}, H_g = H_{gv}$, $\bar{\rho}_{gr} = \bar{\rho}_{gr1s}, v_{gt} = 0.5 v_{gs}$.
Decompression II	gas-lift valve closes: $F_{gv} = 0$	[b3,b4,b6,b13,b14] with $F_{gv} = 0, F_{gp} = 1$, $P_A = P_{l4}, P_B = P_{wh}, H_g = H_{gv} - h_{lr}$, $\bar{\rho}_{gr} = \bar{\rho}_{gr4s}, v_{gt} = 0.5 v_{gs}$.
Loading	gas pressure relieved: $v_{gi} = 0$	[b6,b11,b13,b14] $P_A = P_{l4}, P_C = P_{l4}, H_l = h_{lr}$.
Cycle restarts	liquid slug reloaded: $h_{lr} = l_{sj}$	

The IGLP without fall-back is an idealized system, useful as a sort of benchmark against which the performance of the real system can be compared. After the experience acquired with the development of the conventional IGL with fall-back (Santos, 1997), there are plans to introduce the fall-back into the present model. The fall-back model will require empirical data regarding the leakage of the real plunger.

3. SIMULATION, OPTIMIZATION AND SELECTION

3.1 Simulation

Figure 2 shows examples of the simulation output for the typical system described in Table 2, with a reservoir pressure $P_r = 8.35$ MPa and a productivity index $PI = 10$ m³/d.MPa; this pressure corresponds to a ratio of static head to well depth $h_s / H_w = 0.6$. The gas-lift valve has a seat diameter $d_{gv} = 0.5$ in. The operating parameters, mentioned in section 2.1, are represented by the non-dimensional trio $\{l_{si} / h_s, P_{to} / P_{co}, V_{gi} / V_{gref}\}$, defined as:

- l_{si} / h_s , ratio of the initial length of the liquid slug to the reservoir static head;
- P_{to} / P_{co} , ratio of tubing pressure to casing pressure to open the gas-lift valve;
- V_{gi} / V_{gref} , ratio of the gas volume injected per cycle to the reference volume.

The reference volume is the required volume calculated by Liao's formula. For the case shown below, the operating parameters are $\{0.5, 0.7, 0.8\}$.

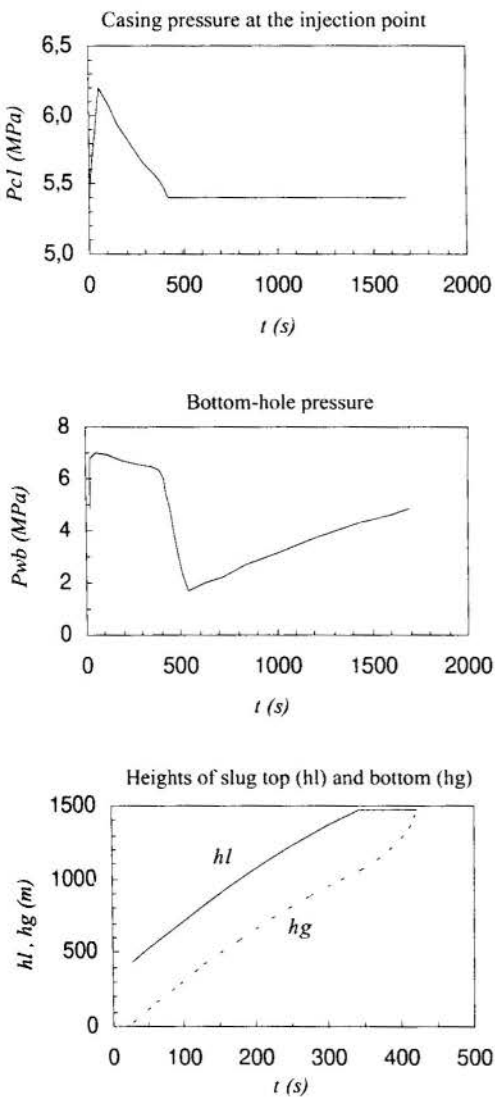


Figure 2 - Sample of the Simulator Output for the Typical Case.

Unfortunately, accurate laboratory data is scarce for the gas-lift with plunger. Nevertheless, the order of magnitude of the elevation time obtained in the simulations is close to that observed in the field, to the best of the authors' knowledge. The velocity of the real plunger would be influenced by the fall-back, because the slug weight would decrease along the way up to the surface.

3.2 Optimization

Generally, maximum daily production does not coincide with maximum daily profit, because the marginal increase in the volume of liquid does not pay for the cost of the required increase in the volume of injected gas. Therefore, the most economic point of operation is taken up as the criterion of comparison among the different IGL methods. Considering the current market values, in Brazil, and all factors constant, but the volume of gas, the economic condition adopted for an open system is

$$\frac{dQ_{\text{gas}}}{dQ_{\text{oil}}} < 1000. \quad (2)$$

The economic point was found to be $\{0.3, 0.6, 0.58\}$ for the reservoir in case.

Further simulations yielded the optimum operating point for the-IGLP, under various reservoir conditions (PI and P_r), as shown in Table 6.

Each cell of Table 6 gives the daily liquid production Q_{lp} and daily gas consumption Q_{gi} , with the parameter settings, for the economic point.

3.3 Selection

The present model was applied to the other IGL methods, accordingly to the features of each design. The optimum operating point was determined for each method, under different reservoir condition (PI and P_r). Then, the methods were ranked following the economic criterion given by Eq. 2. The continuous gas-lift (CGL) was included in the analysis too. The result is presented in Table 7, where the relative position of the IGLP is emphasized in gray.

In some of the cases of Table 7, the differences in gain are not too large (detailed data is found in Santos, 1997), then other design and operational issues will determine which method to choose (Clegg *et al.* 1993). If the selection criterion of maximum liquid production is adopted, the ranking will be modified somewhat.

4. CONCLUSION

In 1993, gas-lift installations were in operation in 53% of about 100,000 U.S.A. wells with $Q_{oil} > 1.5 \text{ m}^3/\text{d}$; and accounted, by far, for the majority of off-shore wells (Clegg *et al.* 1993). Most of these gas-lift installations employed the CGL method. Although few public data is available, it is certain that gas-lift is largely used in Brazil also. Therefore, the importance of proper selection and optimization is very significant. The design engineer needs the hard numbers of computational models to estimate the economic potential of the various design options.

Table 6: Economic Points of the IGL with Plunger.

hs/Hw	PI (m ³ /d.MPa)			
	2.5	5	10	20
0.2 2.78	3.1	5.8	10.6	17.9
	670	1273	2319	3912
0.4 5.57	9.2	17.2	28.1	47.3
	1765	3303	4491	8347
0.6 8.35	14.8	27.7	48.1	70.5
	2509	4708	7002	10052
0.8 11.13	20.2	37.9	67.3	100.0
	2736	5122	9026	12812
	30,60,58	30,60,58	30,60,58	40,65,60

Reading Key for the Table Cell

Q_{lp} (m ³ /d)
Q_{gi} (m ³ /d)
$l_{si} / h_s, P_{to} / P_{co}, V_{gi} / V_{gref}$ (%,%,%)

Table 7: Selection Rank for IGL Methods.

hs/Hw	PI (m ³ /d.MPa)			
	2.5	5	10	20
0.2 2.78	IGLC	IGLC	IGLC	IGLC
	IGLP	IGLP	IGLP	IGLP
	CGL	PL	IGL	IGL
	PL	IGL	PL	PL
	IGL	CGL	CGL	CGL
0.4 5.57	IGLC	IGLC	IGLC	IGLC
	IGLP	IGLP	IGLP	IGLP
	PL	IGL	IGL	IGL
	IGL	PL	PL	PL
	CGL	CGL	CGL	CGL
0.6 8.35	IGLC	IGLC	IGLC	IGLC
	IGLP	IGLP	IGL	IGL
	IGL	IGL	IGLP	IGLP
	CGL	CGL	CGL	PL
	PL	PL	PL	CGL
0.8 11.13	IGLC	IGLC	IGLC	IGL
	IGLP	IGLP	IGL	IGLC
	IGL	IGL	IGLP	CGL
	CGL	CGL	CGL	IGLP
	PL	PL	PL	

Legend

CGL	continuous gas-lift	IGLC	igl with chamber
IGL	intermittent gas-lift	PL	pig-lift
IGLP	igl with plunger		

The present work provides a useful tool for the task of comparing intermittent gas-lift methods - a consistent model for all known IGL designs (see also Santos *et al.*, 1997). The tables shown here can aid as ballpark assessment of the methods suitability, and optimum settings of the operating parameters. The model can also be used to study the effect of the system variables on the performance of a particular system; in fact, a detailed analysis of the system variables was done by Santos (1997). The model can also be coupled to selection criteria others than the one adopted here.

In general, this work determined that the ideal IGLP performs very well for low pressure reservoirs. For high pressure reservoirs with high PI, the IGLP performance drops below the conventional methods - IGL and CGL. It must be noted that the conventional IGL comes a close second to the ideal IGLP, and may be selected due to the simplicity of its installation, specially if the gains offered by the ideal IGLP are only marginal, as in the case of high pressure and low PI.

Further work will be pursued to perfect the present model. However, what is most needed, today, is carefully controlled experimental work, with large scale fully instrumented apparatus, and more accurate and reliable field data.

5. REFERENCES

- CHACIN, J.E., Selection of Optimum Intermittent Lift Scheme for Gas Lift Wells, *SPE # 27986*, 1994.
- CHACIN, J., SCHMIDT, Z. & DOTY, D., Modeling and Optimization of Plunger Assisted Intermittent Gas Lift Installations", *SPE # 23683*, 1992.
- CLEGG, J.D., BUCARAM, S.M. & HEIN JR., N.W., Recommendations and Comparison for Selecting Artificial-Lift Methods, *SPE # 24834, JPT pp.1128-1167*, December 1993.
- LIAO, T., Mechanistic Modeling of Intermittent Gas Lift, *PhD thesis*, U. of Tulsa, TX, USA, 1991.
- MOWER, L.N., LEA, J.F., BEAUREGARD, E., & FERGUSON, P.L., Defining the Characteristics and Performance of Gas Lift Plungers, *SPE # 14344*, 1985.
- WHITE, G.W., Combine Gas Lift - Plunger to Increase Production Rate, *World Oil*, pp.69-76, November 1982.
- SANTOS, O.G., Métodos Pneumáticos Intermitentes: Análise e Comparação, *MSc. dissertation*, Unicamp, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Conventional Intermittent Gas-Lift, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Intermittent Gas-Lift with Chamber, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Intermittent Gas-Lift with Plunger, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.

Acknowledgements

The authors wish to express their thanks to Mr. Attilio Triggia, MSc. for valuable suggestions. Thanks are also due to PETROBRAS, CEPETRO/UNICAMP and the Dept. of Petroleum Engineering of FEM/UNICAMP.



PAPER CODE: COB262

MODELING AND PERFORMANCE OF INTERMITTENT GAS-LIFT WITH CHAMBER

ODAIR G. DOS SANTOS, FRANCISCO J. S. ALHANATI & SÉRGIO N. BORDALO
Depto. de Engenharia de Petróleo, Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP
Cx.Postal 6052, CEP 13.083-970 Campinas SP, Brasil - E-mail: bordalo@dep.fem.unicamp.br

Abstract

Artificial lift is used in petroleum production when the energy of the reservoir is not enough to sustain the flow of oil in the well up to the surface with satisfactory economic return. The gas-lift is a widely used method of artificial lift; in some cases, the continuous gas-lift (CGL) is not efficient, and one must implement the intermittent gas-lift (IGL), for which there are different design options. There are some empirical and questionable rules of thumb to choose between the CGL and IGL, but almost no material exists in the literature for the selection among the different intermittent gas-lift designs; furthermore, there are no published models or behavior studies of their dynamics to help in the selection and design of IGL systems. This work presents a model to study the IGL WITH CHAMBER. In this system, a chamber is used to accumulate oil at the bottom of the well. This paper presents sample results for some conditions of the petroleum reservoir, and for variations of the operational parameters. This work can aid the engineer in the determination of the optimum values of the operational parameters, and in the choice of the IGL design for particular field conditions.

Keywords

petroleum, artificial lift, gas-lift, computer simulation, production optimization.

1. INTRODUCTION

Artificial lift is used in petroleum production when the energy of the reservoir is not enough to sustain the flow of oil in the well up to the surface with satisfactory economic return. Selection of the proper artificial-lift method is critical to the long term profitability of the oil well; a poor choice will lead to low production and high operating costs. In practice, after a decision has been made, it is rarely reviewed, later on, to determine whether it really was and still is the best choice for the existing conditions. Besides, changing the system implies additional costs, and also that the wrong decision was made in the first place; and so, once a method is chosen, it usually stays in place. This situation stresses the importance of the correct choice. However, proper selection of the best method still is based on past experience, strong opinions, familiarity of operating personnel with the equipment, preferences of company experts that favor some method, and unsubstantiated technical myths. There is a strong need for reliable procedures of selection and design.

Gas-lift is a widely used method of artificial lift, where gas is injected at the bottom of the well providing energy to the flow. In some instances, the continuous injection of gas, named continuous gas-lift (CGL), is not efficient, and the intermittent (periodical) injection of gas, named intermittent gas-lift (IGL), becomes the more economical alternative. Different design

options are available to implement the IGL: conventional IGL, IGL with plunger, IGL with chamber, pig-lift. There are some empirical, though questionable, rules of thumb to choose between the CGL and IGL (Table 1), but almost no material exists in the literature for the selection among the different IGL designs. Furthermore, there are no public models or studies of the dynamics of the IGL process cycles, that are consistent for all designs (there may be computer codes that are property of private or government companies, and that were developed for one design only). The engineer needs a computer simulator to determine the performance of the various designs, under certain field conditions, to tune the operational parameters to their optimum values, and to choose the best IGL method.

This paper introduces a computer model to simulate the IGL with chamber; models for the other IGL methods are presented in other articles of the same authors (Santos *et al.*, 1997). The IGL works in cycles, and each cycle is made of stages that follow transient flow processes. In this system, a chamber is used to accumulate the oil at the bottom of the well, reducing the back-pressure against the reservoir formation. The computer simulation employs sets of time-dependent differential equations that govern the various phases of the IGL cycle. Sample results are presented for some conditions of the petroleum reservoir, and for variations of the operational parameters. The performances of the different IGL designs are compared on the basis of an economic criterion - with each design operating at its optimum point.

Table 1: Practical Criteria for Selection of Continuous (CGL) and Intermittent (IGL) Gas-Lift.

Static Head (h_s / H_w)	Productivity Index (PI - m ³ /d.MPa)		
	high (≥ 20)	medium (5 to 20)	low (≤ 5)
high (≥ 0.7)	CGL	CGL / IGL	IGL
medium (0.4 to 0.7)	CGL / IGL	CGL / IGL	IGL
low (≤ 0.4)	IGL	IGL	IGL

1.1 Literature Review

Clegg *et al.* (1993) presented an extensive overview of artificial lift design considerations, comparison of methods and their normal operating conditions. Chacin (1994) discussed the state of the art of the design of IGL methods, presented a simplified algorithm for the calculation of the production rate, and a procedure to select the best IGL method, according to his criteria - the one with the greater produced oil volume to gas injected volume ratio. Brown described the advantages of IGL with chamber to reservoirs with low static head and low productivity index, and provide a simplified procedure to estimate the average flow pressure at the bottom of the well. Winkler and Camp (1956) applied the IGL with chamber to reservoirs of low static head but high productivity index. Berdeja and Mariaco (1971) discussed the principles that should be applied to the analysis of the IGL with chamber, optimization of the method, and listed results of field cases. Acevedo and Cordero (1991) presented field experiments showing an increase of oil production and decrease of gas consumption. The present model for the IGL with chamber is inspired on Liao's model (1991) for the conventional IGL, but it includes several original elements, that make it quite different.

2. IGL WITH CHAMBER

2.1 The System Cycle and Parameters

Figure 1 illustrates the IGLC cycle and its stages. The motor valve controls the injection of gas following a timer program. The gas-lift valve is set to open at a certain pressure in the casing; at this point the chamber is already loaded with liquid. The gas pushes the liquid into the tubing, and then elevates the liquid slug, leaving behind a film of liquid - the fall-back. At some point, the motor valve is closed. The slug is produced at the surface, and after that, the gas is produced also, dragging the liquid film and droplets dispersed in the gas. The gas-lift valve closes, and the decompression of the tubing begins. Finally, the reservoir pressure feeds the bottom of the well, reloading the chamber for the next cycle.

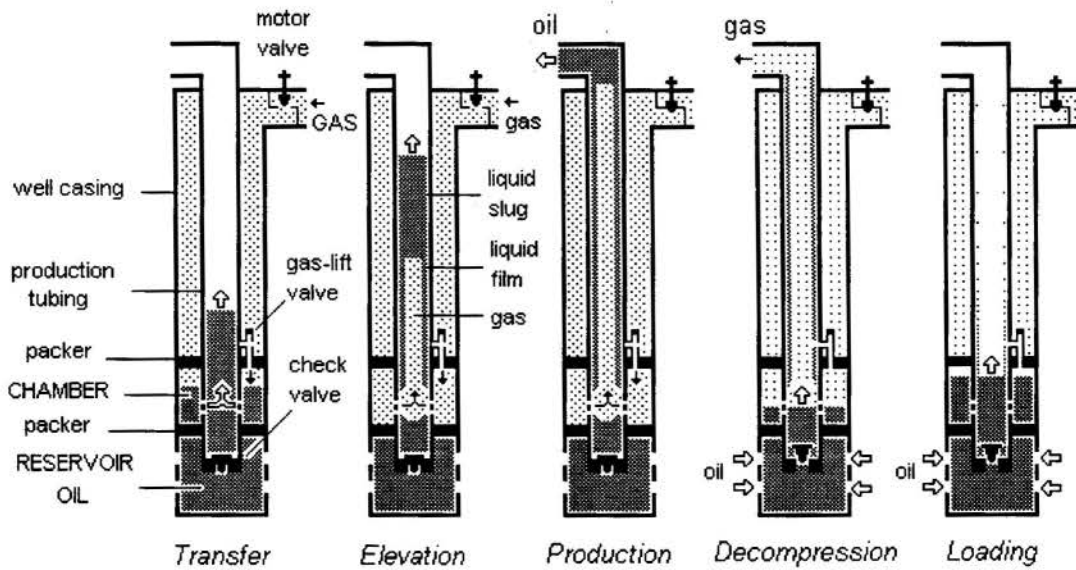


Figure 1 - The Cycle of the Intermittent Gas-Lift with Chamber.

The main parameters of the system are shown in Table 2, with their values for the typical case used in the present simulation. The following operating parameters were used to find the optimum economic rate of produced oil volume to gas injected volume: V_{gi} - injected volume per cycle; l_{sl} - initial length of the liquid slug. Besides, the values of the reservoir static pressure P_r and reservoir productivity index PI were varied to study the suitability of the IGL.

Table 2: System Parameters for the Simulation of the Typical Case.

H_w	well depth	1500 m	P_{wh}	well-head pressure	0.7 MPa	γ_o	oil sp. gravity ¹	0.825
D_c	casing diameter	5 1/2 in	P_{gr}	compressor pressure	7.0 MPa	γ_w	water sp. gravity ¹	1.07
D_t	tubing diameter	2 3/8 in	T_s	surface temperature	27 °C	δ_g	gas rel. density ²	0.7
H_{tl}	tube orifice depth	1480 m	α_T	temperature gradient	0.031 K/m	ϕ_w	water volume fraction	50 %

¹ at standard conditions, relative to standard water.

² at standard conditions, relative to standard air.

2.2 The System Model

Table 3 shows the basic equations used in the simulation of the IGLC. The equations are derived from fundamental mass and momentum balances applied to subsystems of the IGLC (Santos, 1997). Table 4 summarizes the closure equations. For each stage of the cycle, a system of non-linear differential equations (Eq. 1) was formed following the prescription in Table 5. The systems were solved with a commercial software of mathematical tools.

$$\sum_{i=1}^{mvar} \alpha_{ni} \frac{dX_i}{dt} = \beta_n, \quad n = 1..meq \quad (1)$$

Table 3: Basic Equations for the Intermittent Gas-Lift with Chamber.

$V_c \frac{d\bar{\rho}_{gc}}{dt} = \rho_{gvc} (F_{gt} q_{gi} - F_{gv} q_{gv}) \quad (b1)$	$(H_l - H_g) \frac{dv_l}{dt} + v_l^2 - (1 - \frac{A_g}{A_t}) v_f^2 - \frac{A_g}{A_t} v_{gt}^2 - \frac{P_{t2} - P_C}{\rho_l} + g(H_l - H_g) + f_l \frac{v_l^2}{2} \frac{H_l - H_g}{D_t} + e = 0 \quad (b10)$
$P_{c2} = P_{c1} \exp(H_{gv} / \lambda) \quad (b2)$	$P_C = P_{wh} + \rho_{gts} g(H_{t1} - H_l) \quad (b11)$
$A_{ch} h_{ch} \frac{d\bar{\rho}_{gch}}{dt} + \frac{d}{dt} (\bar{\rho}_{gt} A_g H_g) = \rho_{gsc} (F_{gv} q_{gv} - F_{gp} q_{gp}) \quad (b3)$	$A_f \frac{dv_f}{dt} + 2\pi \left(\frac{D_t}{2} - y \right) \left(v_f \frac{dy}{dt} - \frac{f_g}{8} \frac{\bar{\rho}_{gt}}{\rho_l} v_{gt}^2 \frac{H_g}{H_{t1}} \right) + \frac{f_l}{4} v_f^2 \pi \frac{D_t}{2} - \frac{A_f}{H_{t1}} \frac{P_{t1} - P_{wh}}{\rho_l} + g A_f = 0 \quad (b12)$
$A_{ch} \frac{d}{dt} (\bar{\rho}_{gch} (h_{ch} - h_g)) = \rho_{gsc} F_{gv} q_{gv} \quad (b3.1)$	$\frac{d}{dt} ((A_{ch} + A_g) h_{lr}) = \tilde{F}_r q_r + F_f q_f \quad (b13)$
$P_A - P_B = f_{gt} \bar{\rho}_{gt} \frac{v_{gt}^2}{2} \frac{H_g}{D_t} + \bar{\rho}_{gt} g H_g \quad (b4)$	$P_{t1} - P_{t4} = \rho_l g h_{lr} \quad (b14)$
$P_{c3} - P_D = \bar{\rho}_{gch} g (H_{gch}) \quad (b4.1)$	$v_l A_t - v_{gt} A_{ch} = q_r \quad (b15)$
$H_f \frac{dA_f}{dt} = F_r q_r - q_f \quad (b5)$	$h_g \frac{dv_{gt}}{dt} - \frac{(P_{c4} - P_{t1})}{\rho_l} + f_l \frac{v_{gt}^2}{2} \frac{h_g}{D_{ch}} - g h_g = 0 \quad (b16.1)$
$P_{wh} = P_{t1} + \rho_l g (H_w - H_{t1}) \quad (b6)$	$h_l \frac{dv_l}{dt} + v_l \frac{A_{ch}}{A_t} \left(v_l \left(\frac{A_{ch}}{A_t} - 1 \right) + 2 \frac{q_r}{A_t} \right) - \frac{(P_{t1} - P_{t3})}{\rho_l} + f_l \frac{v_l^2}{2} \frac{h_l}{D_t} + g h_l = 0 \quad (b16.2)$
$A_t v_l - A_g v_{gt} = A_f v_f \quad (b7)$	
$\frac{dh_l}{dt} = \{h_l < H_{t1}; v_l; 0\} \quad (b8)$	
$\frac{dh_g}{dt} = \{h_g < H_{t1}; v_{gt}; 0\} \quad (b9)$	
$\frac{dh_g}{dt} = \{h_g > 0; -v_{gt}; 0\} \quad (b9.1)$	

Table 3 (continued)

Variables		Indexes							
A	flow area	f	friction factor	c	casing	p	produced	c1	casing at inj-valve
F	flow switch	h	height	ch	chamber	r	reservoir	c2	casing at gl-valve
H	code variable	q	std. flow rate	b	bottom	s	surface	c3	chamber at gl-valve
P	code variable	t	time	f	film	sc	std. condition	c4	ch. gas-liq. contact
P	pressure	v	velocity	g	gas	t	tubing	t1	tubing orifice
T	temperature	y	film thickness	h	head	v	gas-lift valve	t2	gas-slug contact
V	volume	ρ	density	i	injection valve	w	well	t3	tubing at slug-top
Z	real gas factor			l	liquid	ts	tub. at surface	t4	liquid column top

Table 4: Closure Equations for the Intermittent Gas-Lift with Chamber.

$\rho_l = R_l(\gamma_o, \gamma_w, \Phi_w, \rho_w)$ (c1)	$q_{gi} = Q_s(P_{c1}, P_{gi}, T_{c1}, \delta_g)$ (c8)	$A_t = \pi D_t^2 / 4$ (c17)
$\rho_{gx} = P_x \delta_g / R_a Z_x T_x$ (c2)	$q_{gv} = Q_v(P_{c2}, P_{c3}, T_{c2}, \delta_g)$ (c9)	$A_g = \pi(D_t - 2y)^2 / 4$ (c18)
$\bar{\rho}_{gc} = (\rho_{gc1} + \rho_{gc2}) / 2$ (c3)	$q_{gp} = v_{gs} A_g \rho_{gts} / \rho_{gsc}$ (c10)	$A_f = A_t - A_g$ (c19)
$\bar{\rho}_{gc34} = (\rho_{gc3} + \rho_{gc4}) / 2$ (c3.1)	$q_{lp} = v_l A_t$ (c11)	$V_c = H_c(D_c^2 - D_t^2)\pi / 4$ (c20)
$\bar{\rho}_{gc35} = (\rho_{gc3} + \rho_{gt1}) / 2$ (c3.2)	$q_{fs} = v_f A_f$ (c12)	$v_{gt} = \{v_{gch}; v_b; 0.5v_{gs}\}$ (c21)
$\bar{\rho}_{gt} = \{\rho_{gt1}; \bar{\rho}_{gt1s}; \bar{\rho}_{gt4s}\}$ (c4)	$q_{fb} = Q_f(\rho_l, \mu_l, D_t, g, y)$ (c13)	$v_b - v_l = a \cdot v_l - v_{bo}$ (c22)
$\bar{\rho}_{gt1s} = (\rho_{gt1} + \rho_{gts}) / 2$ (c5)	$q_f = \{q_{fs}; q_{fb}\}$ (c14)	$v_{bo} = b\sqrt{gD_t}$ (c23)
$\bar{\rho}_{gt4s} = (\rho_{gt4} + \rho_{gts}) / 2$ (c6)	$q_r = Q_r(P_{wh}, P_r, PI)$ (c15)	$e = \{0; e_{wh}\}$ (c24)
$\lambda = R_u Z_c T_c / g \delta_g$ (c7)	$F_x = \{0; 1\}$, $\tilde{F}_x = 1 - F_x$ (c16)	$e_{wh} = k_{wh} \cdot v_l^2 / 2$ (c25)
$g = 9.8 \text{ m/s}^2$	$R_a = 286.6 \text{ Pa.m/kg.K}$	$a = 0.025$
		$b = 0.35$
		$k_{wh} = 0.6$

Table 5: Description of Equation Set for Each Stage of the IGLC Cycle.

Injection (injection valve opens: $F_{gi} = 1$)
set [b1,b2]

with $F_{gi} = 1, F_{gv} = 0$.

Transfer (gas-lift valve opens: $F_{gv} = 1$)
set [b1,b2,b3.1,b4.1,b6,b8,b9.1,b11,b15,b16.1,b16.2]
with $F_{gi} = 1, F_{gv} = 1, P_c = P_{i3}, P_D = P_{c4}, H_l = h_l$,
 $H_{gch} = h_{ch} - h_g, \bar{\rho}_{gch} = \bar{\rho}_{gc34}, v_{gt} = v_{gch}$.

Elevation (chamber unloaded: $h_g = 0$)
set [b1,b2,b3,b4,b4.1,b5,b6,b7,b8,b9,b10,b11]
with $F_{gi} = 1, F_{gv} = 1, F_{gp} = 0, F_r = 1, P_A = P_{t1}, P_B = P_{t2}$,
 $P_C = P_{t3}, P_D = P_{t1}, H_g = h_g, H_f = h_g, H_l = h_l, H_{gch} = h_{ch}$,
 $\bar{\rho}_{gch} = \bar{\rho}_{gc35}, \bar{\rho}_{gt} = \rho_{gt1}, v_{gt} = v_b, q_f = q_{fs}, e = 0$.

Production (slug reaches the surface: $h_l = H_{t1}$)
set [b1,b2,b3,b4,b4.1,b5,b6,b7,b9,b10]
with $F_{gi} = 1, F_{gv} = 1, F_{gp} = 0, F_r = 1, P_A = P_{t1}, P_B = P_{t2}$,
 $P_C = P_{wh}, P_D = P_{t1}, H_g = h_g, H_f = h_g, H_l = H_{t1}, q_f = q_{fb}$,
 $H_{gch} = h_{ch}, \bar{\rho}_{gch} = \bar{\rho}_{gc35}, \bar{\rho}_{gt} = \rho_{gt1}, v_{gt} = v_b, e = e_{wh}$.

Decompression I (gas reaches the surface: $h_g = H_{t1}$)
set [b1,b2,b3,b4,b4.1,b5,b6,b12]
with $F_{gi} = \{1; 0\}, F_{gv} = 1, F_{gp} = 1, F_r = 1, P_A = P_{t1}$,
 $P_B = P_{wh}, P_D = P_{t1}, H_g = H_{t1}, H_f = H_{t1}, H_{gch} = h_{ch}$,
 $\bar{\rho}_{gch} = \bar{\rho}_{gc35}, \bar{\rho}_{gt} = \bar{\rho}_{gt1s}, v_{gt} = 0.5v_{gs}, q_f = q_{fs}$.

Decompression II (gas-lift valve closes: $F_{gv} = 0$)
set [b3,b4,b4.1,b5,b6,b12,b13,b14]

with $F_{gv} = 0, F_{gp} = 1, F_r = 0, \tilde{F}_r = 1, F_f = 0$,

$P_A = P_{t4}, P_B = P_{wh}, H_g = H_{t1} - h_{lr}, H_f = H_{t1} - h_{lr}$,
 $\bar{\rho}_{gch} = \rho_{gc3}, \bar{\rho}_{gt} = \bar{\rho}_{gt4s}, v_{gt} = 0.5v_{gs}, q_f = q_{fb}$.

Decompression III (film flow reverses: $v_f = 0$)
set [b3,b4,b4.1,b5,b6,b13,b14]

with $F_{gv} = 0, F_{gp} = 1, F_r = 0, \tilde{F}_r = 1, F_f = 1$,

$P_A = P_{t4}, P_B = P_{wh}, H_g = H_{t1} - h_{lr}, H_f = H_{t1}$,
 $\bar{\rho}_{gch} = \rho_{gc3}, \bar{\rho}_{gt} = \bar{\rho}_{gt4s}, v_{gt} = 0.5v_{gs}, q_f = q_{fb}$.

Loading (gas pressure relieved: $v_{gs} = 0$)
set [b5,b6,b11,b13,b14]

$F_r = 0, \tilde{F}_r = 1, F_f = 1$,

$P_C = P_{t4}, H_l = h_{lr}, H_f = H_{t1}, q_f = q_{fb}$.

Cycle restarts (system reloaded: $h_{lr} = l_{sl} A_s / (A_t + A_{ch})$)

* loop back *

3. SIMULATION, OPTIMIZATION AND SELECTION

3.1 Simulation

Figure 2 shows examples of the simulation output for the typical system described in Table 2, with a reservoir pressure $P_r = 8.35$ MPa and a productivity index $PI = 10$ m³/d.MPa; this pressure corresponds to a ratio of static head to well depth $h_s / H_w = 0.6$. The gas-lift valve has a seat diameter $d_{gv} = 0.5$ in. The operating parameters, mentioned in section 2.1, are represented by the non-dimensional duo $\{L_{si} / h_s, V_{gi} / V_{gref}\}$, defined as:

- L_{si} / h_s , ratio of the initial length of the liquid slug to the reservoir static head;
- V_{gi} / V_{gref} , ratio of the gas volume injected per cycle to the reference volume.

The reference volume is the required volume calculated by Liao's formula. For the case shown below, the operating parameters are $\{0.1, 0.8\}$.

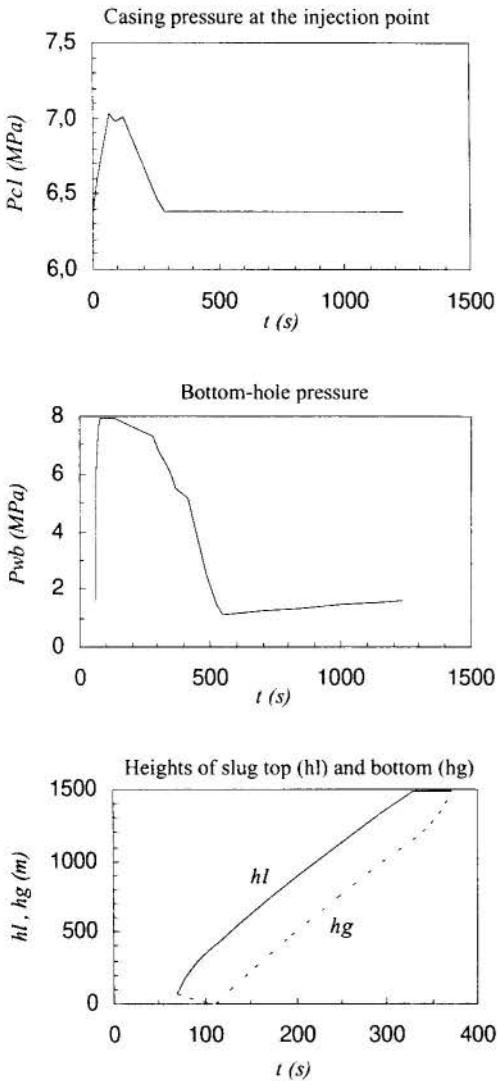


Figure 2 - Sample of the Simulator Output for the Typical Case.

Unfortunately, accurate laboratory data does not exist for the gas-lift with chamber. The order of magnitude of the production gains, over the CGL and IGL, calculated in the simulations are in the range that is observed in the field, to the best of the authors' knowledge.

3.2 Optimization

Generally, maximum daily production does not coincide with maximum daily profit, because the marginal increase in the volume of liquid does not pay for the cost of the required increase in the volume of injected gas. Therefore, the most economic point of operation is taken up as the criterion of comparison among the different IGL methods. Considering the current market values, in Brazil, and all factors constant, but the volume of gas, the economic condition adopted for an open system is

$$\frac{dQ_{gas}}{dQ_{oil}} < 1000. \quad (2)$$

The economic point was found to be $\{0.1, 0.49\}$ for the reservoir in case.

Further simulations yielded the optimum operating point for the IGLC, under various reservoir conditions (PI and P_r), as shown in Table 6.

Each cell of Table 6 gives the daily liquid production Q_{lp} and daily gas consumption Q_{gi} , with the parameter settings, for the economic point.

3.3 Selection

The present model was applied to the other IGL methods, accordingly to the features of each design. The optimum operating point was determined for each method, under different reservoir condition (PI and P_r). Then, the methods were ranked following the economic criterion given by Eq. 2. The continuous gas-lift (CGL) was included in the analysis too. The result is presented in Table 7, where the relative position of the IGLC is emphasized in gray.

In some of the cases of Table 7, the differences in gain are not too large (detailed data is found in Santos, 1997), then other design and operational issues will determine which method to choose (Clegg *et al.* 1993). If the selection criterion of maximum liquid production is adopted, the ranking will be modified somewhat.

4. CONCLUSION

In 1993, gas-lift installations were in operation in 53% of about 100,000 U.S.A. wells with $Q_{oil} > 1.5 \text{ m}^3/\text{d}$; and accounted, by far, for the majority of off-shore wells (Clegg *et al.* 1993). Most of these gas-lift installations employed the CGL method. Although few public data is available, it is certain that gas-lift is largely used in Brazil also. Therefore, the importance of proper selection and optimization is very significant. The design engineer needs the hard numbers of computational models to estimate the economic potential of the various design options. The present work provides a useful tool for the task of comparing intermittent gas-lift methods - a consistent model for all known IGL designs (Santos *et al.*, 1997).

Table 6: Economic Points of the IGL with Chamber.

hs/Hw	PI ($\text{m}^3/\text{d.MPa}$)			
	2.5	5	10	20
0.2 2.78	4.4	7.1	13.5	24.6
	745	1290	2389	4222
	50,70	30,53	30,53	30,53
0.4 5.57	9.6	17.8	32.9	54.8
	1435	2634	5272	8578
	20,60	20,60	20,70	20,70
0.6 8.35	16.0	29.5	51.4	83.9
	2391	4215	6891	10252
	10,49	10,49	10,49	10,49
0.8 11.13	21.9	40.0	68.8	109.0
	3107	5447	8804	12620
	10,60	10,60	10,60	10,60

Reading Key for the Table Cell

Q_{lp} (m^3/d)
Q_{gi} (m^3/d)
$I_{si} / h_s, V_{gi} / V_{gref}$ (%,%)

Table 7: Selection Rank for IGL Methods.

hs/Hw	PI ($\text{m}^3/\text{d.MPa}$)			
	2.5	5	10	20
0.2 2.78	IGLC	IGLC	IGLC	IGLC
	IGLP	IGLP	IGLP	IGLP
	CGL	PL	IGL	IGL
	PL	IGL	PL	PL
	IGL	CGL	CGL	CGL
0.4 5.57	IGLC	IGLC	IGLC	IGLC
	IGLP	IGLP	IGLP	IGLP
	PL	IGL	IGL	IGL
	IGL	PL	PL	PL
	CGL	CGL	CGL	CGL
0.6 8.35	IGLC	IGLC	IGLC	IGLC
	IGLP	IGLP	IGL	IGL
	IGL	IGL	IGLP	IGLP
	CGL	CGL	CGL	PL
	PL	PL	PL	CGL
0.8 11.13	IGLC	IGLC	IGLC	IGL
	IGLP	IGLP	IGL	IGLC
	IGL	IGL	IGLP	CGL
	CGL	CGL	CGL	IGLP
	PL	PL	PL	

Legend

CGL	continuous gas-lift	IGLC	igl with chamber
IGL	intermittent gas-lift	PL	pig-lift
IGLP	igl with plunger		

The tables shown here can aid as ballpark assessment of the methods suitability, and optimum settings of the operating parameters. The model can also be used to study the effect of the system variables on the performance of a particular system (Santos, 1997). The model can also be coupled to selection criteria others than the one adopted here.

In general, this work determined that the IGLC performs very well for all the reservoirs studied, with the advantage that its performance does not degrade too much, comparatively to the other methods, as the reservoir pressure decreases. The pressure depletion will occur along the life of the reservoir, therefore, the IGLC would be a good long term choice. The IGLC fares better than its competitors because its liquid production compensates its gas consumption, even when the gas input is greater than that of the other methods, specially the CGL. The installation of the IGLC is very similar to the IGL; at the same time the IGLC produces more liquid and is more economic than the IGL.

Carefully controlled experimental work, with large scale fully instrumented apparatus, and more accurate and reliable field data are needed to improve the simulator model.

5. REFERENCES

- ACEVEDO, C. & CORDERO, O., Chamber Lift: Updating Technology and Putting it to Work, 5th UNITAR Conference, Caracas, 1991.
- BERDEJA, V. & MARIACO, J., Analisis de Las Instalaciones de Bombeo Neumatico con Camaras de Acumulacion en el Campo Camiri, *Technical Report*, YPF, October, 1971.
- BROWN, K., Unique Chamber Gas Lift Performance, Published by Otis Engineering Corporation.
- CHACÍN, J.E., Selection of Optimum Intermittent Lift Scheme for Gas Lift Wells, *SPE # 27986*, 1994.
- CLEGG, J.D., BUCARAM, S.M. & HEIN JR., N.W., Recommendations and Comparison for Selecting Artificial-Lift Methods, *SPE # 24834, JPT pp.1128-1167*, December 1993.
- LIAO, T., Mechanistic Modeling of Intermittent Gas Lift, *PhD thesis*, U. of Tulsa, TX, USA, 1991.
- WINKLER, H. & CAMP, G., Down-Hole Chambers Increase Gas-Lift Efficiency, *The Petroleum Engineer*, June and August, 1956.
- SANTOS, O.G., Métodos Pneumáticos Intermitentes: Análise e Comparação, *MSc. dissertation*, Unicamp, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Conventional Intermittent Gas-Lift, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Intermittent Gas-Lift with Plunger, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Pig-Lift, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.

Acknowledgements

The authors wish to express their thanks to Mr. Attilio Triggia, MSc. for valuable suggestions. Thanks are also due to PETROBRAS, CEPETRO/UNICAMP and the Dept. of Petroleum Engineering of FEM/UNICAMP.



PAPER CODE: COB263

MODELING AND PERFORMANCE OF CONVENTIONAL INTERMITTENT GAS-LIFT

ODAIR G. DOS SANTOS, FRANCISCO J. S. ALHANATI & SÉRGIO N. BORDALO

Depto. de Engenharia de Petróleo, Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP

Cx.Postal 6052, CEP 13.083-970 Campinas SP, Brasil - E-mail:bordalo@dep.fem.unicamp.br

Abstract

Artificial lift is used in petroleum production when the energy of the reservoir is not enough to sustain the flow of oil in the well up to the surface with satisfactory economic return. The gas-lift is a widely used method of artificial lift; in some cases, the continuous gas-lift (CGL) is not efficient, and one must implement the intermittent gas-lift (IGL), for which there are different design options. There are some empirical and questionable rules of thumb to choose between the CGL and IGL, but almost no material exists in the literature for the selection among the different intermittent gas-lift designs; furthermore, there are no published models or studies of their dynamics to help in the selection and design of IGL systems. This work presents a model to study the CONVENTIONAL IGL. The IGL works in cycles, and each cycle is made of stages that follow transient flow processes. Vertical two-phase flow occurs in the well. This paper presents sample results for typical conditions of the petroleum reservoir, and for variations of the operational parameters. This work can aid the engineer in the determination of the optimum values of the operational parameters, and in the choice of the IGL design for particular field conditions.

Keywords

petroleum, artificial lift, gas-lift, computer simulation, production optimization.

1. INTRODUCTION

Artificial lift is used in petroleum production when the energy of the reservoir is not enough to sustain the flow of oil in the well up to the surface with satisfactory economic return. Selection of the proper artificial-lift method is critical to the long term profitability of the oil well; a poor choice will lead to low production and high operating costs. In practice, after a decision has been made, it is rarely reviewed, later on, to determine whether it really was and still is the best choice for the existing conditions. Besides, changing the system implies additional costs, and also that the wrong decision was made in the first place; and so, once a method is chosen, it usually stays in place. This situation stresses the importance of the correct choice. However, proper selection of the best method still is based on past experience, strong opinions, familiarity of operating personnel with the equipment, preferences of company experts that favor some method, and unsubstantiated technical myths. There is a strong need for reliable procedures of selection and design.

Gas-lift is a widely used method of artificial lift, where gas is injected at the bottom of the well providing energy to the flow. In some instances, the continuous injection of gas, named continuous gas-lift (CGL), is not efficient, and the intermittent (periodical) injection of gas,

named intermittent gas-lift (IGL), becomes the more economical alternative. Different design options are available to implement the IGL: conventional IGL, IGL with plunger, IGL with chamber, pig-lift. There are some empirical, though questionable, rules of thumb to choose between the CGL and IGL (Table 1), but almost no material exists in the literature for the selection among the different IGL designs. Furthermore, there are no public models or studies of the dynamics of the IGL process cycles, that are consistent for all designs (there may be computer codes that are property of private or government companies, and that were developed for one design only). The engineer needs a computer simulator to determine the performance of the various designs, under certain field conditions, to tune the operational parameters to their optimum values, and to choose the best IGL method.

This paper introduces a computer model to simulate the conventional IGL; models for the other IGL methods are presented in other articles of the same authors (Santos *et al.*, 1997). The IGL works in cycles, and each cycle is made of stages that follow transient flow processes. Vertical two-phase flow of oil and gas occurs in the well. The computer simulation employs sets of time-dependent differential equations that govern the various phases of the IGL cycle. Sample results are presented for typical conditions of the petroleum reservoir, and for optimization of the operational parameters. The performances of the different IGL designs are compared on the basis of an economic criterion - with each design operating at its optimum point.

Table 1: Practical Criteria for Selection of Continuous (CGL) and Intermittent (IGL) Gas-Lift.

Static Head (h_s / H_w)	Productivity Index (PI - m ³ /d.MPa)		
	high (≥ 20)	medium (5 to 20)	low (≤ 5)
high (≥ 0.7)	CGL	CGL / IGL	IGL
medium (0.4 to 0.7)	CGL / IGL	CGL / IGL	IGL
low (≤ 0.4)	IGL	IGL	IGL

1.1 Literature Review

Clegg *et al.* (1993) presented an extensive overview of artificial lift design considerations, comparison of methods and their normal operating conditions. Chacin (1994) discussed the state of the art of the design of IGL methods, presented a simplified algorithm for the calculation of the production rate, and a procedure to select the best IGL method - according to his criteria, the one with the greater ratio of produced oil volume to gas injected volume. Brown and Jessen (1962), Brill *et al.* (1967), and Neely *et al.* (1974) did some experimental work on specific field installations of conventional IGL, establishing empirical rules for the setting of the operational parameters. Although they provide useful guidelines, those rules lack in generality. White *et al.* (1963) developed the first simple mathematical relationships for the method and did experiments on laboratory installations; Machado (1988) developed a mechanistic model coupling physical principles and empirical correlations to calculate some variables of the system; Liao (1991) obtained theoretical results that showed good agreement with Brow, Brill and Neely. Although the present model is inspired on Liao's work, it includes several original elements that make it quite different and complete, such as the liquid film and the fall-back.

2. CONVENTIONAL IGL

2.1 The System Cycle and Parameters

Figure 1 illustrates the conventional IGL cycle and its stages. The motor valve controls the injection of gas following a timer program. The gas-lift valve is set to open at a certain pressure in the casing; at this point the tubing is already loaded with a column of liquid. The gas elevates the liquid slug, leaving behind a film of liquid - the fall-back. At some point, the motor valve is closed. The slug is produced at the surface, and after that, the gas is produced also; some liquid is produced by the dragging of the liquid film and droplets dispersed in the gas. The gas-lift valve closes, and the decompression of the tubing begins. Finally, the reservoir pressure feeds the bottom of the well, reloading the system for the next cycle.

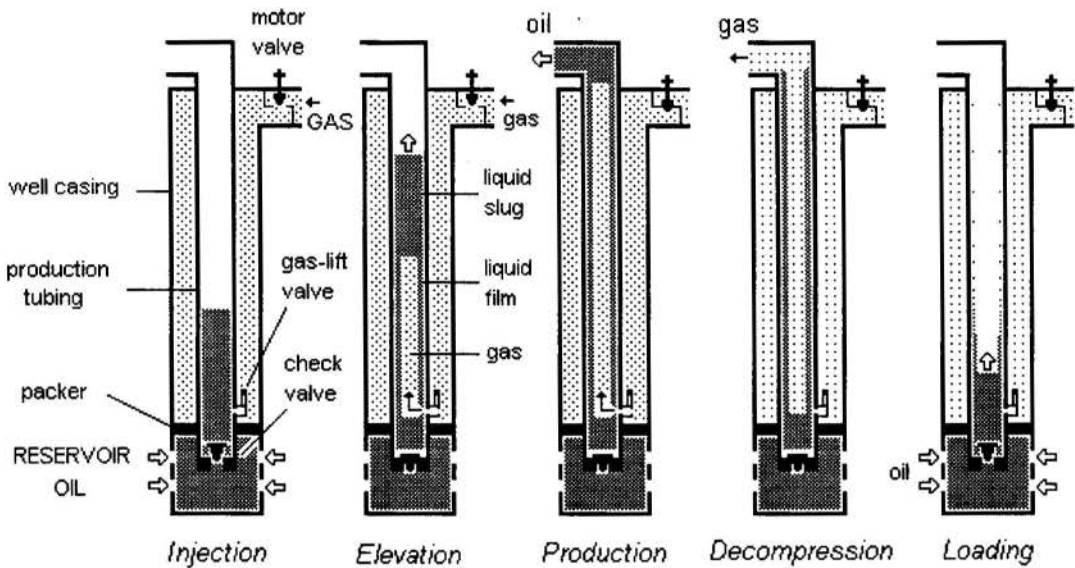


Figure 1 - The Conventional Intermittent Gas-Lift Cycle.

The main parameters of the system are shown in Table 2, with their values for the typical case used in the present simulation. The following operating parameters were used to find the optimum economic daily rate of produced oil volume to gas injected volume: V_{gi} - injected volume per cycle; l_{sl} - initial length of the liquid slug; P_{co} - casing pressure to open the gas-lift valve. Besides, the values of the reservoir static pressure P_r and reservoir productivity index PI were varied to study the suitability of the IGL.

Table 2: System Parameters for the Simulation of the Typical Case.

H_w	well depth	1500 m	P_{wh}	well-head pressure	0.7 MPa	γ_o	oil sp. gravity ¹	0.825
D_c	casing diameter	5 1/2 in	P_{gi}	compressor pressure	7.0 MPa	γ_w	water sp. gravity ¹	1.07
D_t	tubing diameter	2 3/8 in	T_s	surface temperature	27 °C	δ_g	gas rel. density ²	0.7
H_{gv}	depth of gl-valve	1480 m	α_T	temperature gradient	0.031 K/m	ϕ_w	water volume fraction	50 %

¹ at standard conditions, relative to standard water.

² at standard conditions, relative to standard air.

2.2 The System Model

Table 3 shows the basic equations used in the simulation of the conventional IGL. The equations are derived from fundamental mass and momentum balances applied to subsystems of the IGL (more details are found in Santos, 1997). Table 4 summarizes the closure equations. For each stage of the cycle, a system of non-linear differential equations (Eq. 1) was formed following the prescription in Table 5. The systems were solved with the aid of a commercial software of mathematical tools.

$$\sum_{i=1}^{mvar} \alpha_{ni} \frac{dX_i}{dt} = \beta_n, \quad n = 1..meq \quad (1)$$

Table 3: Basic Equations for the Conventional Intermittent Gas-Lift.

$V_c \frac{d\bar{\rho}_{gc}}{dt} = \rho_{gvc}(F_{gt}q_{gt} - F_{gv}q_{gv}) \quad (b1)$	$(H_l - H_g) \frac{dv_l}{dt} + v_l^2 - (1 - \frac{A_g}{A_t})v_f^2 - \frac{A_g}{A_t}v_{gt}^2 - \frac{P_{t2} - P_c}{\rho_l} + g(H_l - H_g) + f_l \frac{v_l^2}{2} \frac{H_l - H_g}{D_t} + e = 0 \quad (b10)$
$P_{c2} = P_{c1} \exp(H_{gv} / \lambda) \quad (b2)$	$P_c = P_{wh} + \rho_{gts}g(H_{gv} - H_l) \quad (b11)$
$\frac{d}{dt}(\bar{\rho}_{gt} A_g H_g) = \rho_{gvc}(F_{gv}q_{gv} - F_{gp}q_{gp}) \quad (b3)$	$A_f \left(\frac{dv_f}{dt} + g \right) + 2\pi \left(\frac{D_t}{2} - y \right) \left(v_f \frac{dy}{dt} - \frac{f_g \bar{\rho}_{gt}}{8 \rho_l} v_{gt}^2 \frac{H_g}{H_{gv}} \right) + \frac{f_l}{4} v_f^2 \pi \frac{D_t}{2} - \frac{A_f}{H_{gv}} \frac{P_{t1} - P_{wh}}{\rho_l} = 0 \quad (b12)$
$P_A - P_B = f_{gt} \bar{\rho}_{gt} \frac{v_{gt}^2}{2} \frac{H_g}{D_t} + \bar{\rho}_{gt} g H_g \quad (b4)$	$\frac{d}{dt}(A_g h_{lr}) = \tilde{F}_r q_r + F_f q_f \quad (b13)$
$H_f \frac{dA_f}{dt} = F_r q_r - q_f \quad (b5)$	$P_{t1} - P_{t4} = \rho_l g h_{lr} \quad (b14)$
$P_{wb} = P_{t1} + \rho_l g (H_w - H_{gv}) \quad (b6)$	
$A_t v_l - A_g v_{gt} = A_f v_f \quad (b7)$	
$\frac{dh_l}{dt} = \{h_l < H_{gv}; v_l; 0\} \quad (b8)$	
$\frac{dh_g}{dt} = \{h_g < H_{gv}; v_{gt}; 0\} \quad (b9)$	

Variables		Indexes			
<i>A</i> flow area	<i>f</i> friction factor	<i>c</i> casing	<i>p</i> produced	<i>c1</i> casing at inj-valve	
<i>F</i> flow switch	<i>h</i> height	<i>b</i> bottom	<i>r</i> reservoir	<i>c2</i> casing at gl-valve	
<i>H</i> code variable	<i>q</i> std. flow rate	<i>f</i> film	<i>s</i> surface	<i>t1</i> tubing at gl-valve	
<i>P</i> code variable	<i>t</i> time	<i>g</i> gas	<i>sc</i> std. condition	<i>t2</i> gas-slug contact	
<i>P</i> pressure	<i>v</i> velocity	<i>h</i> head	<i>t</i> tubing	<i>t3</i> tubing at slug-top	
<i>T</i> temperature	<i>y</i> film thickness	<i>i</i> injection valve	<i>v</i> gas-lift valve	<i>t4</i> liquid column top	
<i>V</i> volume	ρ density	<i>l</i> liquid	<i>w</i> well	<i>ts</i> tubing at surface	
<i>Z</i> real gas factor					

Table 4: Closure Equations for the Conventional Intermittent Gas-Lift.

$\rho_l = R_l(\gamma_o, \gamma_w, \varphi_w, \rho_w)$	(c1)	$q_{gl} = Q_s(P_{c1}, P_{gl}, T_{c1}, \delta_g)$	(c8)	$A_t = \pi D_t^2 / 4$	(c17)
$\rho_{gx} = P_x \delta_g / R_a Z_x T_x$	(c2)	$q_{gv} = Q_v(P_{c2}, P_{t1}, T_{c2}, \delta_g)$	(c9)	$A_g = \pi(D_t - 2y)^2 / 4$	(c18)
$\bar{\rho}_{gc} = (\rho_{gc1} + \rho_{gc2}) / 2$	(c3)	$q_{gp} = v_{gs} A_g \rho_{gts} / \rho_{gsc}$	(c10)	$A_f = A_t - A_g$	(c19)
$\bar{\rho}_{gr} = \{\rho_{gr1}; \bar{\rho}_{gr1s}; \bar{\rho}_{gr4s}\}$	(c4)	$q_{lp} = v_l A_t$	(c11)	$V_c = H_{gv}(D_c^2 - D_t^2)\pi / 4$	(c20)
$\bar{\rho}_{gr1s} = (\rho_{gr1} + \rho_{grs}) / 2$	(c5)	$q_{fs} = v_f A_f$	(c12)	$v_{gr} = \{v_b; 0.5v_{gs}\}$	(c21)
$\bar{\rho}_{gr4s} = (\rho_{gr4} + \rho_{grs}) / 2$	(c6)	$q_{fb} = Q_f(\rho_l, \mu_l, D_t, g, y)$	(c13)	$v_b - v_l = a \cdot v_l - v_{bo}$	(c22)
$\lambda = R_a Z_c T_c / g \delta_g$	(c7)	$q_f = \{q_{fs}; q_{fb}\}$	(c14)	$v_{bo} = b \sqrt{g D_t}$	(c23)
		$q_r = Q_r(P_{wh}, P_r, PI)$	(c15)	$e = \{0; e_{wh}\}$	(c24)
		$F_x = \{0; 1\}$, $\tilde{F}_x = 1 - F_x$	(c16)	$e_{wh} = k_{wh} \cdot v_l^2 / 2$	(c25)
<hr/>					
$g = 9.8 \text{ m/s}^2$		$a = 0.025$		$k_{wh} = 0.6$	
$R_a = 286.6 \text{ Pa.m/kg.K}$		$b = 0.35$			

Table 5: Description of Equation Set for Each Stage of the IGL Cycle.

Stage	Initial Event	Equations
Injection	injection valve opens: $F_{gl} = 1$	[b1,b2] with $F_{gl} = 1, F_{gv} = 0$.
Elevation	gas-lift valve opens: $F_{gv} = 1$	[b1,b2,b3,b4,b5,b6,b7,b8,b9,b10,b11] with $F_{gl} = 1, F_{gv} = 1, F_{gp} = 0, F_r = 1$, $P_A = P_{t1}, P_B = P_{t2}, P_C = P_{t3}, H_g = h_g, H_f = h_g, H_l = h_l$, $\bar{\rho}_{gr} = \rho_{gr1}, v_{gr} = v_b, q_f = q_{fs}, e = 0$.
Production	liquid slug reaches the surface line: $h_l = H_{gv}$	[b1,b2,b3,b4,b5,b6,b7,b9,b10] with $F_{gl} = 1, F_{gv} = 1, F_{gp} = 0, F_r = 1$, $P_A = P_{t1}, P_B = P_{t2}, P_C = P_{wh}, H_g = h_g, H_f = h_g, H_l = H_{gv}$, $\bar{\rho}_{gr} = \rho_{gr1}, v_{gr} = v_b, q_f = q_{fs}, e = e_{wh}$.
Decompression I	gas reaches the surface line: $h_g = H_{gv}$	[b1,b2,b3,b4,b5,b6,b12] with $F_{gl} = \{1; 0\}, F_{gv} = 1, F_{gp} = 1, F_r = 1$, $P_A = P_{t1}, P_B = P_{wh}, H_g = H_{gv} - h_{lr}, H_f = H_{gv}$, $\bar{\rho}_{gr} = \bar{\rho}_{gr1s}, v_{gr} = 0.5v_{gs}, q_f = q_{fs}$.
Decompression II	gas-lift valve closes: $F_{gv} = 0$	[b3,b4,b5,b6,b12,b13,b14] with $F_{gv} = 0, F_{gp} = 1, F_r = 0, \tilde{F}_r = 1, F_f = 0$, $P_A = P_{t4}, P_B = P_{wh}, H_g = H_{gv} - h_{lr}, H_f = H_{gv} - h_{lr}$, $\bar{\rho}_{gr} = \bar{\rho}_{gr4s}, v_{gr} = 0.5v_{gs}, q_f = q_{fs}$.
Decompression III	liquid film flow reverses to the bottom: $v_f = 0$	[b3,b4,b5,b6,b13,b14] with $F_{gv} = 0, F_{gp} = 1, F_r = 0, \tilde{F}_r = 1, F_f = 1$, $P_A = P_{t4}, P_B = P_{wh}, H_g = H_{gv} - h_{lr}, H_f = H_{gv}$, $\bar{\rho}_{gr} = \bar{\rho}_{gr4s}, v_{gr} = 0.5v_{gs}, q_f = q_{fb}$.
Loading	gas pressure relieved: $v_{gs} = 0$	[b5,b6,b11,b13,b14] $F_r = 0, \tilde{F}_r = 1, F_f = 1, P_C = P_{t4}, H_l = h_{lr}, H_f = H_{gv}, q_f = q_{fb}$.
Cycle restarts	liquid slug reloaded: $h_{lr} = l_i$	

3. SIMULATION, OPTIMIZATION AND SELECTION

3.1 Simulation

Figure 2 shows examples of the simulation output for the typical system described in Table 2, with a reservoir pressure $P_r = 8.35$ MPa and a productivity index $PI = 10$ m³/d.MPa; this pressure corresponds to a ratio of static head to well depth $h_s / H_w = 0.6$. The gas-lift valve has a seat diameter $d_{gv} = 0.5$ in. The operating parameters, mentioned in section 2.1, are represented by the non-dimensional trio $\{ l_{si} / h_s, P_{to} / P_{co}, V_{gi} / V_{gref} \}$, defined as:

- l_{si} / h_s , ratio of the initial length of the liquid slug to the reservoir static head;
- P_{to} / P_{co} , ratio of tubing pressure to casing pressure to open the gas-lift valve;
- V_{gi} / V_{gref} , ratio of the gas volume injected per cycle to the reference volume.

The reference volume is the required volume calculated by Liao's formula. For the case shown below, the operating parameters are $\{0.5, 0.7, 0.8\}$.

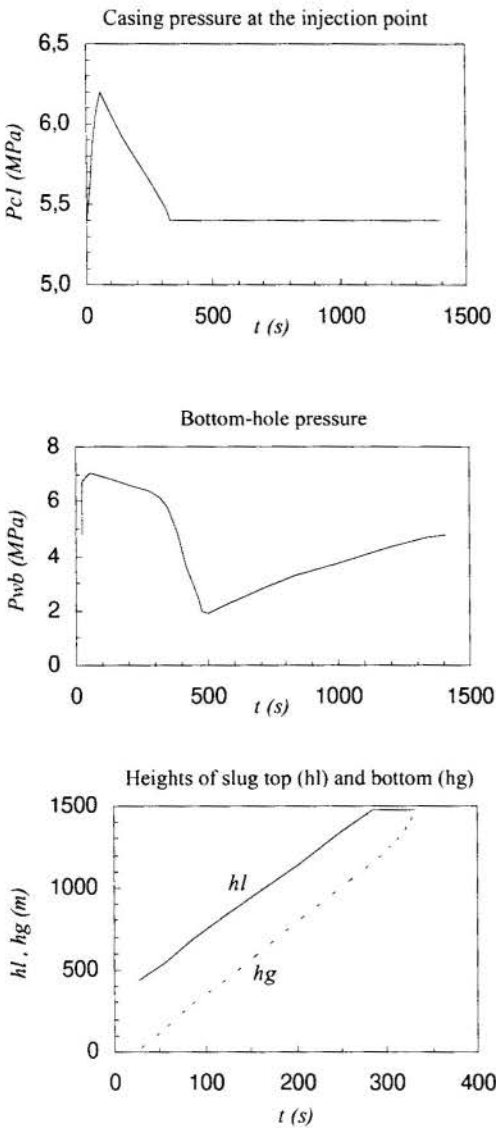


Figure 2 - Sample of the Simulator Output for the Typical Case.

The simulator was also run against Liao's computations (Table 6), which were tuned to the data of Brown, Brill and Neely.

Table 6: Comparison of Liao's Model with the Present Model.

Variable	Liao's Model	Present Model
volume of liquid slug reaching the surface (m ³)	0.309	0.299
time for elevation (s)	275	289
average bottom-hole flowing pressure (MPa)	3.4	3.8

3.2 Optimization

Generally, maximum daily production does not coincide with maximum daily profit, because the marginal increase in the volume of liquid does not pay for the cost of the required increase in the volume of injected gas. Therefore, the most economic point of operation is taken up as the criterion of comparison among the different IGL methods. Considering the current market values, in Brazil, and all factors constant, but the volume of gas, the economic condition adopted for an open system is

$$\frac{dQ_{gas}}{dQ_{oil}} < 1000. \tag{2}$$

The economic point was found to be {0.3,0.7,0.5} for the reservoir in case. Further simulations yielded the optimum operating point for the conventional IGL, under various reservoir conditions (PI and P_r), as shown in Table 7.

Each cell of Table 7 gives the daily liquid production Q_{lp} and daily gas consumption Q_{gi} , with the parameter settings, for the economic point.

3.3 Selection

The present model was applied to the other IGL methods, accordingly to the features of each design. The optimum operating point was determined for each method, under different reservoir condition (PI and P_r). Then, the methods were ranked following the economic criterion given by Eq. 2. The continuous gas-lift (CGL) was included in the analysis too. The result is presented in Table 8, where the relative position of the conventional IGL is emphasized in gray.

In some of the cases of Table 8, the differences in gain are not too large (detailed data is found in Santos, 1997), then other design and operational issues will determine which method to choose (Clegg *et al.* 1993). If the selection criterion of maximum liquid production is adopted, the ranking will be modified somewhat.

4. CONCLUSION

In 1993, gas-lift installations were in operation in 53% of about 100,000 U.S.A. wells with $Q_{oil} > 1.5$ m³/d; and accounted, by far, for the majority of off-shore wells (Clegg *et al.* 1993). Most of these gas-lift installations employed the CGL method. Although few public data is available, it is certain that gas-lift is largely used in Brazil also. Therefore, the importance of proper selection and optimization is very significant.

Table 7: Economic Points of the Conventional IGL.

hs/Hw P_r (MPa)	PI (m ³ /d.MPa)			
	2.5	5	10	20
0.2 2.78	2.2 965 60,70,41	4.4 1750 60,70,41	8.4 2500 60,70,50	16.9 5312 40,60,58
0.4 5.57	8.6 2518 30,70,41	14.8 3032 40,70,41	27.6 4886 40,70,50	42.5 6328 50,70,50
0.6 8.35	14.0 2521 30,70,41	25.9 4136 30,70,41	48.0 6773 30,70,50	80.0 11469 30,60,58
0.8 11.13	19.4 2726 30,70,41	36.8 4705 30,70,41	67.9 8539 30,70,50	106.0 9868 40,70,41

Reading Key for the Table Cell

Q_{lp} (m ³ /d)
Q_{gi} (m ³ /d)
$l_{si} / h_s, P_{iw} / P_{co}, V_{gi} / V_{gref}$ (%,%,%)

Table 8: Selection Rank for IGL Methods.

hs/Hw P_r (MPa)	PI (m ³ /d.MPa)			
	2.5	5	10	20
0.2 2.78	IGLC IGLP CGL PL IGL	IGLC IGLP PL IGL CGL	IGLC IGLP IGL PL CGL	IGLC IGLP IGL PL CGL
0.4 5.57	IGLC IGLP PL IGL CGL	IGLC IGLP IGL PL CGL	IGLC IGLP IGL PL CGL	IGLC IGLP IGL PL CGL
0.6 8.35	IGLC IGLP IGL CGL PL	IGLC IGLP IGL CGL PL	IGLC IGL IGLP CGL PL	IGLC IGL IGLP PL CGL
0.8 11.13	IGLC IGLP IGL CGL PL	IGLC IGLP IGL CGL PL	IGLC IGL IGLP CGL PL	IGL IGLC CGL IGLP

Legend

CGL	continuous gas-lift	IGLC	igl with chamber
IGL	intermittent gas-lift	PL	pig-lift
IGLP	igl with plunger		

The engineer needs computational models to estimate the economic potential of the various design options. The present work provides a useful tool for the task of comparing intermittent gas-lift methods - a consistent model for all known IGL designs (see also Santos

et al., 1997). The tables shown here can aid as ballpark assessment of the methods suitability, and optimum settings of the operating parameters. The model can be used to study the effect of the system variables on the performance of a particular system (Santos, 1997). The model can also be coupled to selection criteria others than the one adopted here.

In general, the conventional IGL performs reasonably well, ranging from average to best economic performance, usually outdoing the CGL. Although the conventional IGL is not always the best among the IGL methods, it may still be selected due to its simplicity and reliability, specially when the gains offered by the other methods are only marginal.

Carefully controlled experimental work, with large scale fully instrumented apparatus, and more accurate and reliable field data are needed to improve the simulator model.

5. REFERENCES

- BRILL, J.P., DOERR, T.C. & BROWN, K.E., An Analytical Description of Liquid Slug Flow in Small Diameter Vertical Conduits, *Trans. AIME*, 240, *JPT* pp.419-432, March 1967.
- BROWN, K.E. & JESSEN, F.W., Evaluation of Valve Port Size, Surface Chokes and Fluid Fall-Back in Intermittent Gas Lift Installation, *Trans. AIME*, 225, *JPT* pp.315-322; March 1962.
- CHACÍN, J.E., Selection of Optimum Intermittent Lift Scheme for Gas Lift Wells, *SPE # 27986*, 1994.
- CLEGG, J.D., BUCARAM, S.M. & HEIN JR., N.W., Recommendations and Comparison for Selecting Artificial-Lift Methods, *SPE # 24834*, *JPT* pp.1128-1167, December 1993.
- LIAO, T., Mechanistic Modeling of Intermittent Gas Lift, *PhD thesis*, U. of Tulsa, TX, USA, 1991.
- MACHADO, R.T.H., Modelagem e Simulação Numérica do Mecanismo de Gas Lift Intermitente, *M.Sc. dissertation*, Federal University of Ouro Preto, MG, Brazil, 1988.
- NEELY, A.B., MONTGOMERY, J.W. & VOGEL, J.W., A Field Test and Analytical Study of Intermittent Gas Lift, *Trans. AIME*, 257, *SPE Journal*, pp.502-512, October 1974.
- WHITE, G.W., An Analytical Concept of The Static and Dynamic Parameters of Intermittent Gas Lift, *Trans. AIME*, 228, *JPT* pp.301-308, March 1963.
- SANTOS, O.G., Métodos Pneumáticos Intermitentes: Análise e Comparação, *MSc. dissertation*, Unicamp, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Intermittent Gas-Lift with Chamber, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Intermittent Gas-Lift with Plunger, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.
- SANTOS, O.G., ALHANATI, J.S. & BORDALO, S.N., Modeling and Performance of Pig-Lift, *Proc. of XIV COBEM*, Ilha Solteira, SP, Brazil, 1997.

Acknowledgements

The authors wish to express their thanks to Mr. Attilio Triggia, MSc. for valuable suggestions. Thanks are also due to PETROBRAS, CEPETRO/UNICAMP and the Dept. of Petroleum Engineering of FEM/UNICAMP.



PAPER CODE: COB524

EFEITOS DA CORRENTE ELÉTRICA CONTÍNUA NA RECUPERAÇÃO DE PETRÓLEO/EFFECTS OF DIRECT ELECTRICAL CURRENT IN PETROLEUM RECOVERY

ROSANE OLIVEIRA MOTA

*PETROBRAS - E&P-BA, Av. Antônio Carlos Magalhães, 1113, Sala 433
CEP.: 41856-900 Salvador, BA, Brasil - E-mail: rosane@ep-ba.petrobras.com.br*

EUCLIDES J. BONET & OSVAIR V. TREVISAN

*Departamento de Engenharia de Petróleo, Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP - Caixa Postal 6052
CEP.: 13081-970 - Campinas, SP, Brasil - E-mail: trevisan@columbia.dep.fem.unicamp.br*

Abstract

The aim of this work was to investigate the effects of applying a direct electrical field and to measure its significance in oil recovery through electro-osmosis and/or physical-chemical modifications on clay structure due to the electrochemical treatment. A series of laboratory experiments was conducted with linear porous media saturated with oil and water. Values for the coefficient of electro-osmotic permeability for porous media in different water saturation stages are also presented. Results are presented as graphics such as oil recovery curves, relative permeability curves and production water-oil ratio curves. In the results, it may be noted the beneficial effect of the electrical current in additional oil recovery and in the production water-oil ratio reduction.

Palavras-Chave

Electro-osmosis, Oil Recovery, Direct Current

1. INTRODUÇÃO

A produção convencional de petróleo envolve basicamente o fluxo de matéria (óleo, água, gás natural, íons, sólidos em suspensão) através do meio poroso que a armazena (as rochas-reservatório).

Devido aos efeitos de superfície causados pela característica de não-miscibilidade entre os hidrocarbonetos e a fase aquosa, e à heterogeneidade das rochas sedimentares, a eficiência da recuperação convencional é em geral muito baixa, situando-se em média na faixa de 20 a 30% do óleo "in place".

Indicações de melhoria na produção de petróleo e alterações físico-químicas das reações fluido-fluido e fluidos-rochas sob aplicação de métodos elétricos têm motivado o desenvolvimento de pesquisas na área.

Entre os efeitos resultantes da aplicação de campo elétrico, abordados na literatura, são destacados os efeitos eletrocinéticos, os efeitos eletroquímicos, os efeitos de aquecimento, e os efeitos eletro-hidrodinâmicos.

Casagrande (1995) foi o pioneiro na aplicação da eletro-osmose em engenharia, para secagem e estabilização de taludes. Em seus cálculos, ele considerou o coeficiente eletro-osmótico (k_e), dado em cm/s por volt/cm.

Após relativamente pouca atenção aos escoamentos acoplados em solos por alguns anos, recentemente houve um renovado interesse no assunto devido a novos problemas e aplicações. Esses incluem o transporte de contaminantes no solo, a limpeza e despoluição de solos e de aquíferos, e a medição de propriedades de solo "in situ", conforme Bruell, Segall e Walsh(1992) e Hamed e Acar(1991).

A aplicação de corrente elétrica visando a melhoria na recuperação de petróleo tem sido objeto de algumas patentes e as investigações têm enfatizado apenas efeitos de aquecimento do meio poroso com conseqüente redução de viscosidade do óleo. Entretanto, há indicações da existência de outros efeitos, além do aquecimento. Amba(1963) e Amba & Chilingar & Beeson(1964) foram os primeiros pesquisadores a publicar resultados de testes laboratoriais na área. Mais recentemente, Aggour & Munhammadain(1992) obtiveram resultados positivos em laboratório sobre o efeito do gradiente de potencial elétrico na recuperação de petróleo, produção de água, e razão água-óleo durante injeção de água.

Este trabalho tem como objetivo investigar os efeitos da aplicação de campos elétricos sobre o escoamento e sua importância na recuperação de petróleo, verificando a ocorrência de eletro-osmose e/ou alteração na estrutura das argilas devido ao tratamento eletroquímico, em uma série de experimentos laboratoriais em meios porosos lineares saturados com óleo e água.

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Num meio poroso, Mitchell (1991) mostra que podem ser identificados 4 tipos de escoamentos diretos, cujos fluxos são causados por um gradiente da mesma natureza. São eles os escoamentos hidráulico, elétrico, térmico e químico. Estes escoamentos são regidos pelas leis fenomenológicas de Darcy, Ohm, Fourier e Fick, respectivamente. Estas leis podem ser genericamente expressas como:

$$J_i = L_j \cdot X_i$$

Além dos escoamentos diretos, nos meios porosos podem ocorrer escoamentos acoplados. Um escoamento acoplado é um escoamento de uma natureza, tal como hidráulico, por exemplo, causado por um gradiente de outra natureza, como por exemplo, o gradiente elétrico. A Tabela 1 apresenta os tipos de escoamentos acoplados que podem ocorrer segundo esse conceito, e suas denominações usuais.

Tabela 1. Escoamentos acoplados.

FLUXO	GRADIENTE X			
	PRESSÃO HIDRÁULICA	TEMPERATURA	POTENCIAL ELÉTRICO	CONCENTRAÇÃO QUÍMICA
J				
FLUIDO	lei de Darcy	Termo-osmose	eletro-osmose	osmose química
CALOR	troca isotérmica de calor	Lei de Fourier	efeito Peltier	efeito Dufour
ELÉTRONS	potencial de corrente	Efeito Thompson	lei de Ohm	potencial de membrana
ÍONS	potencial de corrente	Efeito Soret	eletroforese	lei de Fick

O fenômeno do escoamento acoplado pode ser genericamente expresso como:

$$J_i = L_{ij} \cdot X_j \quad (2)$$

onde os termos L_{ij} são chamados coeficientes de acoplamento e são propriedades características de cada escoamento, dependendo dos tipos de materiais envolvidos. O primeiro subscrito indica o tipo de escoamento e o segundo, o tipo de força motriz.

O escoamento hidráulico que ocorre devido à aplicação de um gradiente de potencial elétrico através de um meio poroso saturado com uma solução eletrolítica resulta do movimento de cátions em direção ao polo negativo, ou catodo. Isto porque, nos capilares, ocorre um excesso de cátions para neutralizar as cargas negativas das superfícies sólidas (grãos dos solos e reservatórios de petróleo, por exemplo). Ao migrarem para o catodo, esses cátions conduzem moléculas de água por arraste viscoso, causando o escoamento hidráulico. Os ânions também arrastam água com eles, porém em proporção muito menor do que o fluxo para o catodo; logo, o escoamento resultante no sentido de catodo é maior.

Sendo a eletro-osmose um escoamento acoplado, pode ser descrita por uma expressão na forma da equação (1). Em um caso geral, pode haver escoamentos hidráulico, químico, elétrico e térmico. Os fluxos químicos podem ser subdivididos de acordo com espécies particulares presentes. Conforme discutido anteriormente, cada tipo de fluxo pode apresentar contribuições causadas por gradientes de outro tipo, com sua importância relativa dependendo dos valores de L_{ij} e X_j ; daí, a descrição completa e precisa de todos os fluxos ser uma tarefa extremamente complexa. Entretanto, em muitos casos, podem ser de interesse apenas fluxos de um ou dois tipos, alguns gradientes podem não existir, e/ou alguns dos coeficientes de acoplamento podem ser conhecidos ou ter pouca importância. A matriz de fluxos e forças fica então significativamente reduzida e a determinação dos coeficientes é simplificada. Tomando apenas o fluxo de fluido:

$$q_w = L_{HH} \nabla (-P/\gamma) + L_{HE} \nabla (-E) + L_{HC} \nabla (-C) \quad (3)$$

Na condição de ausência de gradientes hidráulico, químico ou térmico, o fenômeno pode ser representado por:

$$q_h = L_{HE} X_E \quad (4)$$

Na prática, essa relação é usualmente apresentada como:

$$q = vA = k_e \frac{\Delta E}{L} A \quad (5)$$

O coeficiente de permeabilidade eletro-osmótica k_e é, então, uma propriedade dos meios porosos que indica a velocidade de escoamento hidráulico sob um gradiente elétrico unitário, de modo análogo à condutividade hidráulica, que é a velocidade de escoamento hidráulico sob um gradiente hidráulico unitário, expressa pela lei de Darcy.

A medição de k_e pode ser feita pela determinação da vazão da água através de uma amostra de meio poroso de comprimento e área de seção transversal conhecidas, sob a ação de um gradiente elétrico conhecido e gradiente hidráulico nulo. Segundo Mitchell (1991), os valores encontrados para k_e situam-se geralmente na faixa de 1×10^{-5} a $10 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V.s}$.

Quando aplicados simultaneamente, os gradientes elétricos e hidráulicos têm os seus efeitos somados linearmente no caso do escoamento monofásico. No caso de escoamento de dois fluidos imiscíveis, a eletro-osmose deverá provocar efeitos diferenciados sobre o movimento das fases. Além de induzir o escoamento destas, o campo elétrico deverá atuar sobre as cargas interfaciais e mudar a molhabilidade da rocha pelos fluidos, resultando em campo elétrico aplicado sobre escoamento de mais de uma fase.

3. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Com a finalidade de investigar a ocorrência da eletro-osmose e a alteração na estrutura das argilas devido ao tratamento eletroquímico, foi realizada uma série de experimentos com meios porosos lineares, utilizando areia pura (granulometria 35-140 mesh) e a mesma areia com 10% (em peso) de argilas (ilita, esmectita, clorita, caulinita), saturados com querosene ou petróleo cru desidratado do campo de D. João, com aplicação de gradiente de potencial elétrico em duas configurações distintas: (1) catodo na extremidade de produção e anodo na extremidade de injeção e (2) anodo na extremidade de produção e catodo na extremidade de injeção.

A Figura 1 mostra esquematicamente o aparato experimental utilizado. Detalhes sobre o projeto e montagem, preparo das amostras e programação dos testes podem ser encontrados em Mota (1994).

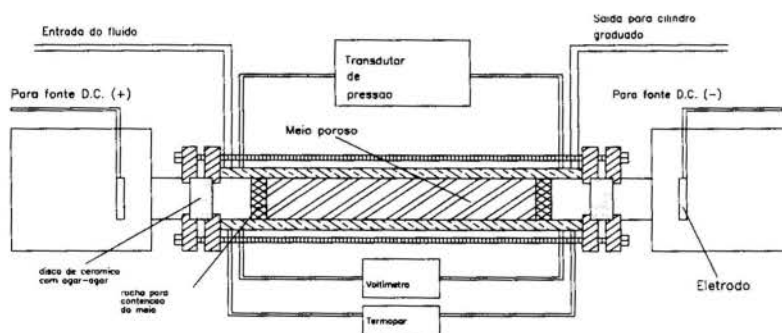


Figura 1 - Desenho esquemático dos componentes do conjunto amostra - células.

Os materiais utilizados na construção do meio poroso tiveram como objetivo a obtenção de um meio homogêneo, livre de impurezas que pudessem mascarar os fenômenos de interesse. Entretanto, buscou-se ainda simular as características médias da formação Sergi do campo de D. João.

Foram preparadas amostras de meio poroso com coletada em margem de rio, limpa e esterilizada através de lavagem ácida seguida de sucessivas lavagens com água destilada e secagem em estufa. Nos meios porosos sintéticos utilizou-se argila triturada em moinho de bolas. A amostra foi compactada dentro de uma mangueira de polietileno de 1 1/2" de

diâmetro e comprimento em torno de 25 cm, contidas por discos de 5 mm de espessura de rocha consolidada. Nas extremidades foram ainda colocados anéis de acrílico de 10 mm de espessura, para as conexões das linhas de injeção ou produção de fluidos, dos transdutores de pressão, dos termopares e dos eletrodos de platina. As amostras foram então submetidas a encapsulamento com resina epoxi e compactação sob pressão de 700 psi.

Na montagem da bancada as amostras foram isoladas hidraulicamente das células eletroquímicas por ponte salinas de agar-agar.

Os procedimentos de cada teste seguiram a rotina:

1. medição de permeabilidade ao ar.
2. saturação da amostra com solução salina, após submetê-la a vácuo.
3. medição de permeabilidade à água.
4. medição da permeabilidade eletro-osmótica (k_e), com a amostra em 100% de água.
5. injeção de óleo (ou querosene) até atingir a saturação de água irreduzível (S_{wi}).
6. medição de permeabilidade ao óleo, na S_{wi} .
7. medição da permeabilidade eletro-osmótica com amostra saturada de óleo, S_{wi} .
8. injeção de água, com ou sem corrente elétrica, até a saturação de óleo residual (S_{or}).
9. medição da permeabilidade eletro-osmótica com amostra saturada de água, na S_{or} .

4. RESULTADOS

Foram realizados testes em dez amostras. Os resultados obtidos para os coeficientes de permeabilidade eletro-osmótica, em diversos níveis de saturação de óleo e água, estão resumidos na Tabela 2.

Tabela 2. Coeficientes de permeabilidade eletro-osmótica medidos

TESTE	F,E,C	$k_e(S_w=100\%)$ ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	$k_e(S_{wi})$ ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	$k_e(S_{or})$ ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	S_{wi} (%)	S_{or} (%)
1	Q,N,-	$2,20 \times 10^{-5}$	$7,31 \times 10^{-7}$	$6,50 \times 10^{-6}$	50	30,5
2	Q,S,1	$1,78 \times 10^{-5}$	$3,61 \times 10^{-6}$	$1,19 \times 10^{-5}$	39,6	38,6
3	Q,S,2	$2,09 \times 10^{-5}$	$2,31 \times 10^{-6}$	----	39,6	42,7
4	O,N,-	$2,91 \times 10^{-5}$	$6,28 \times 10^{-6}$	$1,11 \times 10^{-5}$	51,7	6,4
5	O,S,1	$2,23 \times 10^{-5}$	$5,85 \times 10^{-6}$	$1,31 \times 10^{-5}$	52,8	5,0
6	O,S,2	$2,27 \times 10^{-5}$	$3,61 \times 10^{-6}$	$1,37 \times 10^{-5}$	46,9	13,7
7(=3)	Q,S,2	$2,88 \times 10^{-5}$	$4,63 \times 10^{-6}$	$9,30 \times 10^{-5}$	47,8	36,0
8(=4)	O,N,-	$2,80 \times 10^{-5}$	$9,19 \times 10^{-6}$	$2,74 \times 10^{-5}$	47,4	13,6
9	N,S,2	$1,19 \times 10^{-5}$	$2,03 \times 10^{-6}$	----	21,9	26,4
10(=5)	O,S,1	$4,44 \times 10^{-5}$	$1,19 \times 10^{-6}$	$1,58 \times 10^{-5}$	40,4	12,2

F (fluido não molhante): Q = querosene de aviação, O = óleo de D.João, N = nujol
 E (aplicação de corrente elétrica durante o deslocamento bifásico): S = sim, N = não
 C (configuração): 1 = catodo produtor, 2 = catodo injetor

Dos valores apresentados na Tabela 2, pode-se observar, como tendência em todos os testes, que quanto maior a saturação de água no meio poroso, maior é o valor do coeficientes k_e .

O gráfico da Figura 2 mostra que o efeito do campo elétrico, com a passagem da corrente elétrica contínua na configuração 1, em relação à rodada base (sem aplicação de gradiente de potencial elétrico), proporcionou, nos testes realizados, aumento no fator de recuperação que variou entre 10 e 20% do volume original de óleo "in place".

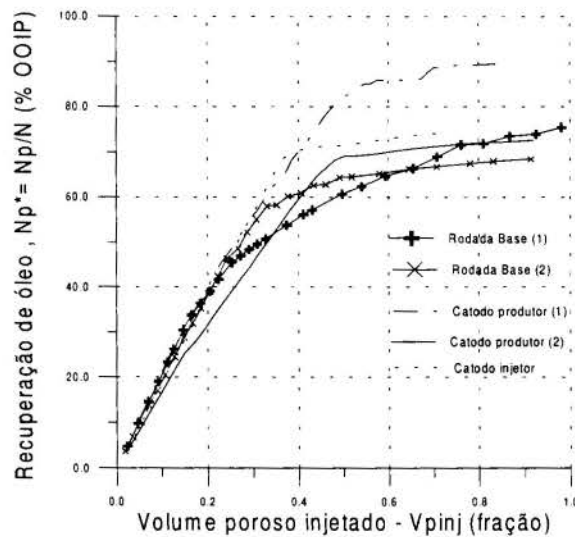


Figura 2 - Curvas de Recuperação

Pode-se observar que em sistemas bifásicos não é possível aplicar ou entender o modelo matemático de sistemas monofásicos, caso em que deveria ocorrer sempre um aumento da permeabilidade relativa à água. Em sistemas bifásicos o efeito do campo elétrico não pode ser computado apenas de maneira aditiva, pois muito provavelmente, há uma alteração nas molhabilidades preferenciais, tornando a rocha mais molhável à água, como pode ser detectado pelas curvas de permeabilidades relativas encontradas nos testes realizados. Na mesma configuração 1 ocorreu, sempre, uma antecipação da erupção de água acompanhada em seguida de uma redução da permeabilidade relativa à água, conforme pode ser observado pela comparação dos gráficos das Figuras 3 e 4.

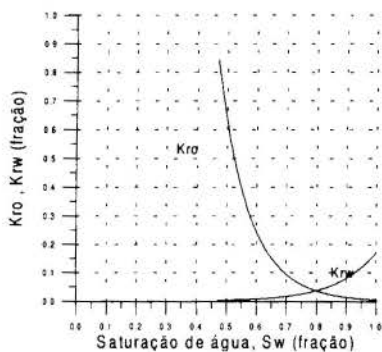


Figura 3 - Permeabilidades relativas Sistema óleo-água - Teste 8

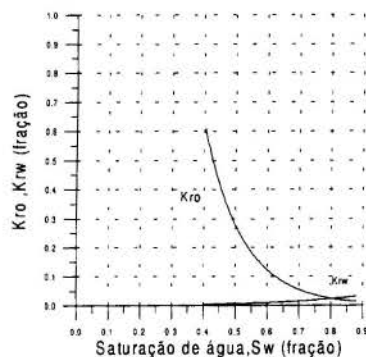


Figura 4 - Permeabilidades relativas Sistema óleo-água - Teste 10

Na configuração 2, o aumento do fator de recuperação foi de, no máximo, 10% do óleo original "in place". Foi observado um efeito bastante pronunciado de retenção da fase aquosa fazendo com que a erupção de água só ocorresse quando a amostra já se encontrava próxima à saturação de óleo residual. No teste com Nujol, o campo elétrico foi aplicado apenas após a erupção de água, ou seja, quando a saturação de óleo já havia atingido valores muito próximos ao valor residual. Observou-se que, também neste caso, há um aumento da recuperação final, da mesma ordem verificada nos casos em que o campo é aplicado durante todo o tempo do deslocamento bifásico.

As curvas de razão água-óleo (Figura 5) mostram que o efeito da passagem da corrente elétrica contínua é sempre favorável, causando a redução da produção de água em ambas as configurações dos eletrodos.

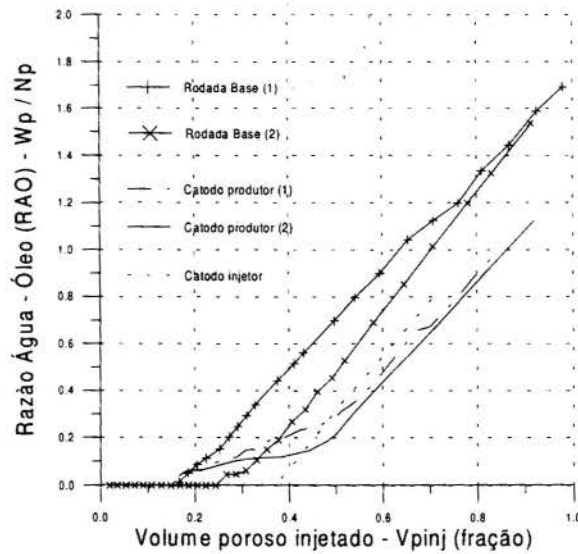


Figura 5 - Curvas de Razão Água - Óleo

Concluídos os testes, os corpos de prova foram serrados e de cada um deles foi coletada uma amostra do meio poroso. Essas amostras foram submetidas a análise de difratometria de raios X com o objetivo de verificar os efeitos dos fluidos e do campo elétrico sobre os argilominerais do sistema estudado. Não foi observada variação da mineralogia das argilas contidas nas amostras após os testes. Convém ressaltar que as amostras continham baixo teor de esmectitas expansivas, as quais seriam mais sensíveis ao efeito da corrente elétrica.

Algumas medidas adicionais permitiram ainda observar que a permeabilidade hidráulica efetiva não se altera com a passagem da corrente elétrica. Confirma-se indiretamente assim que a aplicação do campo elétrico não provoca alterações na estrutura do meio poroso.

5. CONCLUSÕES

Os cuidados tomados na montagem e preparação dos ensaios foram adequados para proporcionar boa repetibilidade na medição dos coeficientes de permeabilidade eletro-osmótica para o sistema estudado, em diversos níveis de saturação. Os valores encontrados para as situações de amostras completamente saturadas estão situados na faixa de valores reportados na literatura (Mitchel, 1991). Nas situações de saturação com água e óleo, verificou-se que k_e é proporcional à saturação de água. Isto evidencia o caráter apolar ou fracamente polar dos

petróleos em geral, e particularmente o do campo de Dom João e corrobora os modelos para a eletro-osmose nos quais as soluções salinas aquosas desempenham papel fundamental.

A passagem de corrente contínua elétrica através do meio poroso, para o sistema estudado, resultou em um aumento de recuperação da ordem de 15% do óleo original “in place” em ambas as configurações testadas. A passagem de corrente provocou também um retardamento da erupção da água na configuração com o catodo na extremidade de injeção e uma redução nos volumes produzidos de água em ambas as configurações.

Em reservatórios de petróleo nos quais o aquecimento dos fluidos e em particular do óleo seja benéfico para a sua recuperação, como no caso dos óleos parafínicos com ponto de névoa próximo à temperatura do reservatório, o efeito eletro-osmótico representaria uma parcela adicional importante.

6. REFERÊNCIAS

Aggour, M.A. & Muhammadain, A.M. “Investigation of Waterflooding under the Effect of Electrical Potencial Gradient”, *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 7, 319-322, 1992.

Amba, S.A.: “Use of Direct Eletrical Current for Increasing the Flow Rate of Reservoir Fluids During Petroleum Recovery”, PhD dissertation, U. of Southern California, Los Angeles, 255 pp., 1963.

Amba, S.A. & Chilingar, G.V. & Beeson, C.M. “Use of Direct Electrical Current for Increasing the Flow Rate of Reservoir Fluids During Petroleum Recovery”, *Journal of Canadian Petroleum Technology*, 3(1), 8-14, 1964.

Bruell, C.J.; Segall, B.A. & Walsh, A.T. “Electro-osmotic Removal of Gasoline Hydrocarbons and TCE from Clay”, *Journal of Environmental Engineering, ASCE*, 118(1), 68-83, 1992.

Casagrande, L. “A Review of Past and Current Work on Electro-osmotic Stabilization of Soils”, *Harvard Soil Mechanics Series*, nº 45, Harvard University, Cambridge, Massachussets, 1959.

Hamed, J. & Acar, Y.B. “Pb(II) Removal from Kaolinite by Electrokinetics”, *Journal of Geotechnical Engineering*, 117(2), 1991.

Mitchell, J.K. “Conduction Phenomena: from Theory to Geotechnical Praticce” *Geotechnique*, 41, nº 3, 299-340, 1991.

Mota, R.O. “Efeitos da Corrente Elétrica Contínua na Recuperação de Petróleo”, *Dissertação de Mestrado*, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, S.P., Brasil, 1994.

Olsen, H.W. “Hydraulic Flow Through Saturated Clays”, *Sc. D. Thesis*, M. I. T., Cambridge, Mass., 1961.



PAPER CODE: COB531

TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM OPERAÇÕES DE INJEÇÃO EM POÇOS / HEAT TRANSFER IN WELL INJECTION OPERATIONS

FLÁVIO MEDEIROS JÚNIOR¹ & OSVAIR VIDAL TREVISAN²

¹ PETROBRAS / E&P-RNCE- Av. Interventor Mário Câmara, 2783, Bloco B - Sala 48, Bairro: Nazaré
CEP 59.074-600 Natal - RN, Brasil - E-mail: fmj@ep-rnce.petrobras.com.br

² Departamento de Engenharia de Petróleo, Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP - Barão Geraldo
CEP 13.083-970 Campinas -SP, Brasil - E-mail: trevisan@dep.fem.unicamp.br

Abstract

Fluid temperature is an important parameter in production or injection wells. This paper presents an analytical solution, in Laplace space, to the liquid temperature in injection operations. The model proposed for the heat transfer along the column incorporates heat accumulation (in the column and in the annulus) to the heat exchange between the wellbore and the semi-infinite surroundings. The problem was solved by Laplace transforms and the Stehfest's algorithm is used to invert the solution to real domain. Results show that the liquid temperature is very sensitive to the injection flow rate and the short time behaviour is affected by heat accumulation in the column and the annulus.

Keywords

Heat Transfer; Well Completion; Well Operations; Liquid Flow.

Transferência de Calor; Completação de Poços; Operações em Poços; Fluxo de Líquido.

1. INTRODUÇÃO

As operações envolvendo injeção de líquido através da coluna de produção constituem ferramentas bastante utilizadas no início e na manutenção da vida produtiva de um poço de petróleo. A determinação da temperatura do fluido durante o período de injeção torna-se importante às avaliações dos esforços mecânicos nos equipamentos do poço e do desempenho de vários produtos químicos (normalmente sensíveis à temperatura) utilizados nestas operações.

O cálculo da temperatura do fluido na coluna de produção, durante uma operação de injeção de líquido de curta duração, deve ser feito levando-se em conta uma característica peculiar deste tipo de serviço: o fluxo de calor entre a formação e o líquido na coluna apresenta variações significativas com o tempo. Os diversos meios físicos que separam o fluido dentro da coluna do contato direto com a formação também podem exercer uma influência significativa no cálculo da temperatura.

Considerando as características físicas descritas, um modelo que pretenda representar adequadamente o problema da temperatura do fluido na coluna de produção deve considerar o fluxo de calor variável entre a formação e o fluido, como também permitir a inclusão do efeito do poço (coluna, anular, revestimento e cimento) no cálculo da temperatura.

2. CONSERVAÇÃO DA ENERGIA TÉRMICA

Os modelos que representam o comportamento da temperatura em sistemas físicos são desenvolvidos a partir da equação geral da conservação da energia associada a hipóteses simplificadoras adequadas ao problema que se deseja modelar. A equação da conservação da energia térmica para fluido Newtoniano, incompressível com perdas por fricção desprezíveis é apresentada em Burger *et al.* (1985)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \vec{\nabla}(\rho u) \cdot \vec{v} = \vec{\nabla} \cdot (\tilde{k} \cdot \vec{\nabla} T) \quad (1)$$

Utilizando as relações termodinâmicas envolvendo energia interna, entalpia, entropia, pressão, volume, trabalho e considerando variações destas grandezas apenas na direção uniaxial; além disso, assumindo as hipóteses de pequeno coeficiente de dilatação volumétrica do fluido, poço vertical e gradiente de temperatura desprezível na direção radial, obtemos a forma simplificada da equação da conservação da energia térmica:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p v_z \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

Na equação (2) o termo à esquerda corresponde à acumulação de calor, enquanto o termo central representa o termo de convecção no elemento infinitesimal do fluido dz mostrado na Figura 1.

Esta equação reflete apenas o balanço de calor no elemento do fluido, não considerando o fluxo de calor para a sua vizinhança. No caso do fluido na coluna de produção, este fluxo de calor pode ser quantificado pela Lei de Fourier aplicada a interface do fluido com a formação vizinha.

$$q_H = -2 \pi k_s r \left. \frac{\partial T_s}{\partial r} \right|_{r=r_{it}} \quad (3)$$

Acrescentando o termo do fluxo de calor para formação em volta da coluna e rescrevendo a equação (2) em termos do fluxo de calor por unidade de comprimento na direção z , obtemos:

$$\pi r_{it}^2 \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \pi r_{it}^2 \rho C_p v_z \frac{\partial T}{\partial z} - 2 \pi k_s r \left. \frac{\partial T_s}{\partial r} \right|_{r=r_{it}} = 0 \quad (4)$$

A equação (4) não leva em conta os efeitos do poço. Isto significa dizer que todos os meios físicos entre o interior da coluna e a formação, possuem as mesmas propriedades térmicas da própria formação. Esta hipótese é bastante inadequada, pois os materiais que separam fisicamente o fluido da formação normalmente possuem propriedades térmicas distintas.

A inclusão do efeito do poço no cálculo da temperatura do fluido na coluna foi proposta por Ramey (1962), baseada na hipótese de fluxo de calor em regime permanente nos meios físicos compreendidos entre o fluido e a formação. Este efeito é quantificado pelo coeficiente global de transferência de calor (U) e tem sido utilizado na maioria dos modelos subsequentes ao trabalho de Ramey (1962).

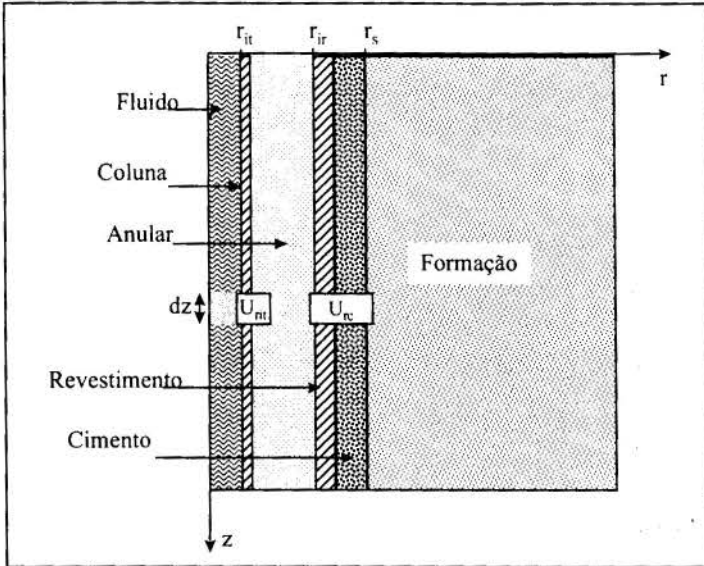


Figura 1: Esquema para o Cálculo da Temperatura do Fluido na Coluna.

3. EQUACIONAMENTO DO PROBLEMA

A Figura 1 mostra esquematicamente o modelo proposto para o cálculo da temperatura na coluna. No elemento dz do fluido na coluna é aplicada a forma simplificada da equação da conservação da energia térmica com o termo de acumulação no tempo, convecção forçada na variável z e fluxo de calor para a vizinhança na variável r . Os efeitos do poço são computados pelos coeficientes globais de transferência de calor (U_{rc} e U_{rit}), através da hipótese de fluxo permanente entre o fluido na coluna e o fluido no anular e entre o fluido do anular e a formação em volta do poço. O comportamento da

temperatura na formação é obtido com a equação da difusividade térmica unidimensional na variável r .

A condição inicial é assumida em todo o espaço, sendo dada pela soma da temperatura na superfície com um gradiente geotérmico linear com a profundidade.

As condições de contorno radiais são obtidas considerando o meio não perturbado para raios muito grandes e o fluxo de calor em regime permanente no espaço entre a formação e o fluido no anular e entre o fluido no anular e o fluido na coluna.

Considerando a hipótese de fluxo de calor permanente nos meios físicos entre o fluido e o anular, a equação (4), incluindo os efeitos do poço, pode ser escrita como:

$$\pi r_{it}^2 (\rho C_p)_{fc} \frac{\partial T_{fc}}{\partial t} + q_l (\rho C_p)_{fc} \frac{\partial T_{fc}}{\partial z} + 2\pi r_{it} U_{rit} (T_{fc} - T_{fa}) = 0 \quad (5)$$

A diferença entre as equações (4) e (5) está no termo correspondente ao fluxo de calor para a vizinhança. Enquanto na equação (5) considera-se fluxo de calor permanente entre o fluido na coluna e o fluido no anular; na equação (4) este termo é definido pela lei de Fourier aplicada à temperatura da formação.

A condição inicial é dada pela soma da temperatura ambiente na superfície com o gradiente geotérmico linear.

$$T_{fc}(0, z) = T_a + wz \quad (6)$$

A condição de contorno na variável z é obtida com a temperatura de injeção constante.

$$T_{fc}(t, 0) = T_{inj} \quad (7)$$

Para solução da temperatura do fluido através da equação (5), é necessário o conhecimento da temperatura no espaço anular entre a coluna e a formação. Utilizando a hipótese de fluxo de calor em regime permanente entre o anular e a formação obtemos uma relação entre a temperatura do fluido no anular e a temperatura da formação. A temperatura da formação é

obtida pela solução da equação da difusão térmica no meio poroso, dada por Carslaw *et al*(1959):

$$\frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_s}{\partial r} = \frac{(\rho C_p)_{se}}{k_s} \frac{\partial T_s}{\partial t} \quad (8)$$

Com a condição inicial

$$T_s(0, r) = T_a + wz \quad (9)$$

A condição de contorno para r muito grande assume o meio não perturbado:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} T_s(0, r) = T_a + wz \quad (10)$$

Na fronteira poço-formação, a condição de contorno é obtida pela hipótese de fluxo de calor em regime permanente entre a formação e o anular:

$$\frac{\partial T_s}{\partial r} \Big|_{r=r_s} = -\frac{U_{rc}}{k_s} (T_{fa} - T_s \Big|_{r=r_s}) \quad (11)$$

Uma vez que o fluxo de calor entre o fluido no anular e a formação é assumido em regime permanente, o fluxo de calor na interface entre o fluido no anular e o revestimento tem o mesmo valor do fluxo de calor na interface entre o raio externo do poço e a formação, podendo ser quantificado aplicando-se a Lei de Fourier à temperatura da formação.

A resolução da equação (8) com as condições (9)-(11) permite explicitar a temperatura do anular T_{fa} em função da temperatura da formação T_s . A temperatura do fluido na coluna T_{fc} é relacionada com a temperatura do fluido no anular e com a temperatura da formação através do balanço dos fluxos de calor no anular. A Figura 2 mostra esquematicamente o balanço dos fluxos de calor no espaço anular.

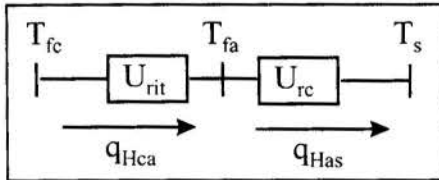


Figura 2: Balanço dos Fluxos de Calor no Anular

Pelo balanço de calor no anular:

$$q_{Hca} - q_{Has} = q_{Haca} \quad (12)$$

Considerando o fluxo de calor em regime permanente entre a coluna e o anular e entre o anular e a formação temos:

$$q_{Hca} = 2\pi r_{it} U_{rit} (T_{fc} - T_{fa}) \quad (13)$$

$$q_{Has} = -2\pi k_s r_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \Big|_{r=r_s} \quad (14)$$

O calor acumulado no anular é dado por:

$$q_{Haca} = \pi(r_{ir}^2 - r_{et}^2)(\rho C_p)_{fa} \frac{\partial T_{fa}}{\partial t} \quad (15)$$

Substituindo o valor de q_{Hca} , q_{Has} e q_{Haca} , na equação (12) obtemos:

$$2\pi r_{it} U_{rit} (T_{fc} - T_{fa}) + 2\pi k_s r_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \Big|_{r=r_s} = \pi(r_{ir}^2 - r_{et}^2)(\rho C_p)_{fa} \frac{\partial T_{fa}}{\partial t} \quad (16)$$

A equação (16) relaciona as temperaturas do fluido na coluna, no anular e na formação.

O conjunto de equações diferenciais e condições de contorno apresentadas, mais a hipótese de propriedades térmicas constantes, representam o equacionamento proposto para o modelo com acumulação no anular e formação homogênea.

3.1 Solução

A aplicação da transformação de Laplace às equações diferenciais e condições de contorno apresentadas, com o uso de variáveis adimensionais convenientes, torna bastante simples a obtenção de uma solução analítica no domínio de Laplace para a temperatura do fluido na coluna. Utilizando, respectivamente, as seguintes variáveis adimensionais para temperatura, tempo, raio e profundidade:

$$T_{Dj} = [T_j - (T_a + wz)] / wL, \quad t_D = \frac{\alpha_s}{r_c^2} t, \quad r_D = \frac{r}{r_c} \quad \text{e} \quad z_D = \frac{z}{L} \quad (17)$$

Aplicando a transformada de Laplace ao problema da temperatura na formação proposto pelas equações (8) a (11) com as variáveis adimensionais definidas pelas equações (17), obtemos a solução no domínio de Laplace :

$$\bar{T}_{Dfs} = \frac{\bar{T}_{Dfa}(s, z_D) \mathbf{K}_0(r_D \sqrt{s})}{[\mathbf{K}_0(\sqrt{s}) + \phi \sqrt{s} \mathbf{K}_1(\sqrt{s})]} \quad (18)$$

De modo semelhante, aplicando a transformação de Laplace às equações (5), (7), e (16), utilizando as variáveis adimensionais e substituindo o valor de \bar{T}_{Dfs} dado pela equação (18), obtemos a solução para temperatura do fluido na coluna dada por:

$$\bar{T}_{Dfc} = \frac{e^{-A(s)z_D}}{sA(s)} + T_{Dinj} \frac{e^{-A(s)z_D}}{s} - \frac{1}{sA(s)} \quad (19)$$

onde $A(s)$, T_{Di} , θ_{acc} , θ_{cc} e θ_{aca} , são funções e constantes adimensionais dadas por:

$$A(s) = s\theta_{acc} + \frac{1}{\gamma(s)} \left[\frac{\theta_{cc}}{\lambda(s)} + s\theta_{aca} \right] \quad (20)$$

$$T_{Dinj} = [T_{inj} - T_a] / wL \quad (21)$$

$$\theta_{acc} = \frac{\alpha_s}{r_c^2} \frac{\pi r_{it}^2 L}{q_l} \quad (22)$$

$$\theta_{cc} = \frac{2\pi k_s L}{q_l (\rho C_p)_{fc}} \quad (23)$$

$$\theta_{aca} = \frac{\alpha_s}{r_c^2} \frac{\pi (r_{ir}^2 - r_{et}^2) L (\rho C_p)_{fa}}{q_l (\rho C_p)_{fc}} \quad (24)$$

T_{Dinj} é o valor adimensional correspondente à temperatura de injeção na superfície; θ_{acc} e θ_{aca} representam a contribuição dos termos de acumulação na coluna e anular, respectivamente e θ_{cc} representa a contribuição do termo de perdas para formação em volta do poço.

$\lambda(s)$ e $\gamma(s)$ são funções adimensionais da variável de Laplace (s):

$$\lambda(s) = \frac{\sqrt{s} K_1(\sqrt{s})}{[K_0(\sqrt{s}) + \varphi \sqrt{s} K_1(\sqrt{s})]} \quad (25)$$

$$\gamma(s) = 1 + \frac{k_s}{r_{it} U_{rit} \lambda(s)} + s \left(\frac{\alpha_s}{r_c^2} \frac{(r_{ir}^2 - r_{et}^2)(\rho C_p) f a}{2 r_{it} U_{rit}} \right) \quad (26)$$

onde φ é uma constante adimensional definida por:

$$\varphi = \frac{k_s}{r_c U_{rc}} \quad (27)$$

A dedução detalhada das equações (18) a (27) é apresentada em Medeiros Jr.(1996)

A solução no espaço de Laplace dada pela equação (19) não possui uma transformada inversa conhecida. Neste caso, o valor da temperatura do fluido na coluna no domínio do tempo pode ser obtido através da integral complexa para inversão da função no espaço de Laplace, ou aplicando-se a deconvolução no tempo ou pelo uso de algoritmos numéricos. A aplicação da fórmula da integração complexa ou a deconvolução conduz a soluções no domínio do tempo na forma de integrais envolvendo funções de Bessel (Yu-Shu-Wu *et al*(1990), Squier *et al*(1962), Carslaw *et al*(1959)), cujos valores só podem ser calculados numericamente.

O algoritmo de Stehfest(1970) para inversão numérica de funções no espaço de Laplace é uma ferramenta de uso consagrado na Engenharia do Petróleo, com as características de facilidade de programação e rápido tempo de resposta, sendo utilizado neste texto para o cálculo do valor da temperatura no domínio do

tempo.

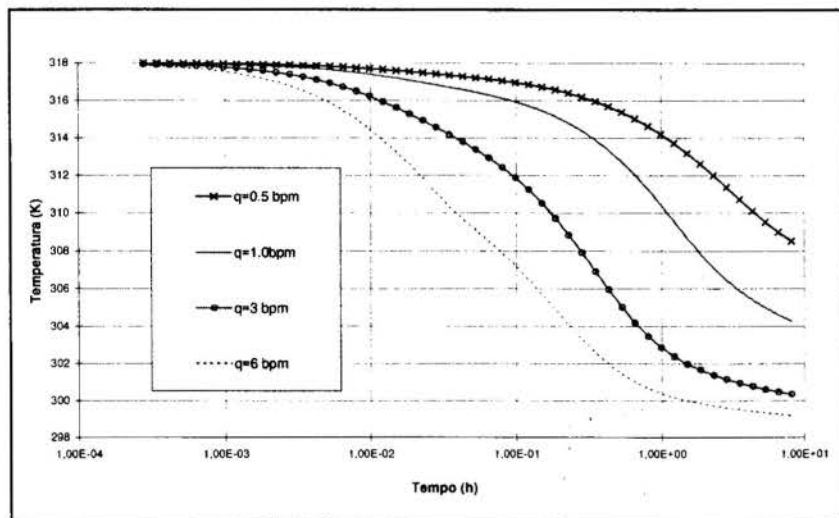


Figura 3 - Temperatura do Fluido na Coluna

tempo.

Uma das variáveis de controle nas operações de injeção de líquido é a vazão na qual o fluido é injetado, apresentando variações entre 0,1 e 10 bpm. O gráfico na Figura 3 apresenta o comportamento da temperatura na profundidade de 1000 metros em função do tempo para valores típicos de vazões de injeção usadas nas operações de injeção de líquido. Para obtenção das curvas foi utilizado o conjunto de dados da Tabela 1.

Nesta figura, o valor inferior da escala do eixo das ordenadas indica a temperatura de injeção do fluido na superfície, enquanto o valor superior corresponde à temperatura inicial do fluido na profundidade de 1000 metros. A Figura 3 mostra que mesmo para intervalos de tem-

po inferiores a 10 horas, a temperatura do fluido na coluna pode estar muito próxima da temperatura de injeção na superfície. A sensibilidade da temperatura ao valor da vazão injetada também é bastante evidenciada.

Tabela 1. Dados Típicos para o Cálculo da Temperatura (em unidades SI)

Poço			
Temperatura ambiente	$2.98 \times 10^{+02}$	Gradiente geotérmico	2.00×10^{-02}
Raio externo do revestimento	8.89×10^{-02}	Raio do anel de cimento	8.90×10^{-02}
Condutividade térmica do cimento	9.00×10^{-01}	Raio interno do revestimento	8.08×10^{-02}
Condutividade térmica do revestimento	$4.32 \times 10^{+01}$	Raio externo da coluna	3.65×10^{-02}
Condutividade térmica da coluna	$4.32 \times 10^{+01}$	Raio interno da coluna	3.10×10^{-02}
Fluido no Anular			
Coefficiente de convecção anular-coluna	$1.00 \times 10^{+03}$	Massa específica do fluido	$1.00 \times 10^{+03}$
Coefficiente de convecção anular-revest.	$1.00 \times 10^{+03}$	Calor específico do fluido	$4.18 \times 10^{+03}$
Fluido na Coluna			
Temperatura de injeção na superfície	$2.98 \times 10^{+02}$	Massa específica do fluido	$1.00 \times 10^{+03}$
Coefficiente de convecção fluido-coluna	$1.00 \times 10^{+04}$	Calor específico do fluido	$4.18 \times 10^{+03}$
Formação			
Massa específica da matriz da rocha	$2.15 \times 10^{+03}$	Grau API do óleo na rocha	$2.50 \times 10^{+01}$
Massa específica do fluido	$1.08 \times 10^{+03}$	Porosidade	3.00×10^{-01}
Condutividade térmica	$3.60 \times 10^{+00}$	Saturação de água	9.00×10^{-01}

4. COMPARAÇÃO COM OUTROS MODELOS

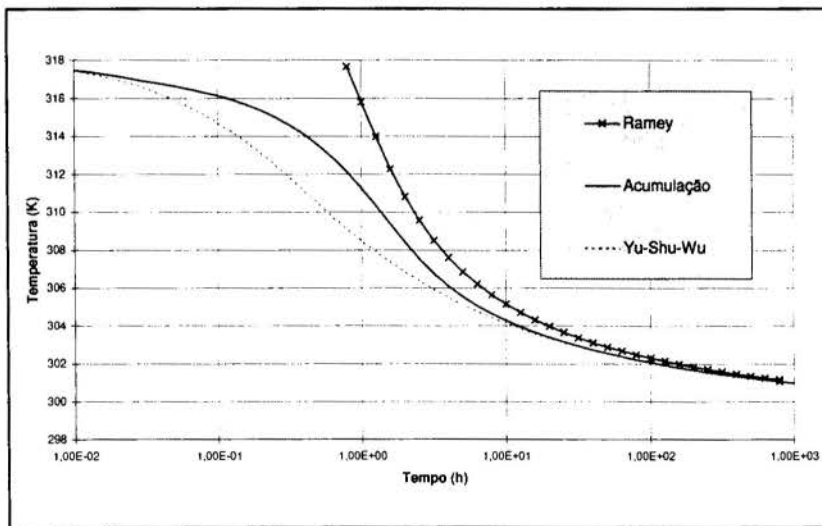


Figura 4 - Comparação de Resultados (T_{fc} em função de t)

A Figura 4 mostra a influência da acumulação de calor no anular no período entre 6 minutos e 1 hora e a inadequação da equação proposta por Ramey(1962) para tempos inferiores a 100 horas.

Desta forma, este trabalho confirma as afirmações de outros autores (Yu-Shu-Wu *et al*(1990), Hasan *et al*(1992), recomendando a aplicação da equação de Ramey(1962) para tempos maiores que 1 semana,

onde o modelo da fonte linear com fluxo de calor constante apresenta resultados bem próximos do modelo da fonte cilíndrica com fluxo de calor variável. Verifica-se também que o termo de acumulação de calor do anular pode modificar significativamente o valor da temperatura do fluido na coluna para tempos de injeção inferiores a 10 horas. Especificamente nos casos onde o anular está preenchido com fluido base água, conseqüentemente com grande capacidade de acumular calor. Esta é uma contribuição definitiva do presente trabalho, uma vez que nenhum dos trabalhos anteriores publicados leva em consideração este importante aspecto.

5. CONCLUSÕES

O comportamento de curto tempo para a temperatura do fluido na coluna sofre uma influência significativa da acumulação de calor no anular e na coluna de produção.

O valor da temperatura do fluido no fundo do poço é bastante sensível à vazão de injeção do líquido. Em operações com vazões da ordem de 1 bpm, a temperatura do fluido no fundo do poço pode atingir valores próximos da temperatura na superfície, mesmo para intervalos de tempo inferiores a 10 horas.

6. NOMENCLATURA

Cp	Calor Específico (J/kg.K)	α	Difusividade Térmica (m ² /s)
k	Condutividade Térmica (W/m.K)	ρ	Massa Específica (kg/m ³)
L	Profundidade do Reservatório (m)	Subscritos	
q _H	Fluxo de Calor (W/m)	c	Cimento
ql	Vazão de Injeção de Líquido (m ³ /s)	D	Valor Adimensional
r	Raio em Coordenadas Cilíndricas (m)	e	Valor equivalente
s	Variável de Laplace	fa	Fluido no Anular
T	Temperatura (K)	fc	Fluido na Coluna
T _a	Temperatura Ambiente na Superfície(K)	j	Índice genérico
t	Tempo (s)	i	Interno
u	Energia Interna Específica(J/kg)	r	Revestimento
U	Coefficiente. Global de Transmissão de Calor (W/m ² .K)	s	Formação em Volta do Poço
v	Velocidade de Injeção do Fluido (m/s)	t	Coluna
w	Gradiente Geotérmico Linear (K/m)	inj	Injeção na superfície
z	Direção Axial em Coordenadas Cilíndricas (m)		

7. BIBLIOGRAFIA

- BURGER,J., SOURIEAU,P. & COMBARNOUS,M. :*Thermal Methods of Oil Recovery*, Éditions Technip, Paris, 1985.
- CARSLAW,H.S. & JAEGER,J.C. *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, Londres, 1959.
- HASAN, A .R. & KABIR,C.S. Heat Transfer During Two-Phase Flow in Wellbores: Part I-Formation Temperature, *artigo SPE 22866 apresentado no 66º. Encontro Anual da SPE em Dallas, TX, 1991.*
- MEDEIROS JR.,F., Comportamento da Temperatura do Fluido Injetado no reservatório em Operações de Acidificação de Matriz, *Tese de Mestrado*, Faculdade de Engenharia Mecânica, UNICAMP, Campinas, 1996.
- RAMEY,H.J. JR. Wellbore Heat Transmission, *JPT(Abril/1962)427-35; Trans.,AIME,225.*
- SQUIER,D.P.,SMITH,D.D. & DOUGHERTY,E.L. Calculated Temperature Behavior of Hot Water Injection Wells, *JPT(Abril/1962)436-40; Trans.,AIME,225.*
- STEHFEST,H. Numerical Inversion of Laplace Transforms, *Communications of the ACM*, No. 1,Algoritmo 368, 1970.
- YU-SHU WU & KARSTEN PRUESS. An Analytical Solution for Wellbore Heat Transmission in Layered Formations, *SPE 17497, SPERE,pp531-538, 1990.*



PAPER CODE: COB1097

**ANÁLISE EXERGÉTICA COMPARATIVA ENTRE UM FORNO
ROTATIVO COM PREAQUECEDOR DE QUATRO ESTÁGIOS E UM
COM PREAQUECEDOR E PRECALCINADOR / COMPARATIVE
EXERGETIC ANALYSIS BETWEEN A ROTARY KILN WITH A FOUR-STAGE
PREHEATER AND A ROTARY KILN WITH A PREHEATER AND A PRECALCINER**

ROGÉRIO JOSÉ DA SILVA

*Departamento de Engenharia Mecânica, Escola Federal de Engenharia de Itajubá – EFEI
CEP 37500-000 - Itajubá-MG, Brasil – E-mail: rogerio@iem.efei.rmg.br*

SÍLVIA AZUCENA NEBRA

*Departamento de Energia, Fac. de Eng. Mecânica - Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP
CEP 13081-970 - Campinas-SP, Brasil – E-mail: sanebra@fem.unicamp.br*

Abstract

This work presents the results of a comparative exergetic analysis of plants of clinker production for the cement Portland manufacturing. The first installation is composed of the rotary kiln with a four-stage preheater and the other of a rotary kiln with preheater and a precalciner. In this analysis it is utilized the concept of rational efficiency defined by Kotas, considering the exchange of the exergy between the current of the solids and the current of the gases, as well as the transference of the mass between the solids and gases. Through of the calculus of the irreversibilities generated in each step of the process, the Grassmann's diagram correspondent obtained, comprising the burning of the fuels in the rotary kiln burner and in the precalciner.

Keywords

Exergy; Cement Plants; Rational Efficiency; Exergetic Analysis; Irreversibilities.
Exergia; Fábricas de Cimento; Eficiência Racional, Análise Exergética, Irreversibilidade.

1. INTRODUÇÃO

A análise de processos industriais pela 2ª Lei da Termodinâmica permite a identificação dos pontos do processo onde existe maior destruição de exergia. Nos processos de produção de cimento, alguns de seus subsistemas apresentam grandes perdas de calor e maior destruição de exergia que outros. Assim, este trabalho apresenta uma análise de eficiência térmica, baseada na Segunda Lei da Termodinâmica. O trabalho apresenta uma nova abordagem sobre a análise térmica desses sistemas, permitindo conhecer os equipamentos nos quais as melhorias de projeto tendem a ser mais significativas. O seu desenvolvimento foi baseado principalmente nos trabalhos de Kotas (1985) e Szargut *et al.* (1988). As quatro etapas do processo de produção de cimento foram analisadas, tomando-se para isto, dados operacionais de um forno com preaquecedor de quatro estágios, e um forno com preaquecedor e precalciner. As quatro etapas analisadas são: preaquecimento, calcinação, clinquerização e resfriamento do clínquer.

2. DEFINIÇÃO DA EFICIÊNCIA RACIONAL

A eficiência dos sistemas pode ser avaliada utilizando o conceito de eficiência exergética, a partir de uma análise dos fluxos de exergia dos sólidos e dos gases, considerado o sistema global e os subsistemas: preaquecedor, precalcinação, forno rotativo e resfriador de clínquer.

Recentes desenvolvimentos na Análise Exergética permitem a definição de um novo critério de performance, que oferece algumas vantagens sobre os tradicionais. Vários autores, incluindo Bosnjakovic e Fratzscher apud (Kotas, 1985), têm proposto critérios gerais baseados no conceito de exergia. Szargut e Petela apud (Kotas, 1985) definem a eficiência exergética para um particular número de plantas térmicas, enquanto Horlock trata principalmente a combustão, assim como Arpaci e Selamet (1988).

A eficiência exergética dos sistemas de produção de clínquer analisados neste trabalho, é computada através do quociente entre a exergia adicionada à corrente fria de sólidos, pela corrente quente de gases, no interior dos preaquecedores, fornos rotativos e precalcinação, e denominada de eficiência racional. Nos resfriadores de clínquer, a corrente quente passa a ser representada pelos sólidos e a corrente fria pelo ar de resfriamento, sendo uma parte deste aproveitado como ar de combustão, ou seja, ar primário e/ou ar secundário, sendo este último, aquecido em níveis de temperaturas acima de 800°C em fornos de via seca.

A eficiência global dos sistemas é obtida pelo quociente entre a exergia adicionada ao material (transformação do cru em clínquer) durante todo o processo, e a exergia liberada pela queima de combustíveis. Em algumas instalações existe o aproveitamento da exergia contida nos gases de exaustão dos sistemas, os quais são utilizados normalmente para secagem dos materiais dentro dos moinhos de cru, secagem de carvão ou outros materiais. Assim, assumindo a existência de duas correntes distintas dentro de um volume de controle, representado neste caso por uma instalação completa de produção de clínquer, ou de seus subsistemas, isto é, corrente de gases e corrente de sólidos (cru ou clínquer), a eficiência racional (ψ) pode ser definida de acordo com Kotas (1985), como:

$$\psi = \frac{(B_e - B_i)_s}{(B_i - B_e)_g} \quad (1)$$

onde: B_e - exergia de saída da corrente no V.C.; B_i - exergia de entrada da corrente no V.C.; os sub índices "s" e "g" referem-se respectivamente aos sólidos e aos gases.

Os valores para a exergia dos sólidos e gases podem ser calculados levando-se em conta a variação da exergia física e química dos compostos sólidos e gasosos. Assim, segundo Kotas (1985) os valores para a exergia dos gases (B_g) podem ser calculados por:

$$B_g = n_{mg} \cdot b^o_{Mg} + (T_g - T_o) \cdot \sum_k n_{gk} \cdot Cp^b_{gk} \quad (2)$$

onde: o primeiro termo corresponde à parcela da exergia química e o segundo termo, à exergia física; n_{mg} - número total de moles dos gases; T_g - temperatura dos gases; T_o - temperatura de referência; n_g - número de moles do gás. A exergia química de mistura (b^o_M) é definida conforme a Eq.(3):

$$b^o_{Mg} = \sum_k y_{gk} \cdot b^o_{gk} + R \cdot T_o \cdot \sum_k (y_{gk} \cdot \ln y_{gk}) \quad (3)$$

onde: y_g - fração molar do gás; b^o_g - exergia química padrão do gás; R - constante universal dos gases. O valor de Cp^b_{gk} utilizado na Eq. (2) leva em conta a variação da entalpia e entropia num dado intervalo de temperatura, sendo definido como apresentado a seguir:

$$C_{p_{gk}}^b = \frac{b\Delta T}{T_g - T_o} = \frac{1}{T_g - T_o} \cdot \left[\int_{T_o}^{T_g} C_{p_k} \cdot dT - T_o \cdot \int_{T_o}^{T_g} C_{p_k} \cdot \frac{dT}{T} \right] \quad (4)$$

A exergia química padrão é definida por Szargut (1988) como:

$$b_g^o = \Delta G^o + \sum_{el} \cdot n_{el} \cdot b_{el}^o \quad (5)$$

Nos sistemas de produção de clínquer existe uma intensa transferência de calor e massa entre os sólidos e os gases, o que exige cuidado em sua análise. A composição do gás de combustão, necessária ao cálculo da exergia, pode ser obtida através de um balanço estequiométrico das reações de combustão do combustível, considerando uma dada percentagem de oxigênio livre no sistema de exaustão da instalação. A composição original dos gases de combustão é alterada ao longo da passagem destes pelo interior da instalação, devido à incorporação do CO₂ oriundo da reação de calcinação do carbonato de cálcio (CaCO₃) e da descarbonetação do carbonato de magnésio (MgCO₃), bem como pela incorporação da água evaporada do cru em sistemas de via seca.

No caso dos sólidos, a exergia na entrada das instalações é calculada, levando-se em conta a mistura dos óxidos que formam o cru, considerando-se também as suas transformações químicas ocorridas no interior do forno rotativo, preaquecedor, precalcinação e resfriador de clínquer. Assim, a exergia da mistura de sólidos (B_s) é dada por:

$$B_s = n_{m_s} \cdot b_{M_s}^o + \sum n_k \cdot [(h - h_o) - T_o \cdot (s - s_o)]_k \quad (6)$$

onde:

$$\sum n_k \cdot [(h - h_o) - T_o \cdot (s - s_o)]_k = \sum n_{s_k} \cdot \left[\int_{T_o}^{T_s} C_{p_k} \cdot dT - T_o \cdot \int_{T_o}^{T_s} C_{p_k} \cdot \frac{dT}{T} \right] \quad (7)$$

Os valores relativos aos calores específicos dos compostos, utilizados nos cálculos da exergia dos gases, pasta ou cru e clínquer, foram obtidos a partir dos dados reportados por Carvalho et al. (1977) e Perry and Chilton (1982). Já os dados relativos à exergia química padrão foram obtidos de Szargut et al. (1988).

3. DADOS UTILIZADOS NO CÁLCULO DA EFICIÊNCIA EXERGÉTICA

Após um levantamento dos principais compostos presentes nas matérias-primas, os quais entram na composição do clínquer, pode-se definir o número de compostos considerados na mistura do cru, os quais são apresentados na Tabela 1. Os traços de outros elementos presentes, devido a sua baixa concentração serão aqui desprezados, para efeito de cálculo da exergia.

Em decorrência das reações de formação do clínquer, as quais ocorrem entre os compostos presentes no cru ou na pasta, são gerados compostos como: silicatos de cálcio, aluminatos de cálcio, ferro-aluminato de cálcio, assim como as impurezas, presentes sob a forma de periclásio, bem como sulfatos alcalinos e de cálcio. Os principais compostos considerados na composição do clínquer também são listados na Tabela 1.

A variação de entalpia e entropia dos compostos químicos em função da temperatura foi calculada segundo as Eqs. (8) e (9) abaixo, com a temperatura de referência T_o = 298,15 K.

Tabela 1 - Principais componentes do cru ou pasta e do clínquer.

Compostos Presentes no cru.	Compostos presentes no clínquer.	Nomenclatura usual para os compostos do clínquer.
CaCO ₃	3CaO.SiO ₂	C ₃ S - silicato tricálcico
SiO ₂	2CaO.SiO ₂	C ₂ S - silicato dicálcico
Al ₂ O ₃	3CaO.Al ₂ O ₃	C ₃ A - aluminato tricálcico
Fe ₂ O ₃	4CaO.Al ₂ O ₃ .Fe ₂ O ₃	C ₄ AF - ferro aluminato tetracálcico.
MgCO ₃	MgO	MgO - periclásio
SO ₃	CaO livre	CaO - cal livre
K ₂ O	K ₂ SO ₄	K ₂ SO ₄ - sulfato alcalino
Na ₂ O	Na ₂ SO ₄	Na ₂ SO ₄ - sulfato alcalino
TiO ₂	CaSO ₄	CaSO ₄ - sulfato de cálcio
H ₂ O	TiO ₂	TiO ₂ - óxido de titânio

$$(s-s_0) = 4,186.(A.\ln(\frac{T_s}{T_0}) + 2.B.1 \times 10^{-3}.(T_s - T_0) + \frac{C}{2}.1 \times 10^5.(\frac{1}{T_s^2} - \frac{1}{T_0^2})) \quad (8)$$

$$(h-h_0) = 4,186.(A.T_s + B.(1 \times 10^{-3}.T_s^2) + C.1 \times 10^5.\frac{1}{T_s} + D) \quad (9)$$

As constantes utilizadas nas Eqs. (8) e (9) foram obtidas de Carvalho et al. (1977), e a exergia química padrão de Szargut (1988). Os valores utilizados para o cálculo da exergia dos sólidos, compostos do cru e do clínquer, são apresentados no trabalho de Silva (1994).

Para o cálculo da exergia dos gases, levou-se em conta uma mistura formada de 7 gases, a saber: CO₂, H₂O, SO₂, O₂, N₂, K₂O e Na₂O, sendo desconsiderada a quantidade de NOx presente nesta mistura, devido a grande imprecisão na sua estimativa. Os valores para o cálculo da variação de entalpia e entropia com a temperatura, bem como a exergia química padrão para os gases, foram obtidos de Carvalho et al. (1977), Szargut (1988).

4. ANÁLISE DOS SISTEMAS DE PRODUÇÃO DE CLÍNQUER

4.1 Forno com Preaquecedor de Quatro Estágios

A instalação analisada possui um forno rotativo de via seca, com as seguintes características: Ø 5m de diâmetro por 80m de comprimento, inclinação de 3,5%, preaquecedor de ciclones de 4 (quatro) estágios em série. O forno apresenta uma capacidade produtiva nominal de 2.000 t/dia de clínquer, para uma rotação de 3 r.p.m., operando com carvão pulverizado, que possui um poder calorífico inferior de 29.092 kJ/kg e teor de cinzas de 14,9%. O resfriador de clínquer é do tipo grelhas inclinadas. Os dados utilizados relativos à composição dos sólidos, gases, bem como as temperaturas relativas a vários pontos da instalação, foram obtidos a partir do trabalho de Silva (1994). O consumo de carvão mineral do forno rotativo corresponde a um consumo específico de calor de 3.600 kJ/kg de clínquer produzido. Os resultados obtidos para esta instalação quanto a eficiência de 1ª Lei e quanto a eficiência racional (Eficiência pela 2ª Lei), são apresentados na Tabela 2.

O diagrama de Grassman correspondente a este processo é apresentado na Figura 1, onde podem ser visualizadas as etapas onde ocorrem as maiores irreversibilidades.

4.2 Forno com Precalcinador e Preaquecedor

O forno rotativo analisado é dotado de precalcinador e preaquecedor de 4 estágios, e refere-se a uma fábrica de cimento da Osaka Cement Co., reportados por Kobayashi et al. (1980).

a 4,0 r.p.m.; queimador do forno com capacidade máxima de 5 toneladas/hora de carvão mineral. O sistema de preaquecimento e precalcinação é constituído por uma torre de ciclones e preaquecedores de 4 estágios, com altura total de 57 m; um precalcinator tipo "flash" (NSF-IHI) com diâmetro de \varnothing 7,0 m, possuindo uma capacidade máxima de queima de 2,5 t/h, em cada um dos seus três queimadores. Esta fábrica foi a primeira no mundo a ter um precalcinator operando com 100% de carvão mineral em 1979. O resfriador de clínquer é do tipo grelhas horizontais de 3 (três) estágios, com área efetiva de troca de calor de 72 m². O ar de resfriamento, não utilizado como ar de combustão no forno rotativo ou no precalcinator tem seu calor residual aproveitado numa caldeira de recuperação, antes de ser somado aos gases de exaustão do sistema, que são utilizados nos moinhos para a secagem de carvão e do cru. O combustível utilizado é carvão mineral, o qual possui poder calorífico inferior de 29.586 kJ/kg. A instalação consome cerca de 60% do carvão necessário ao processo no precalcinator.

A composição do clínquer foi calculada utilizando o método de Bogue (1952), considerando a formação de Cal livre de acordo com o método de Fundal (1979).

Os valores relativos à porcentagem de calcinação do CaCO₃ no precalcinator e 4º estágio foram obtidos fazendo-se um balanço de energia, a partir dos dados disponíveis de temperatura dos fluxos, e considerando, para este volume de controle, uma eficiência de 1ª Lei similar à do 4º estágio do forno, analisado anteriormente. Com base nesse balanço de energia, chegou-se a um grau de calcinação de 62,5%, o qual corresponde a uma perda de calor de aproximadamente 10% no precalcinator, o que aparentemente é compatível com as características do mesmo, visto este ser isolado internamente com um revestimento de refratários, e os sólidos estarem em contato íntimo com os gases de combustão e a chama.

No cálculo das composições químicas dos gases de exaustão do forno, foram consideradas as inclusões de CO₂ oriundas da calcinação do carbonato de cálcio e da descarbonetação do carbonato de magnésio, assim como do vapor d'água oriundo da umidade do cru, nos vários pontos da instalação.

Os resultados dos cálculos das Eficiências de 1ª Lei e de 2ª Lei (Eficiência Racional) para a instalação do forno rotativo com precalcinator e preaquecedor de quatro estágios são apresentados na Tabela 3. O diagrama de Grassmann correspondente ao processo de via seca com forno dotado de precalcinator e preaquecedor é apresentado na Figura 2.

Tabela 3 - Comparação entre a Eficiência de 1ª e 2ª Lei para o forno rotativo via seca com precalcinator tipo "Flash" NSF-IHI e preaquecedor de 4 estágios.

Volume de Controle	Eficiência de 1ª Lei	Eficiência de 2ª Lei
Preaquecedor de Ciclones (Estágios de 1 a 3)	$\eta_{IL} = 0,909$	$\Psi = 0,664$
Precalcinator + 4º Estágio	$\eta_{IL} = 0,875$	$\Psi = 0,583$
Forno Rotativo	$\eta_{IL} = 0,738$	$\Psi = 0,471$
Precalcinator + 4º Estágio + Forno	$\eta_{IL} = 0,842$	$\Psi = 0,365$
Resfriador de Clínquer	$\eta_{IL} = 0,786$	$\Psi = 0,581$
Eficiência Global	$\eta_{IL} = 0,669$	$\Psi = 0,318$

5. COMPARAÇÃO DE RESULTADOS E DISCUSSÃO

Analisando o forno com sistema de precalcinação, no qual cerca de 60% do calor necessário ao processo, oriundo da queima do combustível, são fornecidos ao precalcinator, verifica-se que o mesmo apresenta a maior eficiência térmica se comparado aos demais processos industriais de produção de clínquer. Convém lembrar que a queima de combustível no precalcinator ocorre em temperaturas mais baixas do que aquelas verificadas no forno (entre 900 e 1200°C), e que existe uma intensa troca de calor dos gases com os sólidos em suspensão, o

que contribui para uma diminuição da geração de irreversibilidade na etapa de calcinação (Silva e Nebra, 1994a), (Silva e Nebra, 1994b).

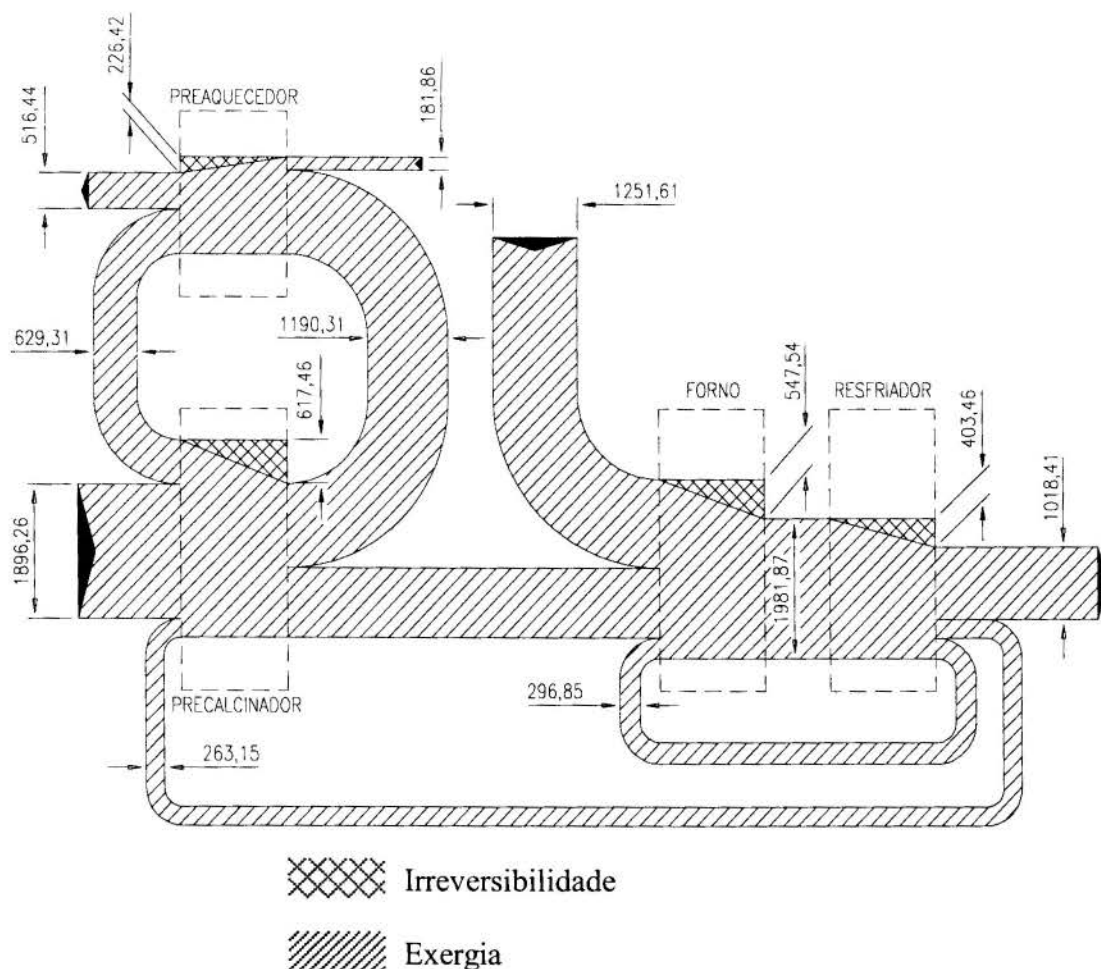


Figura 2 - Diagrama de Grassman relativo ao forno rotativo dotado de precalcinador e preaquecedor [unidades utilizadas - kJ/kg de clínquer].

Ocorrendo a maior parte da reação de calcinação no precalcinador, externamente ao forno rotativo, este, por ser mais curto, apresenta um aumento em sua Eficiência Racional (ψ), em relação aos fornos rotativos dos demais processos. Refazendo-se os cálculos para o mesmo tipo de carvão mineral e composição química do cru e do clínquer, nos dois processos, obteve-se os resultados apresentados na Tabela 4. Verifica-se nesta Tabela, que o subsistema constituído pelo forno rotativo continua sendo a parte do processo, onde ocorrem as maiores irreversibilidades, seguido do subsistema constituído pelo precalcinador e o quarto estágio.

O maior teor de cinzas do carvão mineral leva a uma redução da quantidade de cru introduzida no sistema, a fim de obter-se um clínquer com características idênticas às anteriores. Isto leva a um aumento da eficiência global do sistema, em função do aproveitamento maior dos gases de exaustão do forno no preaquecimento do cru, e também do ar de resfriamento como ar de combustão.

O processo com forno rotativo dotado de preaquecedor de ciclones, quando utilizando um combustível de maior teor de cinzas, apresenta uma maior Eficiência Racional, o mesmo ocorrendo com o forno dotado com precalcinador, alcançando-se neste caso níveis maiores. Com esta análise, constata-se que os fornos de via seca são os mais apropriados para o uso de combustíveis com maior teor de cinzas.

Tabela 4 - Eficiência Racional para o Processo de Forno com Preaquecedor e Forno com Precalcinador e Preaquecedor, Operando com Carvão Mineral de Pci= 25.392 kJ/kg e teor de cinzas de 24,9%.

Eficiência Racional do Volume de Controle	Forno Rotativo com Preaquecedor de 4 Estágios	Forno Rotativo com Precalcinador e Preaquecedor
Preaquecedor (3 estágios)	$\Psi = 0,707$	$\Psi = 0,802$
4º Est. + Precalcinador + Forno	$\Psi = 0,422$	$\Psi = 0,472$
Resfriador de Clínquer	$\Psi = 0,652$	$\Psi = 0,684$
Eficiência Global	$\Psi = 0,288$	$\Psi = 0,329$

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ARPACI, V.S. & SELAMET, A. *Entropy Production in Flames*, Combustion and Flame; Nr. 73, pp. 251-259, 1988.
- BOGUE, R.H. *La Chimie du Ciment Portland*, Éditions EYROLLES, Boulevard Saint-Germain, Paris, 1952.
- CARVALHO, J.L.R. et al. *Dados Termodinâmicos para Metalurgistas*, Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte-MG, 1977.
- FUNDAL, E. *The Burnability of Cement Raw Mixes*, World Cement Technology, July/August, pp. 195, 1979.
- KOBAYASHI, T., KAWATA, T., EGAMI, K. & ABE, H. *Development of IHI-NSF clinker burning process*, IHI Engineering Review; Vol. 13; N° 2; April, 1980.
- KOTAS, T.J. *The Exergy Method of Thermal Plant Analysis*, Butterworths, Great Britain, 1985.
- PERRY, R.H. & CHILTON, C.H. *Chemical Engineers Handbook*, McGraw-Hill International Book Company, Fifth Edition, International Student Edition, 1982.
- SILVA, R.J. *Análise Energética de Plantas de Produção de Cimento Portland*, Tese de Doutorado, Faculdade de Engenharia Mecânica, UNICAMP, Campinas-SP, 1994.
- SILVA, R.J. & NEBRA, S.A. *Comparative Exergetic Analysis of the Clinker Production Processes, in the Cement Industry*, FLOWERS'94, Proceedings of Florence World Energy Research Symposium, Florence, Italy, 6-8 July, pp. 951-958, 1994a.
- SILVA, R.J. e NEBRA, S.A. *Análise Exergética Comparativa de Processos de Produção de Clínquer na Indústria Cimenteira*, 10º Congresso Brasileiro de Engenharia Química, ABEQ - Associação Brasileira de Engenharia Química, 13 a 16 de Setembro, Anais Vol. 1, pp. 26-31, 1994b.
- SZARGUT, J., MORRIS, D.R., STEWARD, F.R. *Exergy Analysis of Thermal, Chemical, and Metallurgical Processes*, Hemisphere Publishing Corporation, USA, 1988.



PAPER CODE: COB317

**ANÁLISE TERMOECONÔMICA DA COGERAÇÃO DE
ELETRICIDADE A PARTIR DO BAGAÇO DE CANA EM UMA USINA
DE SÃO PAULO/THERMOECONOMIC ANALYSIS OF ELECTRICITY
COGENERATION FROM SUGARCANE BAGASSE IN A SÃO PAULO PLANT.**

SUANI TEIXEIRA COELHO

Instituto de Eletrotécnica e Energia da Universidade de São Paulo (IEE/USP)

Av. Prof. Almeida Prado, 925 - 05674-010 - São Paulo, Brasil - E-mail: suani@iee.usp.br

SILVIO DE OLIVEIRA JUNIOR

Instituto de Pesquisas Tecnológicas de São Paulo (IPT)-Escola Politécnica da USP

C.P. 7141, 01064-970 - São Paulo - Brasil - E-mail: olivsilj@dce03.ipt.br

DAVID ZYLBERSZTAJN

Secretaria de Energia do Estado de São Paulo - IEE/USP

Rua Bela Cintra, 847 - 01415-000 - São Paulo - Brasil

Abstract

Despite the advantages of cogeneration process for sugar/alcohol plants, as well as for electric sector and the whole Brazilian society, the protocol signed between the Government of São Paulo State and this industrial segment has not yet achieved its stated objectives. Besides other difficulties, one of the main problems is the sale's price of electricity. This paper intends to contribute to such discussion, by adapting thermoeconomic analysis to cogeneration process in a sugar/alcohol plant of São Paulo. Exergy-based costs of process steam and electricity are evaluated for different configurations, from existing estimates of surplus electricity and corresponding investments. "Equality", "extraction" and "electricity-as-by-product" methods are utilized, the adopted configurations corresponding basically to Rankine steam cycle (currently commercialized in Brazil). Generation costs are calculated and compared to current electricity purchase's price proposed by the utilities, leading to the discussion of mechanisms to improve a large scale cogeneration program in São Paulo State.

Keywords

Cogeração; bagaço de cana; exergia; análise termoeconômica/Cogeneration; sugarcane bagasse; exergy; thermoeconomic analysis.

1. INTRODUÇÃO

As dificuldades do setor elétrico agravaram-se durante o período de 1979 a 1996, em virtude do elevado crescimento no consumo de eletricidade (mais de 100%) neste período. Somente no Estado de São Paulo, o consumo de eletricidade em 1995 foi de 88168 GWh, 36% importado de outros estados (BEE, 1996). Por outro lado, apesar do Programa de Cogeração existente desde 1993 entre o Governo do Estado e o segmento sucro-alcooleiro, o qual poderia colaborar na oferta de eletricidade principalmente durante o período seco, apenas 96 GWh de eletricidade excedente foram comprados pelas concessionárias, correspondendo a uma capacidade excedente instalada de 26MW (620MW total para o setor). Para 1998/99

existe a perspectiva de serem instalados mais 50MW excedentes na área de concessão da CPFL, em consequência de uma licitação lançada pela concessionária. No entanto estes números são ainda reduzidos quando comparados com o potencial do setor (3000MW, segundo o Protocolo de Cogeração).

Apesar das possibilidades oferecidas pela lei 9074 do Produtor Independente, há ainda entraves como, por exemplo, a falta de regulamentação do custo de transporte da eletricidade, a cargo do Governo Federal (Coelho e Zylbersztajn, 1996). Porém uma das grandes dificuldades é a falta de consenso entre as partes com relação ao preço de venda do excedente de eletricidade à concessionária¹. O Protocolo estabelece como limite máximo para compra de excedentes - em contratos de longo prazo - o custo marginal de expansão da geração da região Sudeste, estabelecido pela Eletrobrás em R\$38/MWh² (Eletrobrás, 1996), valor em geral não considerado interessante pelas usinas.

Com o objetivo de colaborar com essa discussão, o presente trabalho avalia o custo de geração de eletricidade para diferentes configurações de sistemas convencionais, a partir do estudo existente para uma usina (real) do Estado de São Paulo (Copersucar, 1991). A partir destas análise, são avaliados os custos de produção (em base exergetica) do vapor e de eletricidade para opções mais eficientes de cogeração, através dos métodos da igualdade, extração e trabalho como subproduto, da análise termoeconômica. As configurações adotadas correspondem a sistemas atualmente comercializados de ciclos Rankine, incluindo desde a avaliação da operação nas condições atuais até a introdução de níveis de pressão mais elevados e turbinas de condensação-extração.

Os resultados obtidos são discutidos e comparados com os valores atualmente propostos pelas concessionárias para a compra dos excedentes de eletricidade, analisando-se quais configurações são mais convenientes do ponto de vista econômico.

Apesar de ser considerado o maior programa de utilização comercial de biomassa no mundo, são conhecidas as atuais dificuldades do Proálcool, principalmente devido à falta de competitividade econômica do etanol quando comparado com a gasolina. Por este motivo, a venda de excedentes de eletricidade pelas usinas de açúcar e álcool, num programa de cogeração de larga escala, poderia colaborar para diversificar o segmento sucro-alcooleiro, além de permitir ao setor elétrico garantir a oferta de eletricidade, justamente durante o período seco, que corresponde à safra de cana na região Sudeste.

2. METODOLOGIA

Num processo de cogeração, como ocorre numa usina de açúcar e álcool, a combinação da análise exergetica (combinação de análises envolvendo os balaços de energia e entropia de sistemas térmicos), em conjunto com métodos de partição de custos, permite avaliar rigorosamente os custos de produção da eletricidade e do vapor de processo, uma vez que o conceito de exergia quantifica de forma diferente trabalho (exergia pura) e calor. Este conceito é particularmente importante pois, como se sabe, uma dada quantidade de calor não pode ser integralmente transformada em trabalho, enquanto o processo inverso é sempre possível.

Segundo Szargut, 1988, exergia é “a quantidade de trabalho obtida quando uma massa é trazida até um estado de equilíbrio termodinâmico com os componentes comuns do meio ambiente, através de processos reversíveis, envolvendo apenas interação com os componentes do meio ambiente”.

¹ Enquanto a venda de excedentes a terceiros não for regulamentada, a única opção para o cogrador é a venda à concessionária.

² R\$1,07/US\$, taxa de câmbio em junho de 1997.

2.1. Hipóteses Básicas

Este estudo utiliza a análise termoeconômica para comparar os custos de cogeração de eletricidade e vapor na usina de açúcar e álcool escolhida (Copersucar, 1991). O custo total de geração em base exergética é o produto do custo específico em base exergética pela exergia do fluxo em questão.

São aplicados os métodos (Bejan *et al.*, 1996; Vertiola e Oliveira Jr., 1996) de igualdade, extração e “trabalho como subproduto” (partição), a partir das seguintes hipóteses:

- **Método da igualdade:** admite-se iguais os custos específicos da eletricidade e do vapor de processo, para cada configuração. No presente trabalho, este método é também utilizado para a análise da situação adotada como atual (“casos base” para o método do trabalho como subproduto): neste caso considerou-se que as instalações já estão amortizadas e a produção de energia é apenas para consumo próprio, não havendo geração de excedentes.

- **Método da extração:** neste caso, a amortização dos novos sistemas de turbo-gerador é tributada integralmente à geração de eletricidade adotando-se, portanto, como iguais os custos do vapor na entrada e na saída das turbinas.

- **Método do “trabalho como subproduto”:** neste método é admitido o custo do vapor, a partir do qual é calculado o custo da eletricidade (“trabalho”). Neste estudo, para a avaliação do custo do vapor, são adotados dois casos base, como detalhado adiante.

Em todos os métodos, é considerada a venda do bagaço excedente, sendo a receita correspondente utilizada para amortização parcial dos investimentos. Além disso, o custo específico da água de alimentação da caldeira (retorno do condensado) é adotado igual ao custo específico do vapor de processo.

A usina estudada consome 24 kWh de eletricidade/energia mecânica³ e 465 kg de vapor (@ 1,5 bar, 137°C) por tonelada de cana moída (300 toneladas de cana moídas por hora) (Copersucar, 1991).

Para avaliar os custos exergéticos de geração, as seguintes hipóteses são adotadas:

- condições financeiras: taxa de juros de 15% a.a., vida útil de 20 anos (condições geralmente aceitas pelo setor industrial);
- custo de oportunidade do bagaço para usina: US\$7,5 por tonelada de bagaço com 50% de umidade (descontado frete e imposto)
- horas de operação: 3190 horas para a safra e 7000 horas, para operação durante todo o ano (safra-entressafra). O estudo tomado como referência (Copersucar, 1991) considera a possibilidade de estocagem de bagaço da safra para a entressafra ou a compra de bagaço, também para a entressafra. No entanto, com as possibilidades atuais de introdução da colheita de cana crua, há também a opção futura de utilização de palhas e pontas para a entressafra.

As Configurações Adotadas

As tecnologias de cogeração mais eficientes são inúmeras, incluindo desde configurações mais simples (e com menor investimento) até processos de maior rendimento e, conseqüentemente, necessitando de maiores investimentos. No presente estudo foram escolhidas algumas destas configurações, de forma a ilustrar a relação custo de geração-geração de excedentes. Desta forma, a configuração A representa a simples troca de equipamentos, mantendo-se o mesmo nível de pressão nas caldeiras e turbinas de

³ Aproximadamente 50% se refere ao consumo de energia mecânica (acionamento de moendas, picadores, etc.).

contrapressão, com pequeno investimento em técnicas relativas-a uso racional de energia. A geração de excedentes é, assim, bastante reduzida, uma vez que a principal finalidade, neste caso, é atingir a auto-suficiência energética.

As configurações B e C correspondem a maiores níveis de pressão e grandes investimentos em uso racional de energia, incluindo a eletrificação total do processo (em substituição às turbinas acionadoras de moendas). A diferença básica entre estas duas configurações é o tipo de turbina que, na primeira, é de contrapressão e, na segunda, é de extração-condensação produzindo, neste caso, significativo excedente de eletricidade.

A Tabela 1 relaciona essas configurações escolhidas, bem como os correspondentes investimentos e o excedente de eletricidade gerado; os dados termodinâmicos e os investimentos foram obtido do estudo efetuado por Copersucar, 1991. Os investimentos indicados incluem os equipamentos novos (caldeiras, turbo-geradores, condensadores, bombas, etc.), a eventual reforma de equipamentos existentes, bem como o sistema de armazenamento de bagaço e medidas visando a racionalização de energia no processo de produção de açúcar e álcool. Os custos são totais, isto é, incluem o sistema de tratamento de água da caldeira, bombas de alimentação, sistemas de automação, etc.

Como no método do trabalho como subproduto o custo da eletricidade é calculado a partir de um valor pré-definido para o custo do vapor de processo (em base exergética), neste estudo são considerados dois casos base para avaliar este custo:

- Caso base I: considera-se que a usina ainda opera com equipamentos originais (caldeiras de 21 bar, 300° C e turbinas de contrapressão), já amortizados. Assim, nesta avaliação dos custos de vapor e de eletricidade são incluídos apenas o custo do bagaço e o custo da água de alimentação (retorno de condensado), bem como a receita da venda do bagaço excedente (26,5% do bagaço produzido).

- Caso base II: é analisada a condição em que parte dos equipamentos (caldeiras) já estão obsoletos e necessitam ser substituídos. Desta forma, a usina muda os equipamentos, porém sem alterar o processo de cogeração. Esta configuração corresponde à configuração A da Tabela 1.

Estes dois casos se baseiam na hipótese de que o custo do vapor de processo não deva ser alterado, do ponto de vista dos custos da produção. Para o cálculo do custo do vapor, em cada caso acima, é adotado o método da igualdade, isto é, custo do vapor igual ao da eletricidade.

Os investimentos indicados na Tabela 1 correspondem aos dados do estudo da Copersucar, 1991, sem atualização, admitindo-se que se mantiveram constantes.

2.3. Balanços de Custos em Base Exergética:

A análise termoeconômica utilizada está baseada nas seguintes equações (1) e (2) de custos exergéticos (Bejan *et al.*, 1996):

- para sistema de caldeiras: $c_{va}B_{va} = c_{bag}B_{bag} + C_{cald} + c_{ag}B_{ag}$ (1)

- para turbinas a vapor: $c_e W_e + c_{vb}B_{vp} = c_{va}B_{va} + C_{turb}$ (2)

Tabela 1: Sistemas de cogeração para uma usina de açúcar e álcool (Copersucar, 1991)

Configuração ⁽¹⁾	Investimentos US\$/kW ⁽³⁾	Variação no consumo de energia da usina (%)		Excedente de eletricidade kWh/tc
		vapor	electricid.	
A: uma nova caldeira de 21 bar, reforma de caldeiras existentes, um novo turbo-gerador de contrapressão	692 (9%)	0%	+ 2%	4,41 (safra)
B: troca das caldeiras de 21 bar por caldeiras de 80 bar/470°C, um novo turbo-gerador de contrapressão, redução no consumo de vapor de processo, eletrificação total	1540 (29%)	-29%	+ 10%	22,90 (safra)
C: troca e caldeiras de 21 bar/300°C por 80 bar/470°C, instalação de um turbo-gerador de extração/condensação, redução no consumo de vapor, eletrificação total	1706 (31%)	-29%	+27%	45 ⁽²⁾ (safra-entressafra)

Notas: (1) Configuração existente: caldeiras de 21 bar, 300°C, turbinas de contrapressão, moendas, picadores, etc., acionadas por turbinas de contrapressão.

(2) Valor médio.

(3) Investimentos em US\$ de 1990, conforme Copersucar, 1991. As porcentagens entre parênteses se referem à fração do investimento total em racionalização de energia e sistema de bagaço (Copersucar, 1991).

onde: c_{va} = custo do vapor de alta pressão de cada caldeira; B_{va} = fluxo exergético do vapor de alta pressão; c_{bag} = custo de oportunidade do bagaço, em base exergética; B_{bag} = fluxo exergético do bagaço; C_{cald} = custo de capital da caldeira (incluindo sistema de bagaço e conservação de energia e descontada a receita com a venda de bagaço excedente, nos casos A e B); c_{ag} = custo da água de alimentação (adotado igual ao custo do vapor de baixa do processo); B_{ag} = fluxo exergético da água de alimentação; c_e = custo de geração da eletricidade; W_e = potência total gerada; c_{vb} = custo do vapor de baixa pressão; B_{vp} = fluxo exergético do vapor de baixa pressão; C_{turb} = custo de capital do turbo-gerador (e do condensador, no caso de turbina e extração/condensação).

Aplicando-se as equações acima para cada configuração adotada e introduzindo as hipóteses de cada método, obtém-se os sistemas de equações que, resolvidos, originam os custos em base exergética do vapor de processo e da eletricidade gerada:

- método da igualdade: $c_{vb} = c_e$
- método da extração: $c_{va} = c_{vb}$ para cada turbina da configuração
- método do trabalho como subproduto para cada caso-base:
 - caso base I: c_{vb} = custo do vapor de baixa (processo) para a configuração atual
 - caso base II: c_{vb} = custo do vapor de baixa (processo) para o caso de troca de equipamentos obsoletos.

3. RESULTADOS OBTIDOS - DISCUSSÃO

A Tabela 2 ilustra os resultados obtidos para cada método, aplicado a cada uma das três configurações adotadas.

No método do trabalho como subproduto, os custos exergéticos do vapor de processo (vapor de baixa pressão), obtidos através da hipótese $c_e = c_{vb}$, são os seguintes:

- caso base I: US\$ 11/MWh
- caso base II: US\$ 22/MWh

A partir destes valores são calculados os custos da eletricidade para cada configuração, cujos resultados estão indicados na Tabela 2.

Como no método da igualdade os custos são repartidos entre o vapor e a eletricidade, o custo da eletricidade tende a ser competitivo, mas o custo do vapor de processo cresce significativamente, quando comparados com o do caso atual ($c_e = c_{vb}$ US\$11/MWh). Já no método da extração, como todo o custo do turbo-gerador é amortizado pela eletricidade gerada, os custos da eletricidade são mais elevados.

Tabela 2: Custos da eletricidade e do vapor de processo numa usina de açúcar e álcool para diferentes configurações (em base exergética):

Método		Custos de Cogeração das Configurações Propostas (US\$/MWh)		
		Conf. A	Conf. B	Conf. C ⁽¹⁾
Igualdade	c(vapor)= c_{vb}	22	45	33
	c(eletric)= c_e	22	45	33
Trabalho c/ subproduto:				
• caso-base I	c(vapor)= c_{vb}	11	11	11
	c(eletric)= c_e	45	77	44
• caso-base II	c(vapor)= c_{vb}	22	22	22
	c(eletric)= c_e	22	67	38
Extração	c(vapor)= c_{vb}	15	25	20
	c(eletric)= c_e	35	64	34

Notas: (1) Custo de geração de eletricidade na safra.

No método do trabalho como subproduto, como o custo do vapor do caso base I (US\$11/MWh) é reduzido, o custo da eletricidade torna-se elevado. Para o caso base II (US\$22/MWh), os custos da eletricidade são menores, pelo maior custo do vapor de processo. Por outro lado, na hipótese de que a usina pretenda manter seus custos de energia, o excedente de eletricidade deve ser vendido a um preço que mantenha constante o custo da eletricidade consumida no processo. Estes preços, para os investimentos adotados, são indicados na Tabela 3 e discutidos a seguir.

O objetivo da hipótese adotada acima é manter os custos energéticos da produção de açúcar e álcool aproximadamente constantes. No entanto, a influência destes custos no custo total de produção é, na verdade, reduzido: para US\$11/MWh, o vapor de processo e a eletricidade consumida são responsáveis por aproximadamente 2% dos custos de produção do álcool⁴.

⁴ Considerando-se uma produtividade industrial de 90 l/tc, 12kWh/tc e 420 kg de vapor de processo consumidos, para um custo de produção do álcool aproximado de US\$76/barril (dados da FGV, safra de 96/97, álcool anidro, conforme Nastari, 1997).

Tabela 3: Preço de venda dos excedentes de eletricidade para que o custo da eletricidade consumida no processo seja constante (método do trabalho como subproduto):

Caso-base	Preço de venda do excedente (US\$/MWh)		
	Configuração A	Configuração B	Configuração C
- caso base I	234	151	62
- caso base II	21	118	48

Observa-se que, para o caso base I, com os investimentos adotados, nenhuma das configurações é indicada quando comparada com o preço proposto pela concessionária. Já na condição de troca obrigatória de equipamentos (caso base II), as configurações A e C se mostram competitivas.

A configuração A tem menor preço de venda de excedente, porém a eletricidade excedente é reduzida (4,4 kWh/tc, apenas na safra), enquanto a configuração C, apesar de apresentar maior preço de venda, é mais eficiente (57 kWh/tc na safra e 33 kWh/tc na entressafra, correspondendo à média anual de 45 kWh/tc). A geração na safra é, neste caso superior à da entressafra porque a configuração mantém uma turbina de contrapressão já existente, que não opera na entressafra por não haver consumo de vapor de processo. Resultados semelhantes são verificados para os outros métodos.

O desligamento da turbina de contrapressão na entressafra também explica o maior custo da eletricidade na entressafra para a configuração C, US\$ 80/MWh, pela menor potência instalada neste período, além de não haver o custo do vapor de processo para a partição de custos. Por este motivo o custo da eletricidade na entressafra não é afetado pelo método de análise termoeconômica.

4. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Os resultados do presente estudo mostram que, para implementação de um programa de cogeração amplo, com maior geração de excedentes de eletricidade por parte das usinas, o preço de compra proposto pela Eletrobrás não parece adequado, ao menos para os níveis investimentos mencionados. Na época, estes valores (Copersucar, 1991) foram considerados superestimados porém esta ainda é a referência existente atualmente para os investimentos em questão, indicando a necessidade de sua atualização, de forma a confirmar os custos obtidos.

Com os custos obtidos, verifica-se que é possível, de fato, gerar excedentes a preço reduzido (por exemplo, configuração A, caso base II), mas a eficiência do processo é reduzida (menos de 5 kWh/tc excedentes, apenas na safra). Porém, para introdução de tecnologias mais eficientes (por exemplo, 45 kWh/tc médios excedentes, ao longo do ano), são necessários outros mecanismos para sua viabilização (Coelho e Zylbersztajn, 1996), tais como a venda de eletricidade a terceiros (após a regulamentação dos custos de transporte pelo DNAEE) ou a incorporação de externalidades na avaliação de custos de geração em sistemas convencionais (Coelho e Bolognini, 1996).

Apesar de existirem atualmente outras opções para diversificação dos subprodutos da cana de açúcar, inclusive no contexto de ausência de subsídios para o álcool, o presente estudo teve como objetivo principal analisar a geração de excedentes de eletricidade. O motivo desta opção é a perspectiva de crise no fornecimento de energia elétrica, como discutido anteriormente, e o presente estudo pretende fornecer subsídios para que tanto o Governo como o setor sucro-alcooleiro possam decidir a melhor política a ser implantada.

5. REFERÊNCIAS

BEE, *Balço de Energia do Estado de São Paulo*, 1996.

BEJAN, A., TSATSARONIS, G., MORAN, M. *Thermal design and optimization*. John Wiley & Sons, Inc., New York., 1996.

COELHO, S. T. AND ZYLBERSZTAJN, D. A preliminary analysis to improve electricity cogeneration from biomass origin in Brazil. In: *Biomass* (P. Chartier, G. L. Ferrero, U. M. Henius, S. Hultberg, J. Sachau, M. Wiinblad, ed.), Elsevier Science, Oxford, vol.1, pp 446-458, 1996.

COELHO, S. T. AND BOLOGNINI, M. F. Incorporation of externalities as a mechanism to improve electricity cogeneration in Brazilian sugar/alcohol plants. In: *III Conferencia de termoenergetica Industrial*. Anais. Las Villas (no prelo), 1996.

COPERSUCAR-ELETOBRÁS. *Geração de energia elétrica em usinas e destilarias. Relatório técnico*, pp.1-37. Copersucar, São Paulo, 1991.

ELETOBRÁS. *Plano decenal de expansão 1996-2005*. Brasília, 1996.

MACEDO, I. C. *Greenhouse gas emissions and bio-ethanol production/utilization in Brazil. Internal report CTC-05/97*. pp. 3-14. Copersucar, São Paulo, 1997.

NASTARI, P., *Competitividade e Mercado: Impactos da Segmentação*. Conferência no seminário *O Futuro do álcool num cenário de livre mercado*. AEA, São Paulo, junho de 1997.

SZARGUT J., MORRIS D. R., STEWARD F.R., *Exergy analysis of thermal, chemical and metallurgical processes*, Hemisphere Pub. Co., N.Y., 1988.

VERTIOLA, S. R. AND OLIVEIRA JUNIOR, S. Thermo-economic analysis of the steam cycle of a Brazilian medium-sized sugar and alcohol mill. In: *XI International symposium on alcohol fuels*. Anais. V.2, pp. 415-422, Sun City, South Africa, 1996.



PAPER CODE: COB330

CARBONATO-APATITA: ANÁLISE TERMODINÂMICA DA SUA FORMAÇÃO E COMPORTAMENTO DURANTE O SEU AQUECIMENTO

Paper code 330

THEME: 21

Abstract

The paper intended to give the science and technology of hydroxyapatite production and usage the suitable equilibrium diagrams capable to show clearly the conditions under which carbonateapatite can result as a transformation product of the former apatite; that knowledge is highly valuable to understand the behavior of the hydroxyapatite coating metallic implant biomaterials in human fluid body solution. Therefore, free energy of the carbonateapatite at 25°C was estimated from similarity between the formation reaction of the hydroxyapatite from beta-tricalcium phosphate and calcium hydroxide and of the carbonateapatite from beta-tricalcium phosphate and calcium carbonate. The molar entropy and heat capacity at constante pressure of the carbonateapatite were determined through estimation conventional methods everywhere available. Then, potential-pH diagrams of the Ca-C-P-H₂O system at 25 and 100°C have been calculated and drawn using the Computing Software Chemistry for Windows 2.0 from Outokumpu Oy, Finland, as licensed to the COPPE/UF RJ. In the following, activity-pH diagrams have been drawn at these two temperatures and analyzed. The conditions of the stability of the carbonateapatite have been well set up.

Keywords

carbonateapatite, hydroxyapatite, bone and dental implant material, hydroxyapatite coating on metal implants, thermodynamic analysis

1. INTRODUÇÃO

Experiências até hoje realizadas indicam que a osteointegração de implantes metálicos (por exemplo, de titânio), no corpo humano em substituição a dentes e partes de ossos é acelerada pela presença de uma película de hidroxiapatita revestindo a superfície dos referidos implantes. A avaliação dessa melhoria de bioatividade em implantes metálicos é feita em solução simulativa do soro humano ("simulated body fluid ou SBF") que inclui ânions bicarbonato, uma vez que este ânion é componente muito presente na solução sorológica humana.

Assim sendo, imerso numa solução simulativa do fluido do corpo (SBF), um implante bioativo deverá ser capaz de incorporar nova camada híbrida de hidroxiapatita e carbonato-apatita, consumindo íons de cálcio, fósforo e carbonato a partir da solução aquosa, conforme relatado por Castaño et al.(1996), Li et al.(1993), Abe et al.(1990) e Cuisinier et a.(1995).

Para um trabalho consciente e rigorosamente controlado tanto do teste de bioatividade de implantes revestidos com hidroxiapatita quanto do próprio trabalho de revestimento de implantes a partir de soluções aquosas de fosfato-carbonato de cálcio (no caso da opção por esta rota), seria desejável dispor-se de diagramas de atividade-pH suficientemente claros e

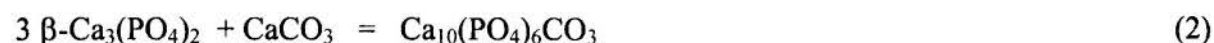
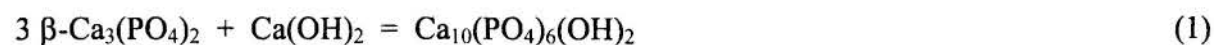
precisos em que se pudesse basear a execução prática da correspondente química de soluções. Entretanto, embora a carbonato-apatita, $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6\text{CO}_3$, já tenha sido sintetizada por via seca, conforme relatado por Elliot (1994), e a existência prática da carbonato-hidroxiapatita, por exemplo $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{CO}_3)_{0.23}(\text{OH})_{1.54}$ tenha sido comprovada e caracterizada cristalograficamente [vide Aoki (1994)], a inexistência de dados termodinâmicos correspondentes a estas apatitas tem impedido a abordagem termodinâmica analítica. O máximo que tem sido possível é um diagrama de atividade-pH com hidroxiapatita e outros fosfatos de cálcio competindo com o carbonato de cálcio, como feito por Attia & Fuerstenau (1988/89).

Diante disso, teve-se a iniciativa de contribuir para o avanço científico deste segmento de produção de biomateriais revestidos com hidroxiapatita e sua utilização como implantes, realizando a estimativa de entropia, entalpia e energia livre de formação da carbonato-apatita em temperaturas compreendidas entre 25°C e 300°C . O objetivo final deste trabalho foi construir diagramas potencial eletroquímico-pH e atividade-pH do sistema Ca-C-P- H_2O nessa referida faixa de temperatura, a fim de determinar o campo de predominância da carbonato-apatita em questão.

2. DADOS TERMODINÂMICOS

A maioria dos dados termodinâmicos necessários ao desenvolvimento dos diagramas Eh-pH e atividade-pH foram encontrados na Base de Dados Principal do Programa Aplicativo HSC Chemistry for Windows 2.0, da Outokumpu Oy, Finlândia, em sua forma licenciada ao Programa de Engenharia Metalúrgica e de Materiais da COPPE/UFRJ. As fontes originais dos referidos dados termodinâmicos são Barin et al.(1973/77), Wagman et al.(1973), Barin (1993), Knacke et. al. (1991), Robie et al. (1979), Bailey et al.(1982), Chase et al.(1985), Ruzinov et al. (1975) e Helgeson et al.(1978).

A energia livre de formação da carbonato-apatita a 25°C foi estimada a partir da admitida similaridade das reações de formação da hidroxiapatita a partir de beta-fosfato tricálcico e de hidróxido de cálcio e de formação da carbonato-apatita a partir de beta-fosfato tricálcico e de carbonato de cálcio, isto é:



$$\Delta G^\circ_{R(1)} / [3\Delta G^\circ_f \text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2 + \Delta G^\circ_f \text{Ca}(\text{OH})_2] = \Delta G^\circ_{R(2)} / [3\Delta G^\circ_f \text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2 + \Delta G^\circ_f \text{CaCO}_3] \quad (3)$$

A solução da equação (3) é imediata, já que as energias livres de formação do beta-fosfato tricálcico, da hidroxiapatita, do hidróxido de cálcio e do carbonato de cálcio são todas conhecidas, e fornecem o valor da energia livre da reação (2), isto é, $\Delta G^\circ_{R(2)}$. De posse do valor desta última, o cálculo da energia livre de formação da carbonato-apatita é imediato, uma vez que $\Delta G^\circ_{R(2)} = \Delta G^\circ_f \text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6\text{CO}_3 - 3 \Delta G^\circ_f \beta\text{-Ca}_3(\text{PO}_4)_2 - \Delta G^\circ_f \text{CaCO}_3$ e as duas últimas energias livres de formação são conhecidas.

O cálculo da energia livre de formação da carbonato-apatita em temperaturas maiores que 25°C requer o conhecimento da entropia molar e da capacidade calorífica molar dessa

espécie a 25°C, bem como a variação da capacidade calorífica molar da mesma espécie como uma função da temperatura. Uma vez restringida a faixa de utilização dos dados de energia livre de formação da carbonato-apatita assim calculados para o intervalo de 25 a 300°C, torna-se perfeitamente aceitável supor que $\Delta_c p^\circ$ da reação de formação da carbonato-apatita a partir de seus elementos (C, O₂, Ca e P) seja constante no mesmo intervalo de temperatura. Os cálculos envolvidos aqui são meramente convencionais e de domínio público em qualquer texto básico de termodinâmica química, dispensando, portanto, detalhamento adicional.

3. CONSTRUÇÃO DOS DIAGRAMAS

Usando a Seção Potencial Eh-pH do supra-citado Programa Aplicado HSC Chemistry for Windows 2.0, diagramas Eh-pH do sistema Ca-C-P-H₂O a 25 e a 100°C foram construídos para um suficientemente alto conjunto de atividades de Ca, C e P em solução aquosa. A partir desses diagramas Eh-pH, foram extraídos os pares de valores de atividade-pH correspondentes ao limites dos domínios de existência das espécies predominantes e, a seguir, construídos os diagramas pi-pH (onde $p_i = -\log_{10} a_i$, para $i = \text{Ca, P e C}$ na estequiometria de interesse, conforme a formulação química da carbonato-apatita).

4. APRESENTAÇÃO E INTERPRETAÇÃO DOS DIAGRAMAS

As Figuras 1 e 2 apresentam os diagramas pi-pH do sistema Ca-C-P-H₂O a 25 e 100°C para a inter-relação de atividades acima definidas. Pode-se observar que em ambas as temperaturas o campo de predominância da carbonato-apatita ocupa toda a faixa de pH ácido e neutro e moderadamente alcalino, limitando o reinado da hidroxiapatita à reunião extremamente alcalina (isto é, para pH>14,2 a 25°C e pH>12,3 a 100°C), para atividades de Ca e P suficientemente altas. Naturalmente, se as atividades de cálcio e fósforo na solução forem muito baixas haverá predominância das espécies dissolvidas tanto do Ca quanto do P.

5. DISCUSSÃO FINAL

Os diagramas mostrados acima assinalam claramente os domínios atividade-pH em que se deve trabalhar durante a síntese do revestimento de apatita sobre substratos bioestruturais (isto é, liga de titânio, por exemplo) para posterior implante. Se o que se deseja é ter apenas hidroxiapatita, deve-se controlar rigorosamente o pH do meio de síntese. Se o que se quer é um revestimento de carbonato-apatita, então deve-se evitar a região excessivamente alcalina.

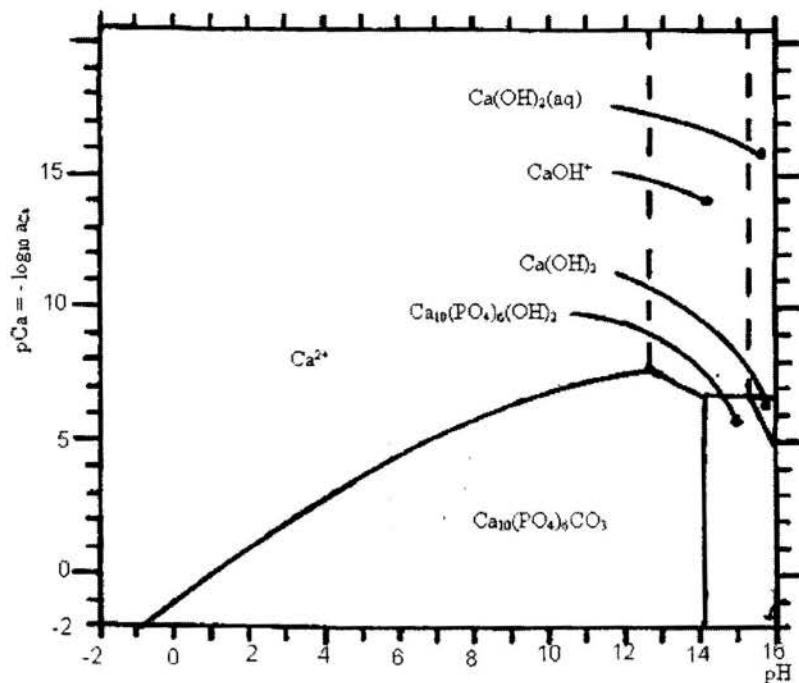


Figura 1 - Diagrama pCa-pH do sistema Ca-P-carbonato-água a 25°C para $a_C = 10^{-3}$ molal e $a_P = 0,6 a_{Ca}$.

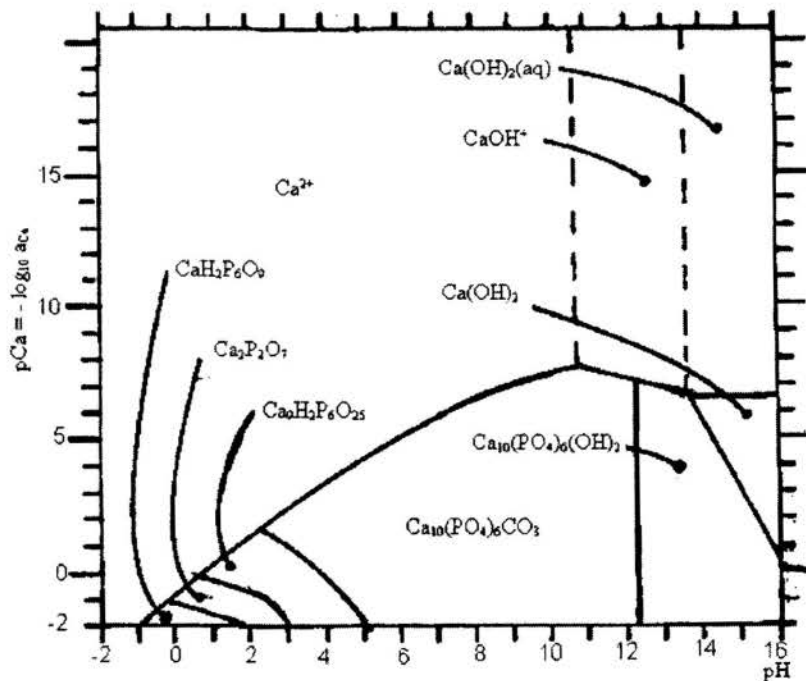


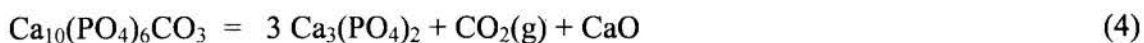
Figura 2 - Diagrama pCa-pH do sistema Ca-P-carbonato-água a 100°C para $a_C = 10^{-3}$ molal e $a_P = 0,6 a_{Ca}$.

Por outro lado, um implante revestido com apatita se comportará similarmente no meio sorológico humano, isto é, durante a vida em serviço após implantado. Se o teor de carbonato do soro fisiológico decrescer, então, o resultado será a conversão da carbonato-apatita em hidroxiapatita. Se o teor de carbonato crescer, então acontecerá o inverso.

Certamente, não é preciso dizer que a escassez de cálcio e/ou fósforo provocará a dissolução das apatitas (tanto da hidroxiapatita, quanto da carbonato-apatita). O resultado é a bem conhecida osteoporose.

Um outro aspecto que interessa é aquele relacionado com o comportamento térmico da carbonato-apatita, isto é, o que acontece com esta apatita quando ela for aquecida até altas temperaturas, por exemplo 1000°C? Esta situação acontece quando um revestimento aplicado sobre um substrato metálico for aquecido até altas temperaturas (1100, 1200°C) pensando na consolidação da camada de revestimento por sinterização. Outra situação parecida é aquela em que um pó de carbonato-apatita é sinterizado a partir de soluções aquosas e a seguir é manipulado num equipamento de plasma para revestimento de substratos metálicos por esse método.

Para analisar esse comportamento térmico da carbonato-apatita, seria necessário dispor de dados de energia livre de formação da mesma apatita em temperaturas elevadas conforme desejado. A partir dos dados de baixa temperatura, desenvolvidos para obtenção dos diagramas Eh-pH e atividade-pH, tudo o que se tem que fazer é extrapolar os dados de energia livre de formação da carbonato-apatita supondo que Δc_p° da reação de formação da mesma apatita se mantém constante desde 25°C até a temperatura T de interesse (por exemplo, T = 1000°C); essa extrapolação será satisfatória se a carbonato apatita não sofrer nenhuma transformação de fase ou de estado físico. A Tabela 1 mostra os valores de energia livre das reações (4) e (5) de decomposição da carbonato-apatita como uma função da temperatura. Pode-se observar que, para uma atmosfera gasosa contendo 1 atm de dióxido de carbono, a decomposição da carbonato-apatita ocorrerá para temperaturas maiores que 500°C, sob o ponto de vista termodinâmico. Uma atmosfera gasosa pobre em dióxido de carbono, por exemplo uma atmosfera de ar não poluído, terá uma pressão de dióxido de carbono muito baixa (digamos, algo como 10^{-4} atm). Se isso acontecer, a temperatura de decomposição da carbonato-apatita decrescerá até um nível bem abaixo de 500°C. Essas informações enriquecem o conhecimento analítico sobre a carbonato-apatita e poderão ajudar a produção e/ou utilização desse tipo de apatita.



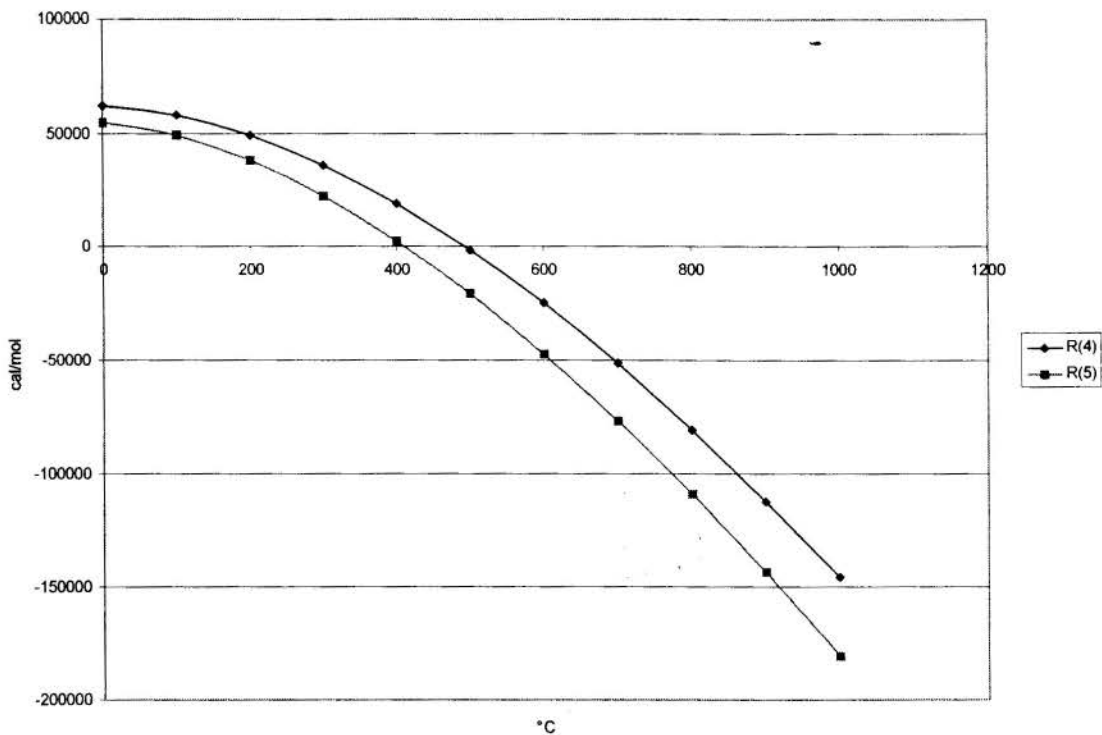


Figura 3 - ΔG° das reações 4 e 5 de decomposição térmica da carbonato-apatita.

6. CONCLUSÕES

- (1ª) Os diagramas pi-pH desenvolvidos no presente trabalho permitem visualizar das condições de estabilidade ou de decomposição tanto da carbonato-apatita quanto da hidroxiapatita em soluções aquosas de carbonato-fosfato de cálcio.
- (2ª) Se o revestimento de apatita desejado for unicamente de hidroxiapatita, deve-se usar uma solução aquosa isenta de carbonatos e uma faixa alcalina própria para a estabilidade da hidroxiapatita.
- (3ª) Se o revestimento de apatita desejado for unicamente de carbonato-apatita, deve-se trabalhar a síntese do revestimento numa solução aquosa saturada com carbonato e numa faixa de pH intermediário até moderadamente alcalino.
- (4ª) Os diagramas aqui desenvolvidos permitem entender melhor a osteoporose sob o ponto de vista termodinâmico.

7. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao CNPq, à CAPES, ao PADCT, à FINEP, à FAPESP, à UFRJ e à UFSCar pelo apoio à realização do presente trabalho.

8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABE, Y. , KOKUBO, T. & YAMAMURO, T., Apatite Coating on Ceramics, Metals and Polymers Utilizing a biological process, *Journal of Materials Science : Materials in Medicine*, 1 (1990), 233-238.
- AOKI, H., *Medical Applications of Hydroxyapatite*, Ishiyaku EuroAmerican, Inc., Tokyo, St. Louis, 1994.
- ATTIA, Y.A. & FUESTENAU, D.W., The Equilibrium Composition of Hydroxyapatite and Fluoroapatite-Water Interfaces, *Colloid and Surfaces*, 34 (1988/89), 271-285.
- BAILEY, S.M., CHURNEY, K.L., NUTTAL,R.L., The NBS Tables of Chemical Thermodynamic Properties, Selected Balues of Inorganic and C1 and C2 Organic Substances in SI Units, *J. of Physical and Chemical Reference Data*, 11 (1982), Supl.No.2
- BARIN, I., KNACKE,O. & KUBASCHEWSKI, O., *Thermodynamic Properties of Inorganic Substances*, Springer-Verlag, Berlin and New York, NY, 1973, Supplement 1977.
- BARIN, I., *Thermochemical Data of Pure Substances*, VCH Verlags Gesellschaft 1993.
- BARIN, I, *Thermochemical Data of Pure Substances*, VCH Verlags Gessellschaft, Weinheim 1989.
- CASTAÑO, V.M., SUÁREZ, D., RIVERA, E., ESTEVEZ, M. & HERNANDEZ, J.C., Growth of Hydroxyapatite on Silica Gels, *Ceramic Transactions, Vol.63, Bioceramics: Materials and Applications II*, p.49-56, Richard P. Rusin and Gary S. Fischman, editors, The American Ceramic Society, Westerville, Ohio, USA, 1996.
- CHASE,M.W. et al., editors, JANAF Thermochemical Tables, 3rd. Edition, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 14 (1985), p. 1-1856.
- CUISINIER, F.J.G., STEUER, P., VOEGEL, J.C., APFEILBAUM,F. & MAYER,I., Structural analysis of carbonate-containing apatite samples related to mineralized tissues, *Journal of Materials Science: Materials in Medicine* 6(1995), 85-89.
- ELLIOT, J.C., *Structure and Chemistry of the Apatite and Other Calcium Orthophosphates*, Elsevier Science B.V., Amsterdam, London, New York, Tokyo, 1994.
- HELGESON, H.C. et al. , Summary and Critique of the Thermodynamic Properties of the Rock-Forming Minerals, *American J. of Science*, 278-A (1978), p.1-229.
- KNACKE, O., KUBASCHEWSKI, O. & HESSELMANN, K., *Thermochemical Properties of Inorganic Substances*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1991.
- LI, P., OHTSUKI,C., KOKUBO,T., NAKANISHI,K., SOGA, N., NAKAMURA,T. & YAMAMURO,T., Process of Formation of Bone-like apatite layer ion silica-gel, *Journal of Materials Science: Materials in Medicine* 4(1993), 127-131.

ROBIE, R.A., et. al, *Thermodynamical Properties of Minerals and Related Substances at 298.15K and 1 bar Pressure at Higher Temperatures*, U.S. Geological Survey Bull. 1452, 1979.

RUZINOV, L.P. & GULJANICKIJ, B.S., *Ravnovesnye prevrasoenija metallurgiceskin reaktseij*, Moskva, 1975.

SAMSONOV, G.V., *Fiziko-khimischeskie svoistva okislov*, Metallurgiya, Moscow, 1978.

WAGMANN, D.D. et. al, *NBS 270-6 Selected Values of Chemical Thermodynamic Properties of the Alkaline Earth Elements*, NBS, Washington DC, USA, 1969.



PAPER CODE: COB502

**ANÁLISE TÉCNICA E ECONÔMICA DE SISTEMAS DE COGERAÇÃO
PARA UM LATICÍNIO DE PEQUENO PORTE / A TECHNICAL AND
ECONOMICAL ANALYSIS OF A COGENERATION SYSTEM FOR A SMALL
LATICINIO PLANT**

ANTONIO PANTALENA, JOSÉ LUZ SILVEIRA & LUIZ ROBERTO CARROCCI

*Departamento de Energia, Faculdade de Engenharia Mecânica - UNESP - Guaratinguetá
CEP 12.500-000 Guaratinguetá, Brasil - E-mail: joseluz@feg.unesp.br & carrocci@feg.unesp.br*

Abstract

In all part of the world, the necessary improvement of energy conservation and the search of new energy generation technologies became priority at the science, in the engineering and for the government; usually having preoccupation with the future's environment. Then, the rational utilization of the energy ware exited cogeneration's technologies. In the last years are getting a great interesting by cogeneration system because the increase of the fuels cost, the hardness to get more efficiency at conventional thermoelectrics, the possibility of reduction of the energy costs like the increase of gain and competitively of your products in world market. This article can make an technical and economic analyzes of use of cogeneration's systems of one laticinio small plant in the Vale do Paraíba area, state of São Paulo. This researches, looking for the utilization of steam and gas turbines. Both results of this economical analyses show models of two technologies turbines that supply gains.

Keywords

Análise Técnica e Econômica, Cooperativa de Laticínios, Cogeração, Custos de Produção de Vapor, Custos de Produção de Eletricidade, Technical and Economical Analysis, Laticinio Cooperative, Cogeneration, Productive Costs of Steam, Productive Costs of Electricity.

1. INTRODUÇÃO

Define-se a cogeração como sendo a geração coincidente de calor e potência elétrica e/ou mecânica, ou a recuperação calor de processo rejeitado a altas temperaturas, para a produção de potência elétrica. Neste trabalho analisa-se a viabilidade técnica e econômica da implantação de sistemas de cogeração empregando turbinas a vapor e a gás, para um laticínio de pequeno porte.

O laticínio em questão emprega vapor saturado em várias etapas do processo, tais como: limpeza, higienização, armazenamento, pasteurização etc, e eletricidade para iluminação, acionamento de máquinas, etc. Os estudos realizados consideram operação em paridade térmica, ou seja, os sistemas de cogeração são dimensionados para produzir todo o vapor necessário para o processo, podendo existir déficit ou excedente de energia elétrica produzida, dependendo da capacidade do sistema de cogeração selecionado e também do tipo de tecnologia empregada.

Foram analisadas vários modelos de turbinas a vapor e de turbinas a gás, constatando-se que ambas as tecnologias apresentam tanto viabilidade técnica como econômica para serem

empregadas sobre a técnica de cogeração para o referido laticínio, sempre buscando selecionar os modelos de turbinas disponíveis no mercado (viáveis tecnicamente).

Para analisar e comparar os casos de cogeração propostos, a metodologia utilizará os dados reais de um laticínio que apresenta uma demanda de 1.500 kg/h de vapor saturado a uma pressão de 0,8 MPa e uma demanda média típica de eletricidade de 400 kW.

2. ESQUEMAS DOS SISTEMAS ANALISADOS

Neste trabalho são analisados 2 casos de plantas de cogeração. O primeiro considera turbina a vapor de contra-pressão e o segundo o uso de turbina a gás em ciclo simples. As figuras 1 e 2 mostram em esquema os ciclos de cogeração considerados.

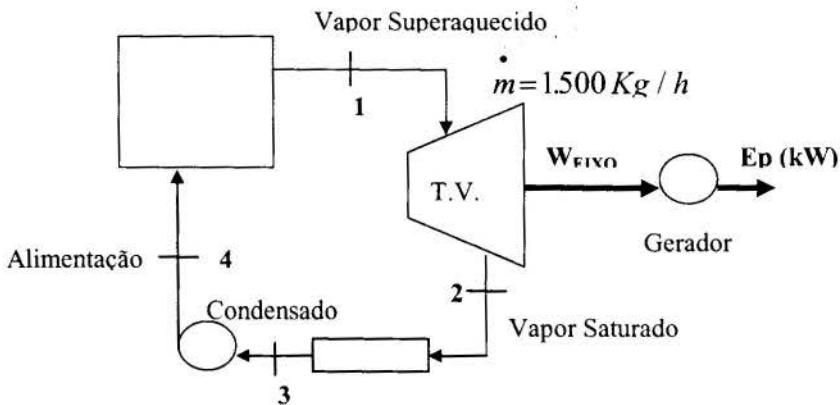


Figura 1 - Emprego de turbina a vapor de contra-pressão

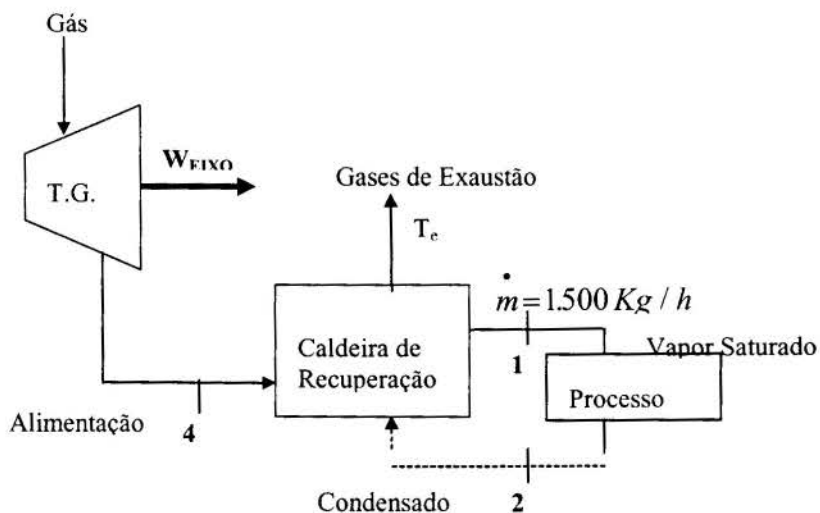


Figura 2 - Emprego de turbina a gás

3. ANÁLISE ENERGÉTICA

3.1. CASO DE SISTEMA EMPREGANDO TURBINA A VAPOR

Para o presente estudo foram analisadas três turbinas a vapor, de acordo com o nível de pressão e de temperatura das caldeiras de vapor superaquecido, comercialmente disponíveis para a cogeração. Assim, de acordo com as Leis da Termodinâmica, tem-se as seguintes características para os ciclos de cogeração empregando turbina a vapor, conforme apresentado na Tabela 1.

Turbina	P_1 (MPa)	T_1 (°C)	h_1 (kJ/kg)	W_{EIXO} (kW)	E_p (kW)
1	2,06	300	3.022,18	106,3	101,0
2	4,12	400	3.210,59	184,8	175,6
3	6,18	450	3.298,52	221,4	210,3

Tabela 1 - Eletricidade produzida em função das pressões do ponto 1

3.2. CASO DE SISTEMA EMPREGANDO TURBINA A GÁS

Neste caso foram selecionadas dez turbinas a gás, também de acordo com a disponibilidade do mercado, com base na Figura 2, que visa dimensionar sistemas em função do calor disponível no gases de escape, de modo a buscar atender a demanda térmica de processo. Desse modo, variando-se a temperatura de saída da turbina (T_4) de 400 até 600 °C, obteve-se a curva do fluxo mássico de gases de exaustão em função da temperatura de saída da turbina, conforme mostrado pela Figura 3, que apresenta os pontos das turbinas a gás comercialmente disponíveis que mais se aproximam da curva (ou de atender a demanda térmica de processo).

Os dados pertinentes às turbinas selecionadas, estão mostrados na Tabela 2, nas condições ISO ($T_{amb} = 15^\circ\text{C}$; altitude 0 m e umidade relativa de 60 %) e corrigidos para uma temperatura ambiente de 25 °C ; para uma altitude de 600m considerando o mesmo nível de umidade relativa.

As considerações necessárias para a análise técnica mostrada na Tabela 2 foram as seguintes:

$$\begin{aligned} \eta_{GERADOR} &= 95\% \\ PCI &= 37.000 \text{ kJ} / \text{m}^3 \\ T_e &= 150^\circ\text{C} \\ C_p &= 1,055 \text{ kJ} / \text{kg K} \\ FC(\text{altitude}) &= 0,92 \\ FC(\text{temperatura} - W_{EIXO}) &= 0,93 \\ FC(\text{temperatura} - T_4) &= 1,058 \end{aligned}$$

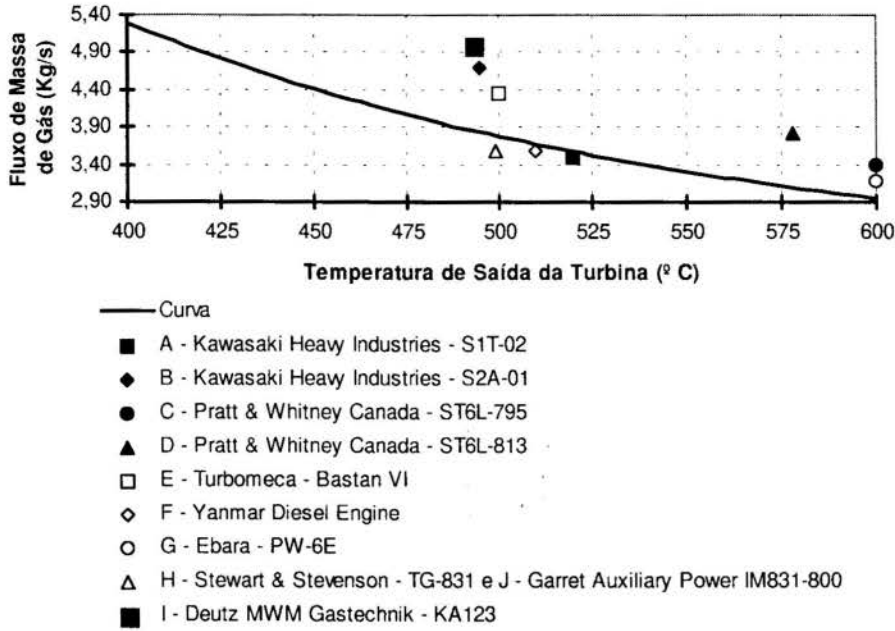


Figura 3 - Fluxo de massa de gás versus temperatura de saída da turbina

Turbina	Taxa de calor (Btu/kWh)	E_p (kW)	η_T (%)	T_4 (°C)	m_G (kg/s)	n (rpm)	m_C (m ³ /h)	η_{GE} (%)	η_{GC} (%)	η_{GT} (%)
A	22220	394	15.36	520	3.49	1500/1800	262.72	14.59	50.45	65.05
A*	23892	337	14.28	550	3.21	1500/1800	241.70	13.57	54.57	68.14
B	16370	663	20.85	495	4.72	1500/1800	325.69	19.81	51.32	71.13
B*	17602	567	19.39	524	4.34	1500/1800	299.64	18.42	55.59	74.01
C	14459	643	23.60	600	3.17	33000	278.99	22.42	52.48	74.91
C*	15547	550	21.95	635	2.92	33000	256.67	20.85	56.54	77.40
D	13892	782	24.57	578	3.81	30000	326.00	23.34	51.35	74.69
D*	14938	669	22.85	612	3.51	30000	299.92	21.71	55.37	77.07
E	17870	560	19.10	500	4.35	1500/1800	300.30	18.14	52.04	70.19
E*	19215	479	17.76	529	4.00	1500/1800	276.28	16.87	56.35	73.23
F	18495	445	18.45	510	3.58	1500/1800	246.98	17.53	53.56	71.10
F*	19887	381	17.16	540	3.29	1500/1800	227.22	16.30	57.97	74.27
G	16300	570	20.94	600	3.17	1500/1800	278.81	19.89	52.52	72.41
G*	17527	488	19.47	635	2.92	1500/1800	256.50	18.50	56.58	75.08
H	16216	515	21.05	499	3.58	1800	250.61	19.99	51.18	71.17
H*	17437	441	19.57	528	3.29	1800	230.56	18.59	55.42	74.01
I	15888	700	21.48	493	4.99	1500/1800	333.74	20.41	52.64	73.05
I*	17084	599	19.98	522	4.59	1500/1800	307.04	18.98	57.03	76.01
J	16150	520	21.13	499	3.58	1500/1800	252.01	20.08	50.89	70.97
J*	17366	445	19.65	528	3.29	1500/1800	231.85	18.67	55.11	73.78

Tabela 2. Dados das turbinas nas condições ISO (A) e corrigidos (A*)

4. ANÁLISE ECONÔMICA

4.1. GENERALIDADES E CONSIDERAÇÕES

A receita anual esperada para as configurações propostas depende dos custos de produção de eletricidade e calor de processo cobrirem os custos relativos de produção em sistemas convencionais de atendimento. A metodologia para a análise e estudo de viabilidade econômica segue os procedimentos indicados por Silveira (1992).

As considerações comuns para as duas tecnologias propostas foram as seguintes:

$$\begin{aligned}
 H &= 7.000 \text{ h / ano} \\
 C_{\text{COMB}} &= 0,011 \text{ US\$ / kWh} \\
 \text{PCI} &= 37.000 \text{ kJ / m}^3 \\
 C_p &= 1,055 \text{ kJ / kg K} \\
 E_v &= 977,6 \text{ kW} \\
 \eta_{\text{cal}} &= 85\% \\
 C_{\text{OLEO}} &= 0,012 \text{ US\$ / kWh} \\
 P_{\text{el}} &= 0,070 \text{ US\$ / kWh} \\
 E_r &= 400 \text{ kW} \\
 PV_{\text{el}} &= 0,050 \text{ US\$ / kWh}
 \end{aligned}$$

As considerações adicionais no caso do emprego de turbina a vapor foram as seguintes:

$$\begin{aligned}
 \eta_B &= 75\% \\
 t &= 0,10
 \end{aligned}$$

As considerações adicionais no caso do emprego de turbina a gás foram as seguintes:

$$\begin{aligned}
 T_c &= 150^\circ \text{C} \\
 CM_{\text{stg}} &= 0,015 \text{ US\$ / kWh} \\
 \eta_{\text{CR}} &= 70\%
 \end{aligned}$$

Os custos de investimento para os sistemas empregando turbinas a vapor seguem os procedimentos indicados por Gomes (1994) e Ewing Power Systems (1994) e no caso de sistemas empregando turbinas a gás seguem indicações, de acordo com Biasi (1993).

A título de ilustração, a Figura 4 mostra a influência do período de amortização de capital (pay-back) e da taxa anual de juros sobre os custos de produção de eletricidade e de vapor de processo, para o caso de utilização de sistema empregando turbina a vapor com caldeira de vapor superaquecido de 2,06 MPa e 300 °C.

Observe-se que, evidentemente, valores maiores para o período de amortização de capital implicam em menores custos associados para a produção de calor de processo e de eletricidade. Observe-se ainda que a taxa anual de juros apresenta maior influência sobre o custo de produção de eletricidade do que no custos de produção de vapor de processo.

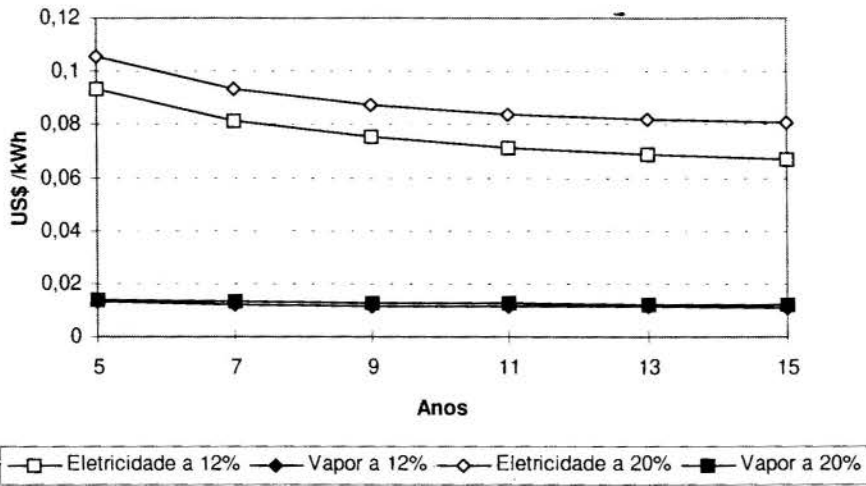


Figura 4 - Custo de produção em função do “pay-back” e taxa de juros

5. RECEITA

A figura 5 mostra as tendências da receita anual esperada em função do período de amortização de capital.

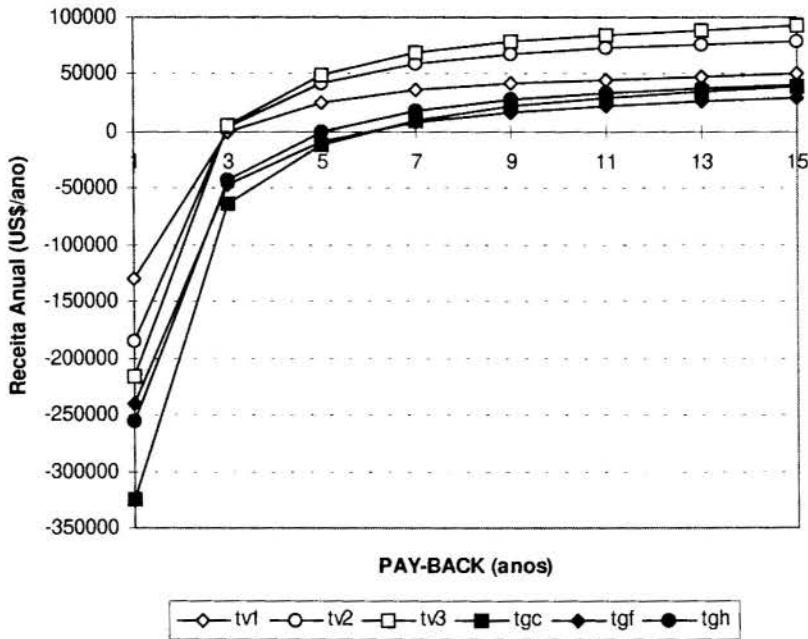


Fig. 5. Receita anual esperada em função do período de amortização k

6. CONCLUSÕES

Constatamos que existe a viabilidade técnica e econômica tanto para a utilização de turbinas a vapor como para a utilização de turbinas a gás, porém com uma vantagem para os casos em que a turbina a vapor é empregada. Esta vantagem pode ser verificada através do gráfico da figura 5, onde os valores da receita anual (US\$/ano) para os modelos de turbinas a vapor são superiores aos valores encontrados para as turbinas a gás.

Para as turbinas a vapor, todas apresentam uma receita anual positiva (lucro), inclusive para altas taxas de juros anuais, considerando períodos de amortização de capital superiores a 3 anos.

Uma outra vantagem das turbinas a vapor, é que o investimento inicial necessário para a planta (levando-se em consideração somente os investimentos da turbina e do tipo de caldeira necessária a ser utilizada na planta; caldeira de superaquecimento para o emprego de turbina a vapor e caldeira de recuperação para o emprego de turbina a gás) é inferior ao investimento necessário quando da utilização de sistema com turbina a gás.

Dentre os três modelos de turbina a vapor analisadas, a que apresenta uma maior receita anual, considerando períodos de amortização de capital superiores a 3 anos, é a turbina TV3 (potência elétrica de 210 kW), porém esta necessita de um maior investimento inicial quando comparada com os outros dois modelos. Portanto, cabe um estudo inicial quanto aos recursos financeiros disponíveis, já que o tempo de "pay-back" é praticamente o mesmo para os três modelos.

7. REFERÊNCIAS

Anônimo, "Steam Cogeneration Power its Worth", PowerLine, A Publications of Ewing Power Systems, pp. 1-6, 1994.

Biasi, V., "For Project Planning, Design and Construction", Gas Turbine World - The 1992-1993 Handbook, Vol.14, Pequot Publishing, Washington, 1993.

Gomes, J. E.; "Eficiência Energética em Caldeiras e Turbinas a Vapor", Anais do 21º Workshop Tecnologias para Uso Recional de Energia, Agência para Aplicação de Energia, outubro de 1994.

Silveira, J. L.; "Economic and Technical Feasibility Study of a Combined Cycle Cogeneration System Associated with Cellulose Plants", ASME Cogeneration, Vol.7, Houston, 1992.

8. NOMENCLATURA

C_p	calor específico a pressão constante
W_{EIXO}	potência no eixo da turbina
T_e	temperatura dos gases de escape da caldeira
T_4	temperatura do gás de saída na turbina
η_{CR}	rendimento da caldeira de recuperação
P	pressão
T	temperatura
h	entalpia

\dot{m}	fluxo de massa de vapor necessário para o processo
E_V	calor fornecido para a água na caldeira de recuperação
\dot{m}_G	fluxo de massa dos gases da turbina
η_{GERADOR}	rendimento do gerador elétrico
PCI	poder calorífico inferior do combustível
FC	fator de correção de altitude e/ou temperatura
η_T	rendimento térmico
Taxa de calor	relação de energia cedida pelo combustível pela energia utilizada
\dot{m}_C	fluxo de massa do combustível
E_P	eletricidade produzida
η_{GE}	rendimento de geração elétrica
η_{GC}	rendimento de geração de calor
η_{GT}	rendimento de geração total
n	rotação da turbina
H	horas de utilização da turbina por ano
C_{COMB}	custo do combustível
η_{cal}	rendimento da caldeira convencional
$C_{\text{ÓLEO}}$	custo do óleo combustível (BPF) da caldeira convencional
P_{el}	preço de energia elétrica paga para a concessionária
E_r	eletricidade consumida
PV_{el}	preço de venda da energia elétrica excedente
CM_{stg}	custo de manutenção da turbina a gás
r	taxa anual de juros
k	período de amortização
t	taxa de manutenção
η_B	rendimento da bomba



PAPER CODE: COB535

A SEMI-ANALYTICAL MODEL FOR CYLINDRICAL ICE STORAGE UNITS

LUÍS EDSON SARAIVA & KAMAL ABDEL RADI ISMAIL*

*Faculdade de Engenharia e Arquitetura - Universidade de Passo Fundo
CEP 99001-970 - Passo Fundo, RS, Brasil - E-mail: saraiva@fear.upf.tche.br*

**Departamento de Engenharia Térmica e de Fluidos - FEM - UNICAMP
Caixa Postal 6122, CEP 13083-970 - Campinas, SP, Brasil - E-mail: kamal@fem.unicamp.br*

Abstract

The objective of this paper is to present a simplified semi-analytical model to predict the thermal performance of cylindrical phase-change thermal energy storage units. The physical model is composed of an insulated vertical tank of cylindrical geometry into which is grouped a set of tubes through which a refrigerant passes, arranged in hexagonal form around the seventh central tube. The phase-change material (PCM) used is water and the refrigerant is a water-ethylene-glycol solution at low temperature. During the charging process (late night time) refrigerant circulation provides ice. This ice is to be used during the discharging cycle when water circulating provides cold water for air conditioning application. The semi-analytical model is based upon one-dimensional formulation of the phase-change heat transfer problem associated with an energy balance equation between the turbulent flow and the PCM. These coupled equations are solved by an integral approximation method. Results including solidified mass, thermal energy stored and temperature profiles are also presented and discussed.

Keywords

Thermal energy storage units, ice storage units, phase-change materials, conjugate heat transfer

1. INTRODUCTION

The study of phase-change thermal energy storage systems is important because, due to the large latent heat of the phase-change materials (PCM), they are an efficient way to absorb the thermal energy input during the period when it is available and release it when it is necessary. Physically, there is a conjugate problem involving transient phase-change heat transfer and forced convection. Because of the nonlinear nature of the heat transfer including phase change, owing the existence of a moving interface, few analytical solutions are available. A large number of numerical and semi-analytical techniques, however, have been employed.

Two-dimensional solidification on the outside of a coolant-carrying pipe was firstly solved by Sparrow and Hsu(1981) using a numerical method. Shamsundar (1982) presented a closed-form solution for the same problem, with good agreement with the preceding paper. Both works assumed constant heat transfer coefficient and one-region semi-infinite pure conduction problem in the PCM.

A PCM energy storage system for space-based applications was numerically studied in the paper due to Cao and Faghri (1991). Pure conduction heat transfer in the PCM and transient forced convection for the laminar and incompressible fluid flow were simultaneously solved, by

considering the whole system as a single domain. The apparent heat capacity method was employed to avoid the nonlinearities in the solid-liquid interface. Results suggest that no steady fully developed thermal region in the flow is achieved before total melting. The geometrical aspect length/unit diameter was done variable and checked against the following performance parameters: the total energy stored, the energy storage density (the ratio of total energy stored to the mass melted), the total latent energy stored and the ratio of the latent to the total energy stored. In Cao and Faghri (1992) a phase-change energy storage system with a turbulent transport fluid was numerically studied. The $k-\epsilon$ model was employed for the turbulent flow. Due to the very steep temperature gradient at the fluid-wall interface, the conjugate problem was not solved as a single domain. Solutions for the forced convection and the two-regions phase-change problems were separately obtained and were coupled by using an appropriate wall function. As a result, a correlation was proposed for the evaluation of the dimensionless energy storage capacity as a function of the dimensional parameters, the physical properties of the PCM and the fluid flow.

Zhang and Faghri (1996) proposed a simplified semi-analytical solution for the conjugate problems of the thermal storage by PCM melting and the laminar forced convection. Heat conduction in the PCM was solved by an integral approximation method, assuming one-dimensional single-phase problem. Forced convection in the tube was treated as a series of steady state forced convection problems. The local Nusselt number was obtained by an analytical method assuming that convective heat transfer inside the tube was in the thermal entry region. A similar method was employed by Zhang and Faghri (1995) for the conjugate problem of thermal storage and turbulent forced convection.

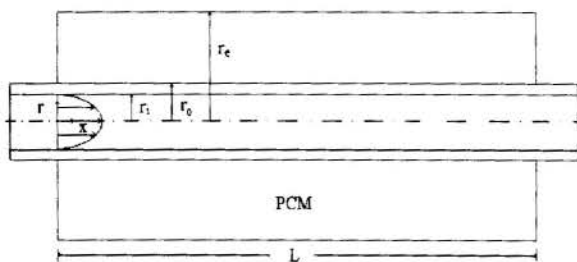


Fig.1 Lay-out of a single module.

Figure 1 presents the model employed in the present work. The model consists of a vertical tube, (displayed horizontally due to space saving reasons), for the circulation of the transfer fluid, surrounded by the PCM. The whole system is composed of an insulated tank of cylindrical geometry into which is grouped a set of tubes like the one presented in figure 1, arranged in hexagonal form around the seventh central tube. Results obtained for a single modular tube

are assumed to be applicable for the others.

2. FORMULATION OF THE PROBLEM

2.1 Heat Transfer in the PCM

The basic equations for the PCM, for zero superheating case, are:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) = \frac{1}{\alpha_p} \frac{\partial T_p}{\partial t}, \tag{1}$$

$$T_p(r,0) = T_m, \tag{2}$$

$$T_p(R,t) = T_m, \tag{3}$$

$$T_p(r_o,t) = T_{wo}, \tag{4}$$

Nomenclature

t : time, s	H : latent heat, J/kg
Δt : time interval, s	c : specific heat, J/(kg-K)
r : radius, m	\bar{u} : mean velocity in the pipe, m/s
r_e : symmetry radius between two neighboring tubes, m	h : local heat transfer coefficient, W/(m ² -K)
r_o : outside radius of the pipe, m	Nu_D : fluid Nusselt number
r_i : inside radius of the pipe, m	Re_D : fluid Reynolds number
R : phase-change interface radius, m	Pr : fluid Prandtl number
x : axial distance, m	
Δx : length of a tube segment, m	subscripts
L : length of PCM module, m	p : PCM
T : temperature, K	c : coolant
T_p : PCM temperature, K	w : pipe wall
T_m : melting or freezing temperature, K	i : initial condition
T_{wo} : outside temperature of the pipe, K	
T_{wi} : inside temperature of the pipe, K	superscripts
T_b : bulk temperature of the coolant, K	x : at position within x + Δx
T_o : inlet temperature of the fluid, K	x - : at position within x - Δx
α : thermal diffusivity, m ² /s	x_0 : at position within x + Δx , at the preceding time interval
k : thermal conductivity, W/(m-K)	
ρ : density, kg/m ³	

$$k_p \frac{\partial T_p(R, t)}{\partial r} = \rho H \frac{dR}{dt} \quad (5)$$

The heat balance integral can be used for the above formulation. Performing the integration of equation (1) with respect to the space variable, an integral equation results:

$$\alpha_p \left(R \frac{\partial T_p(R, t)}{\partial r} - r_o \frac{\partial T_p(r_o, t)}{\partial r} \right) = \frac{d}{dt} \int_{r_o}^R r T_p dr - R T_m \frac{dR}{dt} \quad (6)$$

To solve the integration in equation (6), a logarithmical expression for the temperature, is assumed (Lunardini, 1991):

$$T_p = T_{wo} - (T_{wo} - T_m) \frac{\ln(r/r_o)}{\ln(R/r_o)} \quad (7)$$

Introducing equation (7) in equation (6), one obtains an ordinary differential equation for the solid-liquid interface:

$$\left(\frac{\beta}{2} - \frac{\beta^2 - 1}{4\beta \ln \beta} \right) Ste + \beta \ln \beta = \frac{d\tau}{d\beta} \quad (8)$$

where $\beta = \frac{R}{r_o}$, $Ste = \frac{c_p}{H}(T_m - T_{wo})$ and $\tau = \frac{\alpha_p t}{r_o^2} Ste$.

Integrating equation (8), one obtains a relation between the dimensionless time (τ) and thickness (β):

$$\frac{Ste}{4} \left(\beta^2 - 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2^n (\ln \beta)^n}{n \cdot n!} \right) + \frac{\beta^2}{2} \ln \beta - \frac{\beta^2}{4} + \frac{1}{4} = \tau. \tag{9}$$

2.2 Forced Convection

If the wall temperature is known, it is possible to determine, using equation (9), the dimensionless thickness for any dimensionless time. The wall temperature, however, is not known *a priori*, because it depends on the fluid flow conditions. By knowing the bulk temperature and the local convective coefficient, it is possible to determine, iteratively, the inner wall temperature, using the match condition between convection and conduction heat flux. The bulk temperature, however, varies axially and with time. To determine this temperature, at a given axial position and time, the tube is divided into a suitable number of segments of length Δx and an energy balance between the PCM and the fluid is performed for each segment. This energy balance is expressed by the following equation:

$$(\rho c)_c (\pi r_i^2 \Delta x) \left(\frac{T_b^x - T_b^{x0}}{\Delta x} \bar{u} + \frac{T_b^x - T_b^{x0}}{\Delta t} \right) = \frac{2\pi \Delta x (T_m - T_b^x)}{\frac{1}{h r_i} + \frac{\ln(r_o/r_i)}{k_w} + \frac{\ln \beta}{k_p}}. \tag{10}$$

Equation (10) may be rewritten to obtain an expression for the bulk temperature at a position within $x + \Delta x$ and a time within $t + \Delta t$:

$$T_b^x = \frac{\frac{T_m}{R_T} + C_c \left(\frac{\bar{u}}{\Delta x} T_b^x + \frac{1}{\Delta t} T_b^{x0} \right)}{\frac{1}{R_T} + C_c \left(\frac{\bar{u}}{\Delta x} + \frac{1}{\Delta t} \right)}, \tag{11}$$

where

$$R_T = \frac{1}{2\pi \Delta x} \left(\frac{1}{h r_i} + \frac{\ln(r_o/r_i)}{k_w} + \frac{\ln \beta}{k_p} \right) \quad \text{and} \quad C_c = (\rho c)_c (\pi r_i^2 \Delta x).$$

To calculate the convective heat transfer coefficient, the correlation of Gnielinski for turbulent flows, (used within $0.5 < Pr < 10^6$ and $2300 < Re_D < 5 \cdot 10^6$), is used (Bejan, 1993):

$$Nu_D = \frac{(f/2)(Re_D - 10^3)Pr}{1 + 12.7(f/2)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)}. \tag{12}$$

Friction factor (f) is obtained from Moody's chart for the smooth tube case.

3. NUMERICAL AND COMPUTATIONAL CONSIDERATIONS

Solution procedure, for any time step, is presented below:

1. The temperature at the first segment of the tube is assumed equal to the known entrance temperature of the coolant. Approximate bulk temperatures at the next segments are obtained from equation (11), using guessed values for h and β . The initial values for the bulk temperatures are considered equal to the entrance temperature of the fluid.

2. Using guessed outer wall temperatures, the dimensionless thicknesses (β s) along the tube are calculated by equation (9). The local convective coefficients are calculated by equation (12), using the approximate bulk temperatures calculated in step 1. An iterative procedure is then performed to obtain improved inner wall temperatures and dimensionless thicknesses by means of the match condition between convection and conduction heat flux at the inner wall. The inner and outer wall temperatures are related by

$$h r_i (T_{wi} - T_b) = k_w \frac{T_{wo} - T_{wi}}{\ln(r_o/r_i)}. \quad (13)$$

3. The assumed wall temperatures are compared with the calculated values $T'_{wi}(x)$ obtained in step 2. If $|T'_{wi}(x) - T_{wi}(x)|_{\max} \geq 10^{-5}$, return to step 1. Values for h and β , used in step 1, can be improved using that obtained in step 2.

4. After the convergence of the wall temperatures, calculations are initiated for the next time step. Good guesses for β , h and T_{wi} , used in step 1 and 2, are the converged values for the previous time.

Several numerical tests were performed in order to optimize time and space computational grids. Effects of the time interval variation were tested to values between 20 sec and 180 sec to constant space interval. The adopted time interval (120 sec) was considered appropriate because it produces accurate results with a minimum computational effort. Effects of the space interval variation (length of the tube segment) were tested to values between 0.05 m and 0.01 m, to the chosen time interval. A space interval of 0.02 m was considered satisfactory for the present study.

A water-ethylene-glycol solution (30%) is used as the coolant, with entrance temperature and velocity of -5 °C and 1.1 m/sec, respectively. PCM (water) is initially at its melting temperature (0 °C). The copper tube used is 1.0 m long and its outer and inner diameters are 26.7mm and 20.7mm, respectively. Diameter of the storage unit is equal to 290 mm.

Some highlights of results about the storage unit can be presented. Time to achieve a 35mm thick layer of ice around each tube is 8h. During this time, 43.6 kg of PCM are solidified. Due to the geometrical configuration and the freezing front profiles, 30.9 % of the PCM is not solidified. The total heat released by the PCM is 14,650 kJ, of which 14,525 kJ is latent heat and 125 kJ is in the form of sensible heat.

4. RESULTS AND DISCUSSION

In order to verify the proposed model it is necessary to compare it with numerical and/or experimental results. Unfortunately, we could not find experimental data for comparison. To validate the model, the computer code has been checked against a correlation originated from the numerical investigation due to Cao and Faghri (1992). Figure 2 shows a comparison of the present simplified model and the correlation for the energy storage capacity, (defined as the ratio of the total heat transferred to the latent heat capacity of the PCM), proposed by those

authors, based on a more complete mathematical model. Although the correlation has been proposed for phase-change problems with some degree of initial superheating/ subcooling, the agreement between the present solution and that provided by the correlation is good (disagreement of 8%).

Figure 3 shows an abrupt decrease in the heat flux between the PCM and the coolant along the tube with time. This occurs because the enlargement of the ice layer thickness increases also the thermal resistance. It can be noticed that the phase-change interface velocity (dR/dt) as a function of time has the same behavior as the one shown in figure 3. This fact is demonstrated by equation (5) rewritten as $dR/dt = q' / \rho H$.

Figure 4 exhibits the phase-change interface locations along the axial direction for some time periods. The curves are practically flat due the strong turbulent heat transfer between fluid flow and the PCM.

Total heat (Q_t), latent heat (Q_l) and sensible heat (Q_s) stored with time are presented in figure 5. As can be seen, the latent heat represents 99% of the total heat.

Solidified mass against time is presented in figure 6. Attention should be focused on the continuous decrease in the slope of the curve, demonstrating the effect of the increasing thermal resistance.

As the heat flux to the coolant diminishes with time, its outlet bulk temperature tends to the inlet value, as demonstrated by figure 7.

Figure 8 shows the bulk temperature of the coolant along the axial direction for different times. For early times the outlet temperature suffers steep increase owing to the high heat flux. Further on, the outlet temperature continuously approximates the inlet temperature, reducing the slope of the curves.

Figure 9 shows the variation of the inner surface temperature of the tube along the axial direction for different times. It can be seen that the wall temperature increases along the axial direction. The temperature gradient along the axial direction, however, diminishes with time.

The results presented in figures 2 to 9 are obtained for a single tube. Figures were obtained for a freezing cycle. Due to the fact that the unit is of the vertical type and, consequently, the natural convection effects are limited, the authors believe that the model can be appropriate to study the melting process, without great errors.

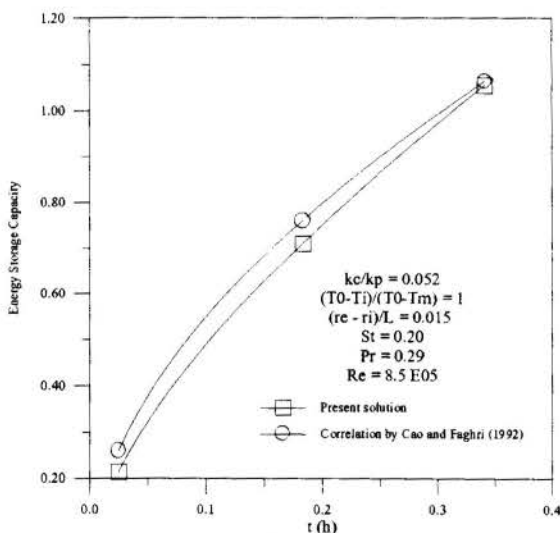


Fig.2. Comparison of the present model and the correlation proposed by Cao and Faghri (1992).

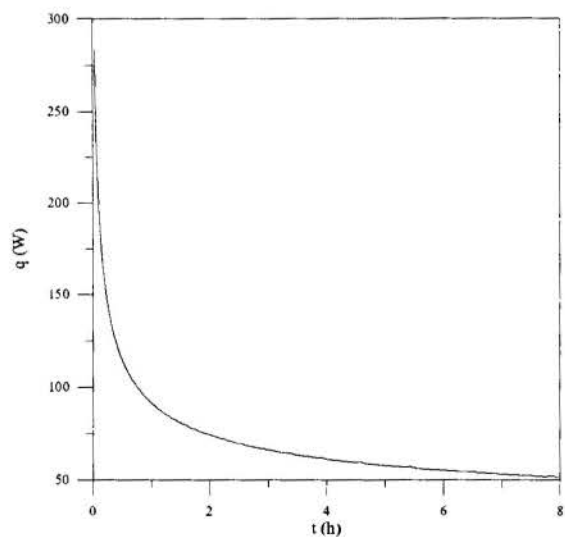


Fig.3. Heat flux vs. time.

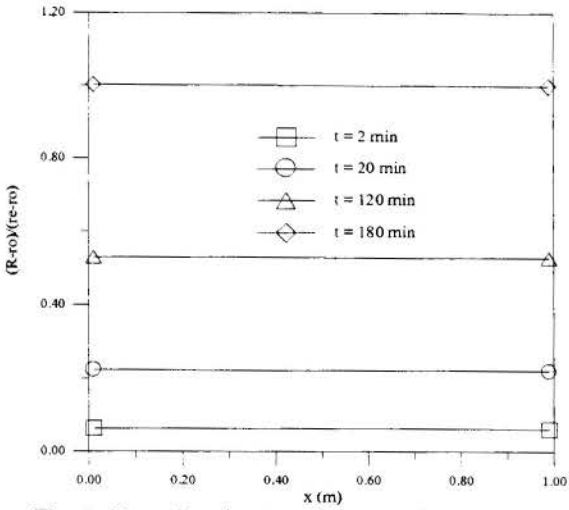


Fig. 4. Freezing fronts along axial direction at different times.

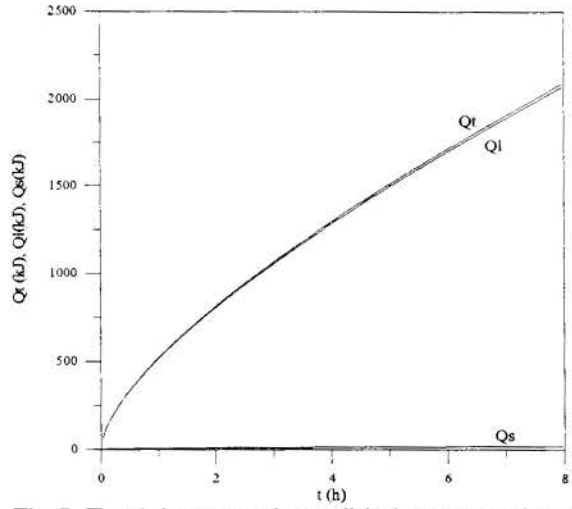


Fig. 5. Total, latent and sensible heat stored vs. time.

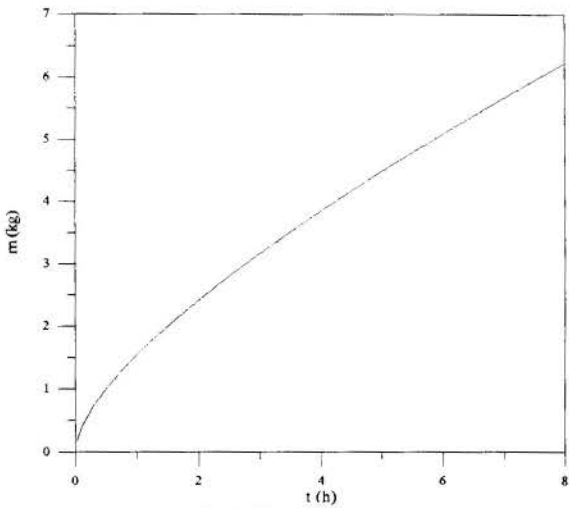


Fig. 6. Solidified mass vs. time.

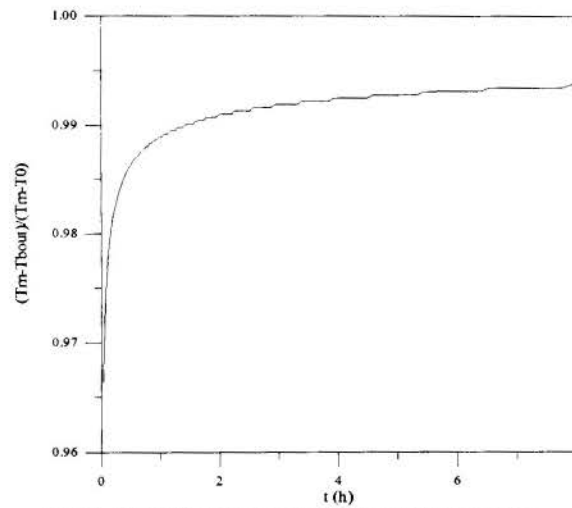


Fig. 7. Outlet coolant temperature vs. time.

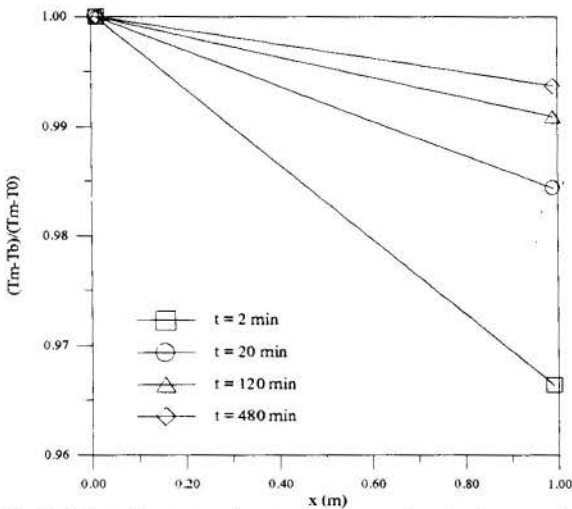


Fig. 8. Bulk temperature of the coolant along axial direction for different times.

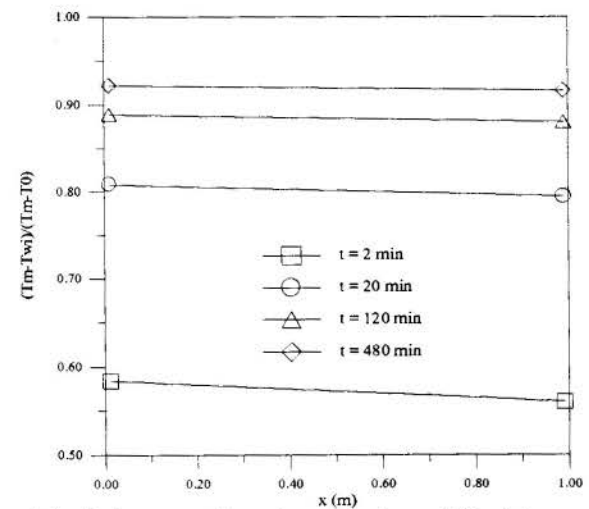


Fig. 9. Inner surface temperature of the tube along axial direction for different times.

5. CONCLUSION

The mathematical model and the numerical treatment, regarding their simplicity, seem to represent satisfactorily the thermal behavior of PCM storage units of finless vertical tubes.

6. REFERENCES

BEJAN, A. *Heat Transfer*, John Wiley & Sons, New York, pp.316, 1993.

CAO, Y. & FAGHRI, A. A Study of Thermal Energy Storage Systems with Conjugate Turbulent Forced Convection, *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME*, vol.114, pp.1019-1027, 1992.

CAO, Y. & FAGHRI, A. Performance Characteristics of a Thermal Energy Storage Module: a Transient PCM/Forced Convection Conjugate Analysis, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.34, pp.93-101, 1991.

LUNARDINI, V.J. *Heat Transfer with Freezing and Thawing*, Elsevier, Amsterdam, pp 243-245, 1991.

SHAMSUNDAR, N. Formulae for Freezing Outside a Circular Tube with Axial Variation of Coolant Temperature, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.25, n.10, pp.1614-1616, 1982.

SPARROW, E.M. & HSU, C.F. Analysis of Two-Dimensional Freezing on the Outside of a Coolant-Carrying Tube, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.24, n.8, pp.1345-1357, 1981.

ZHANG, Y. & FAGHRI, A. Analysis of Thermal Energy Storage System with Conjugate Turbulent Forced Convection, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol.9, n.4, pp.722-726, 1995.

ZHANG, Y. & FAGHRI, A. Semi-Analytical Solution of Thermal Energy Storage System with Conjugate Laminar Forced Convection, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.39, n.4, pp.717-724, 1996.



PAPER CODE: COB541

AVALIAÇÃO TERMOECONÔMICA DE UM SISTEMA DE COGERAÇÃO DE INDÚSTRIA PETROQUÍMICA/THERMOECONOMIC ANALYSIS OF A COGENERATION SYSTEM OF A PETROCHEMICAL POLE

EDNILDO ANDRADE TORRES^{1,2} & SÍLVIA AZUCENA NEBRA²

¹Escola Politécnica/DEQ/LEN/UFBa Rua Aristides Novis, 2 Federação-Salvador-Ba CEP 40210-630, Doutorando do DE/FEM/UNICAMP ednildo@fem.unicamp.br

²Departamento de Energia - Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP - CP 6122 - CEP 13083-970 Campinas - SP sanebra@fem.unicamp.br

Abstract

This paper is a study of a real system of cogeneration at a Petrochemical Pole. The analysed system has five boilers, four steam turbo-generators and one gas turbine operating in a combined cycle with total capacity of 202 MW of electrical power and 2100 t/h of steam for the process. Splitting the cogeneration process into subsystems, the exergy of each one of the energetic fluxes is calculated. It is presented the exergetical balance of each subsystem as well as the global one. The efficiency of second law of the thermodynamic of each subsystem is showed and compared, identifying where and why the losses and irreversibilities occur. The thermoeconomic costs of each one of the fluxes are calculated, and the conclusions about the cogeneration process are obtained.

Keywords

Exergy, Thermoeconomics, Petrochemical, Cogeneration, Energy.
Exergia, Termoeconomia, Petroquímica, Cogeração, Energia.

1. INTRODUÇÃO

Tradicionalmente as análises de plantas industriais são realizadas fazendo-se estudos independentes de viabilidade técnica e econômica. Com o surgimento da metodologia termoeconômica, lançada por Tribus e Evans (1962) as análises podem ser feitas de forma integrada, utilizando-se os conceitos dessas duas metodologias.

O objetivo principal dessa metodologia é atribuir custos ao conteúdo exergético de um portador de energia. Esses custos podem ser expressos em termos de exergia ou monetários (Valero e Lozano, 1994, Valero *et al.* 1994), (Silva e Nebra, 1995, Silva e Nebra 1996).

Constitui parte da análise termoeconômica, quando aplicada a um sistema de produção, a obtenção de uma *função de custos* que, na metodologia aplicada nesse trabalho, resulta num sistema de equações lineares.

A maior contribuição da metodologia termoeconômica é realizar um planejamento racional dos recursos energéticos quantificando os verdadeiros consumos praticados na unidade fabril, bem como encontrar os custos associados aos produtos.

2. PÓLO PETROQUÍMICO

O Pólo Petroquímico de Camaçari, na Bahia é composto por mais de cinquenta indústrias, pertencentes ao Estado e a grupos empresariais privados nacionais e internacionais, produzindo plásticos, resinas, fibras, fertilizantes e mais de duzentos outros produtos petroquímicos, comercializados no Brasil e exportados para países da América, Europa, Ásia e África.

Na estrutura do complexo existe uma empresa responsável pela produção das matérias-primas e utilidades (COPENE, 1995). Essa empresa fabrica, vende e distribui produtos petroquímicos de primeira geração, incluindo etileno, propileno, butadieno, benzeno, tolueno, xileno, entre outros, que são utilizados como matéria-prima para fabricação de produtos petroquímicos. Após sua ampliação, em maio de 92, aumentou sua capacidade para 910.000 t/ano de etileno.

A unidade de cogeração encontra-se operando há mais de quinze anos e fornece vapor e energia elétrica para o Complexo Petroquímico. Este trabalho é um exercício de construção de uma metodologia para avalia-lo. Os parâmetros de entrada foram obtidos com base real, como sendo a média de um ano de operação da unidade.

3. DESCRIÇÃO DO SISTEMA DE COGERAÇÃO

No setor de utilidades, a unidade de cogeração foi dimensionada para uma capacidade de 202 MW de energia elétrica e 2.100 t/h de vapor. A unidade é composta por cinco caldeiras e quatro turbo geradores, com capacidade nominal de 400 t/h de vapor por caldeira nas condições termodinâmicas de 12 MPa e 530 °C, sendo a água de alimentação fornecida a 250 °C.

No período analisado, as caldeiras estavam operando abaixo das condições de projeto, permanecendo sempre quatro em operação e uma delas em manutenção. Elas queimam combustíveis líquidos (rasf-resíduo asfáltico, OC, resíduos industriais) e gasosos (gás natural e gás de processo).

Cada turbina a vapor tem potência máxima de 42 MW e opera com vapor a 120 bar e 530 °C. As extrações das turbinas são a 42 bar e 15 bar.

Encontra-se em operação outra unidade de cogeração composta de: compressor, câmara de combustão, turbina a gás e caldeira de recuperação. O gás natural é o combustível utilizado na turbina e os gases de exaustão são conduzidos à caldeira de recuperação. Na caldeira tem-se um suprimento complementar de gás natural, para manter a temperatura em 530 °C. A capacidade dessa caldeira é de 100 t/h e opera, também, à 12 MPa e 530 °C. A água de alimentação é fornecida a 144 °C.

Um diagrama de processo simplificado foi elaborado, tendo como base o sistema real, suprimindo apenas os equipamentos auxiliares de menor importância para esta análise, assim como também incorporaram-se os ventiladores, bombas e aquecedores menores aos subsistemas selecionados, (vide figura 1). Na tabela 1 são apresentados os parâmetros termodinâmicos para cada fluxo. Eles foram enumerados na ordem crescente. Os valores das temperaturas, pressões e vazões são reais, válidos para o ano de 1994, os demais parâmetros foram calculados (Reid, 1987).

4. ANÁLISE EXERGÉTICA

A unidade termoelétrica foi dividida em subsistemas (centros de custos) que foram codificados pelas letras {A,B,C,D,E,F,G,H,I}; os principais fluxos envolvidos no processo são

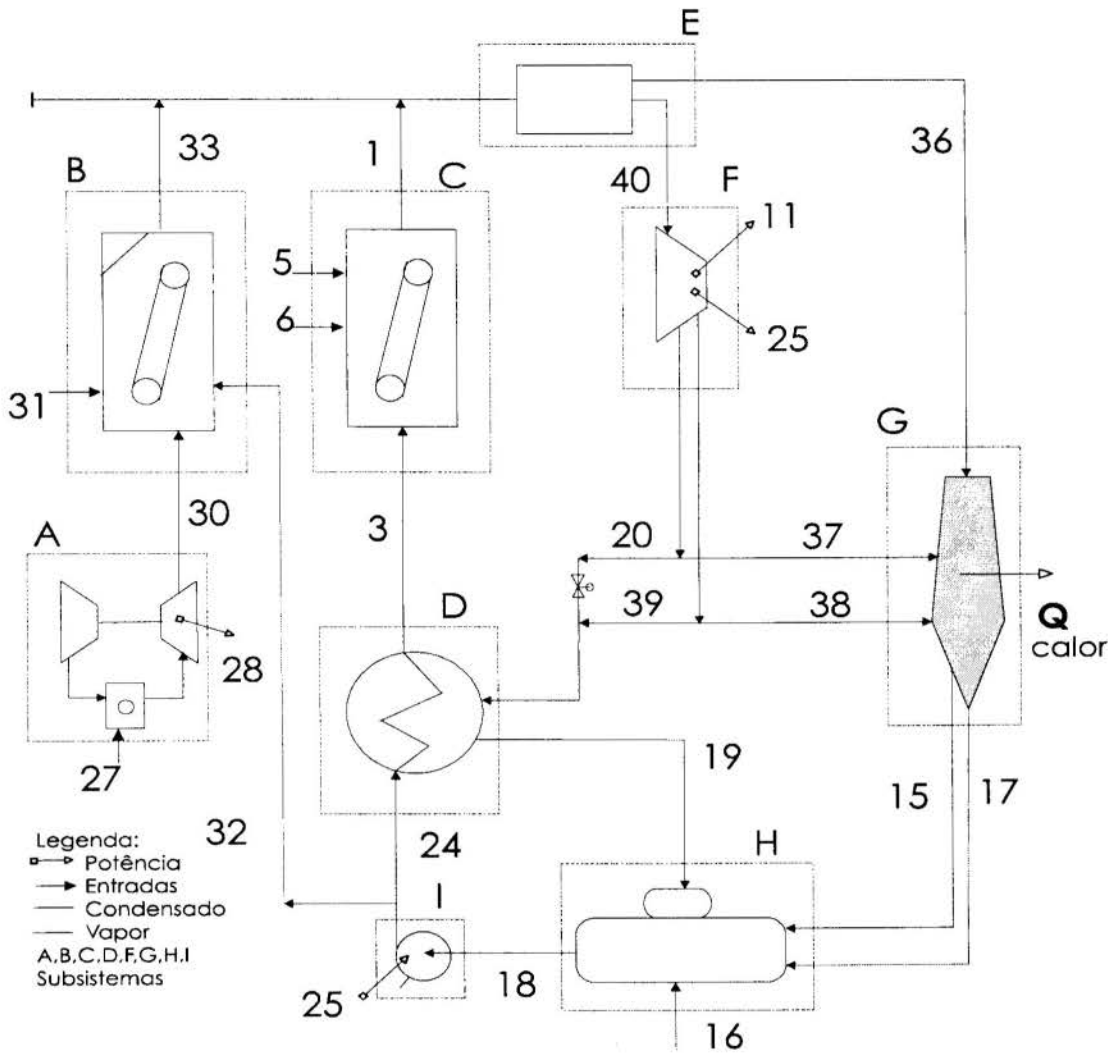


Figura 1: Sistema de cogeração analisado

identificados por números, vide Figura 1. Os subsistemas considerados agregam alguns dos volumes de controle reportados num trabalho anterior (Torres e Gallo, 1997).

A eficiência exergetica ou racional (ϵ) é definida como sendo a relação entre o *produto* (P) e o *insumo* (F), ou seja (Kotas, 1985):

$$\epsilon = \frac{\text{Produto}}{\text{Insumo}} = \frac{P}{F}$$

A irreversibilidade é definida como sendo a diferença entre o *insumo* e o *produto*:

$$I = \text{Insumo} - \text{Produto} = F - P$$

As denominações *insumo* e *produto* utilizadas devem ser entendidas levando-se em conta a *função* que o subsistema desempenha na planta. Como pode ser observado em vários casos, o *insumo* é diferença de exergia de fluxos que são entregues ao subsistema, que por sua vez produz um *produto* na forma de uma outra diferença de exergias.

Na tabela 2 foram calculadas as eficiências exergeticas para cada subsistema, de acordo com a definição apresentada.

O subsistema Caldeiras (C) apresenta um valor da eficiência exergetica compatível com o

Tabela 1: Propriedades Específicas e Totais dos Fluxos

Fluxo	NOMES	T (°C)	P (Bar)	m (kg/h)	h (kJ/kg)	s (kJ/kgK)	ex (kJ/kg)	E (kW)	Ex (kW)
1	Vapor	530,0	120,0	1.075.000,0	3428,0	6,5880	1.642,7	1.023.638,9	490.519,9
3	Água para Caldeira	250,0	150,0	1.090.000,0	1085,5	2,7670	438,8	328.665,3	132.867,7
5	Combustível (Rasf)	210,0	-	60.452,9	40130,5	-	42.847,6	673.889,7	719.516,6
6	Combustível (GN)	25,0	-	5.107,1	47612,6	-	52.062,0	67.545,4	73.857,5
11	Potência dos TG	-	-	-	-	-	-	65.300,0	65.300,0
15	Vapor para Desaerador	190,0	3,5	158.400,0	2842,0	7,1920	876,7	125.048,0	38.573,9
16	Água de Reposição	25,0	1,0	747.600,0	104,9	0,3674	173,3	21.782,2	35.988,6
17	Condensado	110,0	9,0	31.000,0	461,8	1,4178	217,2	3.976,6	1.870,3
18	Água para Caldeira	144,2	4,1	1.171.000,0	607,1	1,7822	256,8	197.476,1	82.587,9
19	Condensado Desaerador	170,0	15,0	234.000,0	719,2	2,0410	288,9	46.748,0	18.777,0
20	Vapor Pré-aquec. Alta	385,0	42,0	147.700,0	3174,0	6,6880	1.358,9	130.222,2	55.751,5
24	Água para Caldeira	144,5	150,0	1.090.000,0	617,7	1,7699	268,2	187.025,8	81.194,4
25	Trabalho Bomba	-	-	-	-	-	-	4.672,4	4.672,4
27	GN para Turbina	25,0	1,0	6.400,0	47612,6	-	52.062,0	84.644,6	92.554,6
28	Potência TG (E)	-	-	-	-	-	-	13.200,0	13.200,0
30	Gases quentes	550,0	-	441.971,2	563,0	1,0893	347,1	69.114,2	42.617,2
31	GN Caldeira Recuperação	25,0	-	1.050,0	47612,6	-	52.062,0	13.887,0	15.184,7
32	Água para Caldeira	144,0	150,0	81.000,0	617,7	1,7651	268,2	13.898,3	6.065,9
33	Vapor (120)	530,0	120,0	80.000,0	3428,0	6,5880	1.642,7	76.177,8	36.503,8
36	Vapor (120)	530,0	120,0	250.000,0	3428,0	6,5880	1.642,7	238.055,6	114.074,4
37	Vapor (42)	385,0	42,0	304.300,0	3174,0	6,6880	1.358,9	268.291,2	114.862,4
38	Vapor (15)	285,0	15,0	366.700,0	3004,0	6,8580	1.138,2	305.990,8	115.939,5
39	Vapor (15)	285,0	15,0	86.300,0	3004,0	6,8580	1.138,2	72.012,6	27.285,5
40	Vapor(120)	530,0	120,0	905.000,0	3428,0	6,5880	1.642,7	861.761,1	412.949,3
Q	Calor de Processo	-	-	921.000,0	-	-	-	683.312,9	304.432,0

Tabela 2: Insumos, Produtos, Eficiências Exergeticas e Irreversibilidades

Subsistemas	Insumo (F)	Produto (P)	Insumo (kW)	Produto (kW)	$\epsilon = P/F$ (%)	$I = F - P$ (kW)	$I/Itotal$ (%)
Turbina a Gás	$(EX_{27} - EX_{30})$	(EX_{28})	49.937,4	13.200,0	26,43	36.737,4	6,68
C. Recuperação	$(EX_{31} + EX_{30})$	$(EX_{33} - EX_{32})$	57.802,0	30.437,9	52,66	27.364,1	4,98
Caldeira	$(EX_5 + EX_6)$	$(EX_1 - EX_3)$	793.374,1	357.652,1	45,08	435.721,9	79,28
Pré-aquecedor	$(EX_{20} + EX_{39}) - EX_{19}$	$(EX_3 - EX_{24})$	64.259,9	51.673,3	80,41	12.586,6	2,29
Coletor Vapor	$(EX_1 + EX_{33})$	$(EX_{36} + EX_{40})$	527.023,7	527.023,7	100,00	0,0	0,00
Turbina a Vapor	$EX_{40} - (EX_{20} + EX_{39} + EX_{37} + EX_{38})$	$(EX_{11} + EX_{25})$	99.110,5	69.900,0	70,53	29.210,5	5,32
Calor de Processo	$(EX_{36} + EX_{37} + EX_{38}) - (EX_{15} + EX_{17})$	EX^Q	304.432,1	304.432,1	100,00	0,0	0,00
Desaerador	$(EX_{19} + EX_{16} + EX_{15} + EX_{17})$	(EX_{18})	95.209,8	82.587,9	86,74	12.621,9	2,30
Bomba	(EX_{25})	$(EX_{24} + EX_{32}) - EX_{18}$	4.672,4	4.672,4	100,0	0,0	0,0
Total	$(EX_{27} + EX_{31} + EX_5 + EX_6 + EX_{16})$	$(EX_{11} + EX_{25} + EX_{38} + EX^Q)$	937.102,0	387.532,0	41,35	549.570,0	100,00

esperado, mas o subsistema Turbina a Gás (A), apresenta um valor abaixo do normal, o que se justifica, pois este equipamento estava operando em carga parcial, no período analisado (1994). O valor apresentado pelo subsistema Caldeira de Recuperação está também dentro do esperado considerando-se que nela há queima secundária de combustível. O baixo valor apresentado pelo desaerador também se justifica pelo fato de ser um grande gerador de irreversibilidade, devido à mistura de correntes com diferentes parâmetros termodinâmicos.

A caldeira é a responsável pela maior parte da destruição exergética, sendo inevitável a geração das irreversibilidades, devido à combustão e à troca térmica efetuada entre fluidos com grandes diferenças de temperaturas. A turbina a gás é a segunda responsável, sendo a sua eficiência exergética baixa. Um resultado interessante é que, pela ordem, seguem: a turbina a vapor, o desaerador e trocador de calor. Num melhoramento da planta, poderia ser pensado em atuar sobre esses equipamentos, que são de menores custos que os anteriores.

5. ANÁLISE TERMOECONÔMICA

Para a análise termoeconômica foram considerados subsistemas (volumes de controle), que reúnem vários equipamentos da planta e estão reportados na primeira coluna da tabela 2 e na figura 1. Esta escolha foi feita com o seguinte intuito: que cada um dos subsistemas tivesse um *produto termodinâmico* claramente definido, já que optou-se por utilizar a forma de distribuição de custos proposta por Valero e Lozano (1993) e Valero *et al.* (1994). Além do mais, considerou-se esta, uma opção adequada para uma primeira abordagem da análise deste sistema complexo.

O volume de controle denominado "G" (vide figura 1), foi considerado como subsistema *virtual*. Conceitualmente, foram agrupados nele todas as exergias dos fluxos de vapor que saem da planta e que retornam como condensados; a geração de entropia associada às transferências de calor externas ao sistema foi considerada responsabilidade dos usuários do vapor. Nos subsistemas "E" e "G" considerou-se que não há geração de entropia (perdas exergéticas).

Alguns fluxos da planta não foram considerados na figura 1 e na tabela 1, por serem internos aos subsistemas ou perdas para o ambiente. Neste último caso considerou-se que os fluxos têm "custo exergético" nulo.

O sistema de equações que constitui a função de custos antes mencionada, está constituído por três blocos:

- (a) balanço de custos para cada subsistema considerado;
- (b) custo dos insumos externos ao sistema;
- (c) equações de distribuição de custos (bifurcações).

As equações de balanço de custos baseiam-se na consideração que os custos exergéticos dos insumos são iguais aos custos exergéticos dos produtos, em cada subsistema. Então:

Subsistema A	Subsistema F
$Ex_{27}^* = Ex_{28}^* + Ex_{30}^*$	(1) $Ex_{40}^* = Ex_{20}^* + Ex_{37}^* + Ex_{38}^* + Ex_{11}^* + Ex_{25}^* + Ex_{39}^*$ (6)
Subsistema B	Subsistema G
$Ex_{30}^* + Ex_{31}^* + Ex_{32}^* = Ex_3^*$	(2) $Ex_{36}^* + Ex_{37}^* + Ex_{38}^* = Ex_{15}^* + Ex_{17}^* + Ex^Q$ (7)
Subsistema C	Subsistema H
$Ex_5^* + Ex_6^* + Ex_{33}^* = Ex_1^*$	(3) $Ex_{15}^* + Ex_{16}^* + Ex_{17}^* + Ex_{19}^* = Ex_{18}^*$ (8)
Subsistema D	Subsistema I
$Ex_{20}^* + Ex_{24}^* + Ex_{39}^* = Ex_3^* + Ex_{19}^*$	(4) $Ex_{18}^* + Ex_{25}^* = Ex_{24}^* + Ex_{32}^*$ (9)

Subsistema E

$$Ex_1^* + Ex_{33}^* = Ex_{40}^* + Ex_{36}^* \quad (5)$$

Onde o símbolo Ex_i^* indica custo exergetico de cada um dos fluxos.

Os custos exergeticos dos fluxos de entrada no sistema são considerados iguais as suas exergias (eliminados os fluxos de exergia nula):

$$Ex_5^* = Ex_5 \quad (10) \quad Ex_{27}^* = Ex_{27} \quad (13)$$

$$Ex_6^* = Ex_6 \quad (11) \quad Ex_{31}^* = Ex_{31} \quad (14)$$

$$Ex_{16}^* = Ex_{16} \quad (12)$$

Portanto, tem-se 14 equações e como são 25 fluxos faltam 11 equações que são as de distribuição de custos. Estas são as mais complexas para serem formuladas, já que dependem dos critérios de partição de custos adotados.

Os critérios de partição utilizam o conceito de custo exergetico unitário, que é definido como a relação entre o custo exergetico do fluxo e a exergia do mesmo:

$$k_i^* = \frac{Ex_i^*}{Ex_i}$$

As equações a seguir, de (15) a (25) correspondem à partição dos custos.

A consideração mais simples a ser feita é que os fluxos da mesma origem e com parâmetros termodinâmicos iguais tem o mesmo custo exergetico unitário:

$$\frac{Ex_{36}^*}{Ex_{36}} = \frac{Ex_{40}^*}{Ex_{40}} \quad (15) \quad \frac{Ex_{11}^*}{Ex_{11}} = \frac{Ex_{25}^*}{Ex_{25}} \quad (18)$$

$$\frac{Ex_{20}^*}{Ex_{20}} = \frac{Ex_{37}^*}{Ex_{37}} \quad (16) \quad \frac{Ex_{24}^*}{Ex_{24}} = \frac{Ex_{32}^*}{Ex_{32}} \quad (19)$$

$$\frac{Ex_{39}^*}{Ex_{39}} = \frac{Ex_{38}^*}{Ex_{38}} \quad (17)$$

Nas seis equações restantes foi aplicado o conceito que considera iguais os custos exergeticos unitários de correntes (entrada e saída) considerados *insumos*, em cada volume de controle:

No volume de controle A:

$$\frac{Ex_{27}^*}{Ex_{27}} = \frac{Ex_{30}^*}{Ex_{30}} \quad (20)$$

No volume de controle D:

$$\frac{Ex_{20}^* + Ex_{39}^*}{Ex_{20} + Ex_{39}} = \frac{Ex_{19}^*}{Ex_{19}} \quad (21)$$

No volume de controle F:

$$\frac{Ex_{20}^*}{Ex_{20}} = \frac{Ex_{39}^*}{Ex_{39}} \quad (22)$$

No volume de controle G:

$$\frac{Ex_{36}^* + Ex_{37}^* + Ex_{38}^*}{Ex_{36} + Ex_{37} + Ex_{38}} = \frac{Ex_{15}^* + Ex_{17}^*}{Ex_{15} + Ex_{17}} \quad (24)$$

$$\frac{Ex_{20}^*}{Ex_{20}} = \frac{Ex_{40}^*}{Ex_{40}} \quad (23)$$

$$\frac{Ex_{15}^*}{Ex_{15}} = \frac{Ex_{17}^*}{Ex_{17}} \quad (25)$$

6. CUSTOS EXERGÉTICOS

Na tabela 3 apresentam-se os custos exerGéticos unitários e totais calculados para cada fluxo.

Na metodologia adotada teve-se o cuidado de manter independentes os sistemas de ciclo combinado e convencional, analisando-os em separado, porque de fato são dois processos diferentes funcionando paralelamente.

Tabela 3: Custos ExerGéticos

Fluxos	Subsistemas	Custos ExerGéticos (kW)	Custos ExerGéticos Unitários
1	Vapor	1.107.148,7	2,26
3	Água de Alimentação	313.774,7	2,36
5	Combustível (RASf)	719.516,6	1,00
6	Combustível (GN)	73.857,5	1,00
11	Potência dos TG	206.893,7	3,17
15	Vapor p/Desaerador	86.195,6	2,23
16	Água de Reposição	35.988,6	1,00
17	Condensado	4.179,2	2,23
18	Água Desaerada	168.321,7	2,04
19	Condensado Desaerador	41.958,3	2,23
20	Vapor 42 bar	124.579,9	2,23
24	Água para Caldeira	170.182,1	2,10
25	Trabalho Bomba	14.574,4	3,17
27	GN Turbina	92.554,6	1,00
28	Potência TG (E)	49.937,3	3,78
30	Gases Exaustão Turbina	42.617,2	1,00
31	GN Cald. Recuperação	15.184,7	1,00
32	Água para Caldeira	12.714,0	2,10
33	Vapor 120 bar	70.516,0	1,93
36	Vapor 120 bar	254.905,8	2,23
37	Vapor 42 bar	256.666,6	2,23
38	Vapor 15 bar	259.073,4	2,23
39	Vapor 15 bar	60.971,0	2,23
40	Vapor 120 bar	922.758,9	2,23
Q	Calor de Processo	680.271,0	2,23

Analisando estes resultados observa-se que o custo exerGético unitário obtido para a potência na turbina a gás (fluxo 28) é maior que o da potência gerada na turbina a vapor (fluxo 11). Isto pode ser explicado se forem consideradas as eficiências exerGéticas de ambas as gerações (tabela 3). Observa-se na eficiência da turbina a gás um valor menor que o esperado, provavelmente devido ao fato de não estar operando em toda a sua capacidade (no período analisado, a carga era de cerca de 45% da potência nominal). Entretanto, essa operação sofre modificações a depender da modulação exigida pelas empresas coligadas.

Quanto ao custo do vapor gerado, observa-se que o gerado na caldeira de recuperação (fluxo 33) é menor que o da outra caldeira (fluxo 1). Isto também fica explicado considerando-se as eficiências apresentadas na tabela 3, onde se observa que a caldeira de recuperação tem uma eficiência

exerGética maior do que as caldeiras convencionais.

7. CONCLUSÕES

A metodologia apresentada é uma ferramenta que pode contribuir para melhorar os sistemas em operação, identificando os principais pontos onde ocorrem as maiores perdas e irreversibilidades. Com essa indicação o decisor terá condições de direcionar qual caminho a ser adotado na busca de otimizar o sistema. Essa metodologia também poderá ser útil em avaliações de plantas a serem projetadas.

Nesse caso, com este primeiro diagnóstico da planta, comparando-se as informações obtidas nas tabelas 2 e 3, pode-se afirmar que se obteria um bom retorno de investimento atuando no subsistema Caldeiras em primeiro lugar, melhorando as condições de operação da turbina a gás e das turbinas a vapor, nesta ordem. Com o equacionamento proposto, pode-se avaliar o gasto em combustíveis e seu impacto nos “produtos finais” da planta: energia elétrica e vapor.

Na análise, optou-se por agregar em volumes de controle, o que facilitou a tarefa de captar os aspectos mais importantes do sistema.

No entanto, fica a sugestão de realizar uma análise mais apurada, que permita capturar o efeito de alguns equipamentos, como o da válvula de redução, geradora de irreversibilidade, ou dos ventiladores, assim como separar os pré-aquecedores de água do subsistema Caldeira. Também pode ser considerada a possibilidade de subdividir a turbina a gás, e inclusive as caldeiras, que são em número de cinco, aqui tratadas como um único volume de controle, separando os diferentes tipos de irreversibilidades, algumas inevitáveis e outras não. É recomendável então uma continuação deste trabalho no sentido de subdividir volumes de controle, e particularmente, funções dos equipamentos, na direção de avaliar melhor os efeitos mencionados.

8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

COPENE *Relatórios Internos* 1995, e comunicações pessoais.

Kotas T.J. *The Exergy Method of Thermal Plant Analyses*, E. Butterworths 1ª Edição.

Reid R. C., Prausnitz, John M. and Poling, Bruce E. *The Properties of Gases and Liquids*, McGraw-Hill, Book Company, NY, 1987.

Silva, R.J. and Nebra. S.A. Thermo-economic Analysis of Cement Production Plants, *Proceedings: ECOS'95*, July 11-14, Istanbul, Turquia. pp. 496-501, 1995.

Silva, R. J. and Nebra, S. A. Thermo-economic Comparative Analysis of Different Process of Cement Production, *Proceedings: ECOS'96, Efficiency, Costs, Optimization, Simulation and Environmental Aspects of Energy Systems*, Estocolmo, Suécia, June 25-27, 1996.

Tribus, M.A. and Evans, R.B. *Contribution to the theory of thermoeconomics*, UCLA, Dept. of Eng. Report n. 62-63, Los Angeles, 1962, citado por Tsatsaronis.

Tsatsaronis G. Thermo-economic analysis and optimization of energy systems, *Energy Combust* vol. 19 pp 227-257, 1993.

Lozano, M and Valero, A. Theory of the Exergetic Cost, *Energy*, vol.18, nº 9, pp.939-960, 1993.

Valero A, Lozano M. A, Serra L. and Torres C. Application of the exergetic cost theory to the CGAM problem, *Energy* vol. 19 nº.3 march, 1994.

Torres, E. A. and Gallo, W. L. R. Exergetic Evaluation of a Cogeneration System in a Petrochemical Complex, *FLOWERS'97, Proceedings of Florence World Energy Research Symposium*, Florence, Italy, 30/08-01/09, 1997.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem a contribuição valiosa do Prof. Sérgio A. A. da Gama Cerqueira e do Eng. Giancarlo Losapio.



PAPER CODE: COB65

DESIGN AND DEVELOPMENT OF A CONTINUOUS CORK STOPPERS DRYER

C.M.C.T. PINHO & A.M.S. SANTOS

Departamento de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial. F.E.U.P.

Rua dos Bragas, 4099 PORTO CODEX, Portugal - E-mail: ctp@fe.up.pt

Abstract

The drying of cork stoppers is a technological process commonly used in the stoppers manufacturing industry. Until recently no systematic scientific approach had been undertaken in the study of the drying kinetics of cork stoppers. An historical account of the sequence of steps followed in the design and erection of a new continuous dryer commissioned to the university is presented. The short time period required for the implementation of the new dryer lead to a twin path approach of the problem. A fundamental study of the kinetics of the drying process of slim fixed beds of cork stoppers was simultaneously accompanied by a study of the drying of batches of stoppers, as received from the industrial washery process. Data from this preliminary analysis were used in the design of the new dryer whereas data from the fundamental study were used in the final adjustment of dryer working conditions. Analysis of the behaviour of the dryer in the industrial environment showed a satisfactory performance and although the actual energy consumption is two and half times larger than the latent heat of water vaporization, experimental results are of the same order of magnitude of those found in the wood drying processes, which were used as references due to the lack of experimental data on industrial drying of cork.

Keywords

Cork stoppers drying. Industrial dryers.

1. INTRODUCTION

Although cork industry has an old tradition in Portugal, the absence of scientific reliable data on the kinetics of cork drying has until nowadays hindered the proper design of efficient dryers. The need of a reliable cork dryer for the industry acted as a strong motivation for research work and has conditioned the approach to the design. The thermal design of the dryer was based upon experimental data obtained in a series of preliminary experiments, while a deeper research work took place simultaneously to understand cork drying kinetics and to gain insight in the future industrial behaviour of the dryer.

In this paper it is presented an overall view of the fundamental methodology used in the whole process of design and erection of the dryer, as well as data collection during the first year of industrial work, covering mainly its performance under winter conditions.

Base guide lines for the dryer performance were: 25,000 cork stoppers/hour; stoppers average entrance humidity of 25% (wet base - wb); exit humidity ranging from 6.5 to 8% (wb); single particle, of cylindrical shape, with dried mass, ranging from 3.5 to 4.5 g.

2. PRELIMINARY EXPERIMENTS

A small preliminary rig was built to get in short notice as many data as possible of desired drying conditions for the future dryer. As can be seen from Figure 1 it was a very primitive lay out. Conditions for initial experiments are presented on Table 1.

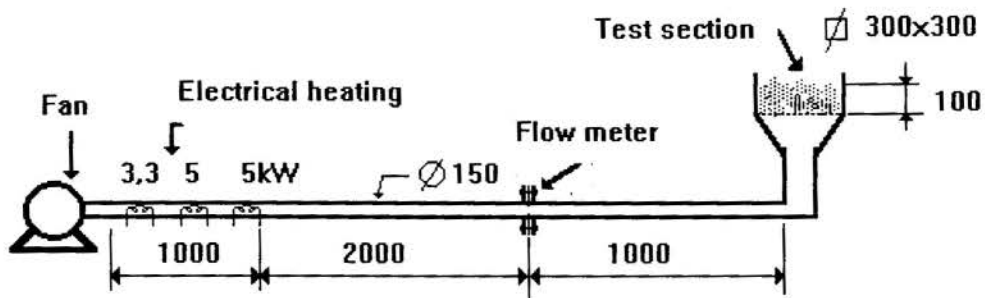


Figure 1 - Preliminary experimental setup.

Table 1 - Conditions for preliminary experiments.

Stoppers dimensions (length x diameter)	45x24 [mm x mm]
Ambient temperature	19.8 °C
Relative humidity	54%
Atmospheric pressure	1008.5 mbar
Drying air temperature	80 °C

To get results similar to those of industrial environment, corks were received from the industrial plant at washery output conditions, and batches of 150 corks were tested on each drying run. Typical evolution of water content of cork stoppers is shown on Figure 2.

The humidity of the stoppers reached required values after 90 minutes of drying. It must be stressed that due to the absence of any air humidity control system and with typical inlet air conditions of about 20 °C and 50% relative humidity, drying air reached very low values of relative humidity (3 to 5 %) after heating up to 80 °C. This value is smaller than those usually found in the industrial practice, where for economic and energetic reasons air recycling is common. However, the 90 minutes of average drying time was considered a very reasonable starting assumption as well as the average initial wet base water content.

3. CHARACTERISTIC DRYING CURVES FOR CORK STOPPERS

While thermal and mechanical design of the dryer took place, deeper experimental work was being carried out to get characteristic drying curves. The cork stoppers were wetted at the laboratory to cover a wider initial water content than that usually found in the industry. A simple mathematical model was also developed to allow a theoretical analysis of the drying process (Martins, 1990). The main conclusions of this work were (Martins *et al.*, 1994):

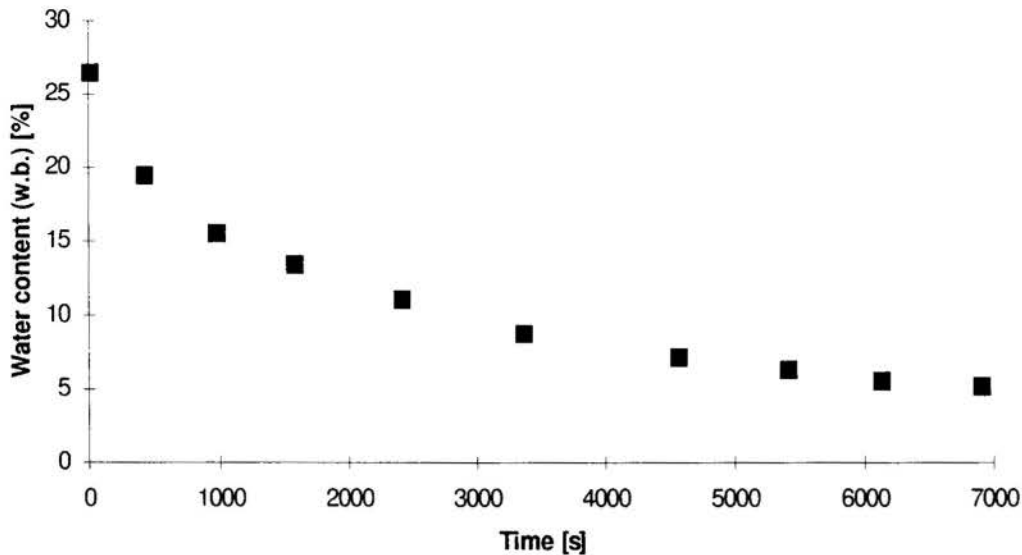


Figure 2 -Typical water content evolution for a batch drying of 150 stoppers.

-Drying process control is mainly by internal migration of the moisture;

-Air temperature is the most important external parameter for the definition of the drying rate;

-In the first part of the drying process air velocity has a certain importance but in the overall it is meaningless.

With such conclusions the design procedure to be followed had to be conveniently adapted:

-The drying air velocities are irrelevant, thus less fan energy is necessary as pressure drop through the stoppers bed is lower;

-To control drying rate one must act on the air temperature. This temperature is limited to 90 °C to avoid thermal degradation of cork;

-To achieve the right water content at stoppers output, a drying time adjustment should be necessary;

-Whenever possible mechanical drying methods should be used instead of thermal ones. Careful control of cork washery process followed by maximum exploitation of centrifugational techniques should be the standard procedure.

Results of these experiments were of utmost importance for the further understanding of actual dryer behaviour. Correct interpretation of data collected from industrial process was easily understood on the basis of this, previously acquired, theoretical knowledge.

4. DRYER OPERATING PRINCIPLES

The cork dryer being essentially a heat and mass exchanger was designed under basic transport phenomena principles. Counterflow layout between stoppers and drying air was adopted. Other important aspects were also conveniently considered:

-Higher air velocity at stoppers entrance, where the influence of this parameter is more important;

-Use of a large number of conveyors to increase drying capacity and also to promote stoppers agitation when conveyors change;

-Drying air recycling to enhance energy economy;

5.1 Typical Daily Performance

A typical winter day was chosen to characterize the dryer performance. In that day several cork stoppers batches were dried, as seen on Table 2.

Table 2 - Number and class of corks dried on a typical winter day.

Size (mm×mm)	Class	Quantity
45x24	2nd	38,500
45x24	3rd	31,500
38x24	Premium	60,000
45x24	"Raça"	31,500
45x25	1st	28,000
39x26	Premium	24,000
Total		213,500

For each size ten stoppers were taken, weighed, numbered and then introduced into the dryer. They were afterwards collected at the dryer output and kept in an oven to dry for twenty four hours, after which they were weighed again. Individual cork water content, at dryer entrance and exit, was then possible to be known. Class distinctions were not considered, as in a previous work, (Martins, 1990), it was realised that possible differences could not be detected with the technological means at our disposition.

On Figure 4 these results are shown. Although it is not very much correct to compare results from different sizes, large differences among entrance and exit water content were detected, maximum of 28.0 % (w.b.) and minimum of 8.5 %. That results in some practical difficulties to achieve a close range of water content at dryer output, and thus, it is impossible to assure an output water content ranging from 5.5 % to 8.5 % as requested from industry standards. It can be also seen that for a cork stopper with higher inlet water content, a correspondent higher outlet water content is not obtained, this result can be interpreted as a signal of the importance of cork internal structure on the water migration mechanisms inside stoppers.

The use of mechanical water separation methods could eventually reduce inlet water content spread and simultaneously the energy consumption, allowing an easier achievement of industrial standards for dried corks.

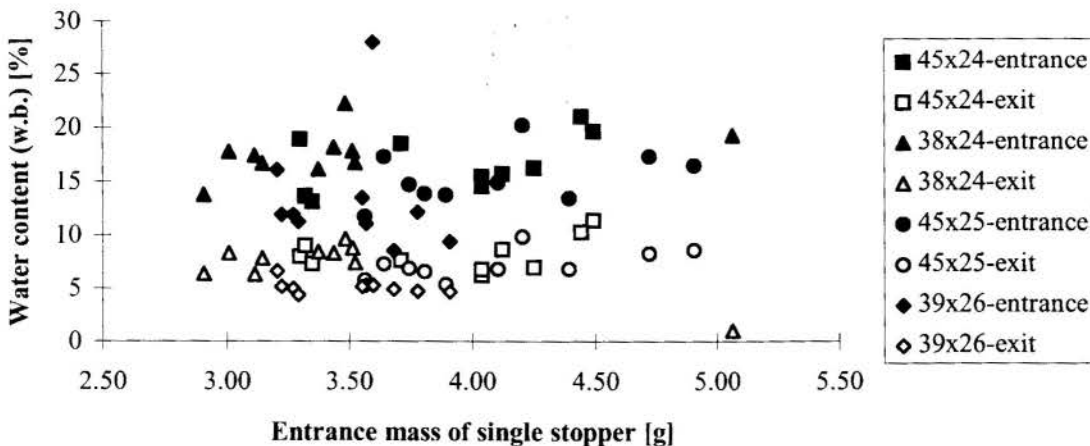


Figure 4 - Entrance and exit water contents for corks of several sizes.

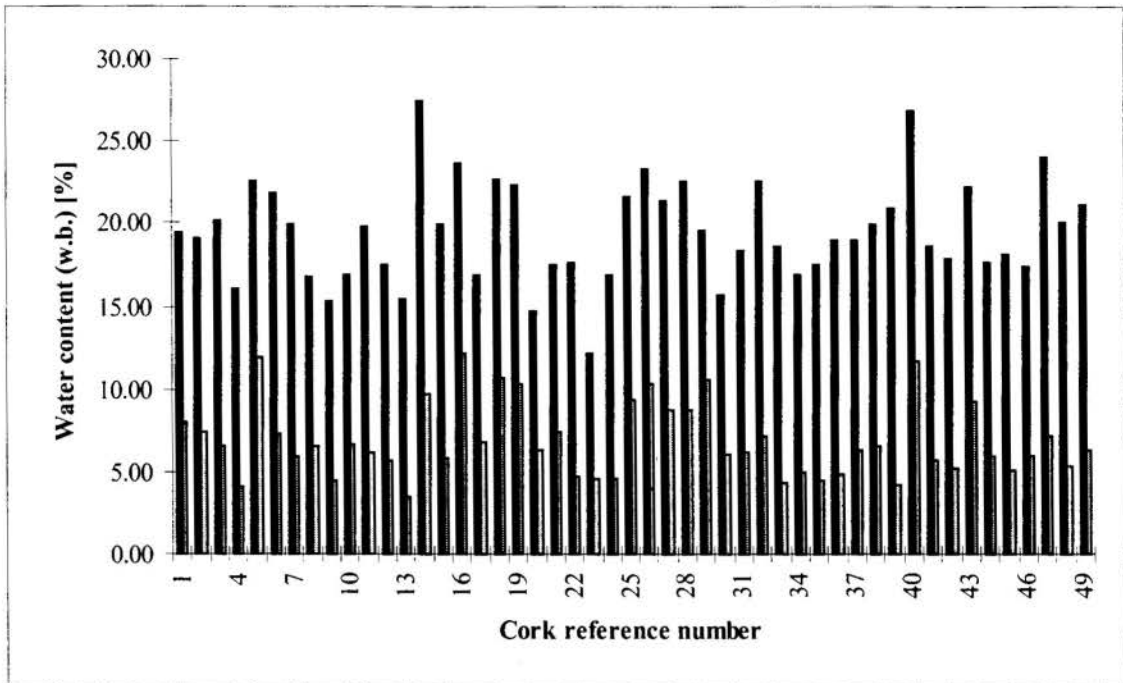


Figure 5 - Steady state evolution of corks water content. Black bars, entrance conditions. Grey bars, exit conditions.

Table 3 - Water content average for steady state drying.

	Entrance mass of a cork stopper [g]	Entrance water content (w.b.) [%]	Exit mass of a cork stopper [g]	Exit water content (w.b.) [%]	Mass of dried stopper [g]
Average	4.37	19.45	3.78	6.91	3.52
Standard deviation	0.68	3.07	0.60	2.23	0.55

5.2 Steady State Specific Energy Consumption

The drying operation was carried out at 80 °C and the theoretical required energy was calculated as presented in Table 4; combustion and heat exchanger efficiencies were assumed 100%.

Table 4 - Required theoretical energy for stoppers drying.

Latent heat for water vaporization [kJ/kg]	Dried stoppers per hour [-]	Evaporated water rate [kg/h]	Spent energy in evaporation [kJ/h]	Sensible energy required to heat up the cork from 20 to 80 °C [kJ/h]	Energy to heat up final water content. [kJ/h]	Required theoretical energy [kJ/h]
2308.183	19332	11.38	29127.99	7681.31	1279.37	38088.67
Percentage [%]			76.47	20.17	3.36	100.00

The analysis period was 2.2 hours long and the total required energy, according to theory, was about $38,089 \times 2.2 = 83,795$ kJ. This theoretical value, after being corrected for the combustion efficiency, must be compared with the actual energy consumption of the dryer,

262,514 kJ, Table 5. The dryer performance is defined as the ratio between actual energy consumption and the theoretical energy consumption. This comparison is presented on Table 5 for two different combustion efficiencies, 80 and 85 %.

Table 5 - Dryer performance.

Propane consumption	Lower heating value	Energy consumption after 2.2 hours	Combustion efficiency	Theoretical energy	Dryer performance
[kg]	[kJ/kg]	[kJ]	[%]	[kJ]	[-]
5.7	46055	262513.5	80	104744	2.51
			85	98582	2.66

In thermodynamic terms, one can say that actual energy consumption is two and half times larger than the ideal value. However, the actual number is well inside typical industrial consumption of similar equipment (Chanrien *et al.*, 1989 and Lopez-Cacicedo, 1986) although in this particular dryer the combustion is external to the drying fluid and the air humidity is lower than usually found in similar lumber dryers.

The dryer performance can also be evaluated through the drying efficiency as defined by (Brundet, 1987), and is of 0.34 kg of removed water/kWh. The theoretical value must be within 0.86 and 0.90 kg/kWh (considering combustion efficiency of 80 and 85%). In the present situation an heat exchanger efficiency of 100% was always adopted.

The important conclusion one can get from Table 5 is that from the theoretical required energy, 76.5% is spent to evaporate the extracted water, whereas 23.5% of the spent energy is used to heat up the dry cork material and residual water. It can thus be assumed that about a quarter of the required energy is not directly spent in the water extraction phenomena, but simply wasted to support the technical process. In the cork stoppers industry the current technique of imposing consecutive heat and cooling processes to allow for the water migration inside the stopper towards its surface is energy consuming and should be avoided whenever possible. The energy used for heating the dry material is the main source of energy waste.

6. CONCLUSIONS

Industrial behaviour of the dryer is quite satisfactory and the plant layout was even completely changed for the industry to be able to cope with the small industrial revolution carried out by this continuous drying process. Although it was not included in the text, it must be stressed that the higher drying rate provided by the dryer performance imposed a complete change of stoppers washery process.

The energy consumption of the dryer is within typical values for similar wood dryers and the partition of the consumed energy in the drying process shows that the current procedure commonly found in the cork stoppers industry of imposing consecutive heating and cooling processes has no sound energetic basis.

7. REFERENCES

BRUNNETT, G. W., *Handbook of Dehumidification Technology*, Butterworths, London, 1987.

CHANRIEN, P., FOUQUET, M. & ALEON, D., Sécher „Artificiellement des Résineux - L'Amorce d'une Meilleure Commercialisation. Le Séchage des Résineux" *Cahier du Centre Technique du Bois et de L'Ameublement*, Paris, Janvier 1989.

LOPEZ-CACICEDO, C. L., Electrical Methods for Drying, *Drying'86*, Vol.1, p.12-21, Ed. Arun S. Mujumdar, Hemisphere Publishing Corporation, 1986.

MACEDO, H. V., SANTOS, V. & SANTOS, A. A., *Secagem Industrial de Rolhas de Cortiça: Um Estudo Preliminar*, (n/date) (Industrial Drying of Cork Stoppers. A Preliminary Study.).

MARTINS, L. B., *Determination of Characteristic Drying Curves of Cork Stoppers*. (In portuguese). Master of Thermal Engineering Thesis. Faculty of Engineering of the University of Oporto, 1990.

MARTINS, L. B., PINHO, C. M. C. T. & SANTOS, A. S.. Characteristic Drying-Curves of Corks in a Slim Fixed Bed. *3rd North-Northeastern Congress of Mechanical Engineering*, Vol I, pp.106-109, Belém, 1994.

NATIVIDADE, J. V.. *Subericultura*. Ministério da Economia, Direcção Geral dos Serviços Florestais e Aquícolas, Lisboa, 1950.

PAPER CODE: COB738

**ANÁLISE EXERGÉTICA DE SISTEMAS DE COGERAÇÃO E CICLOS
COMBINADOS / EXERGY ANALYSIS OF COGENERATION SYSTEMS AND
COMBINED CYCLES**

SILVIO DE OLIVEIRA JÚNIOR

Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Est. de São Paulo e Escola Politécnica da USP
CEP 01064-970 São Paulo, S.P. Brasil - E-mail: olivsilj@dce03.ipt.br**Abstract**

This paper presents a general methodology to evaluate the exergy use in cogeneration and combined cycle plants, as well as to relate the overall exergetic efficiency of the plant to the efficiencies of each module/set of equipment that compose the plant. The objective of this methodology is to quantify the thermodynamic performance of the plant and to characterise the influence of each module/set of equipment of the plant in the overall exergy consumption. The exergy analysis developed for cogeneration and combined cycle plants evaluates the exergy efficiency and the exergy destroyed in each set of equipment, and the overall cogeneration and combined cycle plants performance. The importance of each set of equipment in the overall exergetic efficiency is quantified by the use of the factor f_i , defined as the relation between the consumed exergy in a particular set of equipment and the consumed exergy in the plant. With the factors f_i (for each set of equipment) and the exergetic efficiencies η_i (for each set of equipment) it is possible to establish an expression that relates the overall exergetic efficiency to the factors f_i and the exergetic efficiencies η_i . This expression is useful to characterise the importance of each set of equipment in the overall exergetic efficiency and to indicate possible ways of optimising the performance of the plant. This methodology is employed to evaluate and optimise the performance of a cogeneration plant composed by a gas turbine, a Rankine cycle and an absorption chiller.

Keywords

cogeneration, combined cycle, exergy analysis

1. INTRODUÇÃO

O crescente interesse por sistemas de cogeração e sistemas combinados de potência evidenciam a necessidade de se identificar as configurações ótimas dos componentes destes sistemas, a fim de maximizar o rendimento exergetico dos processos de conversão de energia. Desta forma, o desenvolvimento de uma metodologia de avaliação de desempenho de plantas de cogeração e sistemas combinados de potência que quantifique seu rendimento exergetico, bem como a importância dos componentes no rendimento global do sistema é uma ferramenta importante na definição de sistemas energética e economicamente eficientes.

2. ANÁLISE EXERGÉTICA DE SISTEMAS DE POTÊNCIA E COGERAÇÃO

A análise exergética de plantas de conversão termomecânica permite caracterizar como a exergia disponível (devido à queima do combustível, empregado como insumo energético) é utilizada e destruída nos processos de conversão de energia existentes na planta.

A performance exergética das plantas de cogeração pode ser feita a partir de uma definição geral de rendimento, η , (Oliveira et al. 1990, Tsatsaronis, 1995):

$$\eta = (\text{efeito útil}) / (\text{insumo consumido}) \quad (1)$$

Com esta formulação pode-se chegar às expressões dos rendimentos energético (η_e) e exergético (η_b) de plantas de cogeração:

$$\eta_e = \frac{W + Q}{E_{\text{comb}}} \quad (2)$$

$$\eta_b = \frac{W + B_Q}{B_{\text{comb}}} \quad (3)$$

onde W é a potência gerada pela instalação, Q é a taxa de transferência de calor, E_{comb} é a potência térmica liberada no processo de combustão, B_Q é a taxa de exergia transferida a um processo para fins de aquecimento ou refrigeração ("produção" de água gelada), e B_{comb} é a taxa de exergia disponível no processo de combustão.

Combinando-se as Equações 2 e 3, introduzindo-se a relação $\beta = (Q / W)$, o fator de Carnot θ ($\theta = 1 - T_o / T$), com T_o a temperatura do meio e T a temperatura do processo, o que equivale a considerar que $B_Q = \theta \cdot Q$ e $\alpha = B_{\text{comb}} / E_{\text{comb}}$, obtém-se:

$$\frac{\eta_b}{\eta_e} = \left(\frac{1 + \theta \cdot \beta}{1 + \beta} \right) \left(\frac{1}{\alpha} \right) \quad (4)$$

Esta expressão permite obter com facilidade a relação entre os dois rendimentos, dados β , o nível de temperatura a partir do qual se faz a troca de calor e conhecendo α .

A Figura 1 apresenta o comportamento de η_b / η_e em função de β e parametrizado em θ , para um combustível com $\alpha = 1$. Nela observa-se que quando $\beta \rightarrow 0$ a relação entre os rendimentos tende a 1, pois o efeito útil do sistema é a produção de potência (exergia pura). Quando $\beta \rightarrow \infty$ a relação entre os rendimentos tende a θ , pois o efeito útil é predominantemente uma transferência de calor (aquecimento/refrigeração). Note-se, também, que para θ (em módulo) decrescente, isto é, transferência de calor a temperaturas próximas de T_o , como é o caso dos sistemas de condicionamento de ar, a relação entre os rendimentos cai para um mesmo β , devido à menor quantidade de exergia associada à troca de calor.

Convém ressaltar que os dados apresentados na Figura 1 são facilmente corrigidos para um combustível com $\alpha \neq 1$ simplesmente dividindo o valor de η_b / η_e do gráfico pelo particular valor de α (que pode ser obtido, por exemplo, nas correlações apresentadas por Szargut, 1989 e Bejan, 1988).

De forma análoga àquela empregada na Equação 1, podem ser definidos os rendimentos exergéticos dos principais equipamentos que compõem uma planta de cogeração,

ou seja, compressor (cp), turbina (t), bomba (bomb), câmara de combustão (cc), gerador de vapor (gv), caldeira de recuperação (cr), sistema de refrigeração a compressão (scp) e absorção (abs). As expressões destes rendimentos são as seguintes ('e' indica entrada e 's' saída):

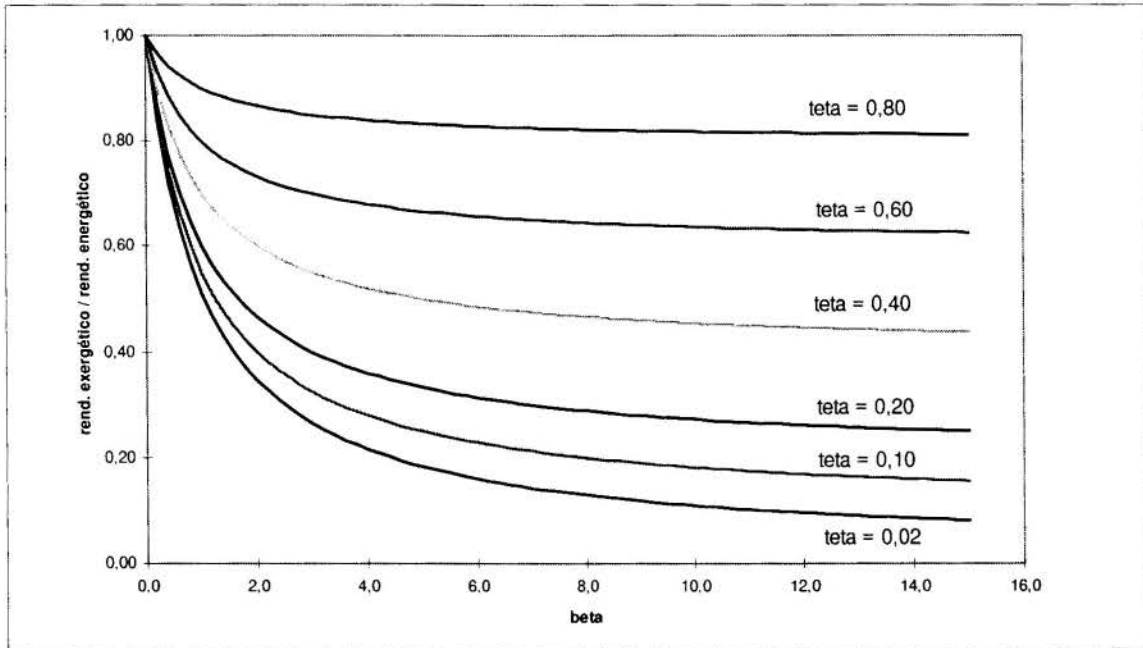


Figura 1 Comportamento de η_b/η_e em função de β para diferentes valores de θ (Cespedes e Oliveira Júnior, 1995).

- Compressor:

$$[\eta_b]_{cp} = \frac{B_{cps} - B_{cpe}}{W_{cp}} \quad (5)$$

- Bomba:

$$[\eta_b]_{bomb} = \frac{B_{bombs} - B_{bombe}}{W_{bomb}} \quad (6)$$

- Turbina:

$$[\eta_b]_t = \frac{W_t}{B_{te} - B_{ts}} \quad (7)$$

- Câmara de Combustão (ar = ar de combustão):

$$[\eta_b]_{cc} = \frac{B_{produtos}}{B_{comb} + B_{ar}} \quad (8)$$

- Gerador de Vapor: -

$$[\eta b]_{gv} = \frac{\Delta B_{\text{vapor}}}{B_{\text{comb}}} \quad (9)$$

- Caldeira de Recuperação (com queima suplementar):

$$[\eta b]_{cr} = \frac{\Delta B_{\text{vapor}}}{B_{\text{comb}} + \Delta B_{\text{gases}}} \quad (10)$$

- Sistema de Refrigeração a Compressão (ev indica evaporador):

$$[\eta b]_{scp} = \frac{Q_{ev} \theta_{ev}}{W_{cp}} \quad (11)$$

- Sistema de Refrigeração a Absorção (ge indica gerador):

$$[\eta b]_{abs} = \frac{Q_{ev} \theta_{ev}}{Q_{ge} \theta_{ge}} \quad (12)$$

Definindo-se agora as relações f_i (Oliveira Jr. e Van Hombeeck, 1996) como sendo o quociente entre a exergia consumida por equipamento e a exergia consumida pela planta, tem-se para os principais equipamentos que compõem uma planta de cogeração (excetuando-se os consumidores primários de exergia como câmaras de combustão e caldeiras), as seguintes expressões:

- Compressor:

$$f_{cp} = \frac{W_{cp}}{B_{\text{comb}}} \quad (13)$$

- Bomba:

$$f_{bomb} = \frac{W_{\text{bomb}}}{B_{\text{comb}}} \quad (14)$$

- Turbina:

$$f_t = \frac{B_{te} - B_{ts}}{B_{\text{comb}}} \quad (15)$$

- Caldeira de Recuperação:

$$f_{cr} = \frac{\Delta B_{\text{gases}}}{B_{\text{comb}}} \quad (16)$$

- Sistema de Refrigeração a Compressão:

$$f_{scp} = \frac{W_{cp}}{B_{comb}} \quad (17)$$

- Sistema de Refrigeração a Absorção:

$$f_{abs} = \frac{Q_{ge} \theta_{ge}}{B_{comb}} \quad (18)$$

Com as definições das relações f_i pode-se chegar a uma expressão que relaciona o rendimento exerético global, $[\eta_b]_{global}$, com os rendimentos η_i e fatores f_i dos equipamentos da planta de cogeração e/ou de um sistema combinado de potência.

Para uma planta de cogeração composta por um ciclo Rankine com turbina de contrapressão, a expressão do $[\eta_b]_{global}$ é dada por:

$$[\eta_b]_{global} = \frac{W_{tv} - W_{bomb} + BQ}{B_{comb}} \quad (19)$$

Introduzindo-se os rendimentos exeréticos e os fatores f_i dos componentes a Equação 19 fica:

$$[\eta_b]_{global} = \left([\eta_b]_{tv} f_{tv} - f_{bomb} \right) + [\eta_b] Q f Q \quad (20)$$

Para uma planta com uma turbina a gás e uma caldeira de recuperação a expressão do $[\eta_b]_{global}$, dada em termos dos η_i e f_i de seus componentes é:

$$[\eta_b]_{global} = \left([\eta_b]_{tg} f_{tg} - f_{cp} \right) + [\eta_b] Q f Q \quad (21)$$

Para a planta de cogeração mostrada na Figura 2, composta por um ciclo Brayton em série térmica com um ciclo Rankine e este em série térmica com um sistema de refrigeração a absorção, a expressão do $[\eta_b]_{global}$ fica:

$$[\eta_b]_{global} = \frac{W_{tg} - W_{cp} + W_{tv} - W_{bomb} + BQ}{B_{comb}} \quad (22)$$

Introduzindo os rendimentos exeréticos dos componentes tem-se:

$$[\eta_b]_{global} = \left([\eta_b]_{tg} \frac{\Delta B_{tg}}{B_{comb}} - \frac{W_{cp}}{B_{comb}} \right) + \left([\eta_b]_{tv} \frac{\Delta B_{tv}}{B_{comb}} - \frac{W_{bomb}}{B_{comb}} \right) + [\eta_b] Q \frac{BQ}{B_{comb}} \quad (23)$$

Escrevendo $[\eta_b]_{global}$ em termos dos $[\eta_b]_i$ e f_i dos componentes da planta tem-se:

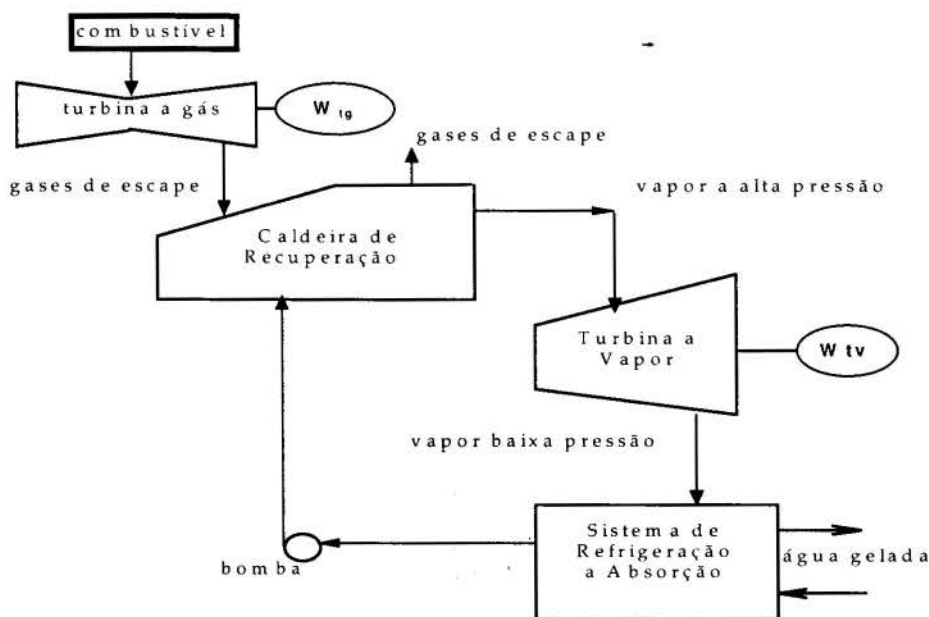


Figura 2 Esquema de uma planta de cogeração

$$[\eta_b]_{\text{global}} = ([\eta_b]_{tg} f_{tg} - f_{cp}) + ([\eta_b]_{tv} f_{tv} - f_{bomba}) + [\eta_b]_{QfQ} \quad (24)$$

Para um sistema de refrigeração a absorção $[\eta_b]_{QfQ}$ pode ser dado, com a introdução do coeficiente de eficácia do sistema de absorção (COP), como:

$$[\eta_b]_{QfQ} = \text{COP} \frac{\theta_{ev}}{\theta_{ge}} \quad (25)$$

Desta forma, através do emprego dos η_i e f_i , caracteriza-se a importância de cada equipamento na utilização da exergia do insumo energético e no valor de $[\eta_b]_{\text{global}}$, quer no tocante à quantidade de exergia consumida, quer no que concerne à eficiência no processo de conversão de energia, possibilitando a identificação de potenciais formas de incremento do rendimento exerético da planta.

3. ANÁLISE DE UMA PLANTA DE COGERAÇÃO

A metodologia descrita neste artigo é aplicada ao sistema de cogeração mostrado na Figura 2, destinado à geração de eletricidade e à 'produção' de água gelada, com as seguintes características:

- combustível utilizado: gás natural com exergia química de 39150 kJ/kg
- relação de pressão da turbina a gás: 14:1
- rendimento isentrópico do compressor de ar: 0,90
- rendimento isentrópico da turbina a gás: 0,90
- temperatura na saída do combustor da turbina a gás: 1293 K
- excesso de ar no combustor da turbina a gás: 270%
- temperatura na saída da turbina a gás: 766 K

- pressão de descarga da turbina a vapor: 100 kPa
- rendimento isentrópico da turbina a vapor: 0,85
- rendimento isentrópico da bomba: 0,70
- rendimentos de transmissão, gerador e mecânico: 0,95
- par de substâncias do 'chiller' a absorção: H₂O - LiBr
- temperatura de evaporação da água no 'chiller' a absorção: 3 °C
- temperatura de condensação da água no 'chiller' a absorção: 40 °C
- concentração da solução pobre do 'chiller' a absorção: 55%
- concentração da solução rica do 'chiller' a absorção: 60%
- temperatura de entrada da água gelada no sistema a absorção: 12 °C
- temperatura de saída da água gelada do sistema de absorção: 6 °C

A Figura 3 mostra a evolução do $[\eta_b]_{\text{global}}$ do sistema de cogeração em função da pressão de geração de vapor na caldeira de recuperação. Esta evolução é determinada a partir da simulação do comportamento desse sistema, que indica que o valor ótimo de $[\eta_b]_{\text{global}}$ ocorre para a pressão de 3000 kPa. A Figura 3 também mostra que o rendimento energético do sistema decresce com o aumento da pressão de geração de vapor.

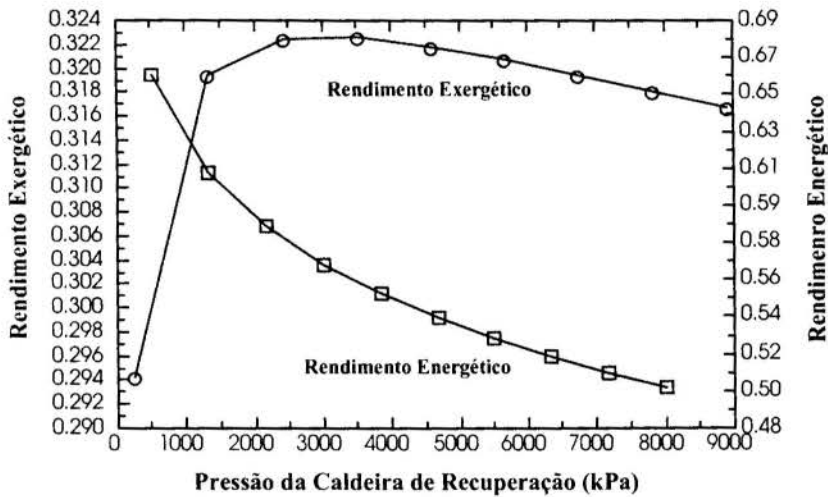


Figura 3 Evolução do rendimento exergético e do rendimento energético com a pressão de geração de vapor de água.

A Tabela 1 mostra os valores de η_i e f_i para os componentes do sistema de cogeração analisado para a condição de máximo valor de $[\eta_b]_{\text{global}}$.

Nessa condição a turbina a gás converte 24,4% da exergia química do gás natural em eletricidade, o ciclo vapor é responsável pela conversão de 6,5% e o chiller a absorção converte 1,3% da exergia do combustível em exergia associada à água gelada 'produzida', tendo-se assim um rendimento exergético global de 32,2%. O rendimento energético global é de 56,5% e o fator β é igual a 0,763.

Tabela 1: Valores de η_i e f_i para os componentes do sistema de cogeração

Equipamento/ Parâmetro	CC	TG	CP	CR	TV	BV	CHA
η_i	0,779	0,890	0,906	0,513	0,791	0,599	0,235
f_i	-	0,846	0,482	0,272	0,083	0,0006	0,057

CC= câmara de combustão; TG= turbina a vapor; CP= compressor de ar; CR= caldeira de recuperação; TV= turbina a vapor; BV= bomba; CHA= 'chiller a absorção'

4. CONSIDERAÇÕES FINAIS

A metodologia de avaliação de desempenho exergético de sistemas de conversão termomecânica descrita neste trabalho permite quantificar racionalmente o desempenho termodinâmico dos componentes de sistemas de cogeração e sistemas combinados de potência, bem como caracteriza a importância de cada componente na utilização da exergia consumida pela instalação, através do emprego dos fatores f_i . A identificação dos valores dos η_i e f_i dos componentes de uma instalação de cogeração é o passo inicial para a realização do procedimento de alteração das condições de operação e da configuração do sistema, que é parte do processo geral de otimização do desempenho global da instalação de cogeração.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Bejan, A., "Advanced Engineering Thermodynamics", John Wiley & Sons, N.Y., 1988.
- Cespedes, J. F. P e Oliveira Júnior, S., "Cogeneration in the Brazilian Tertiary Sector - Exergetic and Economic Analysis", Proceedings of the International Conference: Efficiency, Costs, Optimization, Simulation and Environmental Aspects Of Energy Systems (ECOS'95), pp. 764-769, Istambul (Turquia), 1995.
- Oliveira Jr., S. et al., "New Structures and New Types of Heat Transformers", Proceedings of the 3rd Brazilian Thermal Science Meeting, vol. II, pp. 883-888, Itapema (Brasil), 1990.
- Oliveira Júnior, S e Van Hombeeck, M., "Exergy Analysis of Petroleum Separation Processes in Offshore Platforms". Proceedings of the International Conference: Efficiency, Costs, Optimization, Simulation and Environmental Aspects Of Energy Systems (ECOS'96), pp. 63-69, Stockholm (Suécia), 1996.
- Tsatsaronis, G., "On the Efficiency of Energy Systems", Proceedings of the International Conference: Efficiency, Costs, Optimization, Simulation and Environmental Aspects Of Energy Systems (ECOS'95), pp. 53-60, Istambul (Turquia), 1995.
- Szargut, J. et al., "Exergy Analysis of Thermal, Chemical, and Metallurgical Processes", Hemisphere Pub. Corp., N.Y., 1988.



PAPER CODE: COB779

A SIMPLIFIED THEORY TO ASSESS THE BURNING CHARACTERISTICS OF A SLICK OF OIL ON WATER

JOSE L. TORERO

*Department of Fire Protection Engineering
University of Maryland, College Park, MD20742-3031
USA-E-mail:jltorero@eng.umd.edu*

Abstract

An experimental technique has been developed to systematically study the ignition, flame spread and mass burning characteristics of liquid fuels spilled on a water bed. The final objective of this work is to provide a tool that will serve to assess a fuels ease to ignite, to spread and to sustain a flame, thus helping to better define the combustion parameters that affect in-situ burning of oil spills.

Keywords

In-situ burning, oil spills, mass burning, flame spread, ignition

1. INTRODUCTION

A simple way to classify all studies relevant to in situ burning of an oil slick over a water bed is by dividing the combustion process in its three different stages, ignition, flame spread and self sustained burning (or mass burning). An external source of energy will lead to ignition, which will be followed by the spread of the flame across the fuel surface. Although flame spread might be an instantaneous process for many crude oils in their natural state, the loss of highly volatile compounds; due to weathering, and the presence of water in emulsions might lead to flame spread that needs to be assisted by external radiation. For thin fuel layers, heat losses to the water bed, might lead to a similar situation. For these particular cases a minimum size might be necessary to provide the necessary radiative heat feed back to self-sustain flame spread. Once the flame spread process is self sustained mass burning will follow.

Fuel properties vary significantly when subject to a strong heat insult, therefore, they need to be evaluated under fire conditions. Evaluation of the fuel "fire properties" that are independent of the length scale will permit the ranking of fuels and will reduce the number of large scale experiments necessary to determine in-situ burning protocols and procedures. By focusing on the fuel and introducing external radiation, large scale conditions can be simulated. It has to be noted that this is not a study of the burning characteristics but of the fuel burning efficiency. Ignition and flame spread will be studied by using a modified Lateral Ignition and Flame Spread Test (ASTM E-1321) and mass burning by observing the

regression rate under conditions where the characteristics-of the flame can be predicted adequately.

This work attempts to identify an ideal configuration in which the ease by which a fuel can burn can be evaluated. The three aspects of the combustion process, ignition, flame spread and mass burning will be studied. The results should be independent of specific burning characteristics and geometrical constraints, and thus, extrapolation to a large scale should be possible.

2. IGNITION

The critical heat flux for ignition ($\dot{q}_{0,ig}''$) is the minimum external heat flux that will lead to equilibrium at the pyrolysis temperature (T_p), thus, is given by:

$$\dot{q}_{0,ig}'' = h(T_p - T_i) \quad (1)$$

where T_i is an ignition temperature and “h” is a global heat transfer coefficient. By assuming one-dimensional heat conduction in the fuel and $t_{ig} \approx t_p$ (t_p is the time needed to reach T_p) a characteristic ignition delay time (t_{ig}) can be obtained:

$$t_{ig} = \frac{\pi}{4a} \left(\frac{h(T_p - T_i)}{\dot{q}_e''} \right)^2 \quad (2)$$

where (\dot{q}_e'') is the external heat flux, k is the thermal conductivity and $a = \alpha(h/k)^2$. Mixing (t_M), transport (t_T) and chemical induction (t_{in}) times are assumed neglectable when compared to t_p . This will be satisfied best as the external heat flux approaches the critical heat flux for ignition ($\dot{q}_e'' \approx \dot{q}_{0,ig}''$) and $t_p \rightarrow \infty$. This is important because it implies that the error incurred in the experimental determination of t_{ig} , (due to the unknown nature of the flow) will decrease as \dot{q}_e'' approaches $\dot{q}_{0,ig}''$. Therefore, $\dot{q}_{0,ig}''$ is a property of the fuel that can be extrapolated, independent of the flow. More details on the derivation of the above expressions and on the characteristics of the hardware are provided by Quintiere (1981).

To validate this approach, SAE 30 W oil was used to conduct ignition tests. This fuel was used to make possible comparison with previously reported results on ignition delay time by Putorti et al (1990) and also because of its high flash point (approximately 250°C). A high flash point results in a longer ignition delay time providing a longer period to observe the different flow structures formed inside the liquid fuel and on the gas phase. The pilot size and location, the geometry of the fuel container and the flow around the sample have a significant effect on the ignition delay time (t_{ig}) but for brevity only the study concerning the flow will be presented.

To study air entrainment into above the fuel sample, a 2W red diode laser (SDL-820) was used to create a light sheet for visualization of the smoke emerging from the fuel surface. Figures 2 and 3 are two typical images. In the absence of a flush flow eddies could be observed at the edges of the tray (figure 1), these eddies grow to cover the entire surface of the fuel tray. When a flow surrounded the tray the eddies disappeared and a random flow of gases was observed (figure 2). The absence of eddies deters the mixing of fuel and oxidizer at the surface and as a consequence the ignition delay time increased by approximately 20%. By introducing a 0.1 m/s flow parallel to the surface a boundary layer is formed and all eddies were eliminated. By introducing the forced flow t_M and t_T are reduced significantly and t_{ig}

approaches t_p . The choice of a small velocity (0.1 m/s) is not arbitrary, as the velocity increases the convective component of "h" increases and will have an effect on the value of the critical heat flux for ignition.



Figure 1- Smoke visualization for a tray with no flush floor.

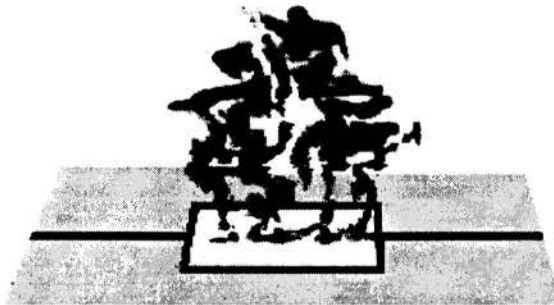


Figure 2- Smoke visualization for a tray with a flush floor.

The results from these experiments are presented in Figure 3 together with data obtained for the same fuel by Putorti et al. (1990) in a Cone Calorimeter. The ignition delay time is presented as $t^{-1/2}$, following equation (2). Although the ignition delay time differs from the values found by Putorti et al. all data converges to a unique critical heat flux for ignition. Since these experiments were conducted using different ignition procedures and under different environmental conditions, t_M and t_T are expected to be different, thus, affecting the ignition delay time. On the contrary, t_p should not be affected if convective losses are similar in magnitude or can be neglected. As \dot{q}_e'' approaches $\dot{q}_{0,ig}''$, t_M and t_T become neglectable compared to t_p and all data converges to a unique point ($\dot{q}_{0,ig}'' \approx 6 \text{ kW} / \text{m}^2$).

3. FLAME SPREAD

Flame spread velocities (V_f) can be obtained for external heat fluxes of magnitude smaller than $\dot{q}_{0,ig}''$. The following expressions were derived by Quintiere et al (1981).

$$V_f = \frac{\phi}{[\dot{q}_{0,ig}'' - \dot{q}_e'']^2} \quad \text{where} \quad \phi = \frac{4a\delta_f(\dot{q}_f'')^2}{\pi} \quad (3)$$

where ϕ is a global material property determined from the experiments and $\dot{q}_{0,ig}''$ can be obtained by increasing the external heat flux till $V_f \rightarrow \infty$ and δ_f is a characteristic thermal length scale. Reducing the external heat flux will eventually lead to no spread, thus a minimum velocity ($V_{f,min}$) and external heat flux ($\dot{q}_{0,s}''$) for flame spread can be recorded.

This information, obtained under known experimental conditions, will serve as a useful way to assess and rank the fire performance of fuels and to identify the parameters that dominate their fire characteristics.

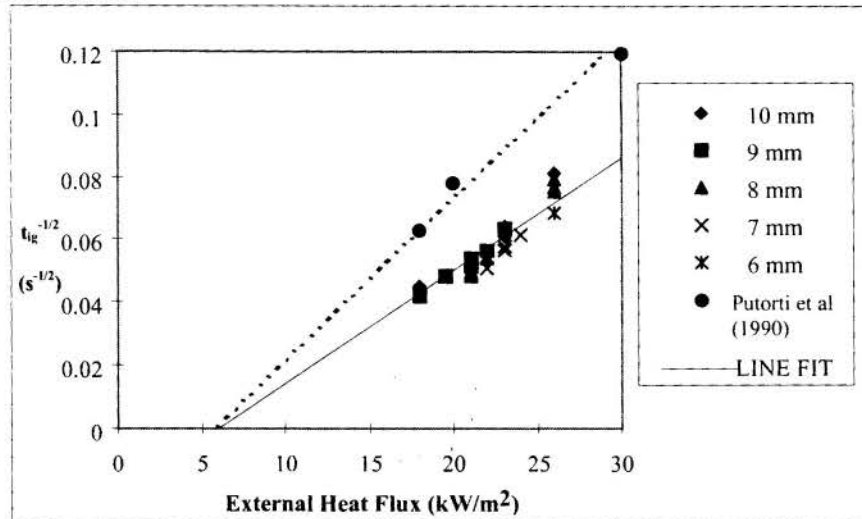


Figure 3-Ignition delay time for different external heat fluxes (SAE 30W oil). The delay times from Putorti et al (1990) were extracted as an average of the values obtained for 43 mm, 15 mm and 10 mm fuel layers.

Preliminary results showed that flame propagation transitions from a continuous flame spread mode, for the higher heat fluxes, to a pulsating mode as the external heat flux decreased. For $\dot{q}_e'' < 6 \text{ kW/m}^2$ propagation ceased. Figure 4 shows a series of characteristic results for SAE 30W oil for different fuel layer thickness. It can be noted that flame spread regime significantly exceeds $\dot{q}_{0,ig}''$, specially for thinner fuel layer thickness. The flame spread velocity corresponding to a specific external heat flux increases with the fuel layer thickness. Further testing is still required to fully clarify this phenomena.

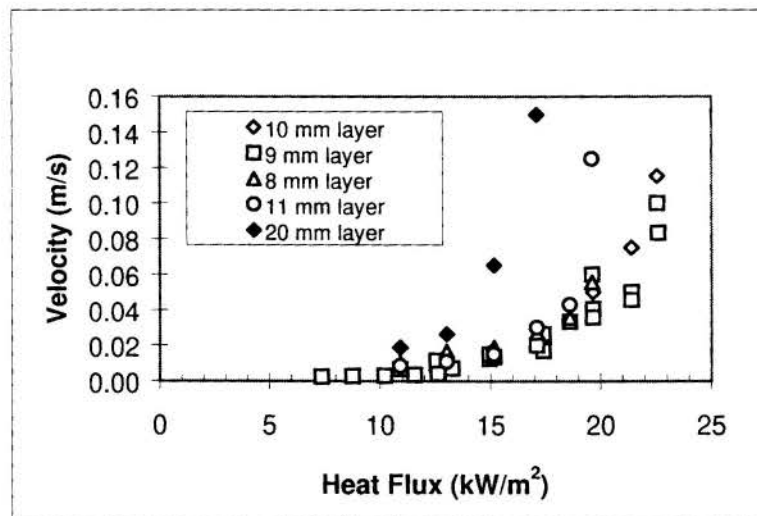


Figure 4 - Flame spread velocity for different external heat fluxes (SAE 30W).

4. MASS BURNING

A simple way to assess the relative potential of a fuel to sustain mass burning is by using a burning efficiency (χ) extracted from a simple one-dimensional heat conduction model under conditions where the flame characteristics are known. The model relies on the concept that a fraction (χ) of the energy released by the flame is effectively used to support burning of the fuel. The higher the value of χ the more effective the combustion process. The value of χ is independent of the geometry (size, fuel layer thickness, etc.) and is only a function of the fuel. This value represents the mass burning efficiency of the fuel and is independent of the ignition and flame spread parameters. The experimental apparatus, measurement methods and experimental procedures used to validate this approach are described by Garo et al. (1996) who obtained $\chi = 3.9 \times 10^{-3}$ for heating oil (a mixture of hydrocarbons ranging from C_{14} to C_{21}) and $\chi = 2.9 \times 10^{-3}$ for crude oil (63% Kittiway, 33% Arabian Light and 4% Oural). Experiments were also conducted with weathered fuels as well as different fuel/water emulsions.

Experimentally obtained average regression rates for heating oil, fresh crude oil, 24 hour weathered crude oil and 24 hour weathered and emulsified crude oil (20% water content) were divided by the calculated regression rate (r_E/r_T) to provide an indication of the error associated with the assumptions used to model the average regression rate. The data was obtained for different pan diameters and is a function of the initial fuel layer thickness ($y_{s,i}$) and is presented in figure 5. The regression rate was calculated using the above mentioned values of χ . The predicted values are in excellent agreement with the theory for initial fuel layer thickness greater than 5 mm, for thinner fuel layers the error increases reaching, in the worst of cases, values close to 50%. This error is justifiable due to the great uncertainty present when conducting experiments with very thin fuel layers and to the average nature of the regression rates presented. The value of χ had to be adjusted to $\chi = 3.9 \times 10^{-3}$ for heating oil, to $\chi = 2.4 \times 10^{-3}$ for 24 hour weathered crude oil and to $\chi = 1.8 \times 10^{-3}$ for 24 hour weathered and emulsified crude oil (20% water content).

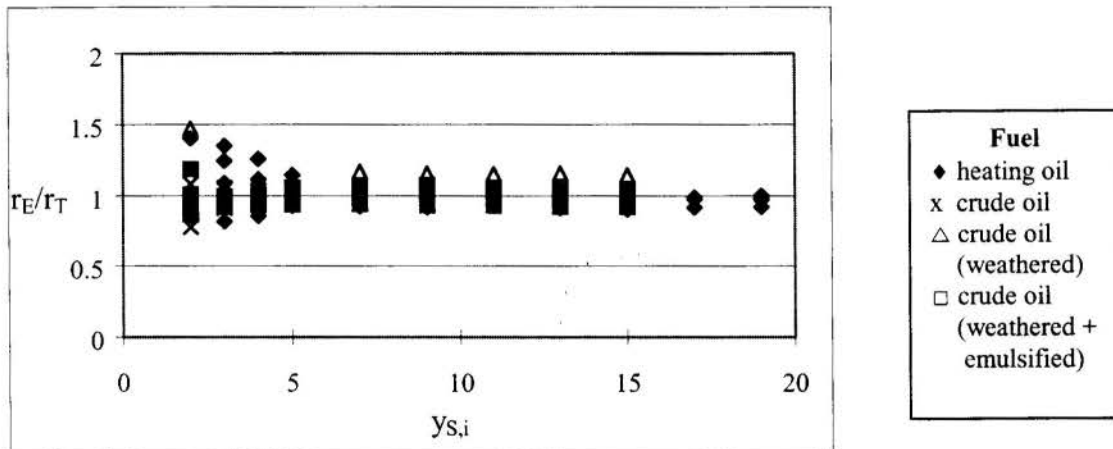


Figure 5-Experimental to Theoretical Regression Rate Ratio for Different Fuels and Pan Diameters

The heat released by the flame behaves in a similar way to a pool flame with no water bed, at least in the pre-boilover period and, therefore, a simple dependence on the diameter commonly used for pool fires successfully describes the heat release. The initial fuel layer thickness and the effect of the water bed are incorporated through an equivalent thermal diffusivity and the heat feed back from the flame to the fuel surface is well described as a

fraction, χ , of the total heat flux obtained from the flame. The net heat flux is used as a boundary condition at the fuel surface. It is important to note that only approximately between 0.18 % and 0.39 % of the energy released by the flame is effectively fed back to the fuel surface. The above values of χ seem comparable to data presented by Arai *et al.* (1990) but no data obtained under similar experimental conditions has been found to verify these magnitudes.

The data for weathered and emulsified crude oil is also well described by the predicted regression rate. The same reasoning presented above applies for these cases, being the only difference the regression rate magnitude. Weathering and emulsification alter the thermal properties of the fuel and, thus, the magnitude of the regression rate. By changing the efficiency constant (χ) to fit the experimental data, a practical way is found to incorporate the effect of weathering and emulsification on the fuel properties. The variation of the efficiency constant as a function of the weathering period and the water content is shown on figures 6 and 7, respectively.

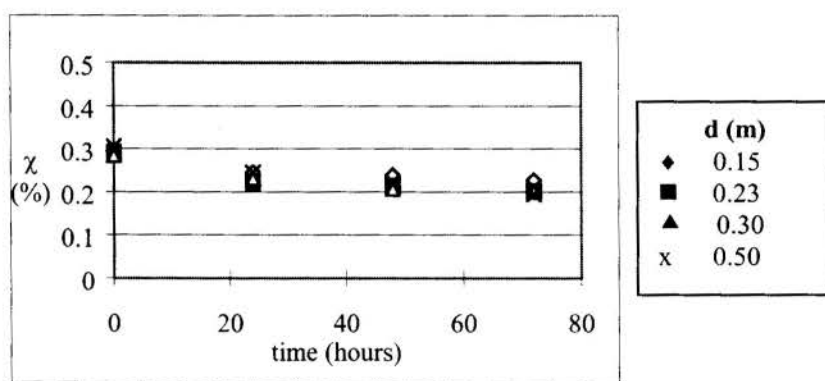


Figure 6. Efficiency Factor as a Function of Weathering Time

Figure 6 shows that initially the efficiency constant (χ) decreases fast, followed by less significant changes till it reaches an almost constant value ($\chi = 2 \times 10^{-3}$). It is well known that the highly volatile hydrocarbons will evaporate very fast, i.e. after less than 24 hours the mass loss of hydrocarbons with boiling points below 500 K ($<C_{11}$) has reached 95% and only reaches total evaporation after 48 hours (Demarquest, 1983). Heavier hydrocarbons ($C_{11}-C_{25}$) tend to evaporate significantly slower reaching 100% mass loss only after more than 10 days. The initial fast change in fuel properties results in an abrupt decrease of χ , followed by an almost negligible change rate.

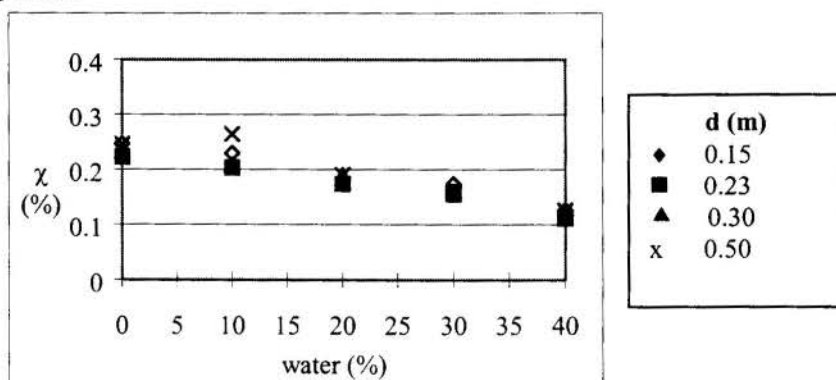


Figure 7. Efficiency Factor as a Function of the Water Content (emulsification)

For emulsified fuels water addition will result in an almost linear decrease of χ (figure 7). The properties of the emulsified fuel change significantly with the water content and this will have a significant effect on the average regression rate. The way in which emulsification affects the fuel properties is not fully understood but it is well known that properties such as the density vary in an almost linear way with the water content ($\rho(\text{emulsified fuel}) = (1 - \text{water fraction})\rho_F + (\text{water fraction})\rho_W$) and other properties, such as viscosity, increase in a non-linear way.

Although the efficiency constant (χ) does not provide a real explanation to the effects of weathering and emulsification on the average regression rate it serves to quantify the flammability of the fuel independent of the pool size and fuel layer thickness. The relationship between the fuel properties and the efficiency factor goes beyond the heat transfer and evaporation mechanisms controlling the burning rate and a complete explanation will require a comprehensive study that will include the effects of weathering and emulsification on the flame chemistry and radiative feedback. In detail analysis of these relationships go beyond the scope of this work.

5. CONCLUSIONS

The methodology to assess the burning characteristics of a liquid fuel on a water bed has been presented and verified. Three different and complementary tests are deemed necessary to characterize the three different regimes of the burning process: ignition, flame spread and mass burning. For ignition; the critical heat flux for ignition as identified in ASTM E-1321 was found to be the parameter that better describes the capability of a fuel to ignite. For flame spread; the minimum external heat flux that will sustain propagation together with the parameter ϕ (function of the fuel properties) will serve to describe the flame spread characteristics. The complexity of flame spread over liquid fuels makes necessary further validation of this experimental approach. For mass burning; the efficiency factor, χ , serves as unique parameter to characterize the regression rate during the mass burning process. χ is a property of the fuel that can be extrapolated to different scales and environmental conditions but should be evaluated under conditions where is independent of the flame diameter and the fuel layer thickness.

6. ACKNOWLEDGMENTS

This work was conducted under the financial support of the National Institute of Standards and Technology.

7. REFERENCES

- Arai, M., Saito, K. and Altenkirch, R.A., "A Study of Boilover in Liquid Pool Fires Supported on Water Part I: Effect of a Water Sublayer on Pool Fires", *Combustion Science and Technology*, 71, pp.25-40, 1990.
- Desmarquest, J.P. "Les Polluants Petroliers et leur Evolution en Mer", Report CEDRE, R.83727.E, 1983.

Garo, J.P., Vantelon, J.P., Gandhi, S. and Torero, J.L. (1996) "Some Observations on the Pre-Boilover Burning of a Slick of Oil on Water," *Proceedings of the Nineteenth Arctic and Marine Oil Spill Program Technical Seminar*, pp.1611-1626.

Putorti, A. D., Evans, D. D. and Tennyson, E. J. (1994) "Ignition of Weathered and Emulsified oils," *Proceedings of the Seventeenth Arctic and Marine Oil Spill Program Technical Seminar*, pp.657-667.

Quintere, J. (1981) "A Simplified Theory for Generalizing Results from a Radiant panel Rate of Flame Spread Apparatus," *Fire and Materials*, 5, 2, pp. 52-60.



PAPER CODE: COB912

**PERSPECTIVA ECONÔMICA DO GÁS DE MADEIRA PARA
GERAÇÃO TÉRMICA NO NORDESTE/WOOD GASIFICATION
ECONOMICAL ANALYSIS FOR THERMAL POWER GENERATION IN NORTHEAST
OF BRASIL**

IBERÊ LUIZ NODARI, SANDERVAL PORTELA & *THAMY CRISTINA HAYASHI
*Departamento de Tecnologia Mecânica - CEFET/BA - R. Emidio dos Santos, s/n, Barbalho, Salvador, BA CEP:
40300-010, e-mail: ibno@svn.com.br*
**Departamento de Engenharia Química - Universidade Federal da Bahia*

Abstract

This paper presents results of wood gasification economic analysis concerning thermal power generation through combined cycles. Comparison is made between the gas production costs and oil barrel price. In short term, wood gasification technology and gas turbine combined cycles association is not economically competitive. In near future, however, the environmental concern, through creation of penalties like the carbon tax, proposed by the European Commission, can make use of power forests more feasible, allowing application of neutral CO₂ emission technologies. One important contribution to solve this issue involves the BIG-GT project (Biomass Integrated Gasification Gas Turbine), sponsored by international organizations associated with local enterprises. The first demonstration plant using this technology will be installed in Brazilian state Bahia.

Keywords

Wood gasification. Combined cycles. Carbon neutral emission processes. Renewable energy./ Gaseificação de madeira. Ciclo combinado. Energia alternativa. Emissão neutra de carbono.

1. INTRODUÇÃO

O sistema elétrico brasileiro é o único de predominância da geração hidráulica com reservatórios de regularização plurianual e fortemente marcado pela elevada taxa de crescimento anual (em torno de 5%/a/a). Caminhamos para atingir, na passagem do milênio, a demanda de energia elétrica da ordem de 300TWh/ano, que pode dobrar por volta do ano 2015 (Nodari,1996).

Esse crescimento não mais poderá ser atendido preferencialmente com o incremento do parque hidroelétrico, já em fase de esgotamento. Na região Nordeste, a possibilidade de aproveitamento do São Francisco chegou ao fim com a usina de Xingó e a importação de energia da Amazônia aponta para a exaustão. Há uma expectativa cada vez mais confirmada de aumento da geração termelétrica utilizando tecnologias mais avançadas. Entre as novas fontes de energia, é promissor o uso de madeira proveniente de florestas energéticas.

A geração termelétrica a biomassa passou a ser cogitada como energia alternativa, no início dos anos setenta, após o primeiro choque do petróleo, quando se iniciou a busca de tecnologias de aproveitamento com maior eficiência térmica. Porém na metade da década de 80, o mercado de petróleo consolidava-se em uma situação diversa daquela projetada em 1973. A mudança de cenário levou ao arquivamento de todas as pesquisas de aproveitamento de madeira para energia, patrocinadas quase exclusivamente pelo sistema Petrobrás.

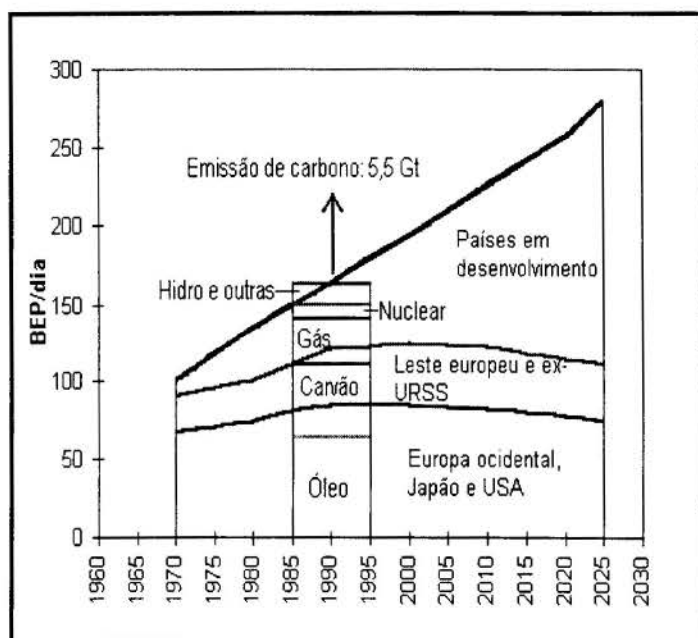
O desenvolvimento da tecnologia de gaseificação e das turbinas a gás para transformação de energia em ciclo combinado representa uma oportunidade de aliar eficiência tecnológica e crescimento sustentado. Por isso, é uma alternativa das mais promissoras, e conta com o interesse de organismos internacionais de financiamento de pesquisa.

Nesse contexto, é de grande importância a determinação, mesmo que precária, do custo do gás de madeira para construir uma referência aos estudos especulativos do setor. Recuperando pesquisa de gaseificação, realizada até a metade da década passada, e comparando com resultados de projetos de reflorestamento em andamento no Nordeste, procurou-se através de análise econômica de um caso, determinar uma referência na expectativa de viabilidade do gás de madeira como combustível de escala.

2. O DESENVOLVIMENTO DE FLORESTAS ENERGÉTICAS PARA GERAÇÃO COM EMISSÃO NEUTRA DE CO₂ - O EFEITO ESTUFA COMO FATOR DE ESTÍMULO

O gás de maior influência para o efeito estufa é o CO₂. A queima de combustíveis fósseis, principalmente, o desflorestamento e outras formas de mudança no uso da terra, são as maiores fontes de emissão. Medições contínuas da concentração de CO₂ vêm sendo realizadas em Mauna Loa no Havaí, local considerado de atmosfera pura e sem influências de agentes poluidores. A primeira medição, em 1958, acusou 315,8 ppm. Esse valor foi elevado à razão de 1,2 ppm por ano, havendo chegado, em 1995, a 360 ppm. (Hasselmann, 1995).

O risco de enfrentar as conseqüências da mudança de clima induzida pelo homem através do aumento da concentração de CO₂ provocando o efeito estufa é, antes de tudo, uma questão global.



Fonte: World Renewable Energy, 1990
Gráfico 2.1 - Evolução da concentração de CO₂ a persistirem os padrões atuais de produção de energia.

No gráfico 2.1 é apresentada uma visão de como se comportará a curva de emissão de carbono em relação à produção de energia - em milhões de bep/dia. Pode-se perceber que a grande ameaça em relação ao crescimento da concentração de CO₂ vem dos países em desenvolvimento, o que desperta o interesse do primeiro mundo em contribuir para mudar a expectativa. Esta conjuntura leva a uma importante questão: como a comunidade internacional, a partir dos países industrializados, onde o progresso econômico já foi atingido e onde a questão ambiental é cada vez mais conhecida e discutida, poderá instrumentalizar ações para o

controle do efeito estufa ?

A proposta de criação de taxas internacionais sobre as tarifas de energia quando esta é gerada com emissão de CO₂ é cada vez mais aceita. Alguns países europeus e os Estados Unidos já embutiram taxas nos preços de combustíveis fósseis usados para geração termelétrica. Atualmente, é discutido nos fóruns internacionais o valor do imposto referente à emissão de carbono (carbon tax). As propostas de retorno desse imposto têm números que variam entre US\$ 15,00 e US\$ 400,00 por tonelada de carbono retido. Para uma área com produtividade florestal de 20m³sólido/ha.ano que, só na parte aérea da floresta, retém cerca de 15 toneladas de carbono por hectare, esse imposto poderá vir a representar, para uma usina de conversão de madeira ao nível de 30MW, um aporte de recursos de US\$ 1,93 milhões a até US\$ 51,50 milhões (Carpentieri & Nodari, 1997).

Segundo relatório do "Energy Workshop on Biomass Thermal Processing Projects" (SHELL,1990), a produção anual de biomassa seca através da fotossíntese atinge 120 bilhões de toneladas líquidas, contendo cerca de 60 bilhões de toneladas de carbono e é equivalente a aproximadamente a 1000 m.bep/dia, mais de 5 vezes demanda diária mundial de energia. Embora a biomassa contribua com pouco mais de 10% da energia consumida no mundo diariamente - a maior parte deste valor é desconhecida em estatística - esta constitui-se em uma significativa mas ineficientemente explorada fonte de recurso, com o agravante de, em muitos casos, produzir impacto ambiental negativo em algumas regiões da América, África e Ásia. A utilização da biomassa, de forma eficiente para produção de energia em larga escala, em bases sustentáveis, está recém iniciando e ainda contempla a fase final do desenvolvimento tecnológico, que a colocará em condições de competir economicamente com os combustíveis tradicionais.

3. O POTENCIAL FLORESTAL DO NORDESTE

Em 1988 a CHESF concluiu estudo sobre o potencial de florestas na região Nordeste, implantadas ou a serem implantadas em áreas restritas e não competitivas com a exploração agro-pecuária chegando a um resultado de conversão superior a 60.000 MW.a/a, aproximadamente dez vezes o potencial hidrelétrico do São Francisco (CHESF,1988). A tabela 3.1 apresenta, por Estado do Nordeste, as áreas passíveis de utilização para floresta energética.

Tabela 3.1: Áreas potenciais para floresta energética no Nordeste.

Estado	Área km ²	Área Flor.. km ²	%
Maran.	324.616	162.026	49,9
Piauí	250.934	141.121	56,2
Ceará	149.431	9.444	6,3
RG.N.	53.015	4.605	8,7
Paraí.	56.362	5.062	9,0
Pern.	98.281	11.199	11,4
Alag.	27.731	4.980	17,9
Serg.	21.994	3.873	17,6
Bahia	560.571	162.264	28,9
TOTAL	1.542.945	504.574	32,7

Fonte: Estudos do Florestamento Energético no Semi-Árido Nordestino. (CHESF, 1985).

Em estudo recente, a CHESF, contemplando apenas 5% das áreas expressas na tabela ao lado aponta para o resultado de 19,7 milhões de m³sol/ano, com potencial de conversão de cerca de 20.000 MW.a/a, considerando a transformação de energia através de gaseificação de madeira associada à turbina a gás operando em ciclo combinado, mais que o dobro do potencial hidrelétrico da região, avaliado em menos de 9.000MW.a/a

4. O APROVEITAMENTO DO GÁS DE MADEIRA EM CICLO COMBINADO PARA GERAÇÃO TERMELÉTRICA

As vantagens da madeira como fonte energética são as de ser renovável, conter baixo teor de cinzas e uma quantidade ínfima de enxofre. No entanto, é volumosa e apresenta baixo poder calorífico quando comparada com outros combustíveis, como os derivados de petróleo. As grandes vantagens do processo de gaseificação da biomassa estão ligados à facilidade e conveniência de se utilizar um gás como combustível final. Apesar das perdas envolvidas na conversão da madeira em gás, a gaseificação é um processo energeticamente competitivo com a combustão direta, quando se consideram as eficiências globais de aproveitamento do combustível. A gaseificação da madeira pode ser definida como a degradação termoquímica com razão estequiométrica menor do que 1, normalmente entre 0,20 e 0,40. Quando a madeira é queimada com quantidade de oxidante nas proporções acima, a combustão é incompleta e, além do calor CO_2 e água, gases como CO , H_2 e outros hidrocarbonetos são produzidos. Estes gases podem servir como combustíveis.

A geração termelétrica, universalmente, ainda é feita, em sua maior parte, no ciclo de vapor. O grande progresso decorrido nos últimos anos, nesta área, foi o desenvolvimento do ciclo combinado de gás e vapor, que permite a utilização de altas temperaturas, antecipando o ciclo de vapor com o ciclo da turbina a gás. Este arranjo vem apresentando progressos tecnológicos constantes e cada vez mais é reconhecido internacionalmente.

5. AVALIAÇÃO ECONÔMICA DA PRODUÇÃO DE MADEIRA. ESTUDO DE UM CASO

Em 1986, a Petrobrás, em consórcio com a Setepla - Engenharia e Projetos e a Fluidon Equipamentos Ltda, construiu e testou na refinaria de Paulínia - Replan, um reator de leito fluidizado para gaseificação de madeira. A partir de relatórios de custos de instalação, operação e manutenção, e de um dos mapas de produção de uma das corridas do gaseificador (Tonialo, 1987) é apresentada a seguinte metodologia proposta para o cálculo do custo do gás de madeira, a fim de permitir a comparação com combustíveis derivados do petróleo.

5.1 Cálculo do Custo de Produção do Gás de Madeira

Os valores da época, 1987 (em dólar), foram corrigidos contando com a inflação do mesmo. Consideramos como padrão uma corrida realizada no gaseificador da REPLAN em 10 de junho de 1986, embora abaixo da capacidade total da planta, mas bastante representativa com os resultados gerais de gaseificação.

5.1.2 Premissas do Gaseificador

Capacidade da planta	10Gcal	Frequência operacional	8.000 h/ano
PCS do gás,b.s	1350 kCal/Nm ³	Temperatura do gás	776 °C
Rendimento	72%	Preço do cavaco	US\$ 25,00/ton.
PCI do cavaco	4.100 kCal/kg.	Vazão do cavaco	3,38 ton/h.

5.1.3 Resultados da Análise do Gás

Os resultados a seguir se referem à amostra n: 2, de 10/06/86, às 10:42 h. (Petrobrás/Replan, 1987)

Tabela 5.1: Composição do gás seco

comp.	Vol. %.	Peso %	energia%
CO	13,65	13.32	33.46
H2	8,21	.57	17.07
CH4	4,24	2.36	29.40
C2H4	1,55	1.51	17.73
C2H6	0,19	.20	2.35
N2	50,72	49.56	0.00
CO2	20,59	31.59	0.00
O2	0,79	.88	0.00
Total	100,00	100,00	100,00

Tabela 5.2: Balanço de massa (sem as cinzas) cavacos de eucalipto com 20% de umidade

Entrada: kg./h	saída: kg./h
Madeira: 2093	gás: 5319
Ar: 3424	
	Rejeito: 140
Total : 5517	5459

Tabela 5.3: Balanço energético, em Gcal/h

Em Gcal/h	Entrada	%	Saída	%	Perdas	%
Energia do comb.	8,67	100	-	-	-	
Energia química do gás	-	-	5,12	59,01	-	
Calor sensível do gás	-	-	1,19	13,71	-	
Perdas - rejeito (cinzas)	-	-	-	-	0,84	9,64
Outras perdas	-	-	-	-	1,52	17,64
Total	8,67	100	6,31	72,71	2,36	27,28

5.1.4 Custo de Produção do Gás de Madeira em US\$/Gcal

O gaseificador foi planejado para operar em regime contínuo, 24 horas/dia, com 4 grupos de operadores em revezamento de turno, 3 períodos de 8 horas e um grupo de folga e 5 serventes em horário administrativo. Da relação entre o custo anual e o custo horário, considerando os custos de pessoal, manutenção, demanda de energia e cavaco, e os resultados de gaseificação já apresentados chegamos ao custo de US\$ 72,71 por hora de operação da planta. Convertendo em custo por unidade térmica, Gcal, tem-se:

- Custo de produção do gás de madeira sem retorno do investimento:

$$5.319 \text{ kg./h de gás pobre a } 776 \text{ }^\circ\text{C} = \text{US\$ } 71,27 \div 6,31 \text{ Gcal} = \text{US\$ } 11,29/\text{Gcal}$$

- Custo do gás em barril equivalente de petróleo:

Considerando que um barril de petróleo tem em média 1,4 Gcal, o preço da energia do gás de madeira a US\$ 11,29/Gcal, equivale ao barril de petróleo a US\$ 15,80

5.1.4 Custo do Gás de Madeira Considerando o Retorno do Investimento, em US\$/Gcal

Na tabela 5.4 é representado o fluxo de caixa de investimento, onde χ é o valor da energia produzida em US\$/Gcal. O fluxo de caixa é estabelecido considerando um período de amortização de 15 anos, com juros de 15% ao ano.

Tabela 5.4: Fluxo de Caixa

ANO	FLUXO	0	1 - 14	15
Investimento		630.168		
Desp. de partida		4.620		
Estoque inicial		60.363		

Receita	-	80.000 χ	80.000 χ
Custo operacional	-	827.618	827.618 - 60.363
Custo líquido gerado	695.151	80.000 χ - 827.618	80.000 χ - 767.255

Os valores da tabela 5.4 permitem calcular o valor do preço unitário do gás em US\$/Gcal através das seguintes definições (Stoecker, 1989).

- 1) χ : preço unitário do gás em US\$/Gcal.
- 2) C1: custo inicial do ano zero; investimento+estoque inicial + desp. de partida: US\$ 695.151,00.
- 3) C2: custo operacional anual: US\$ 827.618,00
- 4) C3: custo do último ano: C2 - estoque inicial = US\$ 767.255,00
- 5) t: retorno de investimento: 15 anos
- 6) i: juros anuais: 15%
- 7) f: freq. operacional anual: 8000 h./ano
- 8) c: capacidade da planta: 10 Gcal/h.
- 9) R: receita anual: (f x c) χ = 80.000 χ

$$\chi = \frac{c_1 + c_2 \left[\frac{1 - (1+i)^{-(t-1)}}{i} \right] + c_3 (1+i)^{-t}}{(f \times c) \left\{ \left[\frac{1 - (1+i)^{-(t-1)}}{i} \right] + (1+i)^{-t} \right\}} = 12,03$$

O custo do gás em US\$/Gcal é linear em relação a variação do preço do cavaco. O gráfico 5.1 apresenta a equivalência do custo da energia obtida por conversão da madeira, em Gcal, com o custo do bep.

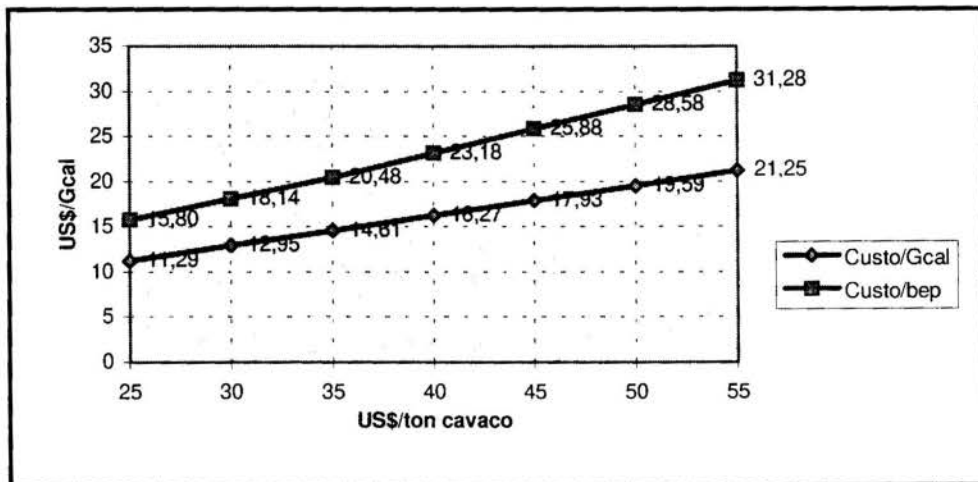


Gráfico 5.1: Comparação do custo do gás com equivalente em bep em função do preço do cavaco de madeira de eucalipto.

6. A PERSPECTIVA DA UTILIZAÇÃO DO CICLO COMBINADO COM O GÁS DE MADEIRA NO BRASIL - O PROJETO BIG-GT

Em 1990, o Programa de Desenvolvimento das Nações Unidas (UNDP) criou um organismo de assistência ao meio ambiente, o GEF-“Global Environment Fund”, a partir da constatação da inexistência de fundos internacionais para desenvolver estratégias e projetos de conservação ambiental. Com o reconhecimento da falta de competitividade das termelétricas a queima de madeira convencionais em relação àquelas a combustível fóssil, foi desenvolvido,

sob o patrocínio do GEF, o projeto BIG-GT (Biomass Integrated Gasefication Gas Turbine) que consiste em gaseificação de madeira para combustão em turbina a gás em ciclo combinado gerando eletricidade.

O Brasil, devido ao enorme potencial de desenvolvimento florestal em clima tropical, foi selecionado para a implantação de um projeto desta ordem, o “Brazilian Wood BIG-GT Demonstration Project/Sistema Integrado de Gaseificação de Madeira para Produção de Eletricidade (WBP/SIGAME). Participam da realização deste projeto o Ministério de Ciência e Tecnologia e um grupo de empresas. A CHESF está a cargo da gerência do projeto, que tem como objetivo a instalação de uma planta de demonstração com potência líquida de cerca de 32 MW. Atualmente encontra-se em fase final de desenvolvimento de equipamentos e engenharia básica. A usina, primeira do gênero a ser implantada, será instalada na Bahia com as seguintes características (Carpentieri & Nodari, 1997):

Capacidade	32 MW	Conversão florestal	(20m ³ sol./ha.a) 19,25MWh/ha.a
Eficiência	40%	Custo específico	2.400 US\$/kW
Produção de energia	238.270MWh/a	Custo da energia	50 -53 US\$/MWh
Área Plantada	12.210 ha.		

7. CONCLUSÃO

O custo do gás de madeira determinado a partir da experiência da REPLAN serve apenas como referência, uma vez que no processo de gaseificação da Replan o gaseificador não contemplava etapas como, por exemplo, a limpeza do gás, entre outros procedimentos que foram plenamente desenvolvidos em tecnologia bastante avançada no projeto BIG-GT pela empresa sueca Termiska Processer para o projeto brasileiro. Dentro desta análise é necessário incluir o aspecto de monetarização do sistema já que, desde 1986 até agora ocorreu um processo valorização da moeda nacional em relação ao dólar, o que deve influir basicamente sobre o preço da madeira e dos equipamentos, refletindo este último diretamente no custo da instalação de potência (US\$/kW).

Ainda é difícil analisar a conjuntura de custo de madeira em um mercado voltado exclusivamente para a celulose e a exportação como é o baiano. A VERACRUZ CELULOSE, cujas florestas estão no sul da Bahia, consegue uma produtividade que é “bench mark” mundial. Tem o custo estimado da tonelada de madeira em US\$ 50,00. A madeira a este preço levaria o custo do gás, da forma como foi desenvolvido neste trabalho, a uma equivalência em bep de US\$ 28,58. Por outro lado, a taxação do carbono em discussão nos países desenvolvidos prevê, já para o ano 2000, uma penalidade de US\$10,00 por barril de petróleo, o que, nesta simulação, levaria a gaseificação da madeira à viabilidade econômica, principalmente devido ao processo de reinvestimento dessas taxas em projetos de fixação do carbono. Certamente, é nesta conjuntura que a CHESF prevê para o projeto BIG-GT/SIGAME um custo final de produção de energia de US\$53,00/MWh.

Existem boas notícias. As marcas de produtividade alcançadas na Bahia, onde estão os maiores investimentos florestais do Nordeste, superam, de longe a expectativa do projeto coordenado pela CHESF, que é de 20m³sol./ha.ano. Principais empresas baianas no setor, a COPENER, com uma floresta de 60.000 hectares, consegue uma produtividade média de 33m³sol./ha.ano, enquanto a VERACRUZ CELULOSE chega a 50m³sol./ha.ano (Nascimento & Nodari, 1997).

Por mais otimista que seja a perspectiva de produção de energia através de conversão da floresta, esta não será, pelo menos a curto e médio prazo, competitiva com aquela produzida utilizando gás natural também em ciclo combinado. A grande chance de viabilidade

econômica da floresta energética, e é sobre este ponto que se desenvolve o projeto BIG-GT, é fornecida através da política ambiental, mais especificamente sobre a taxaço das emissões de carbono revertendo em benefício daqueles projetos de emissão neutra.

Se esta iniciativa pioneira que se estabelece na Bahia, já em início da fase de implantação, lograr sucesso, certamente estaremos no limiar de uma revolução no setor de produção de energia com conseqüências, as mais alviçareiras, nas áreas de tecnologia, economia, social e ambiental.

8. BIBLIOGRAFIA

CARPENTIERI, E. (CHESF), NODARI, I.L. Comunicação, 1997.

CHESF - CIA. HIDRELÉTRICA DO SÃO FRANCISCO/DEFA. Biomassa Florestal - Uma Alternativa de Geração de Eletricidade na Região Nordeste do Brasil, 1988.

HASSELMANN, K. Man and Climate, publ. por Ministério Federal da Educação, Ciência e Tecnologia da Alemanha, 1995.

NASCIMENTO, A. (COPENER), NODARI, I.L. Comunicação, 1997.

NODARI, I.L. Geração Termelétrica via Biomassa no Estado do Rio Grande do Sul, Dissertação de Mestrado, PROMEC, UFRGS, Porto Alegre, 1996.

PETROBRÁS/REPLAN/DEPIN/DIFEA. Análise do Gás Pobre e Variáveis de Gaseificação, Amostra Número 2, 10/06/86, folhas 1-3, 1986.

SHELL. Selected Papers, *Energy Workshop on Biomass Thermal Processing Projects*. London: EPRI, 1990, p. 66.

STOECKER, W.F. Economics. In: *Design of Thermal Systems*. 3. ed. New York: McGraw-Hill, 1989, p. 27-45.

TONIALO. Gaseificação de Madeira em Leito Fluidizado. Petrobrás/Replan, 1987.

Tema 22

Radiação

PAPER CODE: COB1187

**DISTRIBUIÇÃO DE DOSE TRIDIMENSIONAL EM
BRAQUITERAPIA/
TRIDIMENSIONAL SPATIAL DOSE DISTRIBUTION IN BRACHYTHERAPY**

Nilton de Oliveira e Silva & Tarcisio Passos Ribeiro de Campos

*Departamento de Engenharia Nuclear- UFMG**Av. Do Contorno 842, 9^o Andar, Centro- Belo Horizonte, MG**CEP 31.110-060 E-mail: corvo@cce.ufmg.br e bnct@cce.ufmg.br***Abstract**

A computer system for dose evaluation in conventional Brachytherapy is presented. The isodoses from a tridimensional linear sources distribution are drawing over a plane representing a digitalized CT or X-ray image. The input data for each source are the radionuclides type, geometry of the source, source activity, decay levels, source position through their projections onto the X-ray antero-posterior and lateral views.

Keywords

Braquiterapia intracavitária; câncer; planejamento radioterapêutico/ Intracavitary brachytherapy, cancer, radiotherapy planning.

1. INTRODUÇÃO

A Braquiterapia é uma técnica utilizada para o tratamento de câncer na qual se introduz a fonte radioativa o mais próximo da região tumoral, podendo ser de forma intracavitária ou intersticial. O adequado posicionamento das fontes promove uma redução na dose absorvida por órgãos sadios e maximiza a dose nos órgãos atingidos pelo câncer. Esta técnica se divide em duas categorias, a LDR (Low Dose Rate) e a HDR (High Dose Rate), sendo que a LDR utiliza fontes com taxas de dose entre 30 a 100 cGy/h, e a HDR com fontes de taxas de dose acima de 200 cGy/h (Silva et al., 1997).

Este trabalho descreve o desenvolvimento de um conjunto de programas para ajudar no planejamento de doses intracavitárias e intersticiais. Os programas foram desenvolvidos na linguagem C e podem ser utilizados em qualquer micro da linha PC. Permitem o cálculo das curvas de isodose em 2D e 3D, com apresentação virtual em 2D, para fontes lineares individuais dos radioisótopos usualmente adotados em Braquiterapia, bem como para uma distribuição tridimensional com várias fontes simultaneamente. O algoritmo utiliza tabelas de dose que são ajustadas conforme a meia-vida dos radioisótopos, seguindo os mesmos procedimentos adotados nos Centros de Radioterapia de LDR. A contribuição de cada fonte para a dose total é calculada pela interpolação dos valores dessas tabelas. A distribuição de doses em 3D é visualizada de forma virtual deslocando-se planos transversais ao espaço de trabalho de acordo com a perspectiva utilizada. Os resultados de distribuição de dose absorvida são apresentados em forma de curvas de isodose.

Os Centros de Radioterapia utilizam com mais frequência, para Braquiterapia HDR, fontes de ^{192}Ir com atividade de $3,7 \times 10^5$ MBq (10 Ci), sendo, a fonte, introduzida no paciente através de cateteres especiais por equipamentos de pós-carregamento intersticiais ou intracavitários. Já na Braquiterapia LDR a fonte mais utilizada é de ^{137}Cs com atividade de 18,5 MBq (0,5 mCi) e, neste caso, a fonte é introduzida manualmente (Campos et al., 1997).

Fontes de ^{192}Ir , ^{198}Au , ^{137}Cs , ^{125}I , entre outras, estão sendo testadas pelo programa de visualização de doses.

2. MODELAMENTO MATEMÁTICO

2.1 Avaliação das taxas das doses absorvidas para uma fonte linear

Para o cálculo de um mapa 2D de taxas de dose de fontes individuais, considere uma fonte linear isotrópica, seguindo o esquema ilustrado na figura 1.

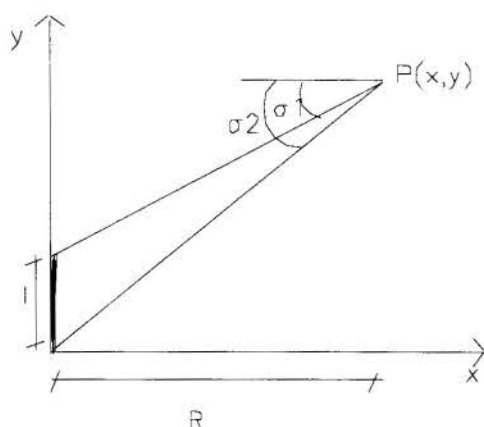


Figura 1. Apresenta uma única fonte de comprimento l e um ponto arbitrário P , onde a extremidade superior da fonte faz um ângulo $\sigma_1 = \theta_1$ com o ponto, e sua extremidade inferior um ângulo $\sigma_2 = \theta_2$.

O fluxo “Buildup” que atinge o ponto P é dado por:

$$\phi_b = \frac{S}{4\pi R} \sum_{n=1}^N A_n \{F[\theta_1, (1+\alpha_n)\mu R] + F[\theta_2, (1+\alpha_n)\mu R]\} \quad (1)$$

onde θ_1, θ_2 e R são ilustrados na figura 1, A_n e α_n são parâmetros de ajuste obtidos da expansão em Taylor do fator de Buildup pontual, μ é o coeficiente de atenuação para o fóton de energia E , em cm^{-1} , S é a surgência da fonte dada em MBq/cm, e a função $F[\theta, (1+\alpha_n)\mu R]$ significa a integral de Sievert (Lamarsh et al., 1984).

A taxa de dose para a fonte linear de comprimento l (cm) e atividade específica de 1,0 MBq/cm é dada por:

$$\dot{D} = C \cdot \phi_b \cdot \left(\frac{\mu_a}{\rho} \right)_{\text{tecido}} \cdot E \quad (2)$$

onde E é a energia da gama, em Mev; $(\mu_a/\rho)_{\text{tec}}$, o coeficiente de absorção mássica em cm^2/g , e C o fator de conversão de unidades dado por 1.6×10^{-8} g.cGy/Mev.

O mapa de taxas de dose em cGy/h é obtido variando a posição do ponto P ao longo do domínio x e y . Este é armazenado em tabelas individuais para cada fonte em questão.

2.2 Avaliação das doses absorvidas no plano de visualização

Considere um diagnóstico oncológico, cuja decisão foi de radioterapia intracavitária, onde a localização da região tumoral é identificada espacialmente em função dos raios-X lateral e antero-posterior.

Para o início do planejamento do tratamento é definido, pelo corpo clínico, um sistema de coordenadas e sua origem.

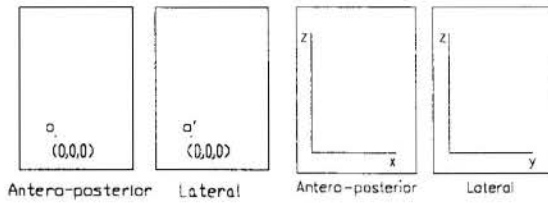


Figura 2. Representação dos planos de raio-X tomados de forma lateral e antero-posterior.

Dado os dois planos de visualização, tomados pelos raios X antero-posterior e lateral, o corpo clínico indica os pontos O e O' sob as chapas onde se encontra o sistema de referência x-y-z. Também é indicada a direção dos eixos x, y e z (Figura 2).

Como dado de entrada define-se o plano virtual de visualização dito S, sendo este tomado de três formas: plano perpendicular a x, a y ou a z. É fornecida a distância H do plano S à origem.

Para encontrar a posição espacial de uma fonte é fornecida sua posição inicial, seu comprimento l e os ângulos que suas projeções fazem com o eixo z longitudinal tomado nos raios X antero-posterior e lateral, como mostrado na figura 3.

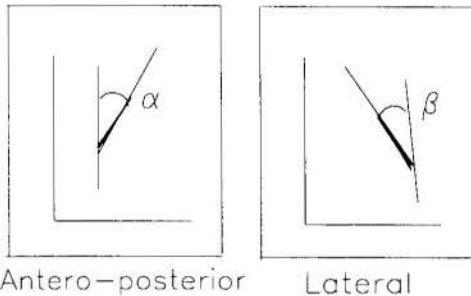


Figura 3. Representação da projeção de uma fonte linear em 3D projetada sob os planos lateral e antero-posterior

Define-se sob o plano S uma malha de pontos. Esta malha é definida a partir dos seguintes parâmetros: a, b, dx, dy, hmax e lmax, onde hmax é a altura máxima, lmax é a largura máxima, a e b define o ponto inicial da malha e dx e dy o intervalo de subdivisões, como é mostrado na figura 4 (a) e (b).

Para cada ponto arbitrário P pertencente a malha será calculado a dose absorvida. Para a geração da malha de doses pontuais a partir de uma distribuição

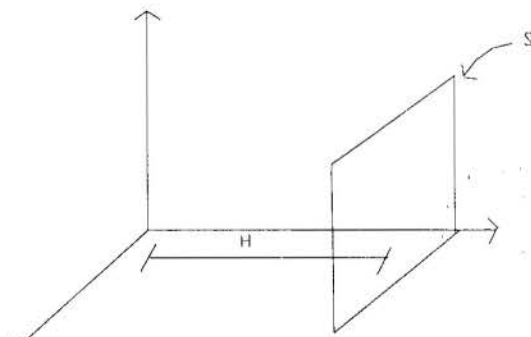


Figura 4a. Representação do plano de visualização S.

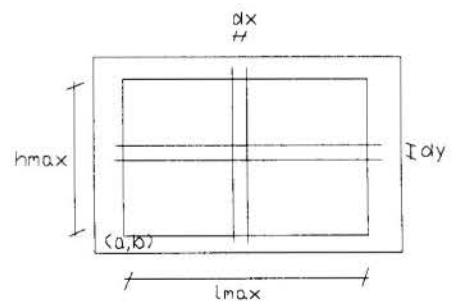


Figura 4b. Representação da malha de pontos sob S, com seus respectivos parâmetros de definição.

tridimensional de múltiplas fontes serão utilizadas as expressões e considerações obtidas a partir do esquema ilustrado na figura 5. Nesta figura, está representada uma única fonte juntamente com o sistema de coordenadas da base e o plano de visualização S, no caso, perpendicular a z.

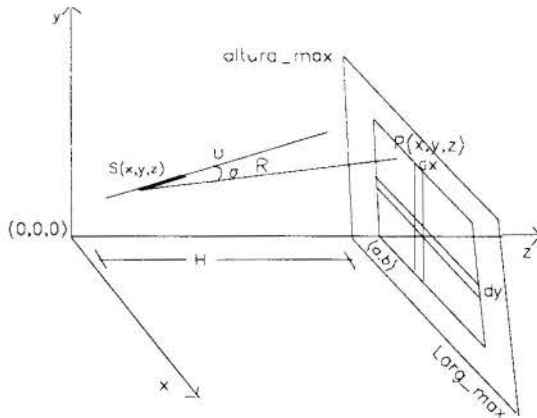


Figura 5. Representação da fonte, sua orientação no espaço \vec{u} , o ponto inicial da malha, o plano de visualização S e o ponto P sob a malha.

Para a avaliação da distância R, entre S e o ponto P, utilizou-se a expressão:

$$R = \sqrt{(x_p - x_s)^2 + (y_p - y_s)^2 + (z_p - z_s)^2} \quad (3)$$

onde (x_s, y_s, z_s) é a posição inicial da fonte e (x_p, y_p, z_p) é a posição onde a dose será calculada.

O cálculo do vetor orientação \vec{v} definido pela reta que une P e S é dado por:

$$\vec{v} = \left(\frac{(x_s - x_p)}{R}, \frac{(y_s - y_p)}{R}, \frac{(z_s - z_p)}{R} \right) \quad (4)$$

Para o cálculo do vetor unitário \vec{u} orientação da fonte, representado na figura 6 por (u_1, u_2, u_3) , reconhecemos que:

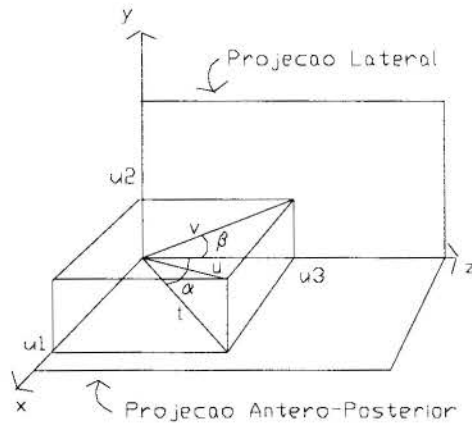


Figura 6. Representação das projeções do vetor \vec{u} e os ângulos que estas projeções fazem nos planos.

$$u_3 = t \cos \alpha, \quad (5)$$

$$u_1 = t \cos(90 - \alpha), \quad (6)$$

$$u_2 = v \cos(90 - \beta), \quad (7)$$

$$u_3 = v \cos \beta. \quad (8)$$

onde α e β são os ângulos que as projeções da fonte nos raios-X lateral e antero-posterior, respectivamente fazem com o eixo z.

Dividindo (8) por (5), temos:

$$t = v \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}. \quad (9)$$

Sabemos que para um vetor unitário:

$$u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 = 1 \quad (10)$$

Logo:

$$(u_1 = t \cos(90 - \alpha))^2 + (u_2 = v \cos(90 - \beta))^2 + (u_3 = v \cos \beta)^2 = 1 \quad (11)$$

E rearranjando os termos, teremos

$$t^2 (\cos^2 \alpha + \cos^2 (90 - \alpha)) + v^2 \cos^2 (90 - \beta) = 1. \quad (12)$$

Substituindo (9) em (12), temos:

$$v^2 \left[\frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} (\cos^2 \alpha + \cos^2 (90 - \alpha)) + \cos^2 (90 - \beta) \right] = 1. \quad (13)$$

Assim,

$$v^2 = 1 / R(\alpha, \beta) \therefore v = \sqrt{1/R(\alpha, \beta)}, \quad (14)$$

onde

$$R(\alpha, \beta) = \frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} (\cos^2 \alpha + \cos^2 (90 - \alpha) + \cos^2 (90 - \beta)). \quad (15)$$

E, então,

$$u_1 = v \left(\frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \right) \left(\cos \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) \right), \quad (16)$$

$$u_2 = v \cos \left(\frac{\pi}{2} - \beta \right), \quad (17)$$

$$u_3 = v \cos \beta. \quad (18)$$

A posição final da fonte é dada por:

$$x_f = x_s + l * u_1 \quad (19)$$

$$y_f = y_s + l * u_2 \quad (20)$$

$$z_f = z_s + l * u_3 \quad (21)$$

onde l é o comprimento real da fonte.

O vetor \vec{u} e \vec{v} são normalizados e o cálculo do ângulo σ entre \vec{u} e \vec{v} é dado por:

$$\sigma = \text{acos}(\vec{u} \cdot \vec{v}) \quad (22)$$

Para a obtenção da dose, abstraída de um mapa 2D de taxas de doses para a fonte individual, são calculados os parâmetros x_t e y_t da seguinte forma:

$$x_t = R * \cos(\sigma); \quad (23)$$

$$y_t = R \cdot \text{sen}(\sigma). \quad (24)$$

Os valores de x_t e y_t são convertidos, resultando nos parâmetros i e j necessários para obter as taxas de dose absorvidas na tabela individual da referida fonte.

A atividade atual em MBq/cm da fonte é corrigida pela atividade de calibração a partir de:

$$\alpha_{\text{atual}} = \alpha_{\text{calibração}} \cdot e^{-\left(\frac{\ln 2}{T_{1/2}}\right) \Delta t} \quad (25)$$

onde $\Delta t = (\text{Tempo}_{\text{calibração}} - \text{Tempo}_{\text{atual}})$ dado em segundos.

Por fim a taxa de dose obtida da tabela individual gerada para uma atividade padrão de 1 MBq/cm é

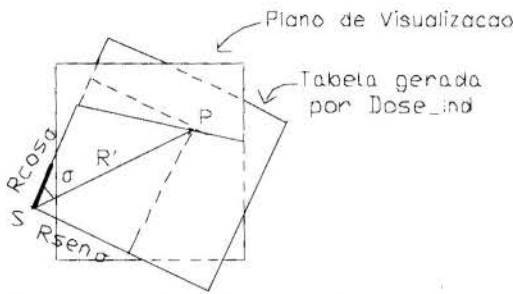


Figura 7. Visualização dos planos de visualização e do plano tomado pela reta que contém a fonte e o segmento \overline{SP} .

multiplicada pela atividade atual da fonte.

A taxa de dose absorvida em P deve ser convertida em dose absorvida total multiplicando-a pelo tempo de exposição da fonte, isto é, o tempo em que a fonte se manterá nesta posição.

A posição do ponto P é alterado percorrendo toda a malha em S para a especificada fonte. Novas fontes são introduzidas e o cálculo é repetido, somando-se as doses pontuais, até ser obtida a distribuição de dose total na malha devido a distribuição tridimensional das fontes.

2.3 Visualização das isodoses no plano virtual de visualização

Um programa gráfico processa os dados do mapa de doses absorvidas gerado para a distribuição tridimensional de fontes e os imprime sob a tomografia ou raio-X digitalizado, representando S (Figura 7).

3. CASO EXEMPLO

Para visualização gráfica, foi escolhido um caso exemplo simplificado contendo uma fonte de ^{198}Au com 5,00 cm de comprimento e $4,62 \times 10^4$ MBq/cm de atividade. O plano de visualização estando localizado no eixo z distante 10 cm da origem. A malha de pontos tendo 15 cm de largura e 10 cm de altura, com posição inicial em $x = 15$ cm e $y = 10$ cm. A fonte ^{198}Au ficou exposta por 1×10^5 segundos nas coordenadas (20,0;12,0;3,0), num vetor orientação (0,17;0,17;0,97). Estes dados foram processados e impressos numa tomografia digitalizada resultando na figura 8.

A figura 8 apresenta a visualização da tomografia com as curvas de isodose plotadas.

$$y_t = R \cdot \text{sen}(\sigma). \quad (24)$$

Os valores de x_t e y_t são convertidos, resultando nos parâmetros i e j necessários para obter as taxas de dose absorvidas na tabela individual da referida fonte.

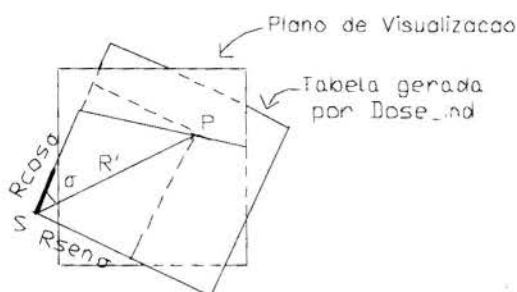


Figura 7. Visualização dos planos de visualização e do plano tomado pela reta que contém a fonte e o segmento \overline{SP} .

A atividade atual em MBq/cm da fonte é corrigida pela atividade de calibração a partir de:

$$\alpha_{\text{atual}} = \alpha_{\text{calibração}} \cdot e^{-\left(\frac{\ln 2}{t_{1/2}}\right) \Delta t} \quad (25)$$

onde $\Delta t = (\text{Tempo}_{\text{calibração}} - \text{Tempo}_{\text{atual}})$ dado em segundos.

Por fim a taxa de dose obtida da tabela individual gerada para uma atividade padrão de 1 MBq/cm é

multiplicada pela atividade atual da fonte.

A taxa de dose absorvida em P deve ser convertida em dose absorvida total multiplicando-a pelo tempo de exposição da fonte, isto é, o tempo em que a fonte se manterá nesta posição.

A posição do ponto P é alterado percorrendo toda a malha em S para a especificada fonte. Novas fontes são introduzidas e o cálculo é repetido, somando-se as doses pontuais, até ser obtida a distribuição de dose total na malha devido a distribuição tridimensional das fontes.

2.3 Visualização das isodoses no plano virtual de visualização

Um programa gráfico processa os dados do mapa de doses absorvidas gerado para a distribuição tridimensional de fontes e os imprime sob a tomografia ou raio-X digitalizado, representando S (Figura 7).

3. CASO EXEMPLO

Para visualização gráfica, foi escolhido um caso exemplo simplificado contendo uma fonte de ^{198}Au com 5,00 cm de comprimento e $4,62 \times 10^4$ MBq/cm de atividade. O plano de visualização estando localizado no eixo z distante 10 cm da origem. A malha de pontos tendo 15 cm de largura e 10 cm de altura, com posição inicial em $x = 15$ cm e $y = 10$ cm. A fonte ^{198}Au ficou exposta por 1×10^5 segundos nas coordenadas (20,0;12,0;3,0), num vetor orientação (0,17;0,17;0,97). Estes dados foram processados e impressos numa tomografia digitalizada resultando na figura 8.

A figura 8 apresenta a visualização da tomografia com as curvas de isodose plotadas.

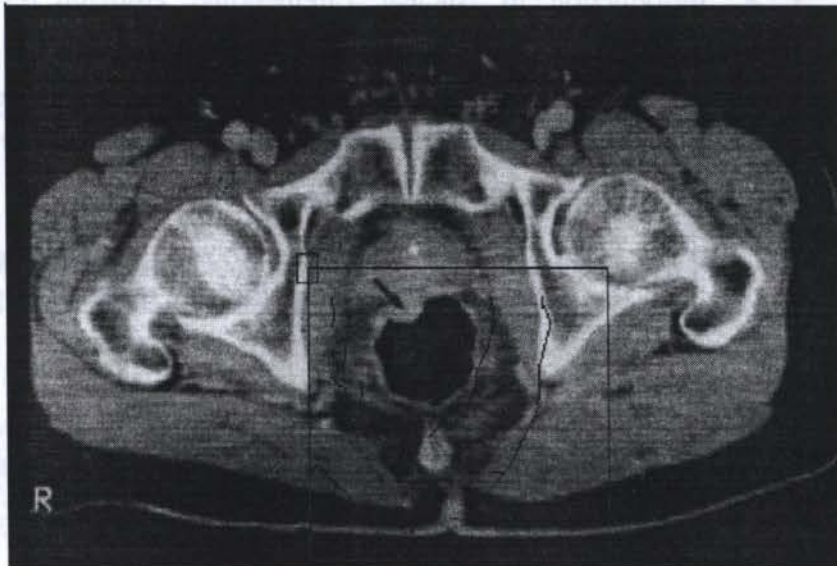


Figura 8. Visualização da tomografia computadorizada com as curvas de isodose referente a 34% e 66% da dose absorvida máxima

4. CONCLUSÃO

Os programas envolvidos no planejamento do tratamento intracavitário para uma distribuição de doses tridimensional estão em fase final de testes e poderão ser colocados a disposição, a nível de domínio público, em breve para os Centros de Radioterapia e Oncologia do país.

O programa gráfico de visualização gera curvas de isodose sob a tomografia escolhida em questão a partir de informações geradas de dois raios X obtidos na forma antero-posterior (AP) e lateral (L). Em breve, estas informações poderão ser capturadas via terminal e impressas por uma impressora. O modelo para plotar curvas de isodose será melhorado para gerar curvas suaves entre os pontos escolhidos

5. REFERÊNCIAS

Amersham. Medical Radiation Sources.

Campos, T. P. R., Vilela, M. J., Cruz, J. S., Silva, N. O., Andrade, A. P. .A, Gomes, P. M. C., Roberto, W. S. Estudos em Terapia por Captura de Nêutrons Aplicada ao Tratamento de Câncer, Publicação Eletrônica nos Anais do 4º Encontro de Aplicações Nucleares, Poços de Caldas, 1997.

Hilaris, B. S., Nori, D. & Anderson, L. L. An Atlas of Brachytherapy. Memorial Sloan-Kettering Cancer Center, Cornell University Medical College, Macmillan Publishing Company, New York, 1988.

Lamarsh, J. R. Introduction to Nuclear Engineering, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 3rd Edition, 1983, EUA.

Shihab- Eldin, A. A., Jardine, L. J., Tuli, J. K. & Buyn, A. B. Table of Isotopes. Edited by C. Michael Lederer And Virginia S. Shirley, 7th Edition, Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1978.

Silva, N. O., & Campos, T. P. R. Avaliação de Isodoses em Braquiterapia Intracavitária, Publicação Eletrônica nos Anais do 4^o Encontro de Aplicações Nucleares, Poços de Caldas, 1997.

PAPER CODE: COB1188

**GERAÇÃO DO TERMO FONTE A PARTIR DA TRANSMISSÃO DA
RADIÇÃO ÓPTICA EM TECIDOS HETEROGÊNEOS/EVALUATION
OF THE HEAT SOURCE THROUGH OF THE RADIATION OPTICAL
TRANSMISSION IN HETEROGENEOUS TISSUES**

Paulo M. C. Gomes e Tarcísio P. R. Campos
Departamento de Engenharia Nuclear, Escola de Engenharia - UFMG
Av. do Contorno 842, 9º Andar, Centro - Belo Horizonte, MG
CEP: 30.110 - 060 E-mail: foton@cce.ufmg.br

Abstract

The application of the optical spectrum on medicine has been increasing. The relevance of optical properties of laser radiation on tissues and their thermodynamic consequences are extremely important to understand and optimize surgical process. In this context, analytical and computational models for photons transport on tissue joined to the heat transport through tissue are required. A simplified model of tridimensional photons transport is proposed with the goal of setting up a methodology of photons flux calculus inside a tissue with high scattering coefficient.

Keywords

Laser, Photons Transport, Heat Transport, Finite Element, Tissue/Laser, Transporte de Fótons, transporte de Calor, Elementos Finitos, Tecido.

1. INTRODUÇÃO

Hoje, o uso clínico do laser, após quase quatro décadas de seu surgimento, já é uma rotina em hospitais e consultórios médicos. O papel das propriedades ópticas da radiação laser no tecido e suas consequências termodinâmicas são de fundamental importância para compreensão e otimização processos cirúrgicos. Os mecanismos fototérmicos que determinam a taxa volumétrica de produção de calor (W/cm^3) que ocorre quando a luz laser é absorvida pelo tecido estão diretamente relacionados com parâmetros do feixe do laser (comprimento de onda, potência, diâmetro do feixe, tempo de irradiação, etc.) e parâmetros do tecido (coeficientes de absorção e espalhamento, densidade, condutividade térmica, etc.). Esta produção de calor é geralmente usada para danificar o tecido irreversivelmente, pois em altas taxas de deposição de calor, a ablação ocorre e é usada, por exemplo, para cortar tecidos, vaporizar tumores ou placas em artérias (LeCarpentier et al. , 1993; Rastegar et al. , 1989; Schomacker et al. , 1990; Van Germet e Welch, 1989; Fisher, 1992; Fisher, 1993; Stern, 1992).

Para que as operações citadas anteriormente sejam bem compreendidas e otimizadas, e para que dispositivos que as envolvam sejam desenvolvidos e aperfeiçoados, modelos de transporte de fótons fazem-se necessários. As propriedades ópticas dos tecidos podem ser abordadas por dois modelos de transmissão de fótons: Um estocástico, conhecido como Monte Carlo, e o determinístico pela solução da equação de transporte/difusão de fótons. Ambos os modelos são baseados na suposição que fótons propagando-se através do tecido podem ser tratados como partículas neutras e que o fenômeno ondulatório pode ser desprezado. No método de Monte Carlo os parâmetros são calculados por simulação computacional das histórias individuais dos fótons no meio. Por sua vez, a equação de difusão pode ser considerada como uma aproximação da equação de transporte de Boltzmann e é somente aplicada quando eventos de espalhamento são muito mais prováveis que eventos de absorção. A equação de difusão/transporte pode ser resolvida por técnicas numéricas para geometrias complexas usando o método de Elementos Finitos. As pesquisas atualmente são direcionadas a fazer comparações das predições dos modelos de transporte, onde meios homogêneos e não homogêneos são simulados, com medidas obtidas experimentalmente em Phantoms (Flock et al. , 1989).

No presente trabalho discutimos o acoplamento do fenômeno de transporte de fótons no tecido com o transporte de calor pelo mesmo. Apresentamos um modelo tridimensional simplificado de transporte de fótons, para tecidos com alto coeficiente de espalhamento, utilizando o método de elementos finitos.

2. MODELAMENTO MATEMÁTICO

Tomemos, inicialmente, a equação que governa a condução de calor:

$$\frac{\partial(\rho c T)}{\partial t} = \bar{\nabla} \cdot (k \bar{\nabla} T) + Q \quad (1)$$

onde T é a temperatura, t é o tempo, ρ é a densidade, c o calor específico, K é a condutividade térmica e Q o termo fonte. Como Q é um termo genérico, podemos acoplar os fenômenos térmicos no tecido com a irradiação laser no mesmo, com a seguinte formulação:

$$Q(\vec{r}) = \sigma_r(\vec{r}) \int d\hat{\Omega} I(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \sigma_r(\vec{r}) \int d\hat{\Omega} \Psi(\vec{r}, \hat{\Omega}) t \quad (2)$$

onde $Q(\vec{r})$ é a taxa de deposição do calor pelo laser, função do produto entre o coeficiente de absorção σ_r e da taxa volumétrica da fluência luminosa $I(\vec{r}, \hat{\Omega})$. A fluência luminosa pode ser obtida com o cálculo do fluxo Ψ de fótons no volume do tecido, através de soluções aproximadas da equação de transporte de fótons (LeCarpentier et al. , 1993; Rastegar et al. , 1989).

Para um tratamento completo da equação de transporte de fótons várias aproximações são necessárias para os termos envolvendo as variáveis angular, energética e espacial. Estas variáveis caracterizam o estado da partícula no tempo t . Para a discretização angular poderíamos utilizar o método de discretização ordinária, tipo Sn; para a variável energética, a técnica de multigrupo; e para a discretização espacial a técnica de elementos finitos. Com um tratamento contendo todas estas aproximações, obteríamos um código completo onde poderíamos avaliar o fluxo de fótons em um volume de tecido (Gomes et al. , 1997).

Em nosso trabalho exploramos apenas a discretização espacial através da técnica de elementos finitos na sua formulação variacional. O método de elementos finitos é um procedimento para redução de uma equação diferencial parcial, que governa o problema físico

em cada elemento, em um grupo de equações algébricas. Primeiro a equação é colocada na forma do princípio variacional e o domínio do funcional é dividido em um certo número de subdomínios chamados elementos finitos (em nosso caso elementos tetraédricos). A variável dependente é então aproximada dentro de cada elemento por polinômios que são interligados por condições de contorno e continuidade. Impondo que o funcional seja estacionário em relação aos coeficientes dos polinômios, podemos obter o grupo de equações algébricas envolvendo estes coeficientes. Existe uma propriedade que estes polinômios devem satisfazer que é assumir um valor unitário em um dos vértices do elemento finito e zero nos demais. Isto faz que a matriz global adquira uma forma esparsa e a torne positiva-definida, tornando fácil a solução do sistema linear em computadores.

Inicialmente tomemos a equação de transporte de fótons independente do tempo, com fonte e espalhamento isotrópico:

$$\bar{\Omega}\bar{\nabla}\Psi(\bar{r},\bar{\Omega})+\sigma(\bar{r})\Psi(\bar{r},\bar{\Omega})=\sigma_s(\bar{r})\phi(\bar{r})+S(\bar{r}), \quad (3)$$

onde \bar{r} é o vetor espacial, $\bar{\Omega}$ é a direção do movimento do fóton, $\sigma(\bar{r})$ e $\sigma_s(\bar{r})$ são as seções de choque macroscópicas total e de espalhamento dentro do grupo, respectivamente, $S(\bar{r})$ é o termo fonte, $\Psi(\bar{r},\bar{\Omega})$ é o fluxo angular, e $\phi(\bar{r})$, o fluxo escalar.

O fluxo angular é normalizado de forma que o fluxo escalar seja:

$$\phi(\bar{r})=\int d\bar{\Omega}\Psi(\bar{r},\bar{\Omega}), \quad (4)$$

onde a integração é feita sobre todas as direções.

A equação (3) é válida no domínio V envolvido na superfície Γ . As condições de vácuo são dadas por:

$$\Psi(\bar{r},\bar{\Omega})=0; \quad \bar{r}\in\Gamma_v, \quad \bar{n}\cdot\bar{\Omega}<0, \quad (5)$$

onde \bar{n} é o vetor normal à superfície Γ . As condições de reflexão são:

$$\Psi(\bar{r},\bar{\Omega}')=\Psi(\bar{r},\bar{\Omega}); \quad \bar{r}\in\Gamma_r, \quad (6)$$

onde $\bar{\Omega}'$ é a direção refletida correspondente à direção incidente $\bar{\Omega}$ e sendo $\Gamma=\Gamma_v+\Gamma_r$.

A equação de transporte na sua forma geral não admite um funcional, mas podemos obtê-lo da equação de transporte de paridade par. Dividindo o fluxo angular em componentes par ψ e ímpar χ e fazendo algumas manipulações algébricas, obtemos a equação de transporte de paridade par:

$$-\bar{\Omega}\bar{\nabla}\alpha(\bar{r})^{-1}\bar{\Omega}\bar{\nabla}\psi(\bar{r},\bar{\Omega})+\alpha(\bar{r})\psi(\bar{r},\bar{\Omega})=\sigma_s(\bar{r})\phi(\bar{r})+S(\bar{r}) \quad (7)$$

Considerando ser (7) uma equação de Euler-Lagrange, podemos representar seu funcional como:

$$F[\psi]=\int_V dV\left\{\int d\bar{\Omega}[\sigma(\bar{r})^{-1}[\bar{\Omega}\bar{\nabla}\psi(\bar{r},\bar{\Omega})]^2+\sigma(\bar{r})\psi(\bar{r},\bar{\Omega})^2]-\sigma_s(\bar{r})\phi(\bar{r})^2-2\phi(\bar{r})S(\bar{r})\right\}+\int_{\Gamma_r} d\Gamma\int d\bar{\Omega}|\bar{n}\cdot\bar{\Omega}|\psi(\bar{r},\bar{\Omega})^2 \quad (8)$$

Em tecidos que possuem um alto coeficiente de espalhamento, podemos usar a equação de difusão:

$$-\bar{\nabla}[3\sigma(\bar{r})]^{-1}\bar{\nabla}\phi(\bar{r}) + \sigma_r(\bar{r})\phi(\bar{r}) = S(\bar{r}), \quad (9)$$

sendo seu funcional, tomado por analogia a equação (8), por:

$$F[\phi] = \int_V dV \{ [3\sigma(\bar{r})]^{-1} [\bar{\nabla}\phi(\bar{r})]^2 + \sigma_r(\bar{r})\phi(\bar{r})^2 - 2\phi(\bar{r})S(\bar{r}) \} + \frac{1}{2} \int_{\Gamma_r} d\Gamma \phi(\bar{r})^2 \quad (10)$$

O funcional (10) é obtido através de (8) se utilizarmos a aproximação P1 para o fluxo angular, isto é:

$$\psi(\bar{r}, \bar{\Omega}) \approx \phi(\bar{r}) + 3 \cdot \bar{\Omega} \cdot \bar{J}(\bar{r}) \quad (11)$$

Desde que o segundo termo tem paridade ímpar, podemos identificar o fluxo angular de paridade par com o fluxo escalar:

$$\psi(\bar{r}, \bar{\Omega}) \approx \phi(\bar{r}), \quad (12)$$

e lembrando que $\sigma_r(\bar{r}) = \sigma(\bar{r}) - \sigma_s(\bar{r})$ podemos substituir a relação acima na equação (8) e obter facilmente o mesmo funcional da equação de difusão.

Vamos agora aplicar o método de elementos finitos à variáveis espaciais da equação de difusão tridimensional. Utilizaremos tetraedros e funções que são contínuas e lineares em x, y e z.

Suponha que o domínio V do problema é dividido em tetraedros como mostrados na figura 1. Cada tetraedro será chamado de elemento finito. As seções de choque serão assumidas constantes dentro de cada elemento, e as interfaces de material serão permitidas apenas nas fronteiras do elemento. Assumiremos que o fluxo escalar pode ser aproximado por uma soma de funções lineares $h_l(\bar{r})$ com coeficientes desconhecidos ϕ_l , tal que:

$$\phi(\bar{r}) = \sum_l h_l(\bar{r})\phi_l \quad (13)$$

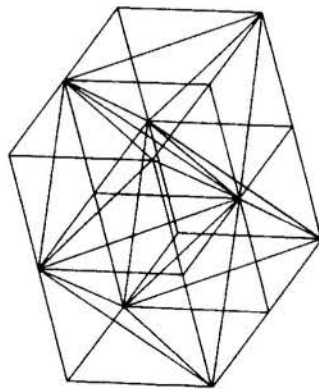


Figura 1 - Malha de elementos finitos tetraédricos de um domínio V.

Essas funções têm a forma:

$$h_l(\bar{r}) = a_{lm} + b_{lm} \cdot x + c_{lm} \cdot y + d_{lm} \cdot z, \quad (14)$$

onde os coeficientes são diferentes para cada domínio V_m de um elemento finito m . Estes coeficientes são determinados exigindo-se que:

$$h_l(\bar{r}_l) = \delta_{ll'}, \quad (15)$$

sendo $\delta_{ll'} = 1$ quando $l=l'$ e $\delta_{ll'} = 0$ quando $l \neq l'$; e \bar{r}_l a posição dos vértices do elemento.

Da equação (15) segue que o vetor de coeficientes desconhecidos ϕ_i deve ser aproximado pelo valor do fluxo escalar nos nós da malha:

$$\phi_i = \phi(\bar{r}_i) \tag{16}$$

É conveniente expressar (13) na forma:

$$\phi(\bar{r}) = \underline{h}^T(\bar{r})\underline{\phi} \tag{17}$$

Substituindo (17) na equação (10) encontramos:

$$F[\underline{\phi}] = \underline{\phi}^T \left\{ \int_V dV [(3\sigma)^{-1}(\bar{\nabla}\underline{h})(\bar{\nabla}\underline{h})^T + \sigma_r \underline{h}\underline{h}^T] + \frac{1}{2} \int_{\Gamma_v} d\Gamma \underline{h}\underline{h}^T \right\} \underline{\phi} - 2\underline{\phi}^T \int_V dV \underline{h}S \tag{18}$$

Requerendo que o funcional seja estacionário com respeito à variação arbitrária da componente do fluxo ϕ obteremos uma coleção de equações lineares simultâneas, que podem ser representadas na forma matricial tipo $C_n \phi = f_n$, sendo:

$$C_n = \left\{ \int_V dV [(3\sigma)^{-1}(\bar{\nabla}\underline{h})(\bar{\nabla}\underline{h})^T + \sigma_r \underline{h}\underline{h}^T] + \frac{1}{2} \int_{\Gamma_v} d\Gamma \underline{h}\underline{h}^T \right\} \tag{19}$$

e

$$f_n = \int_V dV \underline{h}S, \tag{20}$$

onde C_n é a matriz local e $S = \underline{S}' \underline{h}^T$, sendo S' um vetor de fonte.

Assim, nos resta resolver estas integrais para o nosso elemento finito. Com a finalidade de resolver a integral de superfície da equação (19) tomemos um novo sistema de coordenadas naturais para a superfície lateral do tetraedro, ou seja, um triângulo (Yang, 1986). A figura 2 mostra um triângulo em coordenadas retangulares e triangulares. Os lados 1,2 e 3 são identificados por seus vértices opostos 1, 2 e 3 respectivamente. As coordenadas do triângulo ξ_i ($i= 1,2,e 3$) para um ponto no interior são definidas como as razões das áreas A_i para área total A , tomadas no elemento.

$$\xi_i = \frac{A_i}{A} \tag{21}$$

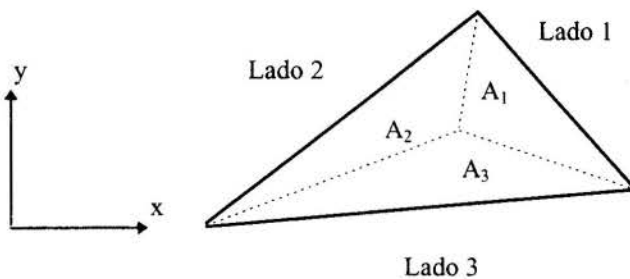


Figura 2 - Coordenadas triangulares.

As coordenadas retangulares x e y de um ponto interior podem ser relacionadas com as coordenadas triangulares (Yang , 1986) como:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \end{bmatrix} \tag{22}$$

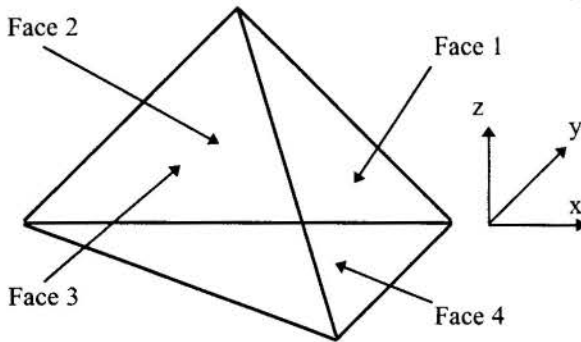
Temos que a integração para termos polinomiais tomada no domínio na área é dada por:

$$\int_A \xi_1^m \xi_2^n \xi_3^o dA = 2A \frac{m!n!o!}{(m+n+o+3)!} \quad (23)$$

De forma semelhante, para se calcular as integrais de volume presentes na equação (19) um caminho semelhante é percorrido. A figura 3 mostra um tetraedro e suas coordenadas naturais. Da mesma forma que no triângulo, as coordenadas naturais do tetraedro são definidas por:

$$\xi_i = \frac{V_i}{V}, \quad (24)$$

onde V_i é o volume encerrado pela face do tetraedro e um ponto interior do mesmo.



Podemos relacionar as coordenadas tetraédricas (Yang, 1986) com as coordenadas retangulares de forma semelhante ao caso das coordenadas triangulares:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 & x_4 \\ y_1 & y_2 & y_3 & y_4 \\ z_1 & z_2 & z_3 & z_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \\ \xi_4 \end{bmatrix} \quad (25)$$

Figura 3 - Coordenadas tetraédricas

Temos, de forma semelhante, que a integração para termos polinomiais tomada no domínio do volume é dada por:

$$\int_V \xi_1^m \xi_2^n \xi_3^o \xi_4^p = 6V \frac{m!n!o!p!}{(m+n+o+p+3)!} \quad (26)$$

Para o cálculo do fluxo em cada um dos nós da malha usa-se uma transformação Booleana $(Jn)_{ij}$ que ordena os índices dos elementos, levando assim a uma globalização da informação local dada pelas matrizes C_n, f_n . Esta ordenação permite expressar os valores do vetor de fluxo ϕ com os índices locais I, J, K, e L em um único vetor Φ , sendo que os M componentes de Φ são especificados pela numeração globalizada de todos os valores únicos dos fluxos nodais na malha e nos seus contornos (Gomes et al., 1997).

A matriz $(Jn)_{ij}$, tem dimensão $4 \times M$, e é definida por:

$$(Jn)_{ij} = \delta_{i0} \delta_{jI} + \delta_{i1} \delta_{jJ} + \delta_{i2} \delta_{jK} + \delta_{i3} \delta_{jL} \quad (27)$$

A matriz globalizada dos coeficientes toma a forma

$$C = \sum_{n=1}^N Jn^T C_n Jn \quad (28)$$

e

$$f = \sum_{n=1}^N Jn^T fn \tag{29}$$

Assim, o cálculo do fluxo no volume pode ser feito com o somatório dos fluxos nodais obtidos, através da solução do sistema linear:

$$C\Phi = f, \tag{30}$$

onde C é a matriz global simétrica positiva-definida.

3. CASO EXEMPLO

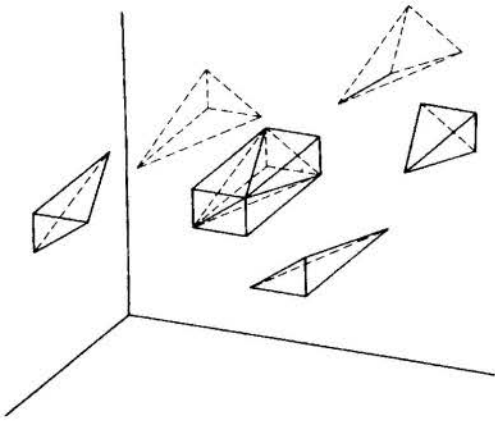


Figura 4 - Célula do caso exemplo formada por 5 elementos tetraédricos.

Como exemplo didático construímos uma malha regular com 32 nós formada por 45 elementos tetraédricos, conforme disposição mostrada nas figuras 4 e 5. Para o nosso caso, resolvemos apenas os dois primeiros termos da matriz C_n , ou seja, as duas primeiras integrais de volume. Colocamos, arbitrariamente, uma fonte de valor constante (100) disposta nos elementos formados pelos nós (6, 22, 25 e 26) e (10, 21, 22, 26). Também os parâmetros nucleares, isto é, as seções de choque macroscópica, foram arbitrariamente assumidas como unitárias. Com isto resolvemos o sistema linear $C\Phi = f$ para obtermos o cálculo do fluxo no volume.

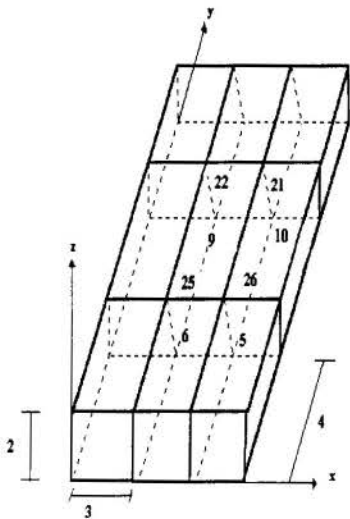


Figura 5 - Visualização do caso exemplo. Apenas os nós da célula central estão numerados para indicar a posição da fonte.

Na figura 6 apresentamos um resultado do cálculo computacional que nos mostra o perfil do fluxo normalizado no eixo x (relativo aos nós 0, 1, 2 e 3). Como não foi tratada a integral de superfície que representa o termo de fuga na equação de balanço, os valores plotados são resultados preliminares.

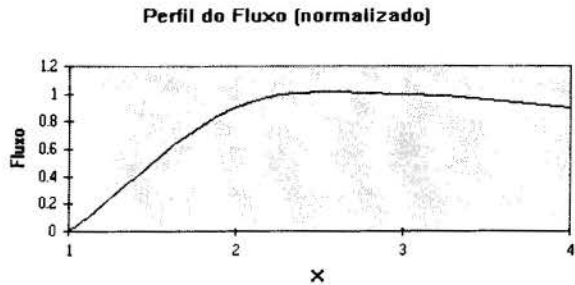


Figura 6 - Resultados preliminares do cálculo computacional.

4. FUTUROS TRABALHOS

Futuramente trabalharemos com malhas maiores onde modelaremos volumes de tecido com dados de fontes e de seções de choque macroscópica reais. Casos serão estudados onde as condições de superfície da matriz C_n serão avaliados.

5. REFERÊNCIAS

Fisher, J. C. Photons, Psychiatrics, and Physicians: A Practical Guide to Understanding Laser Light Interaction with Living Tissue, Part 1, *Journal of Clinical Laser Medicine & surgery* , Vol 10, n° 6, pp. 419 - 426, 1992.

Fisher, J. C. Photons, Psychiatrics, and Physiciaans: A Practical Guide to Understanding Laser Light Interaction with Living Tissue, Part 2: Basic Mechanisms of Tissue Destruction by Laser Beams, *Journal of Clinical Laser Medicine & surgery*, vol 11, n° 6, pp. 291-303, 1993.

Flock, S. T. et al. Monte Carlo Modeling of Light Propagation in Highly Scattering Tissues - 1: Model Predictions and Comparison with Diffusion Theory, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol 36, n° 12, pp. 1162-1168, December 1989.

Flock, S. T. et al. Monte Carlo Modeling of Light Propagation in Highly Scattering Tissues - 2: Comparison with Measurements in Phantoms, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*. vol 36, n° 12, pp. 1169-1173, December 1989.

Gomes, P.M.C; Leite, E. M.; Campos, T.P.R. Estudo de Transporte de Fótons pelo Método de Elementos Finitos, *Publicação Eletrônica em Anais do IV Encontro de Aplicações Nucleares* ,Poços de Caldas, Brasil, Agosto de 1997.

LeCarpentier, G. L. et al. Continuous Wave Laser Ablation of Tissue: Analysis of Thermal and Mechanical Events, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 40, n° 2, pp. 188-200, February 1993.

Lewis, E. E. Finite Element Approximation to the Even-Parity Transport Equation, *Advances in Nuclear Science and Technology*, vol 13.

Rastegar, S. et al. A Theoretical Study of the Effect of Optical properties in Laser Ablation of Tissue, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 36, n° 12, pp. 1180-1187, December 1989.

Schomacker, K. L. et al. Thermal Damage Produced by High-Irradiance Continuous wave CO₂ Laser Cutting of Tissue, *Lasers in Surgery and Medicine*, vol. 10, pp. 74-84, 1990.

Stern, M. S. Feature Article - Applications of Laser in Medicine: The 1990's & Beyond , *Journal of Clinical Engineering*, vol 17, n° 5, pp. 391-397, September/October1992.

Van Germet, M. J.C & Welch, A. J. Time Constants in Thermal Laser Medicine, *Lasers in Surgery and Medicine*, vol. 9, pp. 405-421, 1989.

Yang, T. Y. *Finite Element Structural Analysis*, Prentice-Hall, 1986.

PAPER CODE: COB1425

**ANÁLISE DO MÉTODO DE ORDENADAS DISCRETAS:
DISCRETIZAÇÃO ANGULAR / ANALYSIS OF THE DISCRETE ORDINATE
METHOD: ANGULAR DISCRETIZATION**LUÍS MAURO MOURA, DOMINIQUE BAILLIS & JEAN-FRANÇOIS SACADURA
*Institut des Sciences Appliquées de Lyon - CETHIL/TIM, ESA CNRS 5008 - 20, Av. Albert Einstein bât. 404 -
69621 Villeurbanne Cedex - France E-mail: luis@ibjfs.insa-lyon.fr - luis@lmpt.ufsc.br***Abstract**

This work presents a numerical analysis of different sets of quadratures involved in a discrete ordinate method used to solve the Equation of Radiative Transfer (ETR). Two different quadratures are derived from the classical Gauss and Radau ones, with the imposed condition of satisfying key half-moments of the radiative intensity. This set of quadratures are obtained through a simple translation in the Gauss or Radau full-range scheme $[-1, 1]$ to the half-range $[0, 1]$. These quadratures are compared to cases previously analyzed by Fiveland (1985, 1987) for a slab of isotropic conservative scattering or absorbing-emitting gray medium. The results obtained with the two new set of quadratures, for the net radiative flux and the incident energy to different range of optical thicknesses and the S2, S4, S6, S8, S10, S12 ordinate sets, show a good accuracy.

Keywords

radiação térmica, ordenadas discretas, meio semitransparente, quadratura
radiative heat transfer, discrete ordinate method, semitransparent materials, quadrature

1. INTRODUÇÃO

Neste século vários métodos foram desenvolvidos para calcular as trocas térmicas por radiação entre superfícies e/ou meio para diversas aplicações. Como exemplo, pode-se citar: fornos, indústria aeroespacial, indústria nuclear, combustão, problemas atmosféricos e estelares, leitos fluidizados, entre outros.

Inicialmente, devido a inexistência de computadores eficazes, diversos métodos analíticos, muitas vezes complicados, foram desenvolvidos. Geralmente obtém-se expressões finais que podem ser aproximadas ou expandidas através de séries, desta forma, inexatas.

Muitos métodos entretanto não podem ser utilizados de uma maneira geral, isto é, como problemas com acoplamento com outra forma de transferência de calor, meio não cinzentos (sobretudo gases), com difusão anisotrópica ou propriedades variáveis conforme a posição, temperatura ou pressão, ou então com geometrias complexas.

Tentando resolver estes problemas vários métodos numéricos foram criados, pode-se citar o método de Monte Carlo, de zonas, de multifluxos e o de momentos. O método de ordenadas discretas (OD) faz parte do método de multifluxos. Ele foi utilizado inicialmente por Chandrasekhar (1960) para a solução de problemas de astrofísica. Em seguida, Carlson e Lathrop (1968) desenvolveram uma solução aplicada à equação de transporte de nêutrons. Desde então, o método OD foi amplamente utilizado por diversos pesquisadores devido a facilidade em tratar os vários casos listados no parágrafo anterior.

Muitos trabalhos são encontrados na literatura utilizando ou avaliando o método de ordenadas discretas para uma geometria unidimensional cartesiana. Nicolau (1994) e Doermann (1995) determinam as propriedades radiativas de materiais fibrosos fortemente anisotrópicos utilizando uma quadratura proposta por Nicolau (1994), específica para um meio com forte pico de espalhamento. Hendricks *et al.* (1996), estima as propriedades radiativas de materiais cerâmicos (ZrO_2 , SiC) para diferentes densidades de poros considerando dois tipos diferentes de funções anisotrópicas com uma quadratura S6. Fiveland (1987) propõe uma quadratura a pesos constantes que respeita os meio-momentos da radiação de maneira a melhorar a precisão do cálculo do fluxo. No entanto, ele só calculou para até 12 direções e uma particularidade deste método é de possuir uma convergência difícil quando o número de direções aumenta. Kumar *et al.* (1990) analisam diferentes tipos de quadratura: Gauss, Lobatto (Radau), Fiveland, Chebyshev e Newton-Cotes para determinar as respectivas precisões quando aplicadas a um meio fortemente anisotrópico. Kim (1990) usa o método OD para o cálculo dos fluxos e intensidades radiativas em um meio não cinzento para gases utilizando uma quadratura de Gauss, em geral com vinte direções. Jones *et al.* (1996) comparam valores teóricos a experimentais para as intensidades radiativas emitidas por esferas de aço aquecidas, considerando um problema acoplado com a equação de energia. Utilizam uma quadratura modificada que respeita somente os primeiros momentos (ordem 0,1 e 2) da radiação com um conjunto de direções favorável a sua disposição experimental. Gerstl *et al.* (1985) analisam a incidência do feixe solar na atmosfera utilizando uma quadratura de Gauss. Stamnes *et al.* (1988) formularam um método de OD para um meio não homogêneo. Propõem uma quadratura de Gauss aplicada separadamente entre $] -1,0[$ e $] 0,1[$ de maneira a respeitar os meio-momentos de radiação.

As quadraturas mais correntes são Gauss e Radau, utilizadas inicialmente por Chandrasekhar (1960). Entretanto, estas quadraturas não integram corretamente o fluxo nas paredes, visto que elas são definidas para um hemisfério inteiro. Desta maneira, pode-se obter erros consideráveis ou então necessitar um número elevado de direções para a obtenção da precisão desejada.

Neste trabalho, apresenta-se duas quadraturas que respeitam os meio-momentos de radiação e que são obtidas facilmente a partir de uma translação linear das quadraturas de Gauss e uma quadratura de Radau modificada. Este processo de translação já foi utilizado por Nicolau (1994) e Doermann (1996), entretanto eles não tinham como objetivo respeitar os meio momentos da radiação.

A translação da quadratura de Gauss apresenta as mesmas direções e ponderações do que o método descrito por Stamnes *et al.* (1988), mas obtida com uma evidente facilidade.

Analisa-se estas duas quadraturas em relação as quadraturas de Gauss, Radau e Fiveland. Considera-se o meio isotrópico, emissivo, absorvente, cinzento e com paredes com reflexão difusa, em uma geometria cartesiana unidimensional. Dispõe-se de soluções analíticas para três diferentes casos.

2. FORMULAÇÃO

Para um meio semitransparente, com geometria unidimensional cartesiana, absorvente, difuso, com propriedades radiativas constantes, em equilíbrio termodinâmico local e com simetria azimutal, a Equação de Transferência Radiativa (ETR) pode ser expressa como (Özisik, 1973):

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I(\tau, \mu) = (1 - \omega) I_b(T) + \frac{\omega}{2} \left[\int_0^1 I(\tau, \mu') p(\mu', \mu) d\mu' + \int_0^1 I(\tau, -\mu') p(\mu', -\mu) d\mu' \right] \quad (1)$$

onde τ é a espessura ótica do meio, $I(\tau, \mu)$ é a intensidade de radiação emitida pelo corpo negro à temperatura do meio, β é o coeficiente de extinção, ω é o albedo, p é a função de fase e os dois termos integrais representam o ganho por difusão para cada semi-hemisfério. Esta representação do termo integral em duas partes com domínio de integração entre $[0,1]$ é realizada de maneira a poder utilizar uma quadratura definida também em um semi-hemisfério, como no caso do fluxo e condições de contorno.

Considera-se como condição de contorno faces opacas, difusas em emissão e reflexão com as intensidades dadas por:

$$\begin{cases} \tau = 0 \rightarrow I(0, \mu) = \varepsilon_1 I_b(T_1) + 2(1 - \varepsilon_1) \int_0^1 I(0, -\mu') \mu' d\mu' & \mu > 0 \\ \tau = \tau_0 \rightarrow I(\tau_0, \mu) = \varepsilon_2 I_b(T_2) + 2(1 - \varepsilon_2) \int_0^1 I(\tau_0, \mu') \mu' d\mu' & \mu < 0 \end{cases} \quad (2)$$

onde ε_1 é a emissividade da parede 1, ε_2 é a emissividade da parede 2 e T_1 e T_2 são respectivamente as temperaturas das paredes 1 e 2.

A equação (1) é do tipo integrodiferencial, sua solução pelo método OD é constituída de duas etapas: *i*) uma discretização angular, sendo o termo integral substituído por uma soma quadrática das intensidade radiativas. Desta maneira, obtém-se um conjunto de equações diferenciais parciais de primeira ordem; *ii*) uma discretização espacial, considerando um volume de controle, para a solução das equações diferenciais parciais.

Considera-se uma função de interpolação linear para o calculo da variação da intensidade radiativa no interior do volume, desta forma os resultados podem ser comparados diretamente com Fiveland (1987). Obtém-se então, a partir da eq. (1), uma equação discretizada na seguinte forma:

$$I_{i+1/2,j} = \frac{S_{i+1/2,j} \alpha_j / 2 + I_{i,j}}{1 + \alpha_j / 2} \quad (3)$$

sendo

$$\alpha_j = \frac{\Delta \tau_{i+1/2}}{\mu_j} \quad ; \quad S_{i+1/2,j} = (1 - \omega) I_b(T_{i+1/2}) + \frac{\omega}{2\beta} \left[\sum_{n=1}^{N/2} w_n (p_{nj} I_{i+1/2,n} + p_{-nj} I_{i+1/2,-n}) \right]$$

onde o índice $i+1/2$ representa o centro do volume situado entre as faces de índice i e $i+1$. Na eq. (3), $I_{i,j}$ é um valor conhecido e calcula-se $I_{i+1/2,j}$ através de várias iterações, atualizando o termo fonte $S_{i+1/2,j}$. As ponderações são representadas por w_n e são associadas as direções μ_n .

As condições de contorno são obtidas a partir da eq. (2):

$$\begin{cases} I(0, \mu_j) = \varepsilon_1 I_b(T_1) - 2(1 - \varepsilon_1) \sum_{\mu_n < 0} w_n \mu_n I(0, \mu_n) & \mu_j > 0 \\ I(\tau_0, \mu_j) = \varepsilon_2 I_b(T_2) + 2(1 - \varepsilon_2) \sum_{\mu_n > 0} w_n \mu_n I(\tau_0, \mu_n) & \mu_j < 0 \end{cases} \quad (4)$$

O fluxo de calor, q , e a radiação incidente, G , são definidos como:

$$q_i = 2\pi \sum_{n=1}^{N/2} w_n \mu_n (I_{i,n} - I_{i,-n}) \quad G_i = 2\pi \sum_{n=1}^{N/2} w_n \mu_n (I_{i,n} + I_{i,-n}) \quad (5)$$

2.1 Tipos de quadratura

A discretização angular realizada na eq. (1) substitui o termo integral por um somatório ponderado de valores discretos. Em princípio não existe quadratura perfeita para integrar qualquer função. Carlson e Lathrop (1968) propuseram que a quadratura deve respeitar os momentos da radiação M_k :

$$M_k = \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) \mu^k d\mu = \sum_{n=1}^N w_n \mu_n^k f(\mu_n) = \begin{cases} 2/(k+1) \quad \forall k \text{ par} \\ 0 \quad \forall k \text{ ímpar} \end{cases} \quad (6)$$

onde M_k é o i -ésimo momento de radiação. Entretanto, a partir de um formalismo matemático, a quadratura de Gauss (Chandrasekhar, 1960) possui a capacidade de integrar corretamente os momentos de ordem $2N$ entre $[-1,1]$. Chama-se atenção ao fato que para que a integração seja exata o produto $I(\tau, \mu) \mu^k$ deve ser escrito na forma de um polinômio de Legendre de ordem $2N-1$. A quadratura de Radau segue o mesmo formalismo, mas fixa-se os limites -1 e 1 , reduzindo-se assim a ordem do polinômio de Legendre integrado corretamente para $2N-3$. No entanto, um número pequeno de direções na solução da ETR não apresenta bons resultados devido a não capacidade dessa quadraturas de calcular as integrais entre $[-1,0]$ e $[0,1]$.

Fiveland (1987) propõe uma quadratura que respeita os meio-momentos de maneira que:

$$\sum_{k=0}^{N-1} \int_0^1 \mu^k d\mu = \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{n=1}^N w_n \mu_n^k = \frac{1}{k+1} \quad (7)$$

Considerando as ponderações constantes, obtém-se um sistema de equações não lineares, os quais Fiveland (1987) resolveu pelo método de Newton-Raphson para até 12 direções. Entretanto este sistema de equações é de convergência difícil quando se aumenta o número de direções. Pode-se também alterar os valores das ponderações de maneira a se obter um conjunto de direções desejáveis (a ponderação representa o ângulo sólido a qual se associa uma direção μ) porém nem sempre uma solução é encontrada.

Obtém-se a quadratura de Gauss modificada a partir de uma simples translação linear das direções e ponderações na seguinte forma:

$$\mu'_j = (\mu_j + 1)/2 \quad w'_j = w_j/2 \quad (8)$$

A quadratura de Radau modificada é obtida através de uma quadratura obtida utilizando a subrotina DGQRUL do IMSL, fixa-se somente um extremo da quadratura (NFIX=1), quando se fixa os dois extremos obtém-se a quadratura de Radau. Após, aplica-se a eq. (8) para a translação a $]0,1]$. Não é desejado ter a direção $\mu=0$ na quadratura pois provocaria uma divisão por zero, no cálculo do parâmetro α_j , eq. (3). Na Tabela (1) lista-se os valores obtidos para as quadraturas de Gauss modificada e de Radau modificada para até 12 direções. Nota-se

que a quadratura de Gauss modificada possui as direções simétricas a $\mu=0.5$ e com o aumento do número de direções há uma tendência de concentração das direções próximo a $\mu=0$ e $\mu=1$.

As figuras 1 e 2 mostram os desvios percentuais das quadraturas de Gauss - **G**, Fiveland - **F**, Gauss modificada - **GM**, Radau - **R** e Radau modificada - **RM** para 4 e 12 direções. Na figura 1 são avaliados os momentos pares entre $[-1,1]$. Nota-se um bom comportamento de todas as quadraturas para os primeiros momentos (0, 2, 4,...), entretanto com um desvio maior para as quadraturas de somente quatro direções. Apresenta-se, na figura 2, os desvios das quadraturas em relação aos meio-momentos de radiação. Observa-se, como previsto, um forte acréscimo dos desvios para a ordem 1 nas quadraturas de Radau e Gauss.

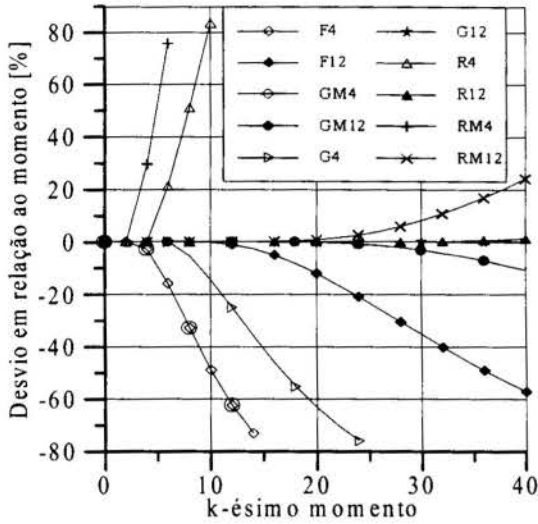


Figura 1: Erro percentual no cálculo dos momentos para 4 e 12 direções.

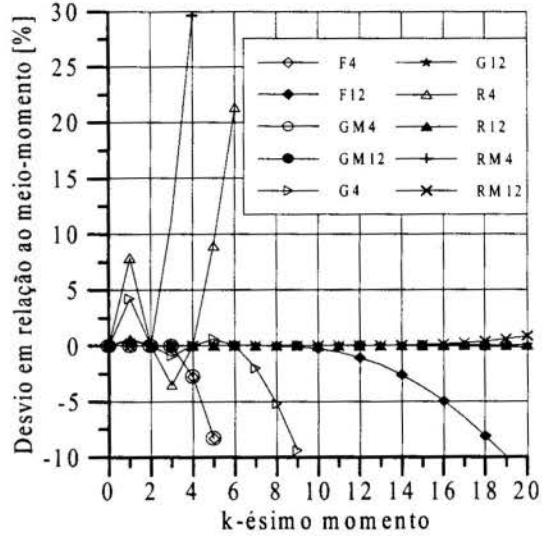


Figura 2: Erro percentual no cálculo dos meio-momentos para 4 e 12 direções.

3. RESULTADOS

Apresenta-se a seguir três casos testes para as cinco diferentes quadraturas os quais podem ser comparados com soluções exatas listadas por Fiveland (1985, 1987). Variou-se a espessura ótica e emissividades e apresenta-se os resultados considerados representativos. No primeiro caso, considera-se um meio conservativo ($\omega=1$) com difusão isotrópica e paredes negras ($\epsilon_1=\epsilon_2=1$), com temperatura T_1 constante e T_2 nula. Neste caso, o fluxo é conservativo, ou seja, constante em qualquer posição do meio. No segundo caso, as paredes possuem uma reflexão difusa. No terceiro caso, o meio é somente absorvente ($\omega=0$), mantido a uma temperatura constante e temperatura nula nas paredes. Todas as variáveis são definidas em dupla precisão e considera-se que o sistema atingiu a convergência quando o campo de intensidades radiativas possuir uma variação inferior a 10^{-15} . O número de volumes utilizado é calculado conforme a equação apresentada por Fiveland (1985), de maneira a evitar intensidades radiativas negativas ou com oscilações:

$$\Delta\tau < 0.4 \text{ MIN}|\mu_n| \text{ para } n=1, \dots, N \quad (9)$$

Nas figuras 3 e 4 vê-se o erro no cálculo do fluxo e radiação incidente para o problema com paredes negras. Nota-se que para duas direções ($N=2$) as quadraturas **GM** e **F** apresentam o mesmo resultado. Para este número de direções as duas quadraturas são

idênticas e o mesmo acontece com as quadraturas de **R** e **RM**. A quadratura de **RM** equiparase a **G** com $N=4$ e torna-se equivalente a **G** e **F** para $N>6$.

Tabela 1: Direções e ponderações para as quadraturas de Gauss modificada e Radau modificada.

Gauss Modificada		
ordem	$\pm\mu_j$	w_j
GP2	.500000000000000	1.000000000000000
GP4	.21132486540518	.500000000000000
	.78867513459481	.500000000000000
GP6	.11270166537925	.277777777777777
	.500000000000000	.444444444444444
	.88729833462074	.277777777777777
GP8	.06943184420297	.17392742256872
	.33000947820757	.32607257743127
	.66999052179242	.32607257743127
	.93056815579702	.17392742256872
GP10	.04691007703066	.11846344252809
	.23076534494715	.23931433524968
	.500000000000000	.284444444444444
	.76923465505284	.23931433524968
	.95308992296933	.11846344252809
GP12	.03376524289842	.08566224618958
	.16939530676686	.18038078652406
	.38069040695840	.23395696728634
	.61930959304159	.23395696728634
	.83060469323313	.18038078652406
	.96623475710157	.08566224618958

Radau Modificada		
ordem	$\pm\mu_j$	w_j
RP2	1.000000000000000	1.000000000000000
RP4	.333333333333333	.750000000000000
	1.000000000000000	.250000000000000
RP6	.15505102572168	.37640306270046
	.64494897427831	.51248582618842
	1.000000000000000	.111111111111111
RP8	.08858795951270	.22046221117676
	.40946686444073	.38819346884317
	.78765946176084	.32884431998006
	1.000000000000000	.062500000000000
RP10	.05710419611451	.14371356079122
	.27684301363812	.28135601514946
	.58359043236891	.31182652297574
	.86024013565621	.22310390108357
	1.000000000000000	.040000000000000
RP12	.03980985705146	.10079419262674
	.19801341787360	.20845066715595
	.43797481024738	.26046339159478
	.69546427335363	.24269359423448
	.90146491420117	.15982037661025
	1.000000000000000	.027777777777777

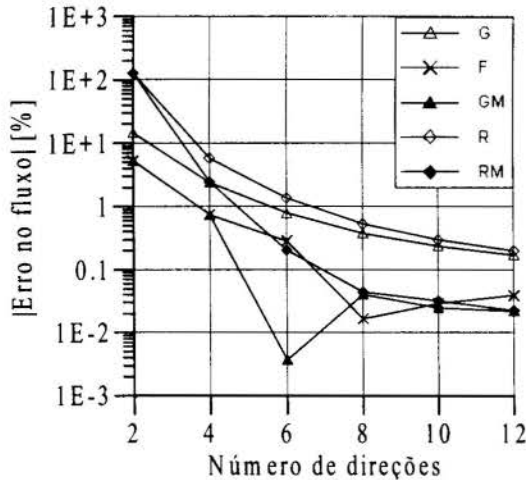


Figura 3: Erro percentual no cálculo do fluxo para $\tau_0=0.5$, $\omega=1$, $\varepsilon_1=\varepsilon_2=1$ para as cinco quadraturas.

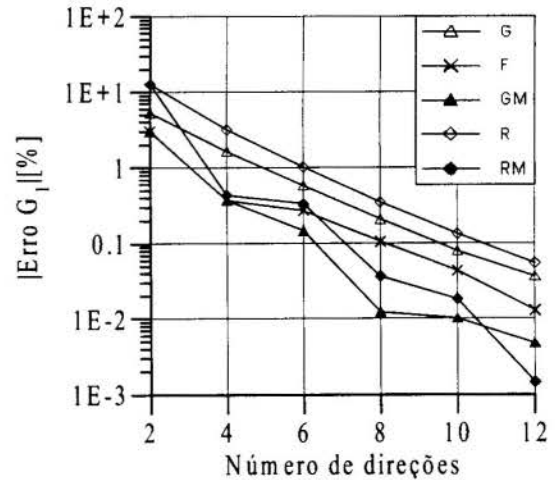


Figura 4: Erro percentual no cálculo da radiação incidente na parede 1 para $\tau_0=0.5$, $\omega=1$, $\varepsilon_1=\varepsilon_2=1$ para as cinco quadraturas.

Nas figura 5 e 6 apresenta-se os resultados de fluxo e de radiação incidente para o um problema com reflexão difusa nas paredes. Observa-se o mesmo comportamento que o caso anterior. Entretanto, para $N \geq 8$ nota-se que as quadraturas de **F**, **GM**, **RM** tornam-se equivalentes. Este comportamento aparece sobretudo com o aumento da espessura ótica.

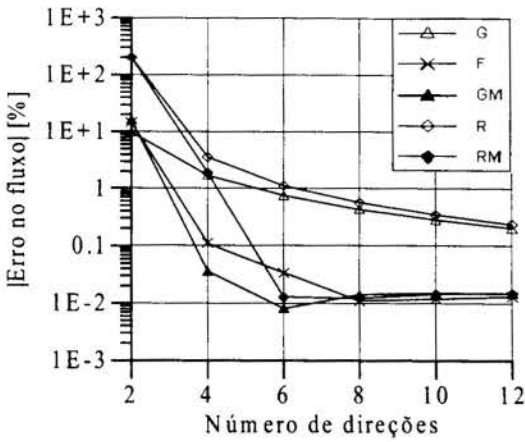


Figura 5: Erro percentual no cálculo do fluxo para $\tau_0=3$, $\omega=1$, $\varepsilon_1=0.8$, $\varepsilon_2=0.1$ para as cinco quadraturas.

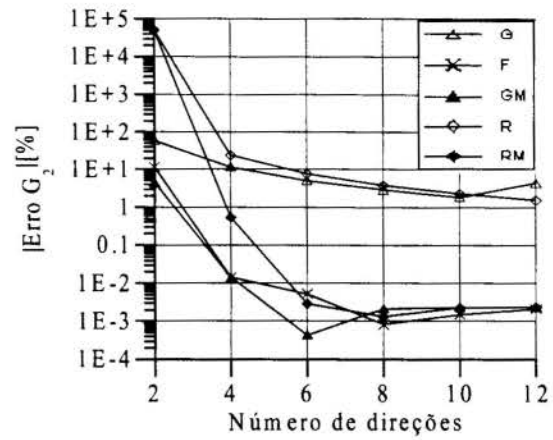


Figura 6: Erro percentual no cálculo da radiação incidente na parede 2 para $\tau_0=3$, $\omega=1$, $\varepsilon_1=0.8$, $\varepsilon_2=0.1$ para as cinco quadraturas.

As figuras 7 e 8 mostram um problema com somente absorção e temperatura constante no meio. Observa-se o bom resultado das quadraturas de **GM** e **RM** em relação as outras.

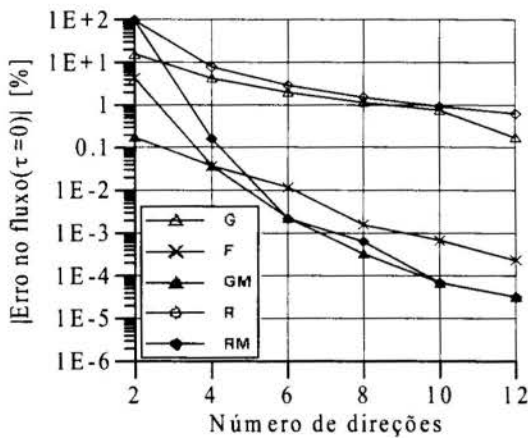


Figura 8: Erro percentual no cálculo do fluxo para $\tau_0=5$, $\omega=0$, $\varepsilon_1=\varepsilon_2=1$ para as cinco quadraturas.

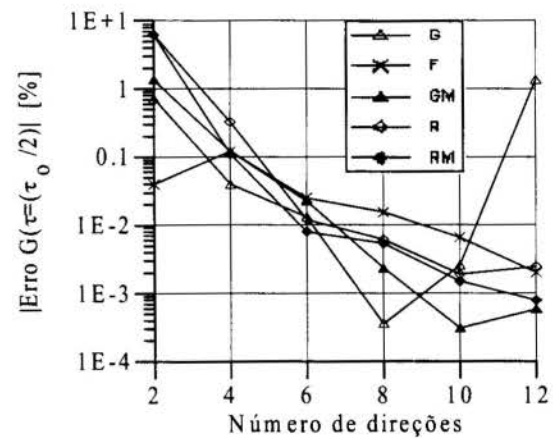


Figura 9: Erro percentual no cálculo da radiação incidente no centro do meio para $\tau_0=5$, $\omega=0$, $\varepsilon_1=\varepsilon_2=1$ para as cinco quadraturas.

As quadraturas de **GM** e **RM** embora apresentem melhores resultados, necessitam de um tempo de computação mais elevado, sobretudo para as quadraturas de ordem mais elevadas. Este fato é devido a necessidade de um número de volumes maior causado pela existência de direções mais próximas de $\mu=0$ de maneira a respeitar a condição da eq. (9), evitando-se assim oscilações na solução, ou intensidades radiativas negativas.

4. CONCLUSÃO

As quadraturas de **GM** e **RM** demonstraram excelentes resultados quando comparadas as quadraturas de **F**, **G**, **R**. A quadratura de **RM** apresentou a mesma ordem de erros de **GM** e **F** a partir de $N=6$, o que a torna interessante para aplicações onde se deseja obter a direção $\mu=1$. Entretanto, as quadraturas de **GM** e **RM** necessitam de muito mais volumes e iterações para convergência quando o número de direções aumenta, considerando uma interpolação linear

para a discretização linear, podendo torna-las proibitivas na-utilização de uma quadratura angular fina.

5. AGRADECIMENTOS

O primeiro autor deste trabalho agradece o suporte financeiro do CNPq (*Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - Brasil*).

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

CARLSON, B.G. & LATHROP, K.D. *Transport Theory - The Method of Discrete Ordinates*, In: *Computing Methods in Reactor Physics*. Edited by H. Greespan, C. N. Kleber and D. Okrent. New York : Gordon and Breach, pp.171-266, 1968.

CHANDRASEKHAR, S. *Radiative Transfer*. New York : Dover Publication, 393p. 1960.

DOERMANN, D. *Modélisation des transferts thermiques dans des matériaux semi-transparents de type mousse à pores ouverts et prédiction des propriétés radiatives*. Thèse de doctorat n° 95ISAL0010, INSA, Lyon, 271p. 1995.

FIVELAND, W.A. Discrete ordinate methods for radiative heat transfer in isotropically and anisotropically scattering media. *J. of Heat Transfer*, Vol. 109, pp.809-812, 1987.

FIVELAND, W.A. Discrete ordinate methods for radiative heat transfer in isotropically and anisotropically scattering media. *ASME HTD*. Vol. 49, pp.1-8, 1985.

GERSTL, S.A.W. and ZARDEVKI, A. Discrete-ordinates finite-element method for atmospheric radiative transfer and remote sensing. *Applied Optics*, Vol. 24, pp.81-93, 1985.

HENDRICKS, T.J. & HOWELL, J.R. Absorption/scattering coefficients and scattering phase functions in reticulated porous ceramics. *J. of Heat Transfer*, Vol. 118, pp.79-87, 1996.

IMSL, 2500 ParkWest Tower One, 2500 City Blvd., Houston, TX 77042.

JONES, P.D., MCLEOD, D.G. & DORAI-RAJ, D.E. Correlation of measured and computed radiation intensity exiting a packed bed. *J. of Heat Transfer*, Vol. 118, pp.94-102, 1996.

KUMAR, S., MAJUMDAR, A. & TIEN, C.L. The differential-discrete-ordinate method for solutions of the equation of radiative transfer. *J. Heat Transfer*, Vol. 112, pp.424-429, 1990.

NICOLAU, V.P. *Identificação das Propriedades Radiativas dos Materiais Semi-Transparentes Diffusantes*. Thèse de doctorat n° 94ISAL0001. INSA, Lyon 234p., 1994.

ÖZISIK, M.N. *Radiative transfer and interaction with conduction and convection*. New York: John Wiley and Sons, 575p., 1973.

STAMNES, K., TAY, S.C., WISCOMBE, W. & JAYAWEERA, K. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate method - radiative transfer in multiple scattering and emitting layered medium. *Applied Optics*, Vol. 27, No. 12, pp. 2502-2509, 1988.

PAPER CODE: COB1427

PREDICTION OF DIRECTIONAL SPECTRAL EMITTANCE OF AN ABSORBING AND SCATTERING CERAMIC MATERIAL AT HIGH TEMPERATURE

ROGÉRIO LOPES; LUÍS MAURO MOURA; AGNÉS DELMAS & JEAN-FRANÇOIS SACADURA
*Centre de Thermique de Lyon - CETHIL/TIM - 20, Avenue Albert Einstein (bât.404)
69621 Villeurbanne Cedex - France - E-mail : rogerio@ibjfs.insa-lyon.fr*

Abstract

Directional spectral emittance of an absorbing and scattering isotherm ceramic material (Al_2O_3) is predicted using a radiative model based on the discrete ordinates method associated to the control volume technique to solve the radiative transfer equation. The absorption (Q_a) and scattering (Q_s) efficiencies for incident radiation upon spherical particles of aluminum oxide are calculated from the Mie theory for a temperature range from 1200°C to 2020°C , the particle radius lying from $10\mu\text{m}$ to $50\mu\text{m}$, and a range of wavelengths from $2\mu\text{m}$ to $6\mu\text{m}$. These calculations are based on literature values of the complex index of refraction ($\tilde{n} = n - ik$) at high temperature for the monocrystal of sapphire (Al_2O_3). Independent scattering assumption is used. The limit of independent scattering theory is verified for a particle volume fraction ranging from 0.3 to 0.7. The spectral normal emittance of Al_2O_3 at high temperature is calculated increasing the thickness to identify the 'infinite thickness'. Calculations are performed and analyzed for different particle radius and medium temperatures.

Keywords

Emittance, semitransparent media, ceramic material, high temperature, discrete ordinates method.

1. INTRODUCTION

Many modern technologies involve reticulated porous ceramics (semitransparent material) at a temperature level high enough for thermal radiation to have a significant participation in the global heat transfer. Some examples are advanced energy and combustion system such as low NO_x combustion burners, next-generation jet engines, and ceramic automobile engines (Hendricks *et al.*, 1996). One may also consider space vehicles and solar thermal systems that also use reticulated porous ceramic and in which radiation is the dominant mode of heat transfer. The knowledge of the directional spectral emittance for absorbing and scattering porous ceramics at high temperature is the key optimised application of these systems. However, spectral emittance data found in literature present a very large discrepancy in the spectrum range where the material is semitransparent. It is generally conceded that many discrepancies are due to differences material characteristics (porosity, grain size, purity, and surface roughness), (Chermame *et al.*, 1996). However effects of variations of these parameters on emittance have not yet been sufficiently defined. This study aims at predicting the emittance for an isothermal medium made of a monodispersion of spherical particles of aluminum oxide using a radiative model based on the discrete ordinates method to solve the radiative transfer equation.

2. MIE EXTINCTION AND ABSORPTION EFFICIENCIES

To predict radiative transfer in these types of materials it is necessary to study how a single particle interacts with incident radiation upon it and its own emission. The absorption and scattering characteristics of a single particle are defined by the equations of electromagnetic field. Physically, they can be explained by the process of reflection, refraction and diffraction. Scattering and absorption characteristics of a particle are governed by three factors: the particle shape, its size relative to the radiation wavelength, and optical properties of the particle and of the surrounding medium (Tien, 1988).

From the complex refraction index, the scattering (Q_s) and absorption (Q_a) efficiencies describing interaction between radiation and a spherical particle can be calculated from the Mie theory. Fundamental equations of this theory and the concerning details are given in general literature. The Mie computational procedure used in this study, and programmed by Dembele (Dembele *et al.*, 1996), is based on the method developed by Wang *et al.* (1991).

Let's consider a monodispersion of spherical particles, whose radiative properties can be expressed as (Brewster *et al.*, 1982):

$$\sigma_a = 1.5 \frac{Q_a f_v}{d} \quad \sigma_e = 1.5 \frac{Q_e f_v}{d} \quad \sigma_s = \sigma_e - \sigma_a \quad \omega = \frac{\sigma_s}{\sigma_e} \quad (1)$$

where σ_a , σ_s and σ_e are respectively the absorption, scattering and extinction coefficient, ω is the albedo, which is the ratio of the scattering to the extinction coefficients, Q_a and Q_e are respectively the absorption and extinction efficiency factors, f_v is the particle volume fraction and d is the particle diameter. To calculate Q_e and Q_a with Mie theory we need the particle diameter and the complex refractive index.

2.1 Index of Refraction

Measurements of the complex index of refraction of sapphire monocrystal (aluminum oxide) have been made by a large number of authors (Oppenheim *et al.*, 1962; Gryvnak *et al.*, 1965; Wray *et al.*, 1969, Myers *et al.*, 1986). The values of the complex refractive index ($\tilde{n} = n - ik$), where n and k are known to be real refractive index and absorption index respectively, adopted by Plass (1965) have been used for the Mie theory calculation. Plass (1965) adopted the data measured by Gryvnak *et al.* (1965) after a study of their data. In this work, Plass (1965) obtained the complex part of the index of refraction (k) by an elementary calculation from their measured absorption coefficient (σ_a). The real part of the index of refraction (n) was obtained by applying a linear temperature correction to the values measured by Malitson (1962).

Table 1: Complex Refractive Index of Aluminum Oxide (Plass, 1965).

Temperature	1200°C		1500°C		1600°C		1700°C	
	n	k	n	k	n	k	n	k
1	1.785	6.0E-8	1.794	6.0E-8	1.797	6.0E-8	1.794	6.0E-8
2	1.775	5.3E-8	1.784	5.3E-8	1.787	5.3E-8	1.784	5.3E-8
3	1.745	1.9E-7	1.754	1.9E-7	1.757	1.9E-7	1.754	1.9E-7
4	1.715	1.4E-5	1.724	1.4E-5	1.727	1.4E-5	1.724	1.4E-5
5	1.665	1.6E-4	1.674	1.6E-4	1.677	1.6E-4	1.674	1.6E-4
6	1.575	9.1E-4	1.584	9.1E-4	1.587	9.1E-4	1.584	9.1E-4

The absorption coefficient spectra (σ_a) from Gryvnak et al. (1965) and real part of the index of refraction (n) from Plass (1965) are compared favorably by Myers et al. (1986) to their results. Myers et al. (1986) gave a method for determination of the optical properties of nonscattering semitransparent materials at high temperature from measurements of two independent radiative properties (emissivity and reflectivity). Our calculations are performed using values of the complex refractive index of aluminum oxide from Plass (1965), which are recorded in table 1.

2.2 Independent Scattering

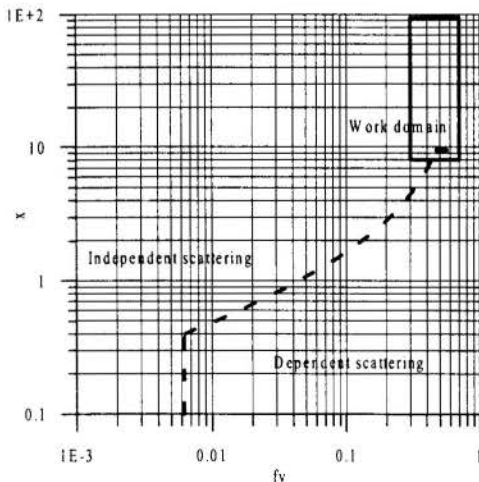
Independent scattering is the commonly used assumption whereby each particle in a system acts independently in regard to absorption and scattering mechanisms, as if not influenced by the presence of neighboring particles. Under this consideration the energy scattered by a system of particles is the algebraic sum of the energy scattered by each particle. Multiple scattering between particles is accounted for in the integration term of the radiative transfer equation. When the particles are densely packed the assumption of independent scattering is not valid any more.

Experiments have shown that the key parameter in determining the onset of dependent scattering is the interparticle spacing to wavelength ratio c/λ (Brewster et al., 1982 and Yamada *et al.*, 1986). The occurrence of dependent scattering can be monitored by evaluating c/λ through the approximate formula for δ/d , the ratio of center-to-center particle spacing to diameter in a rhombohedral array (Brewster *et al.*, 1982), where:

$$\delta = c + d \qquad \frac{\delta}{d} = \frac{0.9}{f_v^{1/3}}$$

$$x = \frac{\pi d}{\lambda} \qquad \text{such that} \qquad \frac{c}{\lambda} = \left(\frac{0.9}{f_v^{1/3}} - 1 \right) \frac{x}{\pi} \qquad (2)$$

Limits of validity for the independent theory were suggested by Yamada (1986) in agreement with Hottel (1970) and Brewster (1982) data experiments. The criterion for dependent scattering is summarized in figure 1 from Yamada (1986).



for $x \leq 0.40$ $f_v \geq 6.25 \times 10^{-3}$

for $0.40 < x \leq 9.5$ $f_v \geq \frac{0.741}{(1 + 1.56/x)^3}$

for $x > 9.5$ no observable dependent effect

Figure 1: Work domain, dependent and independent scattering regimes.

In the horizontal broken line at $x=9.5$, the limit is ambiguous as discussed by Cartigny (1986). However for $x=14$ to 79 and $f_v=0.7$, dependent effects have not been observed experimentally (Brewster *et al.*, 1982 and Yamada *et al.*, 1986).

Independent scattering theory is verified for a particle volume fraction ranging from 0.3 to 0.7 and a particle size parameter from 8 to 94, i.e., a range of wavelengths from $2\mu\text{m}$ to $6\mu\text{m}$ and a particle radius from $15\mu\text{m}$ to $60\mu\text{m}$.

As shown in figure 1 we will consider that for the studied ceramics the ranges of f_v and x define a work domain that is situated in a zone where independent scattering can be assumed.

Under the assumption of independent scattering and using the values of the complex refractive index previously presented in table 1, calculations were performed to evaluate the efficiency factors Q_e and Q_a through Mie theory. Variations of these factors versus the wavelength are presented in figure 2 for several temperatures with a particle diameter of $20\mu\text{m}$.

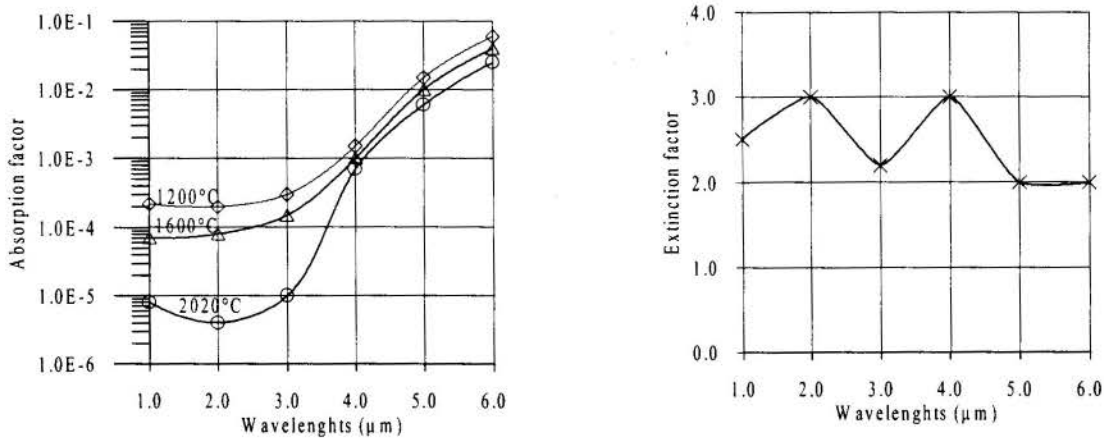


Figure 2: Absorption (Q_a) and extinction (Q_e) factor for radius particle= $10\mu\text{m}$.

As discussed previously these factors provide values for the absorption and extinction coefficients as well as the albedo.

3. RADIATIVE TRANSFER EQUATION

The Radiative Transfer Equation (RTE) describes the variation of the spectral radiation intensity in a direction, as a function of the optical depth, in an absorbing-emitting-scattering medium. Separating the intensity into forward and backward components, the RTE for a plane slab of a semitransparent homogeneous medium, with azimuthal symmetry, can be written in the following form:

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I(\tau, \mu) = (1 - \omega) I_b(T) + \frac{\omega}{2} \left[\int_0^1 I(\tau, \mu') p(\mu', \mu) d\mu' + \int_0^1 I(\tau, -\mu') p(\mu', -\mu) d\mu' \right] \quad (3)$$

where μ is the cosine of the direction of the propagation in the medium, $I(\tau, \mu')$ is the spectral intensity of the radiation, $I_b(T)$ is the blackbody intensity, τ is the optical coordinate, T is the absolute temperature, ω is the albedo from eq.(1), and the $p(\mu, \mu')$ is the scattering phase function that is isotropic in this case. The boundary conditions at an isothermal semitransparent medium without incident radiation, can be expressed in this form:

$$\begin{aligned} \tau = 0 & \quad I(0, \mu) = 0 & \quad \mu > 0 \\ \tau = \frac{\tau_0}{2} & \quad I\left(\frac{\tau_0}{2}, \mu\right) = I\left(\frac{\tau_0}{2}, -\mu\right) & \quad \mu < 0 \end{aligned} \quad \begin{aligned} 0 < \tau < \frac{\tau_0}{2} & \quad T_{(\tau)} = T_0 \end{aligned} \quad (4)$$

Then the directional spectral emittance can be defined as:

$$\varepsilon(\tau_o, \mu, T_o) = \frac{I(\tau_o, \mu)}{I_b(T_o)} \quad \mu > 0 \quad (5)$$

4. INFINITE THICKNESS

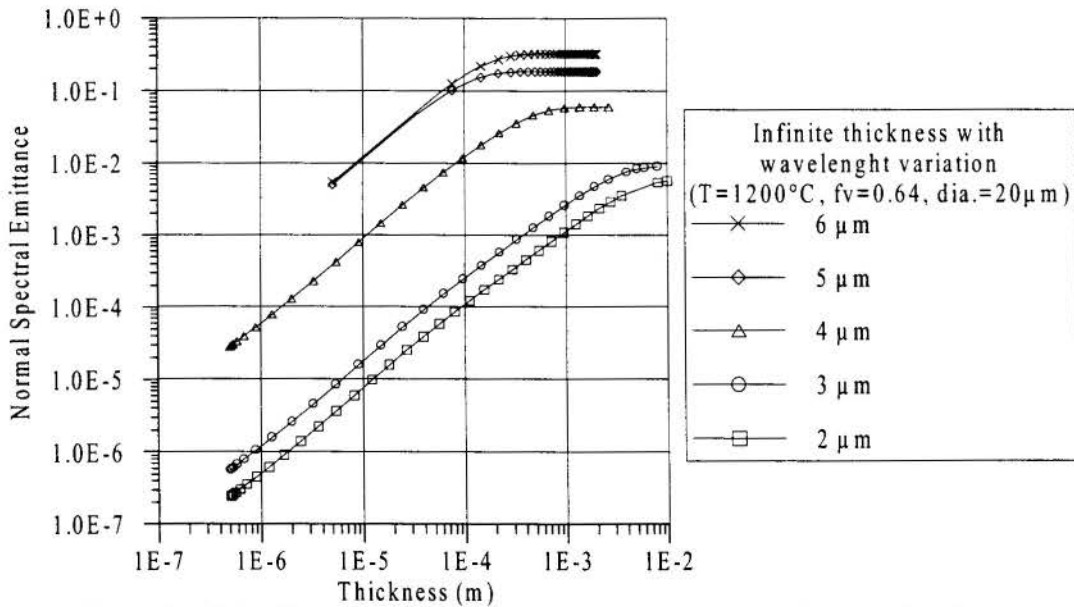


Figure 3: Infinite Thickness for $T=1200^{\circ}\text{C}$, $f_v=0.64$ and $\text{dia.}=20\mu\text{m}$ and various wavelength.

The normal spectral emittance is plotted figure 3. It is computed from eq.(5), as a function of thickness for an isothermal porous ceramics with a volume fraction of 0.64 and a particle diameter of $20\mu\text{m}$. The radiative properties come from the Mie theory to solve the RTE eq.(3).

The emittance increases with increasing thickness and becomes substantially constant for values of thickness greater than about 10mm. This gives more meaning to the term 'infinite thickness'. In fact if we consider a slab of thickness greater than 10mm, the value of the normal spectral emittance will be the one obtained for the 'infinite thickness' (10mm).

5. EMITTANCE PREDICTION

Figure 4 shows angular variation of the spectral emittance for ceramics with f_v equal to 0.64, wavelength value of $5\mu\text{m}$ and particle diameter equal to $20\mu\text{m}$ for several medium temperature.

In the spectral range from $2\mu\text{m}$ to $6\mu\text{m}$, alumine becomes semitransparent, i.e., its absorption coefficient is very low. In this particular case, the albedo is very high (close to one) then the emittance will be small.

Increasing the absolute temperature of the ceramic material the spectral emittance increases very slowly. This behavior can be explained by a little variation of the absorption coefficient between 1200°C and 2020°C (figure 2) and the fact that its albedo is constant and close to one.

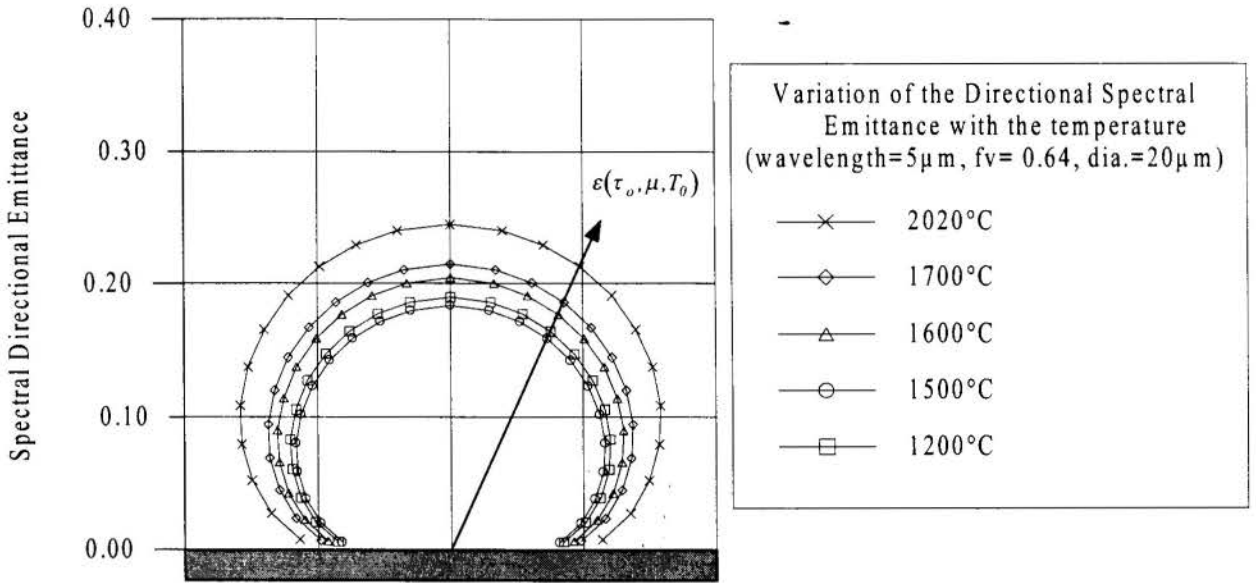


Figure 4: Temperature effect in Directional Spectral Emittance.

The spectral emittance at 1200°C is greater than at 1500°C because the extinction coefficient at 1200°C ($\sigma_e=133082.3641$, $\omega=0.994955$) is greater than the extinction coefficient at 1500°C ($\sigma_e=132352.4567$, $\omega=0.994568$) and its albedos are very close to unite.

Figure 5 shows the angular variation of the spectral emittance for ceramics with $f_v=0.64$, wavelength of $5\mu m$ and of temperature medium $1700^\circ C$, having various particle diameter. Increasing the particle diameter the spectral emittance increases significantly. This fact can be explained by the reduction of albedo and the constancy of the extinction coefficient with particle diameter reduction.

Spectral emittance for a particle diameter of $40\mu m$ is greater than for a particle diameter of $50\mu m$ because albedo for $50\mu m$ ($\sigma_e=102763.4113$, $\omega=0.964445$) is greater than albedo for $40\mu m$ ($\sigma_e=109541.5160$, $\omega=0.963209$) and these extinction coefficient are very close to each other.

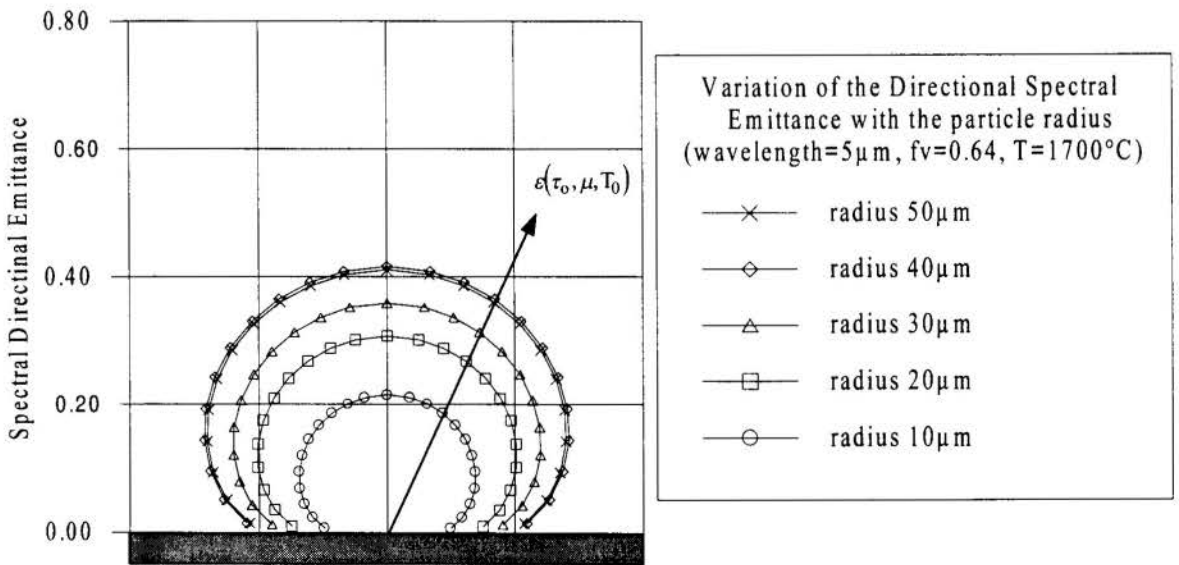


Figure 5: Particle radius effect in Directional Spectral Emittance.

6. CONCLUSIONS

The thermal radiation properties of a semitransparent porous ceramics usually vary significantly with the particle radius and the thickness of the slab, up to a constant value obtained for the infinite thickness which is characteristic of λ , d , T and f_v , where the emittance does not modify. Increasing the absolute temperature the spectral emittance increases very slowly. If the optical properties of the monocrystal and the material parameters (porosity, grain size and purity) are known as function of wavelength, the system can be used to compute the directional spectral emittance of ceramics at a given thickness.

This work is in progress, and it is hoped that it may predict the emittance of ceramics that are involved in many industrial applications at high temperatures.

7. ACKNOWLEDGMENT

The first author in this paper is supported by CNPq-Brazil (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico).

8. REFERENCES

- BREWSTER, M.Q. & TIEN, C.L. Radiative Transfer in Packed Fluidized Beds: Dependent Versus Independent Scattering, *Journal of Heat Transfer*, vol. 104, pp. 573-579, November 1982.
- CARTIGNY, J.D., YAMADA, Y. & TIEN, C.L. Radiative Transfer with Dependent Scattering by particles: Part 1 - Theoretical Investigation, *Transactions of the ASME*, vol.108, pp.608-613, August 1986.
- CHERMANNE, S., BLEUX, S., ECHEGUT, P. & GERVAIS, F. Study of the emittance of the Semi-Transparent Material by infrared emission spectroscopy, *14th ECTP, Proceedings*, Villeurbanne, France, 1996.
- DEMBELE, S., DELMAS A. & SACADURA, J.-F. Industrial Fires 3rd Seminar, *Workshop Proceedings* (Denmark: Roskilde), pp.175-183, September 1996.
- GRYNAK D.A. & BURCH D.E. Optical and Infrared Properties of Al_2O_3 at Elevated Temperatures, *Journal of the Optical Society of America*, 55, 6, pp. 625-629, 1965.
- HENDRICKS, T.J. & HOTTEL, H.C. Absorption/Scattering Coefficients and Scattering Phase Functions in Reticulated Porous Ceramics, *Journal of Heat Transfer*, pp. 79-87, February 1996.
- HOTTEL, H.C., SAROFIM, A.F., VASALOS, I.A. & DAZELL, W.H. Multiple Scatter: Comparison of Theory with Experimental, *Journal of Heat Transfer*, pp. 285-291, May 1970.
- JACKSON, J.D., AN, P. & FABREGAT, S.D. Measurement of the Total and Spectral Emittance of a Micro-porous Ceramic Material, *14th ECTP Proceedings*, Villeurbanne, France, 1996.
- MALITSON, I.H., Refraction and Dispersion of Synthetic Sapphire, *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 52, No. 12, pp. 1377-1379, December 1962.

MYERS V.H, ONO A. & DEWITT D.P. A Method for Measuring Optical Properties of Semitransparent Materials at High Temperatures, *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 2, pp. 321-326, 1986.

OPPENHEIM, U. P. & EVEN, U. Infrared Properties of Sapphire at Elevated Temperatures, *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 52, No. 9, pp. 1078-1079, September 1962.

PLASS G.N. Temperature Dependence of the Mie Scattering and Absorption Cross Sections for Aluminum Oxide, *Applied Optics*, Vol. 4, No. 12, pp. 1616-1619, 1965.

TIEN, C.L. Thermal Radiation in Packed and Fluidized Beds, *Transactions of the ASME*, vol.110, pp. 1230-1242, November 1988.

WANG, R.T. & VAN DE HULST, H.C. Rainbows: Mie computations and the Airy approximation, *Applied Optics*, Vol. 30, No. 1, pp. 106-117, 1991.

WRAY, J. H. & NEU, J.T. Refractive Index of Several Glasses as a Function of Wavelength and Temperature, *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 59, No. 6, pp. 774-776, June 1969.

YAMADA, Y., CARTIGNY, J.D. & TIEN, C.L. Radiative Transfer with Dependent Scattering by particles: Part 2 - Experimental Investigation, *Transactions of the ASME*, vol.108, pp. 614-618, August 1986.



PAPER CODE: COB1428

**ESTUDO DE SENSIBILIDADE DE PARÂMETROS NO
ACOPLAMENTO CONDUÇÃO-RADIAÇÃO/ THE SENSIVITY STUDY OF
IN COUPLING CONDUCTION-RADIATION**

ZAQUEU ERNESTO DA SILVA*, MICHEL LAURENT & DOMINIQUE BALLIS

**Laboratório de Energia Solar - Ufpb e Centre de Thermique de Lyon*

20, Av. Albert Einstein

69.621 - Villeurbanne - France - E-mail : dasilva@cethyl.insa-lyon.fr

Abstract

This paper presents the feasibility of the estimation of radiative and conductive properties from a laser flash method. A sensivity study of the coupling radiation/diffusion parameters is performed. The solid is emissive, absorbing and scattering semi-transparent. The study allows to detect the parameters that can be estimated simultaneously from the back surface temperature rise. The Levenberg-Marquardt method is used to determine the parameters.

Keywords

acoplamento, condução, radiação, método inverso, método flash/ coupling, conduction, radiation, ininverse method, flash method

1. INTRODUÇÃO

A análise inversa de problemas de acoplamento condução-radiação tem numerosas aplicações entre as quais podemos citar : medidas de campo de temperatura (Viskanta et al., 1975) ou (Ruperti Jr.,1996), caracterização térmica (Matthwes et al., 1984), (Giarretto et al., 1997) ou radiativa (Silva Neto, 1992).

O objetivo desse trabalho é estudar a sensibilidade das propriedades radiativas e condutivas que intervêm na evolução da temperatura da face inferior de um corpo de prova submetido a uma experiência "flash" (Parker et al.,1961) e eventualmente identifica-las.

2. ANÁLISE

O problema físico trata-se de um corpo de prova de um meio semitransparente cinzento, absorvente, emissor, difusante ou não difusante e está envolvido por uma cavidade cilíndrica de faces paralelas opacas e difusas em emissão e em reflexão. Inicialmente a uma temperatura de equilíbrio T_e , o corpo de prova é em seguida submetido a uma perturbação térmica breve e homogênea sobre a face superior. A figura 1 mostra os sistemas físico e de coordenadas.

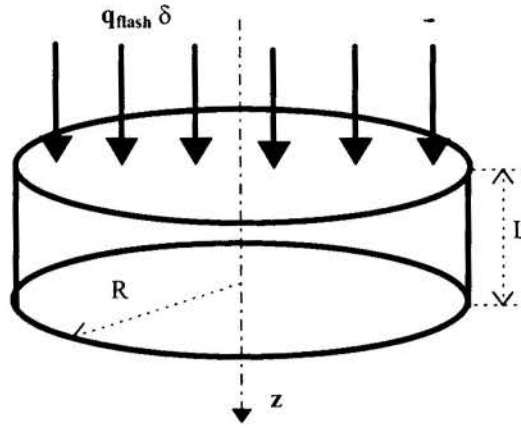


Figura 1 - Sistema físico de coordenadas

Na hipótese de troca de calor unidimensional, a equação de energia é dada por :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\lambda} \nabla \cdot \mathbf{q}^r = \frac{\rho c_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} \quad 0 < r < R, \quad 0 < z < L, \quad t > 0 \quad (1.1)$$

Submetida as seguintes condições de contornos

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_e) + q_{net1}^r \quad z = L, \quad t > 0 \quad (1.2)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_e) + q_{net2}^r \quad z = 0, \quad t > 0 \quad (1.3)$$

Onde h é um coeficiente global de troca de calor, L é a espessura do cilindro, λ é a condutividade térmica, c_p é o calor específico, ρ é a densidade, T_e a temperatura de equilíbrio forno/corpo de prova, q_{net}^r é o fluxo líquido de calor radiativo nos contornos e $\nabla \cdot \mathbf{q}^r$ é o divergente do fluxo de calor por radiação.

Condições iniciais

$$T_i - T_e = \frac{q_{flash}}{\rho c_p \varepsilon} \quad 0 < z < \varepsilon, \quad t=0 \quad (1.4)$$

$$T_i = T_e \quad \varepsilon < z < L, \quad t=0 \quad (1.5)$$

onde q_{flash} é um impulso breve e homogêneo e ε é a espessura de uma fina camada vizinha a superfície.

Aqui, a condição inicial transiente representada pela função dirac de flux será traduzida em uma condição inicial do tipo temperatura prescrita: É considerado que toda energia dissipada à $t = 0$ serve para elevar instantaneamente a temperatura de uma camada bastante fina ε da matéria situada nas vizinhanças da superfície. Assim, ε será ligada ao número de malha de discretização na resolução numérica.

Si as seguintes variáveis adimensionais forem introduzidas :

$$Bi = \frac{hL}{\lambda}, \quad \text{número de biot}$$

$$z^* = \frac{z}{L}; \quad \text{coordenada adimensional,}$$

$$T_r = \frac{q_{\text{flash}}}{\rho c_p L} \quad \text{temperatura de referência,}$$

$$\theta = \frac{T - T_e}{T_r} \quad \text{temperatura adimensional,}$$

$$\theta_e = \frac{T_e}{T_r} \quad \text{temperatura adimensional de equilíbrio}$$

$$N = \frac{\beta \lambda L^2}{4n^2 \sigma T_e^3} \quad \text{parâmetro de acoplamento condução - radiação}$$

$$G^* = \frac{G}{4n^2 \sigma T_e^4} \quad \text{radiação incidente adimensional,}$$

$$q_{\text{net}}^* = q_{\text{net}}^+ - q_{\text{net}}^- \quad \text{fluxo líquido de calor radiativo adimensional}$$

Então, o problema definido pelas equações (1) passa a ter o forma seguinte :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^{*2}} - (1 - \omega) \frac{1}{N} \theta_e \left[\left(\frac{\theta}{\theta_e} + 1 \right)^4 - G^*(z^*) \right] = \frac{\rho c_p L^2}{k} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad 0 < z^* < 1; t > 0 \quad (2.1)$$

condições de contornos

$$-\frac{\partial \theta}{\partial z^*} = Bi\theta + \frac{1}{N} \theta_e L q_{\text{net}1}^* \quad z^* = 1; \quad t > 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z^*} = Bi\theta + \frac{1}{N} \theta_e L q_{\text{net}2}^* \quad z^* = 0; \quad t > 0 \quad (2.3)$$

condições iniciais

$$\theta_i^* = 1 / \varepsilon^* \quad 0 < z^* < \varepsilon^* \quad t = 0 \quad (2.4)$$

$$\theta_i^* = 0 \quad \varepsilon^* < z^* < 1; \quad t = 0 \quad (2.5)$$

Observações

- A condição inicial de função dirac de fluxo é traduzida por um salto de temperatura $\theta^*(0,1) = \frac{1}{\varepsilon^*}$ para primeira camada do meio no instante inicial. Em consequência, $\varepsilon^* = \Delta z^*$ e como $\Delta z^* = 1/m$ (m é o número de volumes de controles na direção z, nós teremos sempre $\theta^*(0,1) = m$.

- O fluxo líquido de calor radiativo adimensional q_{net}^r e a radiação incidente adimensional G^* são obtidas a partir da solução da equação de transferência radiativa (Ozisik, 1973).

Nesse trabalho a forma integral da ETR é resolvida utilizando o método das ordenadas discretas como discutido por Da Silva (1997), e onde aproximação volume de controle é usada para obter a formulação em diferenças finitas da equação de energia dado pelas equações (2) e para em seguida, a distribuição de temperatura no interior do meio e nos contornos é obtida utilizando o método de NEWTON-RAPSON.

4. COEFICIENTE DE SENSIBILIDADE

O coeficiente de sensibilidade representa a resposta do modelo termocinético a uma variação finita no valor do parâmetro e é representado pela derivada parcial de função temperatura θ em relação a um parâmetro, chamado genericamente p_i , $i = 1, 2, \dots, k$.

O problema sendo unidimensional e transiente a resposta da temperatura sobre a face inferior será dada como :

$$\theta = F(t, h, \lambda, \rho, c_p, \varepsilon, \beta, \omega, T_r, T_e) \quad (3)$$

O coeficiente de sensibilidade da temperatura θ ao parâmetro p_i na posição z^* , no instante t é definida como :

$$\Psi_i(z^*, t, p_i) = \frac{\partial \theta(z^*, t, p_i)}{\partial p_i} \quad (4)$$

p é um vetor de n componentes Ψ_i indica quantitativamente a variação da temperatura na posição z^* no instante t quando o parâmetro p_i varia finitamente.

O coeficiente de sensibilidade depende do valor de cada parâmetro. Para comparar os diferentes coeficientes de sensibilidade Ψ_i , será utilizado um coeficiente de sensibilidade adimensional definido como

$$\Psi_i^* = p_i \Psi_i = \frac{\partial \theta(z^*, t, p_i)}{\partial p_i / p_i} \quad (5)$$

Assim temos unidades idênticas ao modelo. Nesse sentido, eles representam a variação absoluta da temperatura θ provocada por uma variação relativa do parâmetro p .

Si eventuais problemas de dependência linear entre os parâmetros forem consideradas. Os seguintes critérios podem ser utilizados como princípios para determinar qualitativamente a possibilidade de se identificar unicamente e simultaneamente um conjunto de parâmetros :

Si $\Psi_i(z^*, t, p_i) = 0$, é impossível estimar p_i .

Si $\Psi_i(z^*, t, p_i)$ é bastante pequeno significa que os efeitos provocados sobre a evolução de temperatura não são importantes tornando a estimação delicada e improvável;

Si os coeficientes de sensibilidade de dois parâmetros p_i e p_j são linearmente dependente, ou seja $\Psi_i = C \Psi_j$, então uma variação de p_i e p_j provoca efeitos similares sobre a evolução de θ , em conseqüência, a identificação única e simultânea dos parâmetros é impossível. Nesse caso, deve-se introduzir uma nova relação entre os dois parâmetros que nos permita distingui-los, ou nos contentarmos de estimar uma relação por exemplo, do tipo $p_k = p_i/p_j$.

A avaliação de coeficiente de sensibilidade pode ser feita diretamente, se temos uma resposta analítica para a evolução da temperatura ou por diferenças finitas caso de uma solução numérica. Nesse trabalho, é utilizado o esquema de diferenças centradas :

$$\psi(p_i) = \frac{\theta(t, p_i + \Delta p_i) - \theta(t, p_i)}{\Delta p_i / p_i} \quad (6)$$

a ordem de grandeza para $\frac{\Delta p_i}{p_i}$ é de 1%.

5. MATRIZ SENSIBILIDADE

Para o caso de se dispor de m medidas (diferentes no tempo ou no espaço) e deseja-se estimar n parâmetros, a matriz de sensibilidade α de dimensões (m x n) é a matriz cuja a j^{ésimo} coluna corresponde ao coeficiente de sensibilidade do j^{ésimo} parâmetro e cuja a i^{ésima} linha corresponde a i^{ésima} medida. A matriz quadrada de dimensão (n x n) obtida do produto $\alpha^T \cdot \alpha$ é conhecida como matriz Hessien. O estudo do condicionamento desta matriz permite verificar quais parâmetros são identificáveis unicamente e simultaneamente. O número de condicionamento quantifica o grau do mal condicionamento de uma matriz a matriz coeficiente. Para o caso aqui estudado, é usado a definição dada por HENSEL(1991)

$$ncm = \|\alpha\| \cdot \|\alpha^{-1}\| \quad (7)$$

onde $\|\alpha\|$ é a norma das matrizes.

6. ANÁLISE DE SENSIBILIDADE

O objetivo dessa análise é estudar a evolução de coeficientes de sensibilidade em função do tempo e por conseguinte verificar a possibilidade de aplicação de uma técnica de inversão para estimar os parâmetros desconhecidos no modelo termocinético.

A resposta transiente teórica da temperatura da face inferior é obtida à partir de uma simulação numérica utilizando propriedades radiativas e condutivas hipotéticas (ver tabela 1). A figura 2, mostra esta evolução normalizada pela temperatura máxima q_{max} em função do tempo, bem como a evolução dos coeficientes de sensibilidade.

Tabela 1 : Propriedades radiativas e condutivas do material

β m^{-1}	ω	n	ϵ	k $W.m^{-1}.K^{-1}$	ρc_p $J.m^3.K^{-1}$	h $110 W.m^{-2}.K^{-1}$	T_e K	L mm	q_{flash} $J.m^{-2}$
200	0.5	1.43	1.0	2.0	2000000	110	800	2	80000

Uma análise visual da evolução dos coeficientes de sensibilidade das curvas mostradas na figura 2, permite fazer algumas constatações qualitativas.

A evolução dos coeficientes de sensibilidade de β e q_{flash} é bastante similar (sinal diferente) nos instantes iniciais, indicando que a variação desses parâmetros provoca efeitos similares mas opostos sobre a evolução da temperatura da face inferior. A mesma análise nos parece aplicável para os coeficientes de sensibilidade de q_{flash} e h. Então, podemos pensar que a estimação dos seis parâmetros a partir de uma única medida transiente da

temperatura da face inferior nos parece bastante delicado porque existem coeficientes de sensibilidade que apresenta comportamento de dependência quase linear

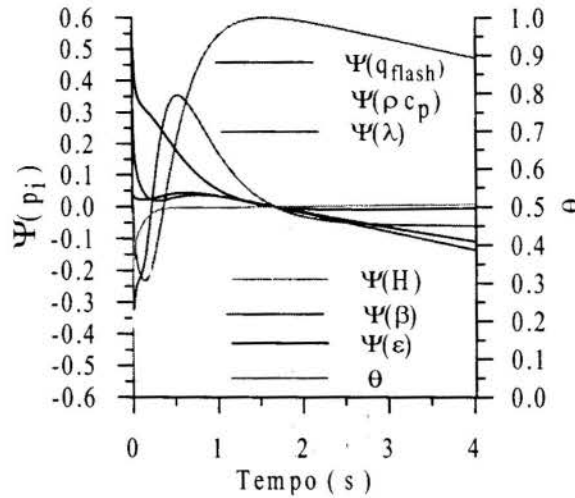


Figure 2 - Evolução da temperatura da face inferior e de coeficientes de sensibilidade.

A análise visual da evolução dos coeficientes de sensibilidade é na maioria das casos suficientes para detectar uma eventual dependência linear entre os parâmetros. Entretanto, ela é qualitativa. Assim será difícil estabelecer que parâmetros são identificáveis unicamente e simultaneamente com certeza.

A etapa quantitativa consiste no estudo do determinante ou do condicionamento da matriz construída a partir de coeficientes de sensibilidade. Infelizmente, somente o caso em que o número de condicionamento tende para o infinito essa análise permite concluir pelo insucesso do procedimento de inversão. Então, nosso procedimento será aplicar uma técnica de inversão sempre que a ordem de grandeza do número de condicionamento da matriz sensibilidade dado pela equação (7) não ultrapasse 10^{-15} .

7. IDENTIFICAÇÃO A PARTIR DE DADOS COM RUÍDOS

A seguir, a evolução da temperatura em da face inferior obtida na seção precedentes por simulação de uma experiência flash é então, contaminados com um ruído gaussiano, não correlacionado, aditivo, de média zero e desvio padrão δ igual a 5% da temperatura máxima exata. A figura 3 mostra a evolução das duas curvas temperaturas em função do tempo.

O método de Levenberg - Marquardt (1963) é utilizado para resolver o sistema de equações algébricas não linear resultante do procedimento de minimização. A análise das tabelas 2 e 3 mostra que a identificação da difusividade térmica (α) é sempre possível. Isso se explica, si considerarmos que a difusividade é um relação entre a condutividade térmica (k) e a capacidade térmica (ρc_p). Então, um erro na identificação de uma dessas propriedades será compensado por um erro da outra. Ainda, pode-se verificar que a identificação do coeficiente de extinção é possível em dois casos. Primeiro se os parâmetro q_{flash} , h e ϵ são conhecidos e segundo, somente com h e ϵ . A estimação única e simultânea de mais de quatro parâmetro não é possível. Esse resultado era previsto na análise visual das evoluções de coeficientes de sensibilidade.

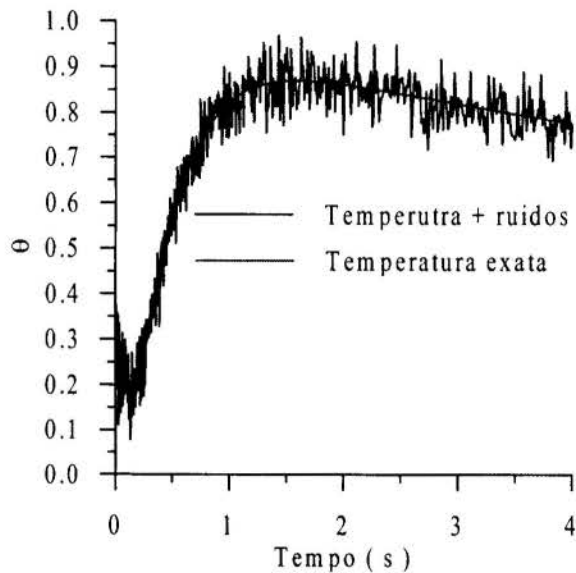


Figura 3 - Evolução da temperatura da face inferior

Tabela 2 : Resultado da identificação

parâmetros		erro (%)
teórico	estimado	
$\lambda = 2.0$	$\lambda = 2.029$	1.43
$\rho c_p = 2.10^6$	$\rho c_p = 2002090$	0.104
$a = 10^{-6}$	$a = 1,013.10^{-6}$	1.33
$h = 110.0$	$h = 112.8$	2.2
$\lambda = 2.0$	$\lambda = 2.035$	1.72
$\rho c_p = 2.10^6$	$\rho c_p = 2001524$	0.76
$a = 10^{-6}$	$a = 1,016.10^{-6}$	1.65
$\beta = 200.0$	$\beta = 210.0$	5.0
$\lambda = 2.0$	$\lambda = 1.995$	0.26
$\rho c_p = 2.10^6$	$\rho c_p = 1969388$	1.5
$a = 10^{-6}$	$a = 1.013.10^{-6}$	1.29

Tabela 3 : Resultado da identificação

parâmetros		erro (%)
teórico	estimado	
$h = 110$	$h = 110.2$	1.8
$q_{flash} = 8.10^5$	$q_{flash} = 7,8.10^5$	3.0
$\varepsilon = 1$	$\varepsilon = 1.005$	0.5
$\beta = 200.0$	$\beta = 221.0$	10.5
$\lambda = 2.0$	$\lambda = 1.996$	0.2
$\rho c_p = 2.10^6$	$\rho c_p = 1970630$	1.47
$q_{flash} = 8.10^5$	$q_{flash} = 8,4.10^5$	4.7
$a = 10^{-6}$	$a = 1.013.10^{-6}$	1.3

8. CONCLUSÕES

Um estudo de sensibilidade dos parâmetros que intervêm na transferência de calor simultânea condução-radiação foi apresentado. Esse estudo evidencia as condições nas quais uma experiência "flash" pode conduzir a identificação destes parâmetros.

Os resultados das simulações numéricas à partir de dados teóricos contaminados nos permite fazer algumas conclusões desta análise.

- Si as grandezas radiativas são conhecidas. A identificação das propriedades termofísicas será sempre possível à partir da análise da evolução de temperatura da face inferior.

- A identificação das propriedades radiativas e termofísicas única e simultânea é possível, em particular, no caso de fronteiras opacas.

Estas conclusões são válidas para este caso particular. Mas, a metodologia utilizada pode ser aplicada a qualquer tipo de material. A partir de valores aproximados das

propriedades radiativas e termofísicas, um estudo de sensibilidade deve ser feito. O exame das curvas de sensibilidade nos permitirá evidenciar quais parâmetros são identificáveis. Em seguida, o sucesso do procedimento de identificação pode ser verificado utilizando dados contaminados, caso os resultados sejam confiáveis, pode-se aplicar sobre dados experimentais.

9 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

DA SILVA, Z. E. *Transferts Couplés Conduction/rayonnement - Application de la Méthode Flash aux Milieux Semi-Transparents*, Thèse de Doctorat N° ISAL0061. INSA, Lyon, 1997. 142 p.

GIARETTO, V., MIRALDI, E., & RUSCICA, G. Simultaneous Estimations of Radiative and Conductive Properties in Lightweight Insulating Materials. *High Temperatures - High Pressures*, 1995/1996, vol. 27/28, p. 191 - 204.

HENSEL, E. H. *Inverse Theory and applications for Engineers*. Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall, 1991.

MARQUARDT, D. W. An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters, *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, Vol.11, pp. 431-441.

MATTHEWS, L. K., VISKANTA, R., C & INCROPERA, F. P. Development of Inverse Methods for Determining Thermophysical and Radiative Properties of High-Temperature Fibrous Materials, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1984, vol. 27, No. 4, p. 487 - 495.

OZISIK, M. N. *Radiative transfer and Interaction with Conduction and Convection*, Wiley, New York, 1973.

PARKER, W. J., JENKINS, R. J., BUTLER, C. P. & ABBOTT, G. L. Flash Method for Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity and Thermal Conductivity, *J. Appl. Phys.* 32, 1679-1684, 1961.

RUPERTI JUNIOR, N. J. *Etude Du Probleme Inverse De Conduction/Rayonnement De La Chaleur*, Thèse de Doctorat N° ISAL 0041. INSA, Lyon, 1996. 152 p.

SILVA NETO, A. J. & OZISIK, M. N. An Inverse Analysis of Simultaneously Estimating Phase Function, Albed and Optical Thickness, *HTD - Vol. 203, Developments in Radiative Heat Transfer*, ASME, 1992.

VISKANTA, R., HOMMERT, P. J., & GRONIGER, G. L. Spectral Remote Sensing of Temperature Distribution in Semi-transparent Solids Heated by an External Radiation Source, *Appl. Optics*, 1975, Vol. 14, p. 428 - 437.

PAPER CODE: COB1429

MÉTODO DAS ORDENADAS DISCRETAS ASSOCIADO A FORMA INTEGRAL DA EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE RADIAÇÃO EM GEOMETRIA RETANGULAR UNIDIMENSIONAL/ DISCRETE ORDINATES METHOD ASSOCIATED TO INTEGRAL FORM OF THE RADIATIVE TRANSFER EQUATION IN THE UNIDIMENSIONAL RECTANGULAR GEOMETRY

ZAQUEU ERNESTO DA SILVA*, MICHEL LAURENT, DOMINIQUE BALLIS & SEVERINO RODRIGUES DE ARAUJO*

*Laboratório de Energia Solar - Ufpb e Centre de Thermique de Lyon
20, Av. Albert Einstein
69.621 - Villeurbanne - France - E-mail : zaqueu@les.ufpb.br

Abstract

Discrete ordinates method is utilized to solve radiative transfer equation in the integral form for analysis of one-dimensional planar enclosure with absorbing, emitting, and either isotropically or anisotropically scattering medium. The main characteristic of the technical is the computing of the average intensity of the control volume. To validate the formulations, one problem test is considered and their results are compared with exact solution.

Keywords

técnica, radiação, forma integral, ordenadas discretas, retangular
technique, radiation, integral form, discrete ordinates, rectangular.

1. INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, vários trabalhos foram dedicados ao estudo da transferência de calor por radiação. Esse interesse justifica-se pela quantidade de aplicações, por exemplos: fornos industriais, câmaras de combustão, chamas, problemas atmosféricos, entre outras. Soluções exatas da Equação de Transferência Radiativa (ETR) foram obtidas para um meio considerado cinzento, isotrópico, com propriedades radiativas constantes e com condições de contorno homogêneas. Estas soluções, embora que limitadas, são utilizadas como referência para testar a precisão de outros métodos aproximados. Entre os diferentes métodos que foram desenvolvidos, podemos citar como exemplos os seguintes : Monte-Carlo, Zonas, Multifluxos, Momentos e Esferas Harmônicas. O método de Ordenadas Discretas (S_n) faz parte dos métodos Multifluxos. Ele foi utilizado inicialmente por Chandrasekhar (1960) para a solução de problemas em astrofísica. Em seguida, Carlson e Lathrop (1968) o desenvolveram e aplicaram à equação de transporte de neutrons para geometria retangular, cilíndrica e esférica.

O uso do método de ordenadas discretas para resolver a ETR resulta em um sistema de equações algébricas que tem mais incógnitas que equações. Nesse caso, o número de incógnitas é reduzido utilizando uma das diversas leis de variação para o cálculo de intensidades médias no volume de controle (sempre confundida com a intensidade no centro

do volume de controle a qual é utilizada para estimar o termo-fonte) por consequência o nível de precisão no cálculo da distribuição da intensidade no domínio físico depende das considerações no estabelecimento dessas leis. Neste sentido, a precisão no cálculo da intensidade média no volume de controle é importante para o cálculo das grandezas radiativas de interesse da engenharia ou seja, fluxo de calor, radiação incidente e divergente do fluxo radiativo.

A técnica que será apresentada nesse trabalho é fundamentada no método das ordenadas discretas para resolver a equação de transferência radiativa (RTE) na forma integral. A mesma técnica foi aplicada por El walkil (1992). Nosso objetivo é associa-la a sugestão de Lathrop (1969) para calcular a verdadeira intensidade média do volume de controle sem o uso da equação de diferenças finitas e eliminar o problema de estabilidade. O meio é semitransparente emissor, absorvente e difusante é limitado por duas placas planas infinitas.

2. ANÁLISE

Considere um meio semitransparente. As hipóteses feitas em relação ao meio e as interações com a radiação são: (1) cinzento (2) regime permanente, (3) difusão linear anisotrópica (4) equilíbrio termodinâmico local, (4) meio homogêneo. A equação de transporte para a intensidade radiante (ETR) ao longo de um caminho s é dada por Özisik (1973):

$$\frac{dI(s)}{ds} + \beta I(s) = \beta S(s) \quad (1)$$

Onde $I(s)$ é a intensidade na posição s e β é o coeficiente de extinção o qual é a soma do coeficiente de difusão, σ e o coeficiente de absorção, κ . $S(s)$ é o termo fonte definido por

$$S(s) = (1 - \omega) I_b[T(s)] + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} I(s') p(\Omega' \cdot \Omega) d\Omega' \quad (2)$$

onde $I_b[T(s)]$ é a função de Planck avaliada na temperatura T e ω é o albedo de difusão, a razão entre o coeficiente de difusão e o coeficiente de extinção. A integração sobre o ângulo sólido $d\Omega$ é uma integração da intensidade de radiação em uma posição s sobre todas as direções possíveis.

O meio é limitado por faces opacas e difusas em emissão e em reflexão por conseguinte, as intensidades são dadas por:

$$I(s, \Omega) = \varepsilon_i I_b(s) + \frac{\rho_i}{\pi} \int_{n_i \cdot \Omega' < 0} I(s, \Omega') (n_i \cdot \Omega') d\Omega' \quad (3)$$

onde ε_i e ρ_i são respectivamente a emissividade e a refletividade da face i e n_i o vetor normal a esta face.

Devido a natureza integro-diferencial da ETR, o método de Ordenadas Discretas (S_n) será utilizado para resolver a equação (1). A solução é constituída de duas etapas:

1 - uma discretização angular na qual se escolhe N direções - Aqui, termo integral é substituído por uma soma quadrática das intensidades radiativas para obter um conjunto de equações diferenciais parciais para cada direção discreta m ;

2 - uma discretização espacial para a solução das equações diferenciais parciais.

Seguindo os procedimentos do método ordenadas discretas N direções são escolhidas. Por simetria, existem $N/2$ positivas e $N/2$ ordenadas discretas negativas. Por definição, consideraremos $m = 1, 2, \dots, N/2$ para $\mu_m < 0$, $m = (N/2)+2, \dots, N$ para $\mu_m > 0$.

Para o cálculo de pontos e pesos da quadratura utilizaremos as equações dada por Fiveland (1987) :

$$\int_0^1 \mu^i d\mu = \sum_{m=N/2+1}^N w_m \mu_m^i, \quad \mu_m > 0, \quad (4)$$

onde $i = 0, 1, 2, \dots, N/2$. Nessa expressão, se escolhermos os pesos iguais $w_1 = w_2 = \dots = w_N$, para $i = 0$, os pesos podem ser calculados por :

$$w_m = 2 / N \quad (5)$$

Si os valores positivos de μ_m da equação (4), os valores negativos são imediatamente obtidos como $\mu_1 = \mu_N, \mu_2 = \mu_{N-1}, \dots, \mu_{N/2} = \mu_{N/2+1}$. O método de Newton - Rapson pode então ser usado para resolvendo o sistema de equações algébricas originário da equação (4), por consequência, pontos e pesos associados a quadratura. E, os pesos e pontos da quadratura para $N = 8$ são determinados receptivamente como $w_m=0.25$ et $(\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4) = (-0.897327, -0.593795, -0.426505, -0.102672)$ e $(\mu_5, \mu_6, \mu_7, \mu_8) = (0.102672, 0.426505, 0.593795, 0.897327)$.

Desta forma, as equações (1) e (2) podem ser escritas como :

$$\frac{dI_m(s)}{\beta ds} + I_m(s) = (1 - \omega) I_b[T(s)] + \frac{\omega}{2} \sum_{m'=1}^N w_m p_{m'm} I_{m'}(s') = S_m(s) \quad (6)$$

onde o índice m representa a direção de propagação, m' uma direção de incidência e o termo $p_{m'm}$ a função de fase definida como :

$$p_{m'm} = \sum_{j=0}^N a_j P_j(\mu_m \mu_{m'} + \eta_m \eta_{m'} + \xi_m \xi_{m'}) \quad (7)$$

onde o coeficiente a_j é determinado pela teoria de Mie e P_j é o polinômio de Legendre, μ_m, η_m, ξ_m são os cosenos diretores.

A condição de contorno dada pela equação(6) toma a forma :

$$I_m = \varepsilon_i I_{b_i} + 2\rho_i \sum_{n, \Omega_n < 0} p_{m'n} |\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\Omega}_{m'}| I_{n'} \quad (8)$$

Para a discretização espacial, escreveremos a equação (1) para uma determinada direção de propagação da intensidade radiativa :

$$\frac{dI_m}{ds} + \beta I_m = \beta S_m \quad (10)$$

No caso correspondente a uma placa plana limitada por dois planos infinitos (figura 1). Si nos consideramos que a intensidade é uniformemente distribuída sobre os limites, a lei de variação para a intensidade no interior do volume de controle segundo uma direção discreta Ω_m é obtida da integração da equação (10) ao longo de um caminho s :

$$I_m(s) = I_{0,m} \exp[-\beta(s - s_0)] + \int_{s_0}^s S_m (1 - \exp[-\beta(s - s')]) \beta ds' \quad (11)$$

onde $I_{0,m}$ é a intensidade incidente no contorno na posição s_0 , s é a distancia percorrida do contorno ao ponto onde I_m é avaliada e s' é o ponto onde S_m é estimado. Si consideramos que S_m é constante em cada volume de controle, o segundo termo da equação(11) pode ser integrada e a lei de variação para intensidade no interior do volume de controle será :

$$I_m(z) = I_{0,m} \exp[-\beta \Delta z / \mu_m] + S_m (1 - \exp[-\beta \Delta z / \mu_m]) \quad (12)$$

onde $s - s_0 = \frac{\Delta z}{\mu_m}$ e $\mu_m = \cos \theta_m$

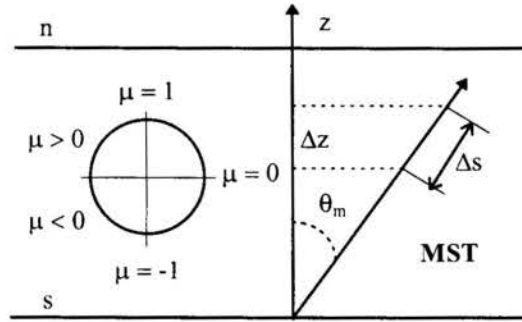


Figura 1 - Sistema de coordenadas

Essa função varia no interior do volume de controle. No entanto, podemos definir uma intensidade média como :

$$\bar{I}_{P,m} = \frac{z - z_0}{\mu_m} \int_{z_0}^z I_m dz' \quad (13)$$

Após a integração da equação (13) a expressão para a intensidade média no volume de controle tem a forma :

$$\bar{I}_{P,m} = (I_{0,m} - S_m) \left(1 - \text{Exp} \left[-\beta \frac{\Delta z}{\mu_m} \right] \right) \left(\frac{\mu_m}{\beta \Delta z} \right) + S_m \quad (14)$$

O uso dessa expressão nos permite calcular o verdadeiro valor médio da intensidade no volume de controle. Assim, para os meios difusantes, ela permitira o calculo do termo fonte

com maior precisão e uma possibilidade de utilização de uma malha mais grossa, e uma convergência mais rápida e no caso de acoplamento com outras formas de energia uma maior precisão no cálculo do divergente do fluxo radiativo.

Finalmente as grandezas de interesse da engenharia, como o fluxo líquido radiativo q_i e os fluxos radiativos anterior e posterior q_i^- e q_i^+ em uma posição qualquer i do meio são determinadas como :

$$q_i = \sum_i^N \mu_m w_m I_{m,i} ; \quad (15)$$

$$q_i^+ = \sum_{m=N/2+1}^N \mu_m w_m I_{m,i} ; \quad (16)$$

$$q_i^- = \sum_{m=1}^{N/2} \mu_m w_m I_{m,i} ; \quad (17)$$

3. APLICAÇÃO

Como ilustração, a formulação apresentada acima será aplicada para calcular o fluxo líquido de calor radiativo e a radiação incidente sobre os limites de um sistema.

Considere um meio semitransparente infinito planar emissor, não absorvente e isotropicamente difusante. O meio é limitado por dois planos paralelos cinzentos, $\varepsilon_1 = 0.8$ e $\varepsilon_2 = 1.0$, 0.5 e 0.1 . Um plano é mantido à temperatura constante T_1 para manter o poder emissivo unitário, enquanto a outra parede é mantida a temperatura $T_2 = 0$. O objetivo é avaliar as trocas radiativas entre os dois planos para três diferentes espessuras óticas τ .

Este problema foi estudado por Heaslet e al. (1965) e foi aqui resolvido utilizando a presente formulação com propósito de validação. Os resultados para o fluxo de calor incidente adimensional e a radiação incidente adimensional são apresentados na tabela 1.

Como mostra os resultados apresentados na tabela 1. A solução obtida utilizando a técnica proposta e uma quadratura de gaussiana (G_8) prediz com boa precisão o Fluxo radiativo na superfície (erro máximo de 1,1%) assim como a radiação incidente (erro máximo de 0,8%) em todas as espessuras óticas consideradas. Na tabela 1, pode-se verificar que erro na estimação do fluxo de calor radiativo cresce quando aumentamos a espessura ótica e mantemos a emissividade constante. Esse aumento tem origem principalmente no cálculo do termo fonte. Como por hipótese ele foi considerado constante no interior do volume de controle quanto mais grossa é a malha menos realística é a hipótese. Em segundo lugar, verifica-se que o fluxo radiativo é máximo para a menor espessura ótica. Esse fato se explica : para pequenas espessura ótica, a energia radiativa que sai da face quente é transmitida de imediato a face oposta. A medida que aumentamos a espessura ótica aumenta a interação entre o meio e a radiação. Como o meio é puramente difusante e a função de fase é isotrópica, o meio se opõe igualmente a transferência de radiação nos dois sentidos assim, parte da radiação é redirecionada a face emissora o que reduz o fluxo radiativo. Finalmente, o aumento do erro no cálculo da radiação incidente quando fixamos a espessura ótica e diminuimos a emissividade da superfície esta ligado a imprecisão no cálculo do fluxo radiativo o qual é transmitido a intensidade radiativa e conseqüentemente a radiação incidente.

Tabela 1 - Fluxo radiativo e radiação incidente no plano inferior.

ε_1	ε_2	τ	fluxo radiativo			radiação incidente		
			G_8	Exata	Erro(%)	G_8	Exata	Erro(%)
0.8	1.0	0.1	0.7440	0.7437	0.04	1.4016	1.3965	0.36
		1.0	0.4844	0.4854	-0.20	0.8568	0.8499	0.8
		3.0	0.2775	0.2800	-0.9	0.4971	0.4961	0.49
0.8	0.5	0.1	0.4265	0.4269	-0.09	2.5104	2.5080	0.095
		1.0	0.3259	0.3270	-0.34	1.8851	1.8801	0.26
		3.0	0.21670	0.2190	-1.06	1.2644	1.2558	0.68
0.8	0.1	0.1	0.09664	0.0966	0.041	3.6625	3.6628	-0.008
		1.0	0.09011	0.09044	0.81	3.4153	3.4138	0.044
		3.0	0.0787	0.07958	-1,11	3.0060	3.0029	0.103

3. CONCLUSÕES

Uma técnica simples e eficiente para predições de transferência de calor por radiação no caso de geometria cartesiana unidimensional foi apresentado. A técnica é fundamentada no uso do método das ordenadas discretas para resolver a equação de transferência de radiação. Uma nova maneira de estimar a intensidade média no volume de controle foi proposta. A técnica foi então aplicada a um exercício exemplo para efeito de comparação. Os resultados obtidos mostra que as predições para o fluxo de calor radiativo e para a radiação incidente foram corretamente estimados.

4. REFERÊNCIAS

CARLSON, B. G., and LATHROP, K. D. *Transport Theory of the Methode of Discrete Ordinates*. In : Computing methods in reactor Physics, edited by H. GREENSPAN, C. N. KELBER and D. OKRENT, New York : GORDON and BREACH, 1968, p. 171 - 266.

CHANDRASEKHAR, S. *Radiative Transfer*, Clarendon Press, Oxford, 1950.

EL WAKIL, N. *Etude de Transferts de Chaleurs par Conduction, Convection et Rayonnement Couplés dans des Milieux Semi-transparents Fluides ou Poreux. Elaboration de Modeles de Simulation en Géométrie Bidimensionnelle*, Thèse de doctorat : INSA de Lyon, 1991.

FIVELAND, W. A. *Discrete Ordinates Methods for Radiative Heat Transfer in Isotropically and Anisotropically Scattering Media*, ASME Journal of Heat Transfer, August 1987, vol. 109, p. 809 - 812.

HEASLET, M. A., and WARMING, R. F. *Radiative Transfer and Wall Temperature Slip in an absorbing Planar Medium*, Int. J. of Heat and Mass transfer, vol.8, 1965, pp. 979-994.

LATHROP, K. D. *Spatial Differencing of the Transport Equation : Positivity vs. Accuracy*, Journal of Computational Physics, 1969, vol. 4, p. 475 - 498.

ÖZISIK , M. N. *Radiative Transfer and Interaction with Conduction and Convection*, New York : John Wiley and sons, 1973.



PAPER CODE: COB234

THERMAL RADIATION IN COMBUSTION SYSTEMS

JOSÉ BEZERRA PESSOA FILHO

Divisão de Sistemas Espaciais, CTA/Instituto de Aeronáutica e Espaço
CEP 12228-904 São José dos Campos, SP, Brasil - E-mail: jbp@ase2.iae.cta.br

Abstract

A numerical procedure for solving the nongray radiative transfer equation (RTE) in two-dimensional cylindrical participating media is presented. Nongray effects are treated by using a narrow-band approach. Radiative emission from CO, CO₂, H₂O, CH₄ and soot is considered. The solution procedure is applied to study radiative heat transfer in a premixed CH₄-O₂, laminar, flame. Temperature, soot and IR-active species molar fraction distributions are allowed to vary in the axial direction of the flame. From the obtained results it is possible to quantify the radiative loss in the flame, as well as the importance of soot radiation as compared to gaseous radiation. Since the solution procedure is developed for a two-dimensional cylindrical geometry, it can be applied to other combustion systems such as furnaces, internal combustion engines, liquid and solid propellant combustion.

Keywords

Radiation, participating media, nongray gases, combustion

1. INTRODUCTION

Due to the high temperatures involved in combustion processes, e.g. 2000 °C, radiation heat transfer appears as an important heat transfer mechanism in many combustion devices including, among others, industrial furnaces, internal combustion engines, combustion of liquid and solid propellants, small and large scale flames and exhaust plumes of solid and liquid rockets. Infrared (IR)-active species such as CO₂, CO and H₂O are often present in the products of combustion of hydrocarbon fuels being responsible for the non-luminous radiation. In fuel-rich flames, soot is also formed and, as a consequence, a significant amount of radiation is emitted in the luminous region of the spectrum.

Despite the importance of radiation heat transfer in combustion systems, the inclusion of radiative heat transfer into the analysis of combustion processes is very difficult. Among the difficulties to accomplish such a goal, the following should be mentioned: (i) the solution to the radiative transfer equation is difficult to obtain; (ii) the optical properties of the medium (absorption/emission coefficients) are strongly dependent on wavelength (nongray effects); (iii) the optical properties of the combustion gases are also function of temperature and partial pressures; (iv) a solution to the equation of radiative transfer in multidimensional geometries is often required and it is a formidable mathematical task; (v) the solution of the radiative

transfer equation requires the knowledge of the temperature distribution, as well as the concentration of the different species present in the medium. Since the temperature and species concentration distribution come from application of conservation of mass and energy principles, the solution procedure is iterative and computationally intensive.

This work presents part of an investigation that has been conducted with the objective of incorporating radiative heat transfer into an existing computer code of laminar premixed flames (Kee et al., 1985). Flat flame burners, Fig. 1a, have been extensively used over the years to investigate the combustion behavior of premixed gases (Xu et al., 1997). Typically, such flames have a cylindrical shape with 4.0 cm diameter and 3.0 cm length. With the advent of high-speed computers, a significant effort has been devoted towards modeling of the combustion phenomena in premixed laminar flames (Kee et al., 1985). Despite their small size, it has been shown that such flames may experience significant heat losses (Xu et al., 1997). For example, D'Alessio et al. (1973) measured a temperature drop of 225 °C along 1.0 cm of an atmospheric, 2.54 equivalence ratio, CH₄-O₂ flame, Fig. 1b. In Fig. 1b, the dashed line represents the hypothetical temperature distribution if the flame were adiabatic. The usual procedure to take radiative losses into account when modeling such flames has been to substitute the overall energy conservation equation by the temperature profile obtained experimentally (Xu et al., 1997). By doing that, the solution of the RTE and overall energy conservation equation are avoided and the modeling effort is concentrated on the study of the reaction mechanism and other physical aspects of interest.

The main objective of this work is to present a method of solution for solving the nongray radiative transfer equation in two-dimensional cylindrical participating media. Nongray effects are treated by using a narrow-band model. Temperature and species concentration profiles are allowed to vary along the axial direction of the flame. Based on the obtained results it is possible to evaluate the radiative losses in such flames, as well as to verify the relative importance of soot radiation as compared to gaseous radiation.

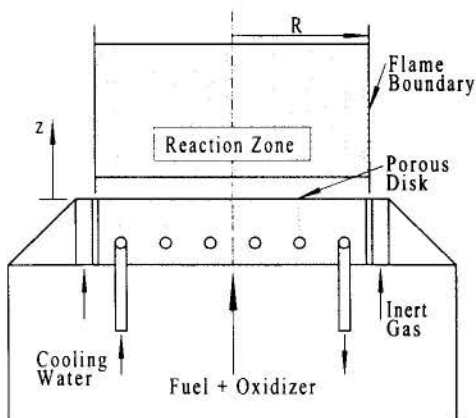


Fig. 1a: Flat-flame burner.

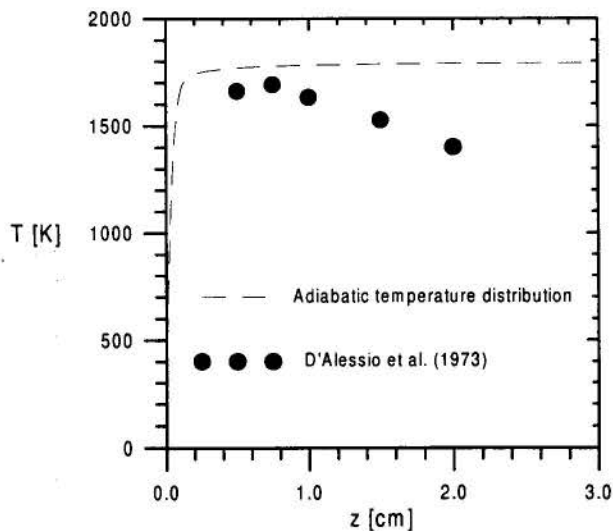


Fig. 1b: Temperature decrease caused by radiative losses.

2. FORMULATION OF THE PROBLEM

The radiative transfer equation (RTE) is the equation which describes the conservation of radiative energy within a participating medium. For a nonscattering medium the RTE is given by (Modest, 1993)

$$\frac{dI_\eta(s, \theta, \phi, \eta)}{ds} + \kappa_\eta(s) I_\eta(s, \theta, \phi, \eta) = \kappa_\eta(s) I_{b\eta}[T(s), \eta] \quad (1)$$

where I is the intensity of radiation, s is the path length, θ and ϕ are the polar and azimuthal angles, respectively. $I_{b\eta}$ is the Planck function and η is the wavenumber. For a two-dimensional cylindrical geometry, the boundary conditions of Eq. (1) are

$$I_\eta(r, 0, \theta, \phi, \eta) = I_{b\eta}(T_b, \eta), \quad 0 \leq r < R, \quad 0 \leq \theta < \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi, \quad 0 \leq \eta \leq \infty, \quad (2a)$$

$$I_\eta(R, z, \theta, \phi, \eta) = I_{b\eta}(T_{sur}, \eta), \quad 0 < z < L, \quad 0 < \theta < \pi, \quad \frac{\pi}{2} < \phi < \frac{3\pi}{2}, \quad 0 \leq \eta \leq \infty, \quad (2b)$$

$$I_\eta(r, L, \theta, \phi, \eta) = I_{b\eta}(T_{sur}, \eta), \quad 0 \leq r < R, \quad \frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi, \quad 0 \leq \eta \leq \infty, \quad (2c)$$

where $T_b = T_{sur} = 298K$. Equations (2a), (2b) and (2c) refer to the boundary conditions at the bottom, peripheral and top wall of the cylinder. R and L are the cylinder's radius and length, respectively. Solution of Eq (1) is required in order to obtain the radiative heat transfer terms to be used in the overall energy conservation equation. For example, the radiative heat fluxes along the radial and axial directions of the flame are given by

$$q''_{\hat{e}_r}(R, z) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I(R, z, \theta, \phi) \sin^2 \theta \cos \phi d\theta d\phi, \quad (3)$$

$$q_{\hat{e}_z}(z) = q_{\hat{e}_z}^+ + q_{\hat{e}_z}^-, \quad q_{\hat{e}_z}^\pm(z) = \int_0^R q''_{\hat{e}_z}^\pm(r, z) 2\pi r dr, \quad (4.a, b)$$

$$q''_{\hat{e}_z}^+(r, z) = 2 \int_{\phi=0}^\pi \int_{\theta=0}^{\pi/2} I(r, z, \theta, \phi) \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi, \quad (5a)$$

$$q''_{\hat{e}_z}^-(r, z) = 2 \int_{\phi=0}^\pi \int_{\theta=\pi/2}^0 I(r, z, \theta, \phi) \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi, \quad (5b)$$

where

$$I(r, z, \theta, \phi) = \int_0^\infty I_\eta(r, z, \theta, \phi, \eta) d\eta. \quad (6)$$

The subscripts \hat{e}_r and \hat{e}_z represent the unit vector in the r - and z -directions. The superscript “+” and “-” represent the positive and negative direction of propagation of the radiative intensity along the z -axis, i.e., $0 < \theta < \pi/2$ and $\pi/2 < \theta < \pi$, respectively. The superscript “” represents heat per unit area.

Due to the presence of IR-active species in the products of combustion of hydrocarbon fuels, the absorption coefficient, $\kappa_\eta(s)$, of the medium exhibits a strong variation with wavenumber (nongray effects). In other words, the medium absorbs (and emits) significantly

in certain regions of the spectrum and is transparent in others. Such a behavior leads to a strong variation of the intensity of radiation within the medium making integration of Eq. (6) quite difficult. Moreover, it requires the RTE to be solved several times. To avoid such difficulties, the gray gas approximation is often used. It consists of establishing a "mean" absorption coefficient in such a way to solve the RTE only once. However, in problems involving gaseous radiation such an assumption may lead to large errors (Viskanta and Mengüç, 1987). Therefore, an adequate treatment of nongray effects is required. There are several ways in which nongray effects can be treated. The two most important are: the narrow-band model and the wide-band model (Edwards, 1976). Considering that the main objective of this investigation is to assess the importance of radiative heat transfer in premixed laminar flames we choose to use the more accurate, and still computationally feasible, narrow-band model to treat nongray effects. In doing so, we use the procedure developed by Grosshandler (1980).

Integration of Eq. (1) along a homogeneous path of length $\Delta s = s - s_o$, yields

$$I_\eta(s, \theta, \phi) = I_\eta(s_o, \theta, \phi) \tau_\eta(s) + I_b(T, \eta) [1 - \tau_\eta(s)], \quad \tau_\eta(s) = \exp[-\kappa_\eta(s) \Delta s]. \quad (7, 8)$$

where $\tau_\eta(s)$ is the so called spectral transmissivity. The narrow-band model is now introduced by dividing the radiative spectrum ($50 \text{ cm}^{-1} < \eta < 9300 \text{ cm}^{-1}$) into NB small intervals, $\Delta\eta$. The objective of the narrow-band approximation is to establish a spectrally averaged transmissivity, $\bar{\tau}_{\eta_m}(s)$, for every m th considered narrow band. Without loss of generality, $\Delta\eta$ is assumed equal for all NB narrow bands. Integration of Eq. (7) over a narrow band centered around η_m , with band-width $\Delta\eta$, yields (Modest, 1993)

$$I_{\eta_m}(s, \theta, \phi) = I_{\eta_m}(s_o, \theta, \phi) \bar{\tau}_{\eta_m}(s) + [1 - \bar{\tau}_{\eta_m}(s)] I_b(T, \eta_m), \quad (9)$$

where

$$I_{\eta_m}(s, \theta, \phi) = \frac{1}{\Delta\eta} \int_{\eta_m - \Delta\eta/2}^{\eta_m + \Delta\eta/2} I_\eta(s, \theta, \phi) d\eta, \quad \bar{\tau}_{\eta_m}(s) = \frac{1}{\Delta\eta} \int_{\eta_m - \Delta\eta/2}^{\eta_m + \Delta\eta/2} \tau_\eta(s) d\eta. \quad (10, 11)$$

The value of $\bar{\tau}_{\eta_m}$ to be used is the one for the medium, i.e., for the mixture of gases and soot which comprise the medium. Let us assume a mixture of CO, CO₂, H₂O, CH₄, O₂, N₂ and soot at uniform temperature, pressure and chemical composition. Since O₂ and N₂ are IR-active only at very high pressures only the transmissivities of CO, CO₂, H₂O, CH₄ and soot need to be considered. In such a situation, the transmissivity of the mixture of gases can be approximated as (Modest, 1993)

$$\bar{\tau}_{\eta_m}^{mix.} = (\bar{\tau}^{CO_2} \bar{\tau}^{CO} \bar{\tau}^{CH_4} \bar{\tau}^{H_2O} \bar{\tau}^{soot})_{\eta_m}. \quad (12)$$

Therefore, before proceeding with the solution of the RTE for the m th narrow-band, it is necessary to evaluate the average spectral transmissivity of each IR-active molecule. Equations (7) and (8) were obtained based on a uniform temperature, pressure and chemical composition along the path length, Δs . This is clearly not the case involving radiative heat transfer in combustion systems, in which temperature and chemical composition vary along the path length. In this case, the mostly common used approximation for radiative transfer calculation is the Curtis-Godson approximation (Ludwig et al., 1973). According to the Curtis-Godson approximation, the average spectral transmissivity of a nonuniform gas is replaced by the transmissivity of an equivalent layer of uniform gas

$$\bar{\tau}_{\eta_m} = \exp[-X], \quad (13)$$

where the optical depth, X , is dependent on the considered broadening mechanism of the spectral lines. The details about the calculation of X can be found in Ludwig et al. (1973).

3. APPLICATION

In this section we intend to illustrate how the nongray concepts developed in the previous section can be applied to solve a problem of practical interest. The two-dimensional, cylindrical, participating medium represents the mixture of gases and soot in a premixed laminar flame. We should start by recalling that the intensity of radiation is a function of five independent variables

$$I_{ijklm} = I(r_i, z_j, \theta_k, \phi_l, \eta_m) \quad (14)$$

We now consider the evaluation of I_{ijklm} , Fig. 2. Without loss of generality, we assume that I_{ijklm} emanates from the bottom wall of the cylinder. To obtain I_{ijklm} , we integrate the RTE along a path length s' , between s_0 , from where the intensity emanates, to s , defined by $(r_i, z_j, \theta_k, \phi_l)$, as shown in Fig. 2. Thus, Eq. (1) becomes

$$I_{ijklm} = \tilde{I}_{ijklm} \bar{\tau}_{\eta_m}(s) - \int_{\tau_{\eta_m}(s_0)}^{\tau_{\eta_m}(s)} I_b[\eta_m, T(\tau')] d\tau', \quad \bar{\tau}_{\eta_m}(s) = \exp\left[-\int_{s_0}^s \kappa_{\eta_m}(s') ds'\right]. \quad (15, 16)$$

Since the wall at $s=s_0$ is assumed black at uniform temperature, the boundary condition for the spectral intensity, \tilde{I}_{ijklm} , is given by the Planck function (Modest, 1993).

To account for the nonuniform temperature and chemical composition distribution along the path length between s_0 and s , the path length is divided into ND "homogeneous" elements, Fig. 2, such that each Δd_n element, $n=1, 2, \dots, ND$, is characterized by an average value of temperature (\bar{T}_n), soot volume fraction (\bar{f}_n), and species partial pressures (molar fractions) (\bar{p}_n^{is} , $is = CO, CO_2, H_2O, CH_4, N_2, O_2$). For the configuration shown in Fig. 2, $ND=j-1$ and

$$\Delta d_n = \frac{z_{n+1} - z_n}{\cos \theta_k}, \quad \bar{T}_n = 0.5(T_{n+1} + T_n), \quad \bar{f}_n = 0.5(f_{n+1} + f_n), \quad \bar{p}_n^{is} = 0.5(p_{n+1}^{is} + p_n^{is}), \quad n=1, 2, \dots, ND. \quad (17a, b, c, d)$$

Therefore, integration of Eq. (15) is divided into a series of integrals, as follows

$$I_{ijklm} = I_b[\eta_m, T(0)] \bar{\tau}_{\eta_m}(s_{ND}) - \left\{ \int_{\tau_{\eta_m}(s_0)}^{\tau_{\eta_m}(s_1)} I_b[\eta_m, T(\tau')] d\tau' + \int_{\tau_{\eta_m}(s_1)}^{\tau_{\eta_m}(s_2)} I_b[\eta_m, T(\tau')] d\tau' + \dots + \int_{\tau_{\eta_m}(s_{ND-1})}^{\tau_{\eta_m}(s_{ND})} I_b[\eta_m, T(\tau')] d\tau' \right\}, \quad (18)$$

where $s_{ND} = s - s_0$. Considering that over each Δd_n the temperature is assumed uniform and equal to \bar{T}_n , we have

$$I_{ijklm} = I_b[\eta_m, T(0)] \bar{\tau}_{\eta_m}(s_{ND}) + \sum_{n=1}^{ND} I_b(\eta_m, \bar{T}_n) [\bar{\tau}_{\eta_m}(s_{n-1}) - \bar{\tau}_{\eta_m}(s_n)], \quad (19)$$

The above equation gives the intensity of radiation at a (r_i, z_j) location, (θ_k, ϕ_l) direction, and wavenumber η_m . Nonetheless, in heat transfer applications, we are interested in total quantities, i.e., quantities integrated over the entire spectrum. Thus, we have

$$I_{ijkl} = \int_0^{\infty} I_{ijklm} d\eta. \quad (20)$$

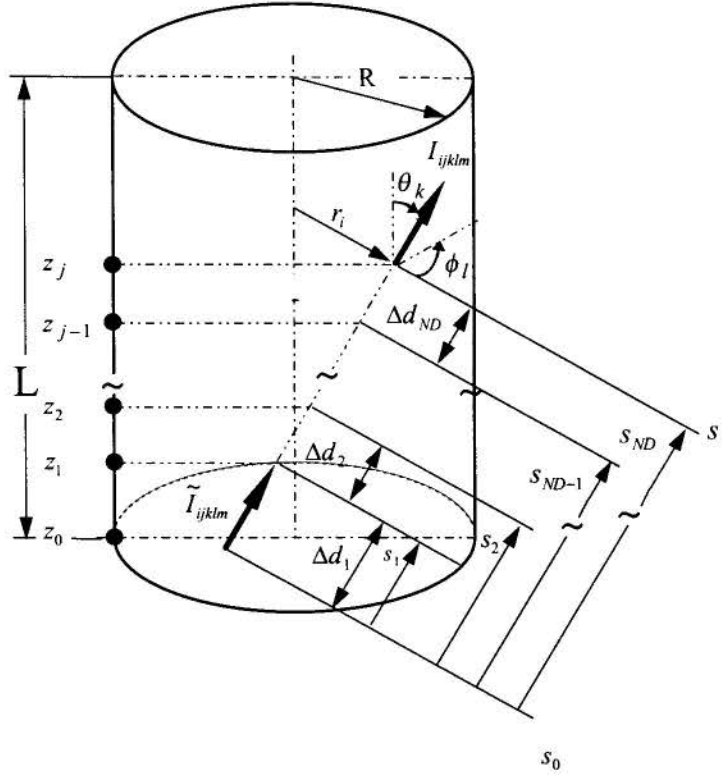


Fig. 2: Discretization along a path length between s_0 and s .

The integral in the above equation can be evaluated by applying the narrow band concept described in the previous section. So, the spectrum is divided into NB narrow bands and Eq. (20) becomes

$$I_{ijkl} = \sum_{m=1}^{NB} I_{ijklm} \Delta\eta_m, \quad (21)$$

where I_{ijklm} is given by Eq. (19). It should be recalled that $\bar{\tau}_{\eta_m}(s_n)$ represents the transmissivity of the mixture of gases, being given by Eq. (12).

In order to solve the RTE for each wavenumber η_m the method of solution developed by Pessoa-Filho and Thynell (1996a) was used. The evaluation of Eqs. (19) and (20) was performed by using the computer code RADCAL (Grosshandler, 1980). Besides giving accurate results, RADCAL is structured in such a way that makes its implementation relatively simple within the context of the present work. To account for nongray effects, RADCAL divides the radiative spectrum, $50 \text{ cm}^{-1} < \eta < 9300 \text{ cm}^{-1}$, into 432 narrow bands with narrow band widths varying between 5 cm^{-1} and 50 cm^{-1} . H_2O is considered IR-active in all 432 narrow bands, whereas CO, CO_2 and CH_4 are IR-active in, respectively, 32, 254 and 108 of these 432 bands. Since soot emits radiation continuously, its contribution is considered over each one of the 432 narrow bands. To illustrate the effects of such a narrow band distribution on the computational effort, let us consider the situation shown in Fig. 2, in which the path length is divided into ND “homogenous” elements. According to Eq. (19) the evaluation of $\bar{\tau}_{\eta_m}^{mixt.}(s_n)$ is required at each one of the ND “homogenous” elements. However, from Eq. (12), $\bar{\tau}_{\eta_m}^{mixt.}(s_n)$ results from the contribution of each IR-active species and soot. Therefore, at each one of the ND “homogenous” elements, 1268 evaluations of $\bar{\tau}_{\eta_m}^{is}(s_n)$,

is=CO, CO₂, H₂O, CH₄, soot, are necessary. As a consequence, 1268×ND evaluations of $\bar{\tau}_{\eta_m}^{is}(s_n)$ are required for each path length considered. Considering that at each (r_i, z_j) location within the cylindrical medium the RTE is typically solved for 48 directions (path lengths), the computational requirements become evident.

4. RESULTS

The calculation procedure used by RADCAL, i.e. Eqs. (19) and (20), has already been validated by Grosshandler (1980). However, it is necessary to validate the calculation procedure described in this work. If L/R is made sufficiently large, and the two-dimensional solution is accurate, the mean beam length concept can be used and L is replaced by L_{mbl} ($L_{mbl}=1.9R$; Edwards, 1976). We consider a nongray medium formed by a mixture of H₂O-N₂ at uniform temperature and chemical composition. The pressure is uniform and equal to 1.0 atm. To obtain an aspect ratio of at least 10, the cylinder height is made equal to 10 m and R is varied in such a way to obtain $p^{H_2O} \times L_{mbl}$ varying between 0.01 atm m and 0.2 atm m. In solving the RTE we consider the walls black and at zero temperature. The r - and z -directions are discretized by using five and eleven nodes, respectively. At each (r_i, z_j) location, the RTE is solved in 32 directions. Table 1 shows the results obtained for the total hemispherical emissivity at the mid-plane of the cylinder ($z=L/2$), namely

$$\varepsilon_{total}(T, p^{H_2O} \times L_{mbl}, p) = \frac{q_{\hat{e}_r}''(R, L/2)}{\sigma T^4}, \quad (22)$$

where σ is the Stefan-Boltzmann constant. Results were obtained for two temperatures: 1000 K and 2000 K. For comparison purposes results obtained by different investigators are also presented in Table 1. An excellent agreement is observed between the results obtained in this work and those presented in the literature. For $T=2000$ K the agreement with Hottel's charts is not very good because Hottel's values were obtained from extrapolation of measurements at lower temperatures.

To illustrate the application of the present method of solution to a situation of practical interest, we consider the modeling of radiation heat transfer in flat flame burners, Fig. 1a. There is reason to believe that the temperature decrease observed in some experimental measurements, e.g. Fig. 1b., is caused by radiative heat losses across the peripheral wall of the flame. The introduction of radiation heat transfer into the analysis of the combustion problem leads to the addition of the following terms into the overall energy conservation equation:

$2\pi Rq_{\hat{e}_r}''(R, z)$ and $\frac{d}{dz}[q_{\hat{e}_z}(z)]$ (Pessoa-Filho and Thynell, 1996b). These terms represent, respectively, radiative losses across the peripheral wall of the flame and the transport of radiation along the flame axis. $q_{\hat{e}_r}''(R, z)$ and $q_{\hat{e}_z}(z)$ are given by Eqs. (3) and (4), respectively.

Figure 3 shows temperature, IR-active species molar fraction and soot volume fraction distributions along an atmospheric, 2.54 equivalence ratio, premixed CH₄-O₂, laminar, flame. The IR-active species and soot volume fraction profiles were obtained experimentally by D'Alessio et al. (1973), whereas the temperature profile was obtained from calculation (Pessoa-Filho and Thynell, 1996b). It is worth mentioning that about 56% of the products of combustion of this flame is comprised of IR-active species. For solving the RTE at each wavenumber, η_m , the method of solution developed by Pessoa-Filho and Thynell (1996a) is used. The r - and z -directions were discretized by using nine and thirty-five nodes,

respectively. At each (r_i, z_j) location, the RTE was solved along 48 directions. The CPU time required to obtain the results shown in Figs. 4 and 5 was about 5 hours (HP900-700).

Figure 4 shows the net radiative heat transfer across the peripheral wall of the flame. The temperature of the burner ($T_b=298\text{ K}$), as well as the lower temperature and concentration of the IR-active species in the reaction zone, are responsible for the observed decrease of the peripheral heat flux as $z \rightarrow 0$. The maximum peripheral heat flux occurs close to the location where soot volume fraction reaches its maximum value ($z \approx 1.2\text{ cm}$). As $z \rightarrow L$, there is a decrease in the flame temperature. This fact, together with the presence of the "imaginary" cold wall at $z=L$, leads to a decrease of the peripheral heat flux as $z \rightarrow L$.

Figure 5 shows the variation of $q_{\hat{e}_z}(z)$ along the axial direction of the flame. It is important to recall that $q_{\hat{e}_z}(z)$ represents the net axial transport of radiative energy at a given z -location, Eq. (4a). A positive value of $q_{\hat{e}_z}(z)$ indicates a net transport of radiative energy in the positive z -direction. In a similar fashion, a negative value of $q_{\hat{e}_z}(z)$ indicates a net transport of radiative energy in the negative direction. To help in the understanding of $q_{\hat{e}_z}(z)$, $q_{\hat{e}_z}^+(z)$ and $q_{\hat{e}_z}^-(z)$ are also shown in Fig. 5. As we move away from the burner surface there is an increase in the amount of energy propagating along the positive z -direction, $q_{\hat{e}_z}^+(z)$. As we get close to $z=L$, there is a slight decrease in $q_{\hat{e}_z}^+(z)$. Such a behavior is caused by the decrease in the flame's temperature. The same physical mechanisms as above are responsible for the $q_{\hat{e}_z}^-(z)$ behavior.

The total heat power lost, through radiative emission, in this typical flame amounts to 120 W . This value was obtained by adding $q_{\hat{e}_z}(0)$ and $q_{\hat{e}_z}(L)$ to the integrated radiative loss across the peripheral wall of the flame. This value is quite large if we consider the small dimensions of the flame (4.0 cm diameter and 3.0 cm length) and its low mass flow rate (about 0.1 g/s). Such heat losses lead to a temperature decrease of 500 K in the flame (Pessoa-Filho and Thynell, 1996b).

Based upon the calculation of the radiative terms appearing in the overall energy conservation equation, it is possible to evaluate how much of the total radiation emitted by the flame is due to soot radiation and how much is due to gaseous radiation. Figure 6, shows the net radiative heat transfer across the peripheral wall of the flame. It is observed that about 60 % of the total radiative loss across the peripheral wall of the flame is due to soot emission. Despite being present in high amounts, 56% of the products of combustion, the IR-active species respond for about 40 % of the radiative losses. For an atmospheric, 2.9 equivalence ratio, premixed $\text{CH}_4\text{-O}_2$ flame, Hamadi et al. (1987) showed that soot radiation comprised about 80% of the radiative emission by the flame. The contribution of each IR-active species to the total gaseous radiation emitted by the flame is not shown but CO_2 and H_2O contributed almost equally with 35% of the gaseous radiation, whereas CO and CH_4 contributed each with 15%.

5. CONCLUSIONS

As it was pointed out in the introduction, the main objective of the present investigation was to develop a method of solution for solving the nongray RTE in two-dimensional cylindrical media. The motivation behind this study is to incorporate the radiative heat transfer phenomenon into an existing computer code for simulating premixed, laminar,

Table 1: Total hemispherical emissivity of a mixture of H_2O and N_2 at 1 atm.

T[K]	$p^{H_2O} \times L_{mbl}$ [atm m]	RADCAL	Ludwig et al. (1973)	This work Eq. (22)	Edwards 1976	Hottel 1954
1000	0.01	0.0352	0.0330	0.0343	0.0320	0.0260
	0.02	0.0570	0.0530	0.0557	0.0500	0.0450
	0.10	0.1445	0.1300	0.1414	0.1300	0.1300
	0.20	0.2008	0.1800	0.1945	0.1800	0.1800
2000	0.01	0.0111	0.0110	0.0116	0.0090	0.0065
	0.02	0.0210	0.0200	0.0219	0.0180	0.0130
	0.10	0.0791	0.0770	0.0811	0.0760 </td <td>0.0460</td>	0.0460
	0.20	0.1277	0.1200	0.1292	0.1200	0.0880

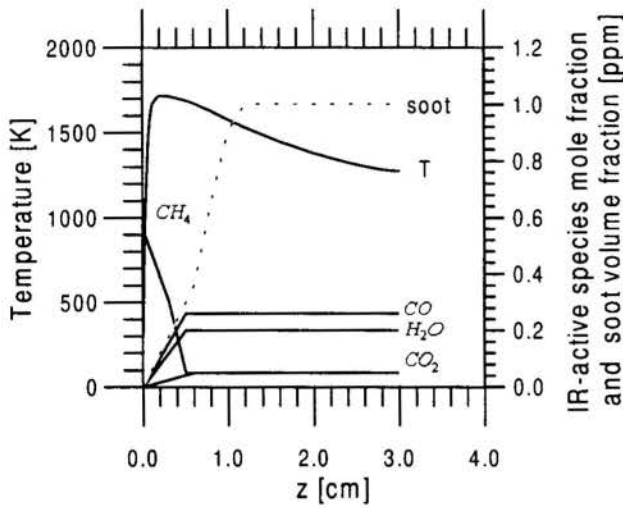


Fig. 3: Temperature, soot, and IR-active species molar fraction distributions along the flame.

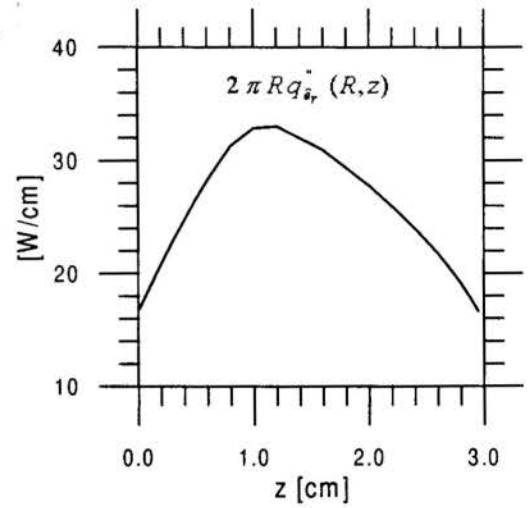


Fig. 4: Soot and gaseous radiation across the peripheral wall of the flame.

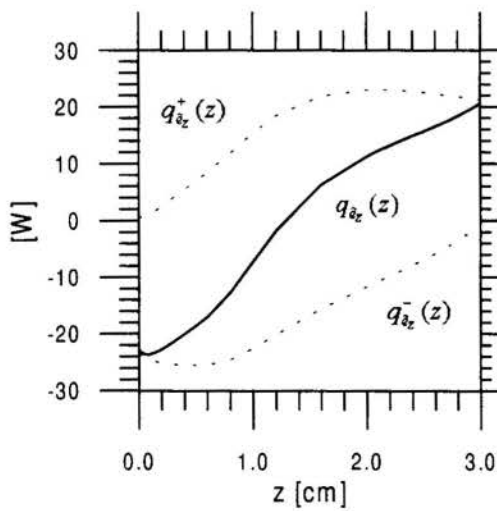


Fig. 5: Net transport of radiation along the flame axis.

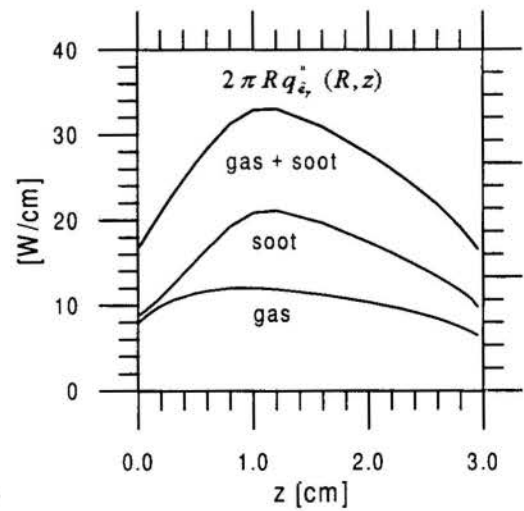


Fig. 6: Soot and gas contributions to the radiative emission by the flame.

flat flames (Kee et al., 1985). By doing that, the objective is to investigate how radiative heat transfer affects the temperature distribution along such flames. Considering these facts, this work presented a solution procedure for solving the RTE in nongray participating media. Based on an accurate representation of nongray and multidimensionality effects, it was possible to obtain a detailed description of the radiative heat transfer phenomenon within the flame. In agreement with the literature, it was shown that most of the radiation emitted by a fuel rich flame comes from soot. The relative importance of each IR-active species on the flame's emission was investigated, as well. Considering that in practical combustion systems the solution of the RTE is coupled with the solution of the combustion problem, an iterative type of solution is required. The computational cost of such a solution procedure may be high. On the other hand, since the solution procedure was applied to a two-dimensional cylindrical geometry its application to other combustion systems of practical interest should be relatively simple.

6. REFERENCES

- D'Alessio, A., Di Lorenzo, A., Beretta, F., and Venitozzi, C., Optical and Chemical Investigations on Fuel-Rich Methane-Oxygen Premixed Flames at Atmospheric Pressure, *Fourteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 941-953, 1973.
- Edwards, D. K., Molecular Gas Band Radiation, *Advances in Heat Transfer*, Vol. 12, pp. 115-193, 1976.
- Grosshandler, W. L., Radiative Heat Transfer in Nonhomogeneous Gases: A Simplified Approach, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 23, pp. 1447-1459, 1980.
- Hamadi, M. B., Vervisch, P., and Copalle, A., Radiation Properties of Soot from Premixed Flat Flame, *Combustion and Flame*, Vol. 68, pp. 57-67, 1987.
- Hottel, H. C., *Radiant Heat Transmission*, McGraw-Hill, New York, NY, 1954.
- Kee, R. J., Grcar, J. F., Smooke, M. D., and Miller, J. A., A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames, *Sandia National Laboratories*, SAND85-8240, 1985.
- Ludwig, C. B., Malkmus, W., Reardon, J. E., and Thompson, J. A. L., *Handbook of Infrared Radiation from Combustion Gases*, NASA SP-3080, Scientific and Technical Information Office, Washington, DC, 1973.
- Modest, M. F., *Radiative Heat Transfer*, McGraw-Hill, New York, 1993.
- Pessoa-Filho, J. B., and Thynell, S. T., Approximate Solution to Radiative Transfer in Two-Dimensional Cylindrical Media, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 10, No. 3, pp. 452-459, 1996a.
- Pessoa-Filho, J. B., and Thynell, S. T., Effects of Radiative Heat Transfer on Premixed, Laminar, Flat Flames, *AIAA paper*, AIAA 96-3960, 1996b.
- Viskanta, R., and Mengüç, M. P., Radiation Heat Transfer in Combustion Systems, *Progress Energy Combustion Sciences*, Vol. 13, pp. 97-160, 1987.
- Xu, F., Sunderland, P. B., Faeth, G. M., Soot Formation in Laminar Premixed Ethylene/Air Flames at Atmospheric Pressure, *Combustion and Flame*, Vol. 108, pp. 471-493, 1997.

PAPER CODE: COB264

**CONSTRUÇÃO E ENSAIO DE UM CORPO NEGRO
PARA OPERAÇÃO A BAIXAS POTÊNCIAS TÉRMICAS /**
CONSTRUCTION AND TESTING OF A BLACK BODY OF LOW THERMAL POWER

Alan C.B. Rocha, George S. Marinho, Leônidas Hildebrand Jr., Renê A. Carvalho*

** Instituto de Física de São Carlos. Departamento de Engenharia Mecânica, Escola de Engenharia de São Carlos - EESC / USP. Av. Dr. Carlos Botelho, 1465- São Carlos - SP - Brasil. CEP - 13560-250.***Abstract**

A cavity capable of working as a black body radiator was built and tested. Whereas most commercial systems work with the cavity body fixed to the core of a heated cylinder, the new device is directly heated by means of electric resistors fixed along its external surface. The electric resistors are heated by a highly stable dc-power system, which allows the cavity to reach temperatures of the order of 250°C. Constructed in a cone-type shape, the cavity has the back wall shaped with a large number of small pyramids, forming grooves. Its internal surface is roughly machined, forming a trap of baffles to radiation, which leaves the cavity after multiple reflections through a unique small opening at the top of the cone. The main advantages of the system are its low cost and the simplicity of assembling. Emissivities as high as 0.96 were measured.

Keywords

Black body, thermal cavity, emissivity, pyrometer, thermal radiation.
Corpo negro, cavidade térmica, emissividade, pirômetro, radiação térmica.

1. INTRODUÇÃO

A calibração ou aferição de detectores de radiação térmica é parte integrante da pesquisa de processos de transmissão de calor, como por exemplo na seleção de superfícies utilizadas em sistemas de captação de energia solar. Em geral, as termopilhas e os detectores ópticos de radiação térmica são calibrados através de dispositivos como a lâmpada padrão de filamento de tungstênio ou de carvão ou através de um corpo negro.

Considerado um padrão primário, já que a própria lâmpada de filamento de tungstênio é calibrada através dele, o corpo negro é caracterizado principalmente pela sua alta emissividade, sendo que alguns equipamentos comerciais chegam a atingir valores de até 0.99. Entretanto, esses sistemas não são baratos e, em geral, são importados. O presente trabalho trata da construção e teste de uma cavidade tipo corpo negro capaz de operar a temperaturas de até 250°C, de fácil construção e de operação simples. A geometria do dispositivo construído apresenta algumas inovações em relação aos sistemas convencionais. Elas foram introduzidas para minimizarem-se as perdas de energia para o ambiente através da janela de medição e, assim, garantir um valor de emissividade elevado. O dispositivo tem baixo custo de construção e pode ser utilizado para a aferição de sistemas ópticos, como pirômetros, ou sistemas mais simples como termopilhas.

2. CORPO NEGRO

Por definição, um corpo negro é aquele capaz de absorver completamente toda a energia radiante que atinge sua superfície. De acordo com a lei de Kirchhoff, um corpo com essas características (absorvedor perfeito) é também um irradiador ideal, ou seja:

$$\alpha_{cn} = \epsilon_{cn} = 1.0 \quad (1)$$

Trata-se de uma idealização física pois na prática não existe um absorvedor perfeito e, portanto, também não existe um irradiador ideal. Contudo, alguns dispositivos podem ser construídos de forma a apresentar características próximas àquelas atribuídas a um corpo negro ideal, possibilitando a medida de valores de emissividade tão altos quanto $\epsilon = 0.99$.

Em geral, um corpo negro prático é formado por uma cavidade com a superfície externa aquecida, dotada de uma área interna muito maior que a área de uma abertura feita em sua superfície, denominada de *janela de emissão*, destinada à saída da *radiação de corpo negro*, utilizada para a calibração de instrumentos de medição de radiação térmica.

3. CARACTERÍSTICAS DE UM CORPO NEGRO PRÁTICO

A figura 1 apresenta os tipos de configurações geométricas usualmente utilizadas na construção de um corpo negro, onde L = profundidade da cavidade e $2r$ = diâmetro da abertura.

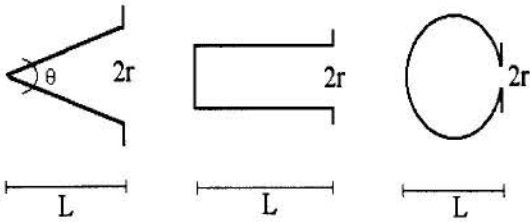


Figura 1 - Geometrias de construção de um corpo negro ($2r \ll L$).

A emissividade da cavidade através da abertura, ou janela de emissão, depende basicamente: da geometria do sistema, da emissividade da superfície interna e de sua temperatura. A medida da temperatura, no caso de um dispositivo de baixa potência, é feita através de termopares fixados no interior da cavidade.

Para aumento da emissividade, as paredes internas da cavidade devem ser ranhuradas (Thewlis, 1962). Cuidados especiais devem ser tomados para garantir que o dispositivo seja isotérmico e o material utilizado na zona de aquecimento deve ter a maior emissividade possível (Dorf, 1996). Em geral, o aquecimento é fornecido através de resistências elétricas, mas também pode ser obtido através de microondas, imersão em banho térmico ou de acoplamento a um forno elétrico com estrutura de grafite ou porcelana.

4. CONSTRUÇÃO DA CAVIDADE

As condições segundo as quais um corpo negro deve ser construído foram estabelecidas por Kirchhoff, em 1860, que definiu *radiação de corpo negro* a radiação que deixa uma cavidade aquecida através de um orifício cujas dimensões são muito menores que as da superfície interna da cavidade. Assim, nem a forma geométrica nem o tipo de material do qual é construída a cavidade afetam o resultado. O importante é que a cavidade seja isotérmica e que a área da abertura de emissão seja muito menor que a do seu interior. Essa é a melhor aproximação que se pode obter de um corpo negro ideal (Isaacs, 1996).

4.1 Materiais

Para a construção da cavidade, foram utilizados materiais de custo baixo e facilmente encontrados no comércio. A cavidade foi construída em bronze, usinado externamente em forma de cone truncado e internamente na forma de batentes concêntricos de diâmetros decrescentes desde a base até a ponta, formando uma restrição que minimizava a dispersão da radiação através da janela de emissão. A base, por sua vez, foi usinada de modo a ser preenchida por pirâmides cruzadas (45°), permitindo múltiplas reflexões internas da radiação. Para minimizar os efeitos nas bordas, a janela de emissão foi construída com ferramenta de precisão (décimos de milímetro) e um diafragma de metal foi utilizado para limitar o cone de emissão. A abertura da janela de emissão foi calculada de modo a permitir que o campo de visão da mira do pirômetro fosse totalmente envolvido pela abertura, de acordo com recomendações de Obert e Gyrog (1976). A figura 2 mostra a geometria adotada para a composição da cavidade.

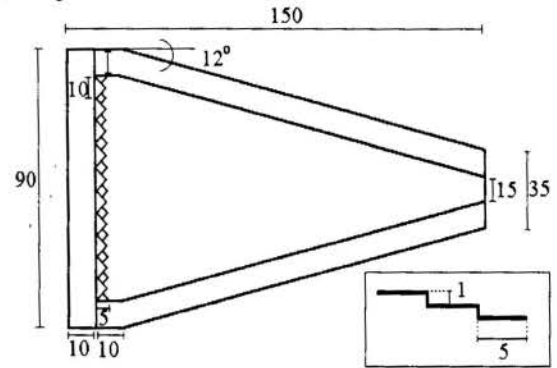


Figura 2 - Geometria da cavidade (mm). Detalhe: geometria de usinagem da superfície interna.

4.2 Medição de temperatura

Durante a determinação de emissividade de superfícies, a temperatura é a grandeza que deve ser medida com maior acuidade (Braga *et al.*, 1985). Assim, a temperatura no interior da cavidade foi medida através de dois termopares de cobre-constantan (tipo T, AWG 30), construídos de acordo com as recomendações de Lombardi *et al.* (1983) e isolados em um conduíte de alumina que foi inserido em uma abertura de 2mm de diâmetro na parte anterior da peça, permitindo que as juntas de medição ficassem suspensas na parte central da cavidade. As leituras dos termopares foram feitas através de um sistema de conversão de sinais A/D e gravadas em um computador.

4.3 Aquecimento da Cavidade

Ao contrário da corrente contínua, a corrente alternada causa problemas de indução mútua e de auto-indutância (Guerrini, 1988). Assim, utilizou-se uma fonte de corrente contínua, digital, com ajuste fino, proteção contra sobrecarga e operação no modo *cruzamento automático de tensão constante-corrente constante (cross-over)*, para garantir o aquecimento uniforme da cavidade, condição indispensável para a boa qualidade das medidas (Erickson, 1995). A superfície externa da cavidade foi envolvida por uma resistência de *nikrotal-80*, com características ideais para a faixa de temperatura considerada nos experimentos (até 250°C), embutida em missangas de alumina e assentada em canaletas abertas em sua parte externa. Para a fixação do conjunto nas canaletas, utilizou-se cimento refratário para altas temperaturas, composto por sílica, isolante elétrico e silicato de sódio.

4.4 Acabamento da Superfície Interna da Cavidade

Define-se *emissividade* (ϵ) como a relação entre a quantidade de calor (E), emitida por um corpo qualquer, aquecido a uma dada temperatura, e a correspondente quantidade de calor (E_{cn}) que seria emitida por um *corpo negro* a mesma temperatura, onde considera-se o corpo negro como um irradiador ideal, i.e., $\epsilon_{cn} = 1.0$. Matematicamente, tem-se:

$$\varepsilon = E / E_{cn} \quad (2)$$

A emissividade de uma superfície real é influenciada por diversos fatores, onde destacam-se: o acabamento, a natureza do material e a temperatura (Paletta, 1988). Schornhorst e Viskranta (1968), *apud* Kreith (1977), realizaram experimentos na faixa entre 300 e 700K e mostraram que superfícies revestidas, usinadas ou pintadas podem ser tratadas como completamente difusas. Para esse tipo de superfície, os ângulos de incidência e reflexão são diferentes, fato que foi aproveitado para se obter uma maior emissividade da superfície interna e uma minimização das perdas através da janela de medição da cavidade construída. Outra condição indispensável para que uma superfície adquira características semelhantes às de um corpo negro é a de se utilizar na fabricação da cavidade um material com emissividade maior que 0.5 (Dorf, 1996). Assim, para o aumento da emissividade, as paredes internas da cavidade foram cobertas por uma camada de tinta para altas temperaturas (600°C), preto fosco, composta de resina de silicone dissolvida em hidrocarbonetos aromáticos, pigmentos orgânicos e inorgânicos e pasta de alumínio com ácidos graxos, conferindo à superfície uma emissividade de aproximadamente 0.86.

4.5 Estabilidade térmica

A estabilidade térmica da cavidade é imprescindível para que as características típicas de um corpo negro sejam obtidas (Edwards, 1983). Desse modo, toda a superfície externa do dispositivo foi recoberta por uma camada de cerca de 5mm de cimento para altas temperatura. Após a secagem e instalação do conduíte para os termopares, a peça foi envolvida por uma manta de amianto de 35mm de espessura, assentada em um bloco de poliuretano com dimensões de 200x200x300mm³ e, finalmente, acomodada no interior de uma caixa de madeira com paredes tipo colmeia, figura 3.

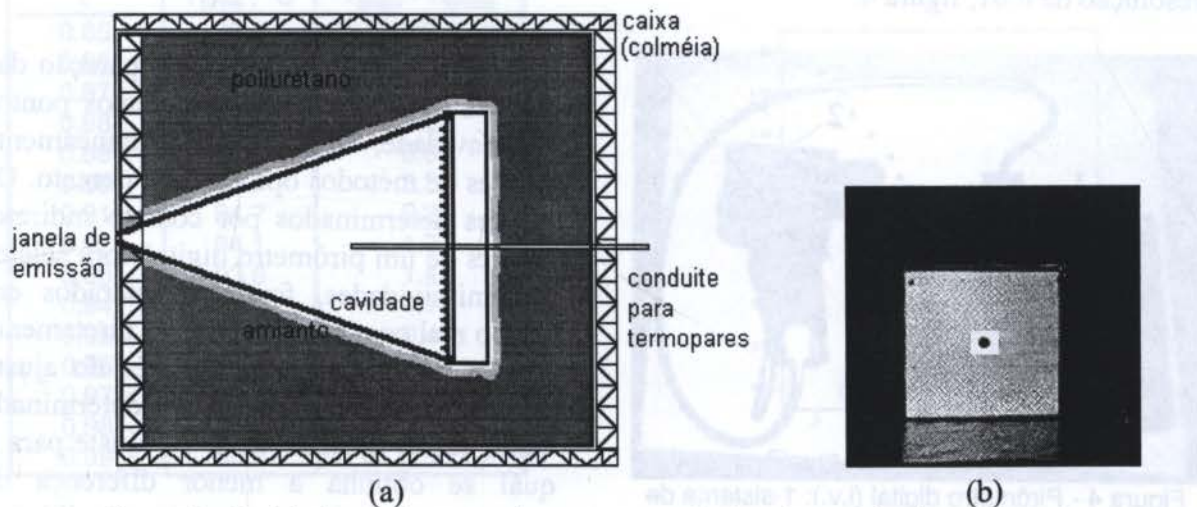


Figura 3 - Cavidade: a) diagrama de montagem; b) vista frontal do sistema completo.

4.6 Condições do ambiente de experimentos

Os experimentos foram realizados em ambiente controlado, já que a temperatura indicada pelo instrumento é fortemente dependente das propriedades do ar entre a fonte e o instrumento de medida (Lee e Hellman, 1974). O ambiente apresentou variações de no máximo 0.2°C/50h, bem abaixo da mínima recomendada na literatura (2°C/24h).

O ar é considerado transparente à radiação térmica (Edwards, 1983), permitindo que se desprezem os efeitos de atenuação da radiação na distância entre a fonte e o detetor. Assim, considerou-se que o fluxo de energia transmitido por radiação a partir da cavidade atravessava o ar sem sofrer nenhuma atenuação. Na prática, esse efeito só deixa de ser desprezível quando a espessura da camada de ar a ser atravessada é superior a 10^3 m (Özisik, 1985).

5. MÉTODO DAS TEMPERATURAS COMPARADAS

Satisfeitas as condições de estabilidade térmica do ambiente de experimentos, montado o pirômetro e ajustado o foco para a distância de medição, ativada a fonte de potência e acionados os sistemas de aquisição de dados (do pirômetro e dos termopares), foram iniciados os ensaios para determinação da emissividade da cavidade, utilizando-se o *método das temperaturas comparadas*.

A emissividade de qualquer corpo apresenta grandes variações em função das condições da superfície e variações moderadas em função da temperatura (Erickson, 1995). Nos sólidos, a transmissão de calor por radiação é um fenômeno predominantemente de superfície (Eisberg e Resnik, 1979), onde a *emissividade* é a variável que quantifica os efeitos do acabamento das superfícies envolvidas no processo.

Para determinar a emissividade de uma superfície dispõe-se atualmente de várias técnicas e equipamentos, como radiômetros e emissivímetros (Edwards, 1983), (Braga et al., 1985), (Carlomagno e Luca, 1989), (Webb e Hill, 1989). Métodos comparativos podem ser utilizados, onde a leitura das temperaturas é obtida simultaneamente através de termopares e de um pirômetro (Obert e Gyrog, 1976). No presente trabalho, a *emissividade* da cavidade foi determinada através do *método das temperaturas comparadas*. A técnica implica na introdução de uma informação sobre a emissividade (ϵ) através da variação de um fator na escala de leitura. Para isso, utilizou-se um pirômetro sensível à radiação com comprimento de onda na faixa do infravermelho e dotado de um seletor para ajuste da emissividade, com resolução de 0.01, figura 4.

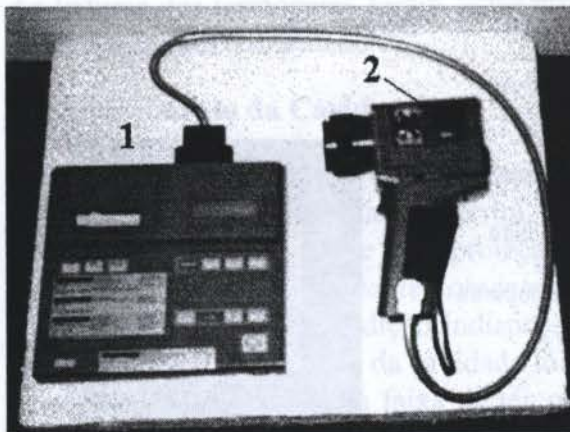


Figura 4 - Pirômetro digital (i.v.): 1-sistema de aquisição de dados; 2-seletor de emissividade.

O método consiste na comparação das leituras de temperatura de diversos pontos da cavidade, medidas simultaneamente através de métodos ópticos e de contato. Os valores determinados por contato indireto, através de um pirômetro digital com seletor de emissividades, foram comparados em tempo real com aqueles obtidos diretamente através dos termopares. Através do ajuste do seletor, a emissividade foi determinada como sendo igual ao valor de ajuste para o qual se obtinha a menor diferença de temperatura entre os dois medidores.

6. RESULTADOS E ANÁLISE

As tabelas 1, 2 e 3, correspondentes às figuras 5, 6 e 7, respectivamente apresentam os resultados obtidos.

Tabela 1- Valores de ϵ p/ $T_{cavidade} = 61.2^{\circ}\text{C}$.

ϵ	$T_{pir\acute{o}m}, ^{\circ}\text{C}$	$T_{pir\acute{o}m} - T_{termop}$
0.10	219	157.8
0.20	142	80.8
0.30	111	49.8
0.40	94	32.8
0.50	82.1	20.9
0.60	74.2	13
0.70	68	6.8
0.80	63.5	2.3
0.90	59.6	-1.6
1.00	56.7	-4.5

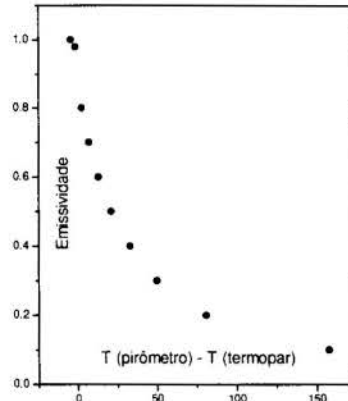


Figura 5 - $T_{cavidade} = 61.2^{\circ}\text{C}$

Tabela 2- Valores de ϵ p/ $T_{cavidade} = 90.2^{\circ}\text{C}$

ϵ	$T_{pir\acute{o}m}, ^{\circ}\text{C}$	$T_{pir\acute{o}m} - T_{termop}$
0.91	91.8	1.5
0.92	91.6	1.3
0.93	91.3	1.0
0.94	91.1	0.8
0.95	90.6	0.3
0.96	90.0	-0.2

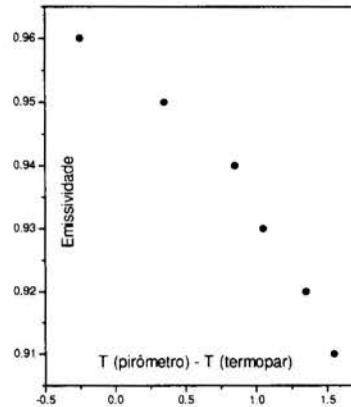


Figura 6 - $T_{cavidade} = 90.2^{\circ}\text{C}$

Tabela 3- Valores p/ $T_{cavidade} = 92.35^{\circ}\text{C}$.

ϵ	$T_{pir\acute{o}m}, ^{\circ}\text{C}$	$T_{pir\acute{o}m} - T_{termop}$
0.85	98.7	6.3
0.86	97.7	5.3
0.87	97.3	4.9
0.88	96.6	4.2
0.89	96.2	3.8
0.90	95.7	3.3
0.91	94.7	2.3
0.92	94.1	1.7
0.93	93.8	1.4
0.94	93.1	0.7
0.95	92.8	0.4
0.96	92.2	-0.1
0.97	91.6	-0.7
0.98	91.3	-1.0
0.99	90.6	-1.7

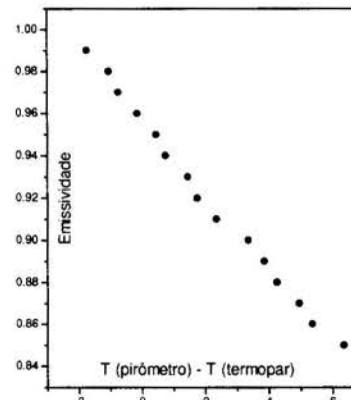


Figura 7 - $T_{cavidade} = 92.3^{\circ}\text{C}$

Observou-se que, no gráfico da figura 5, a menor diferença entre os valores indicados pelo pirômetro e pelos termopares (igual a 1.6°C) correspondeu a uma emissividade de 0.90. Esse valor é considerado relativamente alto e foi obtido devido ao ajuste do seletor de emissividades na escala 0.10. Quando o seletor foi ajustado para o intervalo de 0.01, a menor diferença de temperatura reduziu-se a 0.25°C , correspondente a uma emissividade entre 0.95 e 0.96, como pode ser visto na figura 6. Uma emissividade igual a 0.96 foi obtida para o ensaio representado na figura 7, correspondente a uma diferença de temperatura igual a 0.15°C .

7. CONCLUSÕES

Construída a cavidade a partir de materiais de baixo custo, realizados os experimentos utilizando-se a instrumentação disponível no laboratório e analisados os dados obtidos, constatou-se que: a utilização do pirômetro como instrumento indicador da emissividade da cavidade é viável; a determinação da emissividade através do método comparativo forneceu resultados satisfatórios, com diferença mínima entre as indicações dos instrumentos de 0.1 a 0.2°C para uma emissividade de 0.96; o dispositivo construído pode ser utilizado em experimentos demonstrativos de determinação da constante de Stefan-Boltzmann; o dispositivo apresentou uma constante de tempo muito elevada (da ordem de 12h); o alinhamento do eixo óptico entre a janela de emissão e o pirômetro deve ser feito com extremo cuidado, de preferência utilizando-se indicadores de nível; a principal característica do dispositivo desenvolvido é o seu baixo custo.

8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BRAGA, C.V.M.; BRAGA, S.L. & ORLANDO, A.F. Determinação Experimental da Emissividade de Superfícies, *Anais do VIII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, pp. 177-179, S. J. Campos, 1985.
- CARLOMAGNO, G.M. & LUCA, L. Heat Transfer to Impinging Jets Measured by Infrared Thermography, *Anais do X Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, pp. 209-212, Rio de Janeiro, 1989.
- DORF, R.C. *The Engineering Handbook*, CRC Press-IEEE Press, Florida, 1996.
- EDWARDS, D.K. *Heat Transfer by Radiation. Heat Exchanger Design Handbook*, Hemisphere Pub. Co., Washington, 1983.
- EISBERG, R. & RESNICK, R. *Física Quântica*, Campus, Rio de Janeiro, 1979.
- ERICKSON, C.J. *Handbook of Electrical Heating for Industry*, IEEE Press, New York, 1995
- GUERRINI, D.P. *Eletrotécnica Aplicada*, EESC, publicação 019/88, vol.2, 1988.
- ISAACS, A. *A Dictionary of Physics*, Oxford University Press, Oxford, 1996.
- KREITH, F. *Princípios de Transmissão de Calor*, Edgard Blücher, São Paulo, 1977.
- LEE, S.L. & HELLMAN, J.M. *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, vol.10, 1974.
- LOMBARDI, G.; SILVA, P.P. & FILHO, O.P. Sistema de Confecção, Aferição e Implantação de Pares Termoeletrônicos, *Anais do VII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, pp.63-74, Uberlândia, 1983.
- OBERT, E.F. & GYOROG, D.A. *Laboratório de Engenharia Mecânica - Projetos e Equipamentos*, Imprensa Universitária, UFSC, 1976.
- ÖZISIK, M.N. *Transferência de Calor*, Guanabara-Koogan, Rio de Janeiro, 1985.
- PALETTA, F.C. *Termometria*, Cetecil, São Paulo, 1988.
- THEWLIS, J. *Encyclopaedic Dictionary of Physics*, Pergamon Press, Oxford, vol.1, 1962.
- WEBB, B.W. & HILL, D.P. High Rayleigh Number Laminar Natural Convection in an Asymmetrically Heated Vertical Channel, *Transactions of The ASME, Journal of Heat Transfer*, vol. 111, pp. 649-656, 1989.

Agradecimentos

Ao CNPq e a CAPES, pelo financiamento da pesquisa.

Aos Técnicos: J.Roberto Bogni (LAT), A.Robert Correa, A.Ferrarin Neto (Of.Mecânica) e Ércio (IFSC).

B265

**ANÁLISE EXPERIMENTAL DA EMISSIVIDADE DE UM
TROCADOR DE CALOR DE BAIXA POTÊNCIA TÉRMICA /
DETERMINATION OF THE EMISSIVITY OF A LOW THERMAL
POWER HEAT EXCHANGER**

S. Marinho, Leônidas Hildebrand Jr., Renê A. Carvalho*
Carlos. Departamento de Engenharia Mecânica, Escola de Engenharia de São
Carlos Botelho, 1465- São Carlos - SP - Brasil. CEP - 13560-250.

Abstract

The type heat exchanger was experimentally determined by means of a compared
types of surface finishing were studied: naked aluminum, and black painted. In both
regimes, three heating power regimes: 8.7, 24.5 and 47.9W, which correspond to
temperatures of 45, 70 and 120°C, respectively. The temperature distribution was
determined by pyrometer and by thermocouples. By adjusting of the emissivity selector of the
pyrometer was determined.

Keywords

Heat exchanger, natural convection, pyrometer, thermal radiation.
Trocador de calor, convecção natural, pirômetro, radiação térmica.

A transmissão de calor por convecção natural são tratados
na literatura (Gama, 1990). Entretanto, mesmo para baixas potências
a radiação térmica desempenha papel importante (Erickson, 1995), ainda que para
potências inferiores a 0.1 (Webb e Hill, 1989). No resfriamento de componentes
aquecidos por convecção natural como
5). Em alguns casos, mesmo para diferenças de temperatura
de 100°C, a parcela da radiação pode chegar a mais de 50%
do calor gerado (Kreith, 1977; Incropera e De Witt, 1992).
Estimando numericamente o acoplamento convecção-radiação
obtem-se o valor do número de Nusselt para a convecção pura é
considerados os efeitos do acoplamento com a radiação.
Os efeitos da radiação na transmissão de calor por convecção
são mais significativos quando a radiação era considerada no processo, a taxa
de transferência aumenta numericamente a transferência de calor entre placas de
aquecimento que a parcela de contribuição da radiação para o
resfriamento natural. Também verificaram que, em condições
experimentais, a radiação apresentava 6% da taxa total de transferência de calor
para $\epsilon = 0.5$ e 40% para $\epsilon = 0.9$.



A determinação da emissividade de superfícies é fundamental para a quantificação da energia transmitida por radiação térmica. No caso específico da convecção natural em canais verticais, pode-se incorrer em resultados que estão longe de representar o resultado real devido à não inclusão dos efeitos da radiação.

Para a determinação da emissividade de superfícies, dispõe-se atualmente de várias técnicas e instrumentos sofisticados, como emissivímetros e espectrofotômetros. Métodos experimentais onde a emissividade é determinada pela aplicação das leis da transmissão de calor também oferecem excelentes resultados (Braga *et al.*, 1985). O presente trabalho trata da determinação da emissividade de um trocador de calor do tipo placa plana através do *método das temperaturas comparadas*, onde dois tipos de acabamento de superfície foram analisados: superfície de alumínio sem pintura e pintada com tinta preta para altas temperaturas.

2. EMISSIVIDADE DE UMA SUPERFÍCIE REAL

Define-se *emissividade* (ϵ) como a relação entre a quantidade de calor (E), emitida por um corpo qualquer aquecido a uma dada temperatura, e a correspondente quantidade de calor que seria emitida por um *corpo negro* (E_{cn}) na mesma temperatura, onde considera-se o corpo negro como um irradiador ideal, i.e., $\epsilon_{cn} = 1.0$. Matematicamente, tem-se:

$$\epsilon = E / E_{cn} \quad (1)$$

A emissividade de uma superfície real é influenciada por diversos fatores, entre os principais destacam-se: o acabamento da superfície, a natureza do material e a temperatura da superfície (Paletta, 1988). Esses fatores foram considerados nos procedimentos para a determinação experimental da emissividade da superfície de troca estudada.

3. MATERIAIS

Para a execução dos experimentos foram utilizados materiais de baixo custo e instrumentos comuns à maioria dos laboratórios de ensino e pesquisa existentes no país.

3.1 Trocador de Calor

Como trocador de calor utilizou-se uma placa de alumínio com área $A = 0.0335\text{m}^2$ e espessura $e = 6.2\text{mm}$, cujos valores foram escolhidos de modo a minimizarem-se os efeitos de perdas de calor através das bordas, de acordo com a relação recomendada por Santos (1992),

$$A/e > 2.8\text{m} \quad (2)$$

A tabela 1 apresenta os valores característicos da geometria do trocador.

Tabela 1 - Dimensões do trocador de calor.

Altura (cm)	largura (cm)	espessura e (mm)	área A (m^2)	peso (g)	A/e (m)
26.85	12.49	6.2	0.0335	632.8	5.40

3.2 Termopares

A medida de temperatura através de um termopar fixado na superfície de uma peça de metal está sujeita a erros maiores do que quando o sensor é alojado no interior da peça (Bambace *et al.*, 1991). Assim, termopares de cobre-constantan (tipo T, AWG 30), ideal para a faixa de -184 a 370°C , com fios isolados por revestimentos duplos individuais de PVC (que

evitam abrasão, corrosão e efeitos de umidade), com limites de erro de $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$, segundo as normas ANSI-MC96.1-1975, ASTM-E-230/77 e USA-UNI7938, construídos segundo os procedimentos descritos por Lombardi *et al.* (1983), foram fixados à placa em furos de 1.2mm de diâmetro e 0.5mm de profundidade, conforme sugerido por Sparrow *et al.* (1986).

A análise térmica de trocadores de tamanho médio pode ser feita com quatro termopares (Fraas, 1989). Devido às suas dimensões, a placa foi classificada como trocador de tamanho pequeno, permitindo o uso de um número menor de termopares. Porém, como se tratavam de medidas para a pesquisa, onde era necessário assegurar a condição de temperatura de parede uniforme, seis termopares foram simetricamente distribuídos sobre a superfície, figura 1.

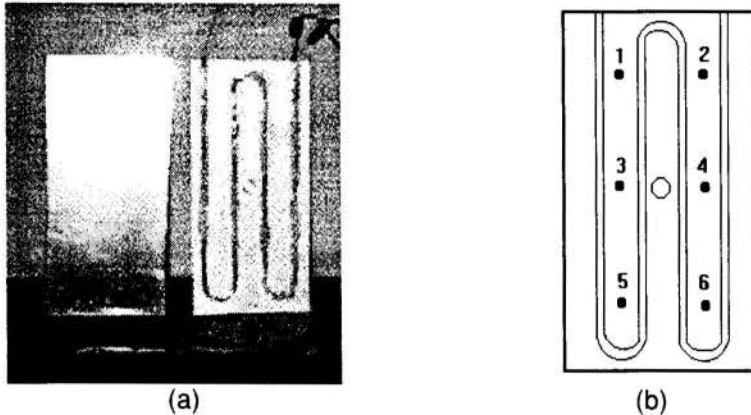


Figura 1 - Trocador de calor: a) placa com resistência embutida; b) gabarito das posições de fixação dos termopares.

3.3 Aquecimento elétrico

Ao contrário da corrente contínua, que se distribui uniformemente através da seção transversal do condutor, a corrente alternada causa problemas de indução mútua e de auto-indutância, fenômenos que perturbam a distribuição da energia no condutor, criando uma resistência aparente maior do que a verificada no caso da corrente contínua (Cardoso, 1987). Assim, para o aquecimento do trocador optou-se pelo uso da corrente contínua, gerada por uma fonte com as seguintes características: corrente máxima $I_{\max} = 6\text{A}$, tensão máxima $U_{\max} = 30\text{V}$ e potência máxima $P_{\max} = 180\text{W}$, leitura digital, proteção contra sobrecarga e operação no modo *cruzamento automático de tensão constante-corrente constante (cross-over)*.

Para o aquecimento da placa utilizou-se um fio de *nikrotal-80* (80%Ni-20%Cr), com resistividade de $2.160\Omega\cdot\text{m}$, 1.145m de comprimento, 0.8mm de diâmetro e 2.9g/m de densidade linear, apresentando alto ponto de fusão e variação linear com a temperatura (Erickson, 1995). A resistência foi encapsulada em dutos de alumina e embutida em canaletas abertas na superfície anterior da placa. Os dutos foram fixados às canaletas através de cimento de óxido de cobre, segundo recomendações de Sparrow *et al.* (1986). Após 48h de secagem à temperatura ambiente, fez-se a secagem em estufa, a 100°C , por 24h. Durante os ensaios a diferença de temperatura entre os pontos da placa manteve-se uniforme dentro de 0.1°C .

3.4 Sistema de Aquisição de Dados

Foi utilizado um sistema analógico-digital (16 canais/12 bits), uma placa A/D para conversão dos sinais dos termopares e um programa para aquisição de dados através de computador. O sistema permitia a seleção do tipo de termopar a ser monitorado e fazia a compensação eletrônica do sinal da junção fria. Para a aquisição dos dados do pirômetro, utilizou-se um sistema digital portátil, que permitia a leitura, gravação e impressão.

3.5 Acabamento da Superfície

O acabamento de uma superfície exerce grande influência na transmissão de calor por radiação, conseqüência direta da variação da emissividade (Özisik, 1985). Assim, a placa foi polida através de lixas abrasivas de números 150-acabamento, 300-acabamento fino e 600-espelhamento, eliminando-se imperfeições e partes oxidadas e deixando a superfície espelhada.

A variação da emissividade foi obtida através da pintura da superfície com tinta preto fosco para altas temperaturas (600°C), composta de resina de silicone dissolvida em hidrocarbonetos aromáticos, pigmentos orgânicos e inorgânicos e pasta de alumínio.

3.6 Método das Temperaturas Comparadas

Para a determinação da emissividade de superfícies, dispõe-se atualmente de várias técnicas e equipamentos, tais como radiômetros e emissivímetros (Dorf, 1996). No presente trabalho, a *emissividade* da superfície de troca foi determinada através do *método das temperaturas comparadas*. A técnica implica na introdução de uma informação sobre a emissividade no instrumento de medida óptica, através da variação de um fator na escala de leitura. Para isso, utilizou-se um pirômetro sensível à radiação na faixa do infravermelho dotado de um seletor para ajuste da emissividade, com resolução de 0.01. Através da comparação das leituras de temperatura de diversos pontos da superfície, fornecidas simultaneamente por termopares e pelo pirômetro, ajustava-se o seletor de emissividades do pirômetro até o ponto em que se obtinha a menor diferença entre as indicações dos dois instrumentos. A emissividade era determinada como sendo igual ao valor de ajuste para o qual a menor diferença de temperatura entre os dois medidores era obtida (Obert e Gyorgy, 1976).

4. METODOLOGIA

Nos experimentos foram consideradas duas condições de superfície do trocador (sem tinta e com uma camada de tinta preta para altas temperaturas) e três potências de aquecimento (8.7, 24.5 e 47.9W). A tabela 2 apresenta os valores de corrente e tensão para cada potência.

Tabela 2 - Valores de correntes e tensões de alimentação do trocador.

Alimentação	Corrente - I (A)	Tensão - U (V)	Potência (W)
1	1.50	5.8	8.7
2	2.50	9.8	24.5
3	3.50	13.7	47.9

4.1 Estabilidade térmica

Os experimentos foram realizados em ambiente com variação máxima de temperatura de 0.2°C/50h, já que a temperatura indicada pelo pirômetro é fortemente dependente das propriedades do ar entre a fonte e o instrumento de medida (Lee e Hellman, 1974).

Através da medida da temperatura do trocador a cada 5 minutos foi possível determinar o instante em que o equilíbrio térmico do sistema era atingido. O regime pode ser considerado permanente quando três leituras sucessivas apresentem variações desprezíveis (Fraas, 1989). O tempo de estabilização (regime permanente) ficou em torno de 120 minutos.

O ar pode ser considerado transparente à radiação térmica (Edwards, 1983). Desse modo, desprezam-se os efeitos da radiação no aquecimento do ar entre a fonte e o detector. Na prática, esse efeito só deixa de ser desprezível quando a espessura da camada de ar a ser atravessada pela radiação é superior a aproximadamente 10^3 m (Özisik, 1985).

4.2 Determinação das emissividades

Na determinação da emissividade de superfícies, a temperatura é a grandeza que deve ser medida com maior acuidade (Braga *et al.*, 1985). As temperaturas foram determinadas através de termopares e de um pirômetro de infravermelhos, com mostrador digital. Os termopares forneciam os valores de temperatura em pontos fixos, enquanto o pirômetro permitia medidas sobre toda a superfície da placa. As medidas dos termopares foram comparadas, em tempo real, às obtidas através do pirômetro, quando o foco desse era ajustado para a distância apropriada e a mira era centrada nos pontos da placa correspondentes àqueles de fixação dos termopares. Também foi feita uma varredura da superfície para a determinação da temperatura em pontos diferentes daqueles de fixação dos termopares. Os resultados obtidos mostraram a excelente uniformidade do aquecimento, com a diferença de temperatura entre os pontos da placa dentro de 0.1°C . A figura 2 mostra o sistema óptico de medição (pirômetro) utilizado nos experimentos.

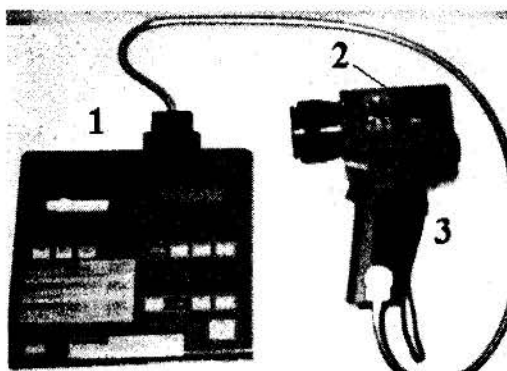


Figura 2 - Sistema óptico de medição: 1) sistema de aquisição de dados; 2) seletor de ajuste de emissividade; 3) pirômetro.

5. RESULTADOS E ANÁLISE

As tabelas 3 e 4 apresentam os resultados obtidos nos ensaios.

Tabela 3 - Placa com superfície sem tinta.

superfície	corrente (A)	tensão (V)	temperatura termopares (média, $^{\circ}\text{C}$)	temperatura pirômetro (média, $^{\circ}\text{C}$)	diferença termopar - pirômetro	ϵ
alumínio polido	1.5	5.8	46.8	47.2	0.4	0.09
	2.5	9.8	79.0	79.4	0.4	0.09
	3.5	13.7	121.2	120.3	0.9	0.09

Tabela 4 - Placa com superfície pintada.

superfície	corrente (A)	tensão (V)	temperatura termopares (média, $^{\circ}\text{C}$)	temperatura pirômetro (média, $^{\circ}\text{C}$)	diferença termopar - pirômetro	ϵ
alumínio pintado (preto)	1.5	5.8	40.5	40.6	0.1	0.86
	2.5	9.8	63.7	63.5	0.28	0.86
	3.5	13.7	93.1	93.2	0.02	0.86

Consultando a literatura, observou-se que os resultados obtidos para a placa polida estavam acima dos valores citados por Incropera e DeWitt (1992) e Erickson (1995), que obtiveram $\varepsilon = 0.04$, mas aproximavam-se do citado por Edwards (1983) e Bejan (1984), que determinaram valores entre 0.08 e 0.095. Para a placa pintada de preto os valores encontrados ficaram abaixo do citado por Welty et al. (1984), que mediram $\varepsilon = 0.91$; mas apresentavam excelente concordância com o valor medido por Sparrow e Ansari (1987), que obtiveram $\varepsilon = 0.87$.

6. CONCLUSÕES

Os coeficientes de transmissão de calor característicos da convecção natural são intrinsecamente baixos e, portanto, nesse caso, a radiação desempenha papel importante no processo de troca, mesmo para pequenas potências térmicas, conforme a revisão apresentada na introdução. Por esse motivo, é de fundamental importância a determinação da emissividade das superfícies envolvidas nesse tipo de processo de transmissão de calor. Através da variação do acabamento da superfície de um trocador de calor do tipo placa plana, analisado nas situações: superfície polida e recoberta com uma camada de tinta preta para altas temperaturas, ficou evidente a grande influência das condições da superfície sobre a taxa de transmissão de calor quando o trocador era aquecido e fixado no interior de um canal vertical aberto nas extremidades inferior e superior. Os resultados obtidos nos experimentos evidenciaram a validade da utilização do *método das temperaturas comparadas* para a determinação da emissividade de superfícies aquecidas a baixas potências térmicas, envolvidas em processos de troca de calor por convecção natural.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BAMBACE, L.A.W. & RAMOS, F.M. Efeito da Geometria e Construção de Termopares na Detecção de "Burn-Out" na Geometria de Placas Paralelas, *Anais V Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, pp.253-256, S.Paulo, Dez 1994.
- BEJAN, A. *Convection Heat Transfer*, John Wiley & Sons, New York, 1984, 469p.
- BRAGA, C.V.M.; BRAGA, S.L. & ORLANDO, A.F. Determinação Experimental da Emissividade de Superfícies, *Anais do VIII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, pp. 177-179, S. J. Campos, 1985.
- CARDOSO, J. J. *Eletrotermia: Fornos Elétricos a Arco*, UFOP, Ouro Preto, 1987, vol.1, 483p.
- DONG, Z.F. & EBADIAN, M.A. Convective and Radiative Heat Transfer in the Entrance Region of an Elliptic Duct with Fins, *Numerical Heat Transfer*, part A, vol.21, pp. 91-107, 1992.
- DORF, R.C. *The Engineering Handbook*, CRC Press - IEEE Press, Florida, 1996, pp.453-539.
- EDWARDS, D.K. *Heat Transfer by Radiation. Heat Exchanger Design Handbook*, Hemisphere Pub., Washington, 1983.
- ERICKSON, C.J. *Handbook of Electrical Heating for Industry*, IEEE Press, New York, 1995
- FRAAS, A.P. *Heat Exchange Design*, John Wiley & Sons, New York, 2.ed, 1989, 536p.

- GAMA, R.M.S. Temperature Distribution in a Gray Circular Plate Induced by a Punctual Thermal Radiant Source, *Anais do III Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, pp. 51-56, Itapema, 1990.
- INCROPERA, F.P. & DE WITT, D.P. *Fundamentos de Transmissão de Calor e de Massa*, Guanabara-Koogan, Rio de Janeiro, 3 ed., 1992, 451p.
- JALURIA, Y. Interaction of Natural Convection Wakes Arising from Thermal Sources on a Vertical Surface, *Transactions of The ASME, Journal of Heat Transfer*, v.107, pp. 883-892, 1985.
- KREITH, F. *Princípios de Transmissão de Calor*, Edgard Blücher, São Paulo, 1977.
- LEE, S.L. & HELLMAN, J.M. *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, vol.10, 1974.
- LIN, C.X. & KO, S.Y. Effects of Surface Radiation on Turbulent Free Convection in an Open-Ended Cavity, *International Communication on Heat and Mass Transfer*, vol.21, pp.117-129, 1994.
- LOMBARDI, G.; SILVA, P.P. & FILHO, O.P. Sistema de Confecção, Aferição e Implantação de Pares Termoeletricos, *Anais do VII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, pp.63-74, Uberlândia, 1983.
- OBERT, E.F. & GYOROG, D.A. *Laboratório de Engenharia Mecânica*, Imprensa Universitária, UFSC, 1976.
- ÖZISIK, M.N. *Transferência de Calor*, Guanabara-Koogan, Rio de Janeiro, 1985.
- PALETTA, F.C. *Termometria*, Cetecil, São Paulo, 1988.
- SANTOS, P. R. P. Análise de uma Estação Simuladora de Fluxo Térmico Induzido, *Tese de Doutorado*, EESC-USP, São Carlos, 1992, 90p.
- SPARROW, E.W. & ANSARI, M.A. Natural convection and radiation from a finned horizontal tube with vertical and horizontal shrouding surfaces, *Thesis submitted to The Faculty of The Graduate School of The University of Minnesota, Minneapolis*, 1987, 141p.
- SPARROW, E.W.; ANSARI, M.A.; STRYKER, P.C. & RUIZ, R. Enhanced heat transfer from a horizontal finned tube situated in vertical channel, *Transactions of The ASME, J. of Heat Transfer*, v.108, pp.62-69, 1986.
- WEBB, B.W. & HILL, D.P. High Rayleigh Number Laminar Natural Convection in an Asymmetrically Heated Vertical Channel, *Transactions of The ASME, Journal of Heat Transfer*, vol. 111, pp. 649-656, 1989.
- WELTY, J.R.; WILSON, R.E. & WICKS, C.E. *Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer*, Wiley, New York, 1984, 680p.
- WU, W. & CENGEL, Y.A. Radiation Heat Exchange Between Electronic Components on a Circuit Board and the Walls of Its Enclosure, *Heat Transfer Engineering*, vol.15, n.1, pp.34-43, 1994.

Agradecimentos

Ao CNPq e a CAPES, pelo financiamento da pesquisa.
Aos Técnicos do LAT e da Oficina Mecânica.



PAPER CODE: COB53

ESTIMATING ABSORPTION AND SCATTERING COEFFICIENTS AND INTERNAL SOURCE TERM IN A RADIATIVE TRANSFER PROCESS¹

STEPHAN STEPHANY *, HAROLDO FRAGA DE CAMPOS VELHO *, FERNANDO MANUEL RAMOS * & CURTIS D. MOBLEY **

* *Laboratório Associado de Computação e Matemática Aplicada (LAC) Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), Caixa Postal 515, CEP 12201-970 - São José dos Campos (SP), BRASIL, e-mail: [stephan,fernando,haroldo]@lac.inpe.br*

** *Sequoia Scientific, Inc., 9725 SE 36th Street, Suite 308 Mercer Island, WA 98040, USA, e-mail: mobley@sequoiasci.com*

Abstract

A reconstruction technique for estimation of inherent optical properties (IOPs) and bioluminescence sources in natural waters from *in situ* irradiance data is presented. The inverse problem is formulated as a nonlinear constrained optimization problem, assuming that the bioluminescence unknown profile can be represented by a sum of distributed gaussian sources. The objective function is defined as the square Euclidean norm of the difference vector between experimental and computed data. The associated direct problem is tackled with the Hydrolight 3.0 code, which uses the invariant imbedding theory.

Keywords

Inverse problems, inherent optical properties, bioluminescence sources, invariant imbedding method, radiative transfer equation.

1. INTRODUCTION

The classical direct or forward radiative transfer problem in hydrologic optics involves the determination of the radiance (monochromatic intensity) distribution in a body of water given known boundary conditions and inherent optical properties, i.e., those properties that only depend on the medium being considered. The corresponding inverse radiative transfer problem arises when physical properties and/or internal light sources must be estimated from radiometric measurements of the underwater light fields. In the last decades, the development of inversion methodologies for radiative transfer problems

¹The authors recognise the role played by FAPESP, São Paulo State Foundation for Research Support, in supporting this piece of work through a Thematic Project grant (process 96/07200-8). Author C. D. Mobley acknowledges support by the Environmental Optics Program of the U. S. Office of Naval Research, which supported in part the development of Hydrolight.

has been an important research topic in many branches of science and engineering (McCormick, 1992). Particularly in oceanography, the estimation of bioluminescence sources from light-emitting marine organisms – an issue of great relevance in the study of the biological-optical processes in the oceans – has been the subject of some recent works (Yi, Sanchez & McCormick, 1992), well as the unified estimation of the IOPs and the source term (Tao, McCormick & Sanchez, 1994).

Our previous works (Stephany et al., 1997a; Stephany et al., 1997b) have tried to establish a general methodology to treat separately the internal source and IOPs estimation. In this paper a unified inversion scheme for the reconstruction of the unknown properties, IOPs and bioluminescence source, is presented.

The inverse model is an *implicit* technique for parameter estimation from *in situ* radiometric measurements. The algorithm is formulated as a constrained nonlinear optimization problem, in which the direct problem is iteratively solved for successive approximations of the unknown parameters. Iteration proceeds until an objective-function, representing the least-squares fit of model results and experimental data, converges to a specified small value. The associated direct problem is tackled with the Hydrolight 3.0 code (Mobley, 1995). This model solves numerically the time-independent, one-dimensional radiative transfer equation in natural water bodies using the invariant imbedding theory.

2. DIRECT MODEL

Implicit inversion techniques require repeated resolution of the direct model. Various numerical models are used for computing underwater radiance distributions, generally involving Monte Carlo techniques (Mobley, 1993). In the present study, the time-independent, one-dimensional radiative transfer equation is solved by the Hydrolight 3.0 code using the *invariant imbedding* method, as detailed in Mobley (1989, 1994) and explained in this section. This software computes spectral radiances and the upward/downward plane and scalar irradiances, i.e. radiances integrated over solid angles, at chosen depths (equally-spaced or not). The model inputs are the inherent optical properties of the water, the internal light sources, the sky spectral radiance distribution, the state of the wind-blown water surface and the bottom boundary conditions.

The monochromatic radiance transfer equation, in terms of the optical depth ζ (with $d\zeta = c(z) dz$, z being the vertical coordinate), is given by:

$$\mu \frac{dL(\zeta, \xi)}{d\zeta} = -L(\zeta, \xi) + \omega_0(\zeta) \int_{\Xi} L(\zeta, \xi') \beta(\xi' \rightarrow \xi) d\xi' + S(\zeta, \xi) , \quad (1)$$

where L is the radiance, β is the scattering phase function, $\omega_0 = b/c$ is the single scattering albedo, $c = a + b$ is the beam attenuation coefficient, a and b are respectively the absorption and scattering coefficients, $\xi'(\theta', \phi')$ and $\xi(\theta, \phi)$ are the incident and scattered directions for an infinitesimal beam, θ is the polar angle, ϕ is the azimuthal angle, S is the source term, and $\mu = \cos(\theta)$.

Equation (1) can be directionally discretized by dividing the unit sphere Ξ in a finite number of azimuthal and polar angles, yielding elements $[\Delta\theta_i \Delta\phi_j]$ centered at (θ_i, ϕ_j) and averaging the radiances $L(\zeta; \theta, \phi)$, for each element:

$$\begin{aligned} \mu \frac{dL(\zeta; \theta_i, \phi_j)}{d\zeta} &= -L(\zeta; \theta_i, \phi_j) \\ &+ \omega_0(\zeta) \sum_r \sum_s L(\zeta; \theta_r, \phi_s) \beta(\theta_r, \phi_s \rightarrow \theta_i, \phi_j) + S(\zeta, \theta_i, \phi_j) , \end{aligned} \quad (2)$$

where

$$L(\zeta; \theta_i, \phi_j) = \frac{1}{\Xi_{ij}} \int_{\theta} \int_{\phi} L(\zeta; \theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi . \quad (3)$$

The radiance can be spectrally decomposed using its Fourier polynomial representation. For convenience, downward radiances are denoted by the “+” sign and upward ones by the “-” sign:

$$\mathbf{L}^{\pm}(\zeta; \theta_i, \phi_j) = \sum_{l=0}^n \left[\mathbf{L}_1^{\pm}(\zeta; \theta_i, l) \cos(l \phi_j) + \mathbf{L}_2^{\pm}(\zeta; \theta_i, l) \sin(l \phi_j) \right] . \quad (4)$$

Then, the radiance can be expressed as two sets of vector ($p = 1$ for the cosine spectral amplitude, and $p = 2$ for the sine spectral amplitude). For a given set, each l corresponds to a discretized azimuthal angle and, for a given l , each column to a discretized polar angle:

$$\mathbf{L}_p^{\mp}(\zeta, l) = \left[L_p^{\mp}(\zeta; \theta_1, l) \quad L_p^{\mp}(\zeta; \theta_2, l) \quad L_p^{\mp}(\zeta; \theta_3, l) \quad \dots \quad L_p^{\mp}(\zeta; \theta_m, l) \right] . \quad (5)$$

Rewriting the RTE, some terms can be identified as being the *local spectral reflectance* (ρ) and *local spectral transmittance* (τ) matrices, what leads to the *local interaction equations* that show how the light interacts *locally* with an infinite slab of water:

$$\mp \frac{d \mathbf{L}_p^{\mp}(\zeta, l)}{d\zeta} = \mathbf{L}_p^{\mp}(\zeta, l) \boldsymbol{\tau}(\zeta, l) + \mathbf{L}_p^{\pm}(\zeta, l) \boldsymbol{\rho}(\zeta, l) + \mathbf{S}_p^{\mp}(\zeta, l) . \quad (6)$$

Grouping the upward/downward radiances as two-row matrices, yields an even more compact form for the local interaction equations:

$$\frac{d \mathbf{L}_p(\zeta, l)}{d\zeta} = \mathbf{L}_p(\zeta, l) \mathbf{K}(\zeta, l) + \mathbf{S}_p \quad (7)$$

where $\mathbf{L}_p = \begin{bmatrix} \mathbf{L}_p^- & \mathbf{L}_p^+ \end{bmatrix}$; $\mathbf{S}_p = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_p^- & \mathbf{S}_p^+ \end{bmatrix}$; and \mathbf{K} is the *spectral local transfer matrix*, being itself an IOP:

$$\mathbf{K}(\zeta, l) \equiv \begin{bmatrix} -\tau(\zeta, l) & \rho(\zeta, l) \\ -\rho(\zeta, l) & \tau(\zeta, l) \end{bmatrix} . \quad (8)$$

The fundamental solution \mathbf{M} solves the matrix equation 7 without source term. For the non-homogeneous case, there is an internal-source term given by the convolution of the internal source with \mathbf{M} :

$$\mathbf{L}_p(\zeta; l) = \mathbf{L}_p(w; l) \mathbf{M}(w, \zeta; l) + \int_w^{\zeta} \mathbf{S}_p(\zeta'; l) \mathbf{M}(\zeta', \zeta; l) d\zeta' . \quad (9)$$

The rearrangement of the expression leads to the *spectral global interaction equations* for a *finite* slab of water, as shown below (the \mathbf{M} elements have been rewritten as new matrices), where the \mathbf{T} 's are called the spectral standard transmittance matrices and the \mathbf{R} 's the spectral standard reflectance matrices. These matrices rule how the light is transported through the slab of water. This first set is for a slab between the surface (w) and a level ζ :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{L}_p^-(w; l) \\ \mathbf{L}_p^+(\zeta; l) \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} \mathbf{L}_p^-(\zeta; l) \\ \mathbf{L}_p^+(w; l) \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} \mathbf{T}_p^-(\zeta, w; l) & \mathbf{R}_p^+(\zeta, w; l) \\ \mathbf{R}_p^-(w, \zeta; l) & \mathbf{T}_p^+(w, \zeta; l) \end{bmatrix} . \quad (10)$$

A second set can be found for a slab between level ζ and the bottom (b):

$$\begin{bmatrix} \mathbf{L}_p^-(\zeta; l) \\ \mathbf{L}_p^+(b; l) \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} \mathbf{L}_p^-(b; l) \\ \mathbf{L}_p^+(\zeta; l) \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} \mathbf{T}_p^-(b, \zeta; l) & \mathbf{R}_p^+(b, \zeta; l) \\ \mathbf{R}_p^-(\zeta, b; l) & \mathbf{T}_p^+(\zeta, b; l) \end{bmatrix}. \quad (11)$$

For both sets, the output (left hand) radiance amplitudes are unknown and the incident (right hand) radiance amplitudes are given. In order to solve the RTE, the unknown spectral standard operators must be found (the internal source term is not shown, for clarity).

Differently from other methods, that integrate the local interaction equations in order to find \mathbf{M} , the invariant imbedding method derives a set of *Riccati differential equations* for these standard operators. This is achieved by differentiating the global interaction equations and using the former local interaction equations to replace the ζ -derivatives of the amplitude radiances. Grouping the terms in a convenient way and assuming that each equation must be equal to zero for any radiance amplitude leads to a set of Riccati differential equations for the spectral standard operators.

Integration of these equations for a "bare" slab of water yields these operators using formerly calculated local transmittances and reflectances. Instead of solving the problem directly, the invariant imbedding method allows to *construct* the water-body by integrating the Riccati equations, imbedding adjacent layers of water. Boundary conditions are then imbedded into the bare-slab operators, completing the solution.

3. INVERSE PROBLEM

Inverse problems are mathematically ill-posed in the sense that existence, uniqueness or stability of their solutions cannot be ensured. Several methods have been proposed for solving inverse radiative transfer problems. An excellent overview of the recent developments is found in McCormick (1992). In the present paper, we describe an implicit inversion technique for reconstruction of bioluminescent isotropic source distributions from *in situ* radiometric measurements.

The bioluminescence source term is approximated by a summation of *isotropic* gaussian sources, with uniform standard deviation σ and q_k meaning the bioluminescence gaussian sources strengths, as follows:

$$S(z, \theta, \phi) = S(z) = \sum_{k=1}^{N_g} \frac{q_k}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-(z-z_k)^2/2\sigma^2}. \quad (12)$$

Denoting by $\mathbf{p} = [p_1, p_2, \dots, p_{N_p}]$ the vector of unknown parameters to be estimated by the inverse analysis, the inverse radiative transfer problem can be formulated as a nonlinear constrained minimization problem,

$$\min J(\mathbf{p}) \quad , \quad l_q \leq p_q \leq u_q \quad , \quad q = 1, \dots, N_p \quad , \quad (13)$$

where the lower and upper bounds l_q and u_q are chosen in order to allow the inversion to lie within some *a priori* known physical limits. The bioluminescent sources are equally-spaced in depth, defining a *source grid* of resolution $\Delta z_p = z_{max}/N_p$, where z_{max} corresponds to maximum depth of the computational domain. The misfit between direct model and experimental data is given by

$$J(\mathbf{p}) = \sum_{i=1}^{N_z} [(E_{u,i}^{\text{exp}} - E_{u,i}(\mathbf{p}))^2 + (E_{d,i}^{\text{exp}} - E_{d,i}(\mathbf{p}))^2 + (E_{0u,i}^{\text{exp}} - E_{0u,i}(\mathbf{p}))^2 + (E_{0d,i}^{\text{exp}} - E_{0d,i}(\mathbf{p}))^2] . \quad (14)$$

The irradiance data is composed by the spectral upward and downward *scalar* irradiances, defined as $E_{0_{u/d}}(\zeta) = \int_{\Xi_{u/d}} L(\zeta, \xi) d\Omega$ and by the spectral upward and downward *plane* irradiances, defined as $E_{u/d}(\zeta) = \int_{\Xi_{u/d}} L(\zeta, \xi) \cos \theta d\Omega$, being $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ an infinitesimal solid angle. These irradiances are given for $i = 1, 2, \dots, N_z$ depths, defining an *irradiance grid* of resolution $\Delta z_E = z_{max}/N_z$.

Differently from the work of Tao et al. (1994), where a sole parameter vector contains all the unknown quantities, that is, $N_p = N_g + 2$, meaning a “direct” and simultaneous strategy for the parameter estimation, in this paper an *alternate and iterative strategy* is adopted, as outlined below.

3.1 Iterative solution strategy:

1. Set $S(z) \equiv 0$ and estimate the IOPs parameters $(a, b) \implies N_p = 2$.
2. From parameters estimated in item 1, estimate the source ($N_p = N_g$, and $p_k = q_k$) by using Eq. (12).
3. Re-run item 1 from source term (S) estimated in item 2 and re-estimate new parameter set (a, b) .

In the absence of an explicit solution, the optimization problem defined by Eq. (13) is iteratively solved by the quasi-newtonian optimization algorithm *E04UCF* from the NAG Fortran Library (NAG, 1993). This approach has been previously adopted with success by Lesnic, Elliot & Ingham (1995) and Ramos & Campos Velho (1996). This routine minimizes an arbitrary smooth function subjected to constraints (simple bounds, linear or nonlinear constraints), using a sequential programming method.

4. NUMERICAL RESULTS

The performance of the inversion method presented in the previous section has been evaluated for different values of the number of sources, N_p , and their standard deviation, σ . Synthetic irradiance data has been generated by the same direct analytical model used in the inverse solver for a single wavelength $\lambda = 550 \text{ nm}$. The computational domain has been discretized into a vertical irradiance grid of $N_z = 11$ nodes, ranging from 0 to 30 m. In all simulations, β was given by a commonly used scattering phase function, the one-term Henyey-Greenstein function (Mobley, 1994), defined as follows:

$$\beta(\psi) = \frac{1}{4\pi}(1 - g^2)(1 + g^2 - 2g \cos(\psi))^{-3/2}, \quad (15)$$

where ψ is the scattering angle (formed by ξ' and ξ directions) and $g = 0.90$. The inherent optical properties were assumed to be constant, and Monterey bay water conditions, under sunlight and without wind, have been considered, taken from a similar work (Tao, McCormick & Sanchez, 1994). At the sea surface, a cardioidal radiance distribution is taken for simulating the diffuse sunlight ($1 \text{ W/m}^2 \text{ nm}$), the bottom being considered an infinitely thick homogeneous layer of water. The computations have been performed until convergence was attained, by using a uniform zero-value bioluminescence profile as the starting point, \mathbf{p}^0 .

The inversion method was first applied to a bioluminescence profile consisting of two gaussian sources located at depths of $z_4 = 10.5 \text{ m}$ and $z_6 = 16.5 \text{ m}$, with $\sigma = 0.75$, i.e., the

source term is given by $S(z) = q_4 N(z_4, \sigma^2) + q_6 N(z_6, \sigma^2)$, where $q_4 = 16$ and $q_6 = 5.12$ ($W m^{-2} sr^{-1} nm^{-1}$). Both the direct and inverse models have been run for $N_z = 11$. Exact values for IOPs to Monterey bay are: $a = 0.125$ and $b = 1.205$. The bounds used for inverse problem have been: $0 \leq q_k \leq 20$ for the source term, with $N_p = 10$, $\sigma = 0.75$; and for IOPs have been used the typical ranges of the coastal oceanic waters: $0 \leq a \leq 0.5$ and $0 \leq b \leq 1.5$.

The first guess was taken as being: $q_k = 0$ ($k = 1, \dots, 10$), and $a = b = 0.1$. The values obtained for each iteration are shown below.

ITER-1:	IOP:	$a^1 = 0.1197$ $b^1 = 1.1737$	Source:	$q_k^1 = 0$ $(k = 1, \dots, 10)$	$J_{a,b}^1(\mathbf{p}) = 0.7236 \times 10^{-2}$ $(N_p = 2)$
ITER-2:	IOP:	$a^2 = a^1$ $b^2 = b^1$	Source:	$q_k^2 = 0$ ($k \neq 4, 6$) $q_4^2 = 11.93$; $q_6^2 = 4.42$.	$J_S^2(\mathbf{p}) = 0.1575 \times 10^{-2}$ $(N_p = 10)$
ITER-3:	IOP:	$a^3 = 0.12369$ $b^3 = 1.19912$	Source:	$q_k^3 = q_k^2$	$J_{a,b}^3(\mathbf{p}) = 0.3938 \times 10^{-3}$ $(N_p = 2)$
ITER-4:	IOP:	$a^4 = a^3$ $b^4 = b^3$	Source:	$q_k^4 = 0$ ($k \neq 4, 6$) $q_4^4 = 14.98$; $q_6^4 = 4.95$.	$J_S^4(\mathbf{p}) = 0.9703 \times 10^{-4}$ $(N_p = 10)$
ITER-5:	IOP:	$a^5 = 0.12468$ $b^5 = 1.20326$	Source:	$q_k^5 = q_k^4$	$J_{a,b}^5(\mathbf{p}) = 0.2458 \times 10^{-4}$ $(N_p = 2)$
ITER-6:	IOP:	$a^6 = a^5$ $b^6 = b^5$	Source:	$q_k^6 \leq 10^{-4}$ ($k \neq 4, 6$) $q_4^6 = 14.98$; $q_6^6 = 4.95$.	$J_S^6(\mathbf{p}) = 0.2460 \times 10^{-4}$ $(N_p = 10)$

It shall be noted that $J^6 > J^5$. In order to the improve the solution, a further estimation of the *composed vector*: $\mathbf{p}_c = [a, b, q_1, \dots, q_{10}]^T$ was performed. The *iterative solution strategy* is then re-started, as follows.

ITER-7:	IOP:	$a^7 = 0.1247$ $b^7 = 1.2033$	Source:	$q_k^7 = 0$ ($k \neq 4, 6$) $q_4^7 = 15.77$; $q_6^7 = 5.08$.	$J^7(\mathbf{p}_c) = 0.5272 \times 10^{-5}$ $(N_p = 12 !)$
ITER-8:	IOP:	$a^8 = 0.1247$ $b^8 = 1.2046$	Source:	$q_k^8 = q_k^7$	$J_{a,b}^8(\mathbf{p}) = 0.1303 \times 10^{-5}$ $(N_p = 2)$
ITER-9:					$J_S^9(\mathbf{p}) = 0.1305 \times 10^{-5}$ $(N_p = 10)$

It can be noted again that $J^9 > J^8$, which implies that the best results were attained in ITER-8. Such results are the final values for the estimated parameters, as shown in Table 1, where it can be seen that they are very close to the exact values.

The initial step in the sequence of inversions was to estimate only a and b , without sources, once the bioluminescence influence in the irradiances is very small. An attempt of estimating simultaneously a , b and q_k completely failed, due to the high degree of indetermination of such inversion. Further steps led to more accurate values for a and b and, as a consequence, the estimation of the q_k s was also improved. Therefore, it was feasible to perform a simultaneous estimation of all parameters in the latter steps.

Table 1: Final estimated values from minimization of Eq. (14) and *iterative solution strategy*.

	True Model	Estimated
IOP	$a = 0.125$ $b = 1.205$	$a = 0.1247$ $b = 1.2046$
Source	$q_4 = 16.00$ $q_6 = 5.12$ $q_k = 0$ for $k \neq 4, 6$	$q_4 = 15.77$ $q_6 = 5.08$ $q_k = 0$ for $k \neq 4, 6$

5. FINAL COMMENTS

In the present paper, we have introduced a reconstruction technique of IOPs and bioluminescence sources in natural waters from *in situ* irradiance data. Assuming that the unknown bioluminescence profile can be represented by a sum of distributed gaussian sources, the inverse problem was formulated as a nonlinear constrained optimization problem, and iteratively solved by a quasi-Newtonian minimization routine.

The proposed inversion technique has been tested yielding good numerical results. This methodology can also be applied for a non-gaussian source term (see Stephany et al., 1997b). The *iterative methodology* has been adopted since the *simultaneous* estimation of IOPs and source term does not lead to good results.

The estimation of depth profiles of the absorption and scattering coefficients, without and with bioluminescence source estimation, by the proposed iterative methodology was already performed and will be shown in a future work.

6. REFERENCES

- Lesnic, D., Elliot, L. & Ingham, D.B. An Inversion Method for the Determination of the Particle Size Distribution from Diffusion Battery Measurements, *J. Aerosol Science*, vol. 26, pp. 797-812, 1995.
- McCormick, N.J. Inverse Radiative Transfer Problems: A Review, *Nuclear Sci. and Eng.*, vol. 112, 185-198, 1992.
- Mobley, C.D. A Numerical Model for the Computation of Radiance Distributions in Natural Waters with Wind-roughened Surfaces, *Limnology and Oceanography*, vol. 34, pp. 1473-1483, 1989.

Mobley, C.D., Gentili, B.G., Gordon, H.R., Jin, Z., Kattawar, G.W. Morel, A., Reinersman, Stamnes, P.K. & Stavn, R.H. Comparison of Numerical Models for Computing underwater Light Fields, *Applied Optics*, vol. 32, pp. 7484-7504, 1993.

Mobley, C.D. *Light and Water - Radiative Transfer in Natural Waters*, Academic Press, San Diego, USA, 1994.

Mobley, C.D. *Hydrolight 3.0 User's Guide*, SRI International, Menlo Park, CA, USA, 1995.

E04UCF. *NAG Fortran Library Mark 13*, Oxford, UK, 1993.

Ramos, F.M. & Campos Velho, H.F. Reconstruction of geoelectric conductivity distributions using a first-order minimum entropy technique, in *Proc. of the 2nd International Conference on Inverse Problems in Engineering: Theory and Practice*, vol. 2, pp. 195-206, Le Croisic, France, 1996.

Stephany, S., Ramos, F.M, Campos Velho, H.F. & Mobley, C.D. Estimation of Inherent Optical Properties for Natural Waters, *Proc. of the 2nd Italian-Latinamerican Conference on Applied and Industrial Mathematics (ITLA)*, pp. 230, Roma, 1997a.

Stephany, S., Ramos, F.M., Campos Velho, H.F. & Mobley, C.D. Reconstruction of Bioluminescence Sources in Natural Waters, in *Advances in Computational Engineering Science*, pp. 447-452, Edited by S.N. Atluri and G. Yagawa, Tech Science Press, USA (Proc. of the International Conference on Engineering and Science - ICES'97 - Costa Rica), 1997b.

Yi, H.C., Sanchez, R. & McCormick, N.J. Bioluminescence estimation from ocean *in situ* irradiances, *Applied Optics*, vol. 31, pp. 822-830, 1992.

Tao, Z., McCormick, N.J. & Sanchez, R. Ocean source and optical property estimation from explicit and implicit algorithms, *Applied Optics*, vol. 33, pp. 3265-3275, 1994.



PAPER CODE: COB699

GERAÇÃO DE ENTROPIA EM SISTEMAS RADIANTES DE TUBOS ALETADOS/ ENTROPY GENERATION IN TUBE AND FIN RADIATING SYSTEMS

MARCIO BUENO DOS SANTOS e SERGIO MOURÃO SABOYA

Laboratório de Integração e Testes, LIT - INPE - Av. dos Astronautas, 1758 CEP 12227-010 São José dos Campos, Brasil - E-mail: bueno@lit.inpe.br

Departamento de Energia, Divisão de Engenharia Mecânica-Aeronáutica - ITA - São José dos Campos CEP 12228-900 São José dos Campos, Brasil - E-mail: saboya@mec.ita.cta.br

Abstract

The entropy generation minimization method is applied to tube and fin radiative systems. The mathematical modeling of the systems lead to a non-linear integro-differential systems of equations, which is solved numerically. The entropy generation in the fin is computed. This is obtained as result of the thermal analysis of the system which gives the fin temperature distributions and the radiative heat transfer rates. Examples of optimized design are considered and discussed.

Keywords

Entropia, Irreversibilidades, Minimização, Aletas e Radiação / Entropy, Irreversibility, Minimization, Fin and Radiation.

1. INTRODUÇÃO

A literatura de transferência de calor mostra nos últimos anos um grande interesse por metodologias de análise de sistemas térmicos que utilizam a 2^a lei da termodinâmica como critério para projetos. Este enfoque, denominado por Bejan (1996a) de “Minimização da Geração de Entropia” (MGE) ou “Entropy Generation Minimization” (EGM), busca o modelamento de sistemas reais nos quais, portanto, existem irreversibilidades provocadas pela transferências de calor e massa e pelo escoamento de fluidos viscosos. Uma revisão, com ampla bibliografia sobre o assunto, é apresentada no artigo de Bejan (1996a) e nos livros de Bejan (1996b) e Bejan et al. (1996). Outras referências menos recentes também podem ser citadas: Bejan (1982), Moran (1984), Ahern (1980).

O método de minimização da geração de entropia pode ser aplicado em diversos problemas de sistemas térmicos: minimização de irreversibilidades em trocadores de calor, maximização de potência em instalações de potência como também na análise econômica de tais sistemas.

Uma revisão da literatura mostra, apesar do grande volume das publicações disponíveis, um escasso volume de estudos de radiação térmica. Pode-se citar como exemplo os artigos pioneiros de Edgerton (1980) e Petela (1964). Nenhum desses artigos, entretanto, enfrenta o problema de quantificar a geração de entropia nos sistemas radiativos, passo indispensável

para tentar-se uma possível otimização. A ausência de resultados na literatura sobre o assunto deve-se, provavelmente, às dificuldades a solução presentes nos problemas de transferência de calor por radiação que são não lineares.

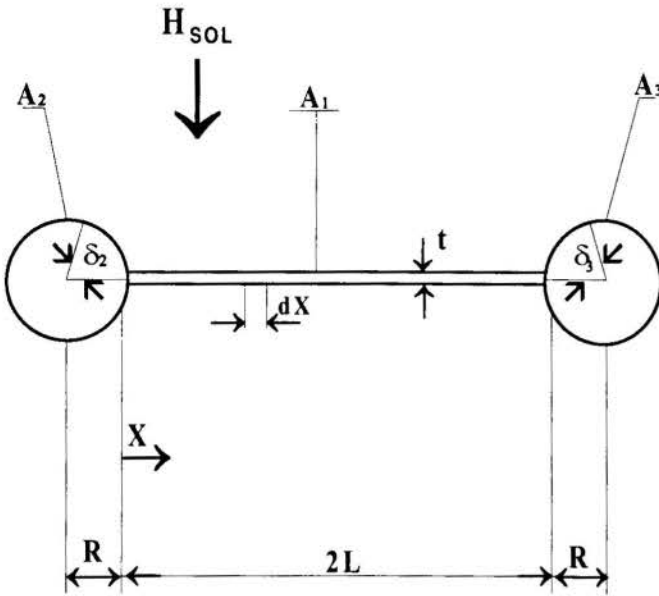


Figura 1 - Sistemas radiantes de tubos aletados

O objetivo do presente trabalho é a quantificação e a análise da geração de entropia em aletas de sistemas de tubos e aletas radiantes esquematizadas na figura 1. Tais sistemas têm importantes aplicações em satélites artificiais, tanto para controle térmico quanto para coleta de energia solar em tais dispositivos. A quantificação, isto é, o cálculo da geração de entropia, implica na solução do problema térmico, ou seja, a determinação dos campos de temperatura e dos fluxos de calor nas superfícies do dispositivo. A determinação subsequente da geração de entropia em função dos parâmetros físicos e geométricos do sistema possibilita a determinação de situações nas quais a geração de entropia é mínima.

Estas situações correspondem a condições de operação otimizadas dos sistemas, como será discutido neste artigo.

2. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

A grandeza que mede a irreversibilidade num processo termodinâmico entre os estados 1 e 2 de um sistema é a geração de entropia. Segundo Bejan (1982) tem-se:

$$S_g = S_2 - S_1 - \int_1^2 \frac{dQ}{T} \geq 0 \tag{1}$$

onde:

S_g é a geração de entropia, $S_2 - S_1$ é a variação de entropia e $\int_1^2 \frac{dQ}{T}$ é a transferência de entropia.

A segunda lei da termodinâmica aplicada à aleta (Bejan (1982), é:

$$S_{g1} = \int_0^L \frac{q_{rad1}}{T(x)} w dx - \frac{Q_1}{T_b} \tag{2}$$

onde:

Sg_1 é a geração de entropia na aleta, sendo que as duas parcelas do lado direito da equação representam as contribuições às irreversibilidades devidas as transferências de calor por radiação e condução, respectivamente; q_{rad1} é o fluxo de calor de radiação na aleta e Q_1 é o calor transferido na base ou raiz da aleta.

Em termos adimensionais a equação (2) fica da seguinte forma:

$$NSg_1 = Nc \left[\int_0^1 \frac{Nq_{rad1}}{\theta} dX - NQ_1 \right] \geq 0 \quad (3)$$

onde:

$$Nq_{rad1} = \left[\frac{\epsilon_{i1}}{1 - \epsilon_{i1}} (\theta^4 - \beta_{i1}) - \frac{\epsilon_{s1}}{1 - \epsilon_{s1}} \beta_{s1} \right] \quad (4)$$

$$NQ_1 = \int_0^1 Nq_{rad1} dX \quad (5)$$

A formulação matemática do problema de transferência de calor no sistema conduz a um sistema integro-diferencial não linear que foi resolvido aplicando-se o modelo de duas bandas (Sparrow e Cess, 1978). Nesta formulação considerou-se as transferências de calor por condução e por radiação acopladamente nas aletas, bem como a interação radiativa tubo e aleta. Para esta formulação considerou-se meios não participantes, reflexão e emissão difusa e ausência de convecção nas superfícies. A radiação solar incidente, H_{sol} , é direta e incide perpendicularmente à superfície da aleta, incidindo também sobre os tubos. A solução deste sistema fornece as informações necessárias para o cálculo das taxas de transferência de calor e da geração de entropia.

Nas equações apresentadas o índice \underline{s} refere-se às ondas curtas e o índice \underline{i} ao infravermelho. Os índices numéricos referem-se às superfícies radiantes do sistema, definidas na figura 1.

As equações integrais das radiosidades nas superfícies são:

$$\beta_{s1} = (1 - \epsilon_{s1}) \left[\int_{\delta_2=0}^{\delta_2(X)} \beta_{s2} dF_{dA_1 \rightarrow dA_2} + \int_{\delta_3=0}^{\delta_3(X)} \beta_{s2} dF_{dA_1 \rightarrow dA_3} + H \right] \quad (6)$$

$$\beta_{s2} = (1 - \epsilon_{s2}) \left[\int_{x=x(\delta_2)}^2 \beta_{s1} dF_{dA_2 \rightarrow dA_1} + \int_{\delta_3=0}^{\delta_3(\delta_2)} \beta_{s2} dF_{dA_2 \rightarrow dA_3} + H \cdot \text{sen}(\delta_2) \right] \quad (7)$$

$$\beta_{i1} = \epsilon_{i1} \theta^4 + (1 - \epsilon_{i1}) \left[\int_{\delta_2=0}^{\delta_2(X)} \beta_{i2} dF_{dA_1 \rightarrow dA_2} + \int_{\delta_3=0}^{\delta_3(X)} \beta_{i2} dF_{dA_1 \rightarrow dA_3} \right] \quad (8)$$

$$\beta_{i2} = \varepsilon_{i2} + (1 - \varepsilon_{i2}) \left[\int_{x=x(\delta_2)}^2 \beta_{i1} dF_{dA_2 \rightarrow dA_1} + \int_{\delta_3=0}^{\delta_3(\delta_2)} \beta_{i2} dF_{dA_2 \rightarrow dA_3} \right] \quad (9)$$

Nas equações acima já se levou em conta que, devido à simetria, $\beta_{s3}=\beta_{s2}$ e $\beta_{i3}=\beta_{i2}$.

$dF_{dA_k \rightarrow dA_j}$ são os fatores de forma ($k,j=1,2,3$); $\delta_2(X)$, $\delta_3(X)$, $\delta_3(\delta_2)$ e $X(\delta_2)$ levam em conta os respectivos limites de visibilidade entre os tubos e aleta. Uma discussão completa da determinação dos fatores de forma encontra-se em Sotos e Stockman(1964).

Aplicando-se a conservação da energia ao elemento dx (figura 1) obtém-se a equação diferencial da distribuição de temperatura na aleta:

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} = Nc \left[\frac{\varepsilon_{i1}}{1 - \varepsilon_{i1}} (\theta^4 - \beta_{i1}) - \frac{\varepsilon_{s1}}{1 - \varepsilon_{s1}} \beta_{s1} \right] \quad (10)$$

As condições de contorno da equação (10) são:

$$\begin{aligned} X=0 & \quad \theta=1 \\ X=1 & \quad d\theta/dX=0 \end{aligned}$$

Observe-se que na formulação apresentada considerou-se que há troca de calor por radiação no sistema em somente umas das faces do sistema.

As equações (3) a (10) estão escritas em forma adimensional com:

$$X = \frac{x}{L}; \theta = \frac{T}{T_b}; Nc = \frac{L^2 \sigma T_b^3}{kt}; \beta = \frac{B}{\sigma T_b^4}; H = \frac{H_{sol}}{\sigma T_b^4}; NQ_1 = \frac{Q_1}{Lw\sigma T_b^4}; NSg_1 = \frac{Sg_1}{kt} \frac{L}{w} \text{ sendo:}$$

L o comprimento da aleta, T_b a temperatura na base da aleta e na superfície dos tubos (constante), t a espessura da aleta, k a condutividade térmica, σ a constante de Stefan-Boltzmann, B a radiosidade, H_{sol} radiação solar incidente, w a dimensão longitudinal do sistema, ε_{ij} e ε_{sj} são as emissividades das superfícies no infravermelho e no solar, respectivamente. Para obter-se maiores detalhes desta formulação consulte-se Santos (1996) ou Santos e Saboya (1995).

A taxa total adimensional de transferência de calor do sistema de tubos aletados é:

$$NQ_{tot} = NQ_1 + NQ_t \quad (11)$$

onde:

$$NQ_t = \frac{Q_t}{Lw\sigma T_b^4} = \text{taxa adimensional de transferência de calor no tubo, sendo:}$$

$$NQ_t = \frac{R}{L} \int_0^{\pi/2} \left[\frac{\varepsilon_{i2}}{1 - \varepsilon_{i2}} (1 - \beta_{i2}) - \frac{\varepsilon_{s2}}{1 - \varepsilon_{s2}} \beta_{s2} \right] d\delta_2 \quad (12)$$

3. MÉTODO NUMÉRICO DE SOLUÇÃO

O sistema constituído pelas equações (6) a (10), que é um sistema integro-diferencial não linear, é formado por duas partes que são desacopladas matematicamente. A primeira parte, formada pelas equações (6) e (7), que são as equações das radiosidades no espectro solar (ondas curtas), é linear. A segunda, pelas equações (8), (9), que são as equações das radiosidades no espectro infravermelho (ondas longas) e pela equação diferencial (10) e respectivas condições de contorno, é não linear, devido à presença do termo θ^4 .

O desacoplamento da parte linear em relação ao resto do sistema permite que as equações (6) e (7) possam ser resolvidas separadamente, fornecendo o "input" necessário para a parte não linear. A solução da parte linear foi obtida através do método das substituições sucessivas (Saboya, 1987), utilizando-se a regra de Simpson para a integração numérica. O tratamento da parte não linear é mais complicado, pois exige a solução simultânea das equações integrais (8) e (9) e da equação diferencial (10). O procedimento utilizado foi combinar o método das substituições sucessivas nas equações integrais com uma solução iterativa da equação diferencial. Para tanto foi feita uma linearização do termo θ^4 (Saboya, 1987), baseada num desenvolvimento em série de Taylor em torno de uma estimativa, θ_c , do valor da temperatura θ . Para esta estimativa as equações (8), (9) e (10) formavam um sistema linear, no qual aplicavam-se às equações integrais as substituições sucessivas e à equação diferencial o método de diferenças finitas. Em cada iteração era verificado se o valor de θ_c era igual a θ dentro de uma tolerância especificada. Caso não fosse fazia-se θ igual a θ_c e repetia-se o processo até obter-se a convergência. Maiores detalhes do método podem ser obtidos em Saboya (1987).

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 Geração de Entropia

As figuras 2 e 3 mostram curvas da geração de entropia constantes nas aletas em função de N_c e R/L no caso dos parâmetros especificados.

A figura 2 corresponde a um sistema radiador enquanto que 3 a um coletor. Estes gráficos são úteis quando, por exemplo, deseja-se escolher entre diversas combinações dos parâmetros físicos e geométricos que são equivalentes em relação à geração de entropia.

4.2 Projetos Otimizados

A maior importância dos resultados mostrados nas figuras 2 e 3 está, entretanto, na possibilidade da consecução de projetos otimizados do sistema. Estes projetos otimizados são problemas de minimização da geração de entropia com os parâmetros físicos e geométricos do sistema submetidos a certas restrições. Deseja-se, por exemplo que num radiador tenha-se $N_c \geq$ constante e $NQ_1 \geq$ constante e que também a geração de entropia seja mínima. Este problema corresponde a uma situação (descrita em termos adimensionais) em que o projetista necessita que uma aleta dissipe ou absorva no mínimo uma certa quantidade de calor, mas deseja-se utilizar materiais mais baratos (materiais com N_c 's maiores, admitindo-se que a variação em N_c seja provocada pela condutividade térmica e que materiais com condutividades térmicas menores sejam mais caros). Nas figuras 4 e 5 temos exemplos de tais soluções, respectivamente para radiadores e coletores. As restrições impostas são $N_c \geq 0,51$ e $NQ_1 \geq 0,2375$ para um radiador. No caso de coletor tem-se $N_c \geq 0,625$ e

$NQ_1 \geq 0,8422$. Os pontos de mínima geração de entropia que satisfazem as restrições estão destacadas em ambos

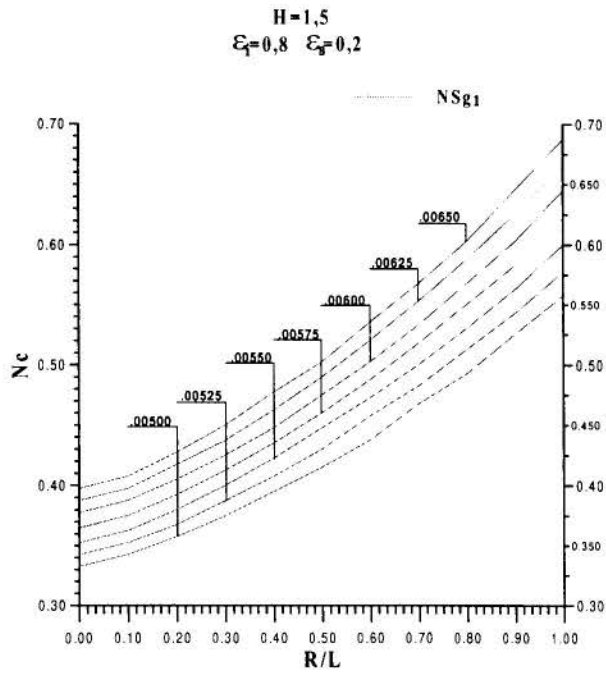


Figura 2 - Geração de entropia em sistemas radiadores

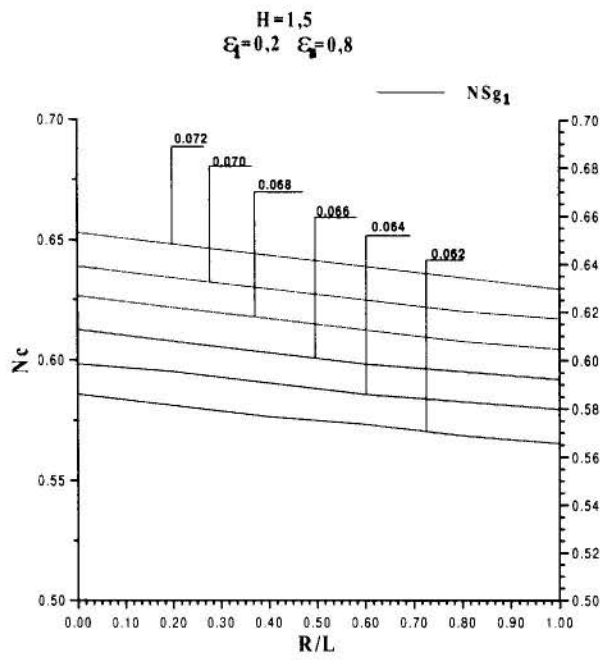


Figura 3 - Geração de entropia em sistemas coletores

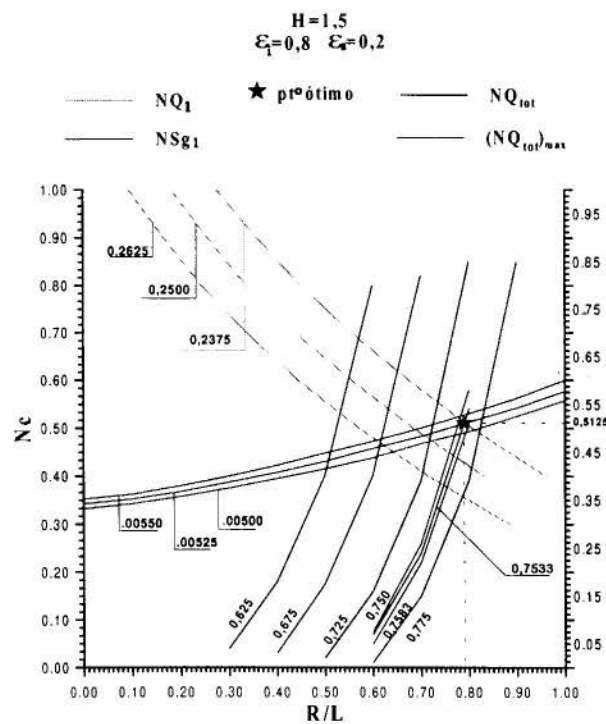


Figura 4 - Ponto de mínima geração de entropia para sistemas radiadores

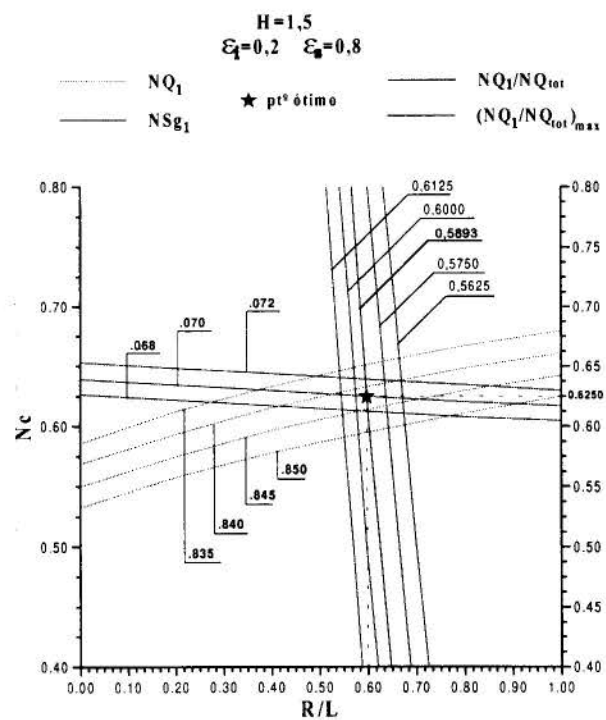


Figura 5 - Ponto de mínima geração de entropia para sistemas coletores

as figuras e são $NSg_1=0,00525$ para o radiador e $NSg_1=0,07$ para o coletor. Mas a observação mais importante é que este ponto, no caso de radiador corresponde ao máximo de NQ_{tot} para um sistema obedecendo às restrições impostas. No caso de coletores o ponto de geração de entropia mínima corresponde à relação NQ_1/NQ_{tot} máxima, isto é, ao melhor desempenho possível das aletas de sistemas coletores que obedecem às restrições impostas. Estes fatos podem ser melhor entendidos examinando-se a figura 6, que é uma versão simplificada da figura 4. Na figura 6 a região das restrições que o problema deve satisfazer está definida pela linha horizontal preta e a curva de NQ_1 , verde. O sentido do aumento das diversas grandezas é indicado pelas setas. Um estudo dessa figura mostra claramente que o mínimo valor da geração de entropia para sistemas radiadores, satisfazendo às restrições, é também o valor máximo de NQ_{tot} . O ponto indicado pela estrela é a solução do problema. Um raciocínio análogo pode ser feito em relação ao problema em coletores. Outros exemplos de projetos otimizados similares estão em Santos (1996).

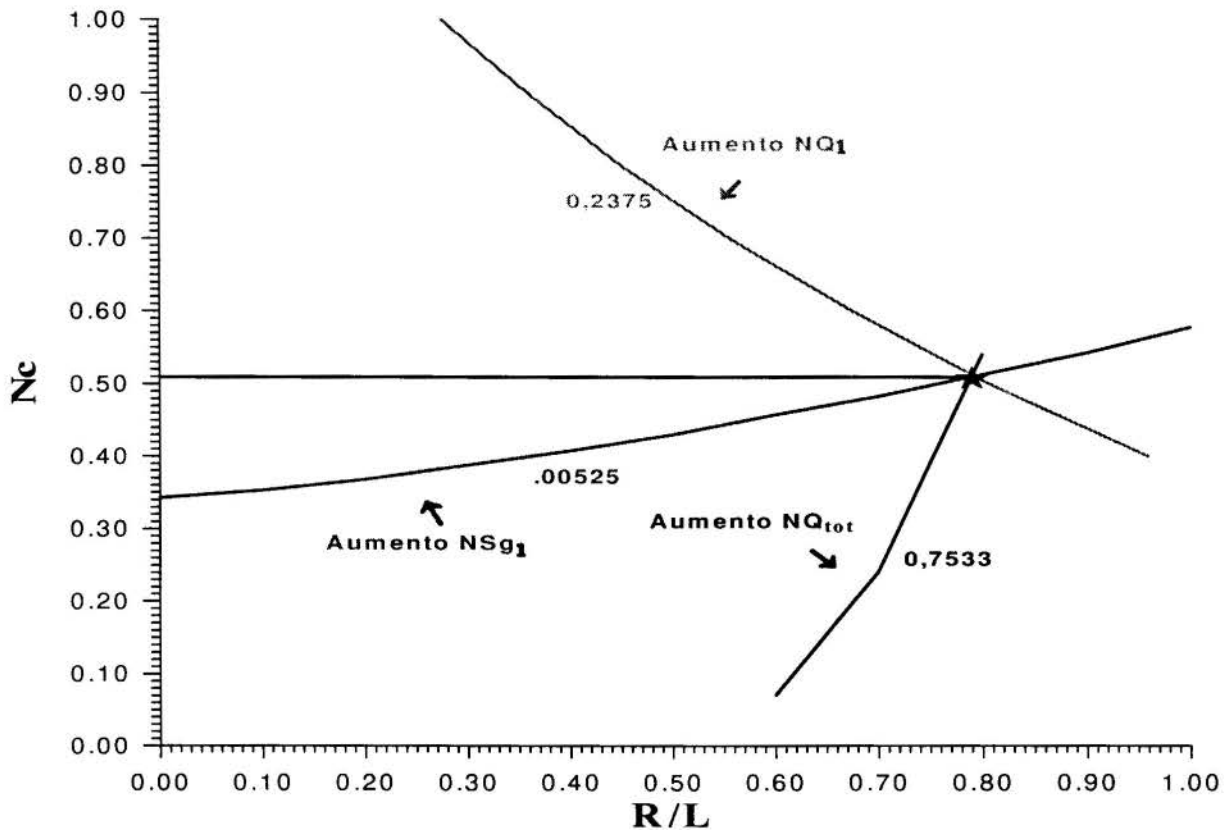


Figura 6 - Solução do problema de otimização em sistemas radiadores

5. CONCLUSÃO

Os resultados obtidos e discutidos na seção anterior mostram que o método de minimização da geração de entropia aplicado a problemas de transferência de calor por radiação pode ser efetivo. Demonstrou-se que esta minimização traz benefícios ao desempenho do aparato numa situação na qual se deseja, por considerações econômicas e/ou de disponibilidade de materiais, por exemplo, restringir a variação da gama de valores dos

parâmetros físicos e geométricos do problema. Isto deve ser enfatizado, pois muitas vezes a pergunta “O que resulta da minimização da geração de entropia?” não é respondida claramente, admitindo-se implicitamente que um sistema “menos” irreversível tenha um funcionamento globalmente “melhor”. Entretanto é extremamente desejável que a melhoria seja explicitamente indicada.

A aplicação bem sucedida do método a problemas de transferência de calor por radiação reforça a confiança que ele passa também tornar-se uma ferramenta valiosa para o engenheiro térmico engajado no projeto de sistemas no qual a radiação é o processo predominante.

6. REFERÊNCIAS

- AHERN, J. E. *The Exergy Method of Energy System Analysis*, Wiley, New York, 1980
- BEJAN, A. Entropy Generation Minimization: The New Thermodynamics of Finite-Size Devices and Finite-Time Processes, *Journal of Applied Physics*, Vol 79, nº 3, pp 1191-1218, 1996.
- BEJAN, A. *Entropy Generation Minimization*, CRC Press, Boca Raton, 1996b
- BEJAN, A. *Entropy Generation through Heat and Fluid Flow*, Wiley, New York, 1982
- BEJAN, A., TSATSARONIS, G., MORAN, M. *Thermal Design and Optimization*, Wiley, New York, 1996
- EDGERTON, R. H. Second Law and Radiation, *Energy Int. Journal*, 5, 693, 1980
- MORAN, G. *Availability Analysis: A Guide to Efficient Energy Use*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1982
- PETELA, R. Exergy of Heat Radiation, *Journal of Heat Transfer*, 86, pp. 187-192, 1964
- SABOYA, S.M. *Análise Térmica de Coletor Solar com Absorvedor Aletado*, Tese de Doutorado, ITA, São José dos Campos, 1987.
- SANTOS, M. B. *Análise Térmica e de Geração de Entropia em Sistemas de Tubos Aletados*, Tese de Doutorado, ITA, São José dos Campos, 1996
- SANTOS, M. B., SABOYA, S.M. *Análise Térmica de Sistemas de Tubos e Aletas Radiantes, XIII Congresso Brasileiro e II Congresso Ibero-Americano de Engenharia Mecânica COBEM-CIDIM*, Belo Horizonte, 1995
- SOTOS, C.J., STOCKMAN, N.O. Radiant-Interchange View Factors and Limits of Visibility for Differential Cylindrical Surfaces with Parallel Generating Lines, *NASA TN D-2556*, 1964.
- SPARROW, E.M., CESS, R.D. *Radiation Heat Transfer*, Augmented Edition, Hemisphere, Washington, 1978.

PAPER CODE: COB881

**ESTIMATION OF MONTHLY DIFFUSE SOLAR RADIATION USING
ÄNGSTROM'S EQUATION LINEAR COEFFICIENT / ESTIMATIVA DA
RADIAÇÃO DIFUSA MENSAL USANDO O COEFICIENTE LINEAR DA EQUAÇÃO
DE ÄNGSTROM**

MODESTO ANTONIO CHAVES, JOÃO FRANCISCO ESCOBEDO &
REINALDO PRANDINE RICIERI

*Departamento de Ciências Ambientais, Faculdade de Ciências Agronômicas - UNESP - Botucatu
CEP 18610-000 - Botucatu, Brazil - E-Mail: modesto@surfnet.com.br*

Abstract

A method to estimate the diffuse solar radiation using the Ångström's equation linear coefficient is presented. The method was validated by comparison with data from the Solar Radiation Station of UNESP, Botucatu, SP, Brazil (22°54' South; 48°27' West). Relative errors ranged from 2.71% to 29.86%, when estimated values were compared with measured data. We concluded that the method permits to estimate monthly diffuse solar radiation, with good precision, under climatic conditions in with monthly frequency of clear, partially cloudy and cloudy days is roughly the same.

Keywords

Solar Radiation - Diffuse Radiation - Radiation Modeling - Estimation of Radiation - Ångström's Models
Radiação Solar - Radiação Difusa - Modelagem de Radiação - Estimativa de Radiação - Modelo de Ångström

1. INTRODUCTION

Many researches have been made relating the global solar radiation (**H**) and sunshine duration (**S**). Although, the most extensively used is still that one proposed by Ångström (1924) and modified by Prescott *et al.* (1940). This expression is:

$$\frac{H_0}{H_{od}} = a + b \frac{S_0}{S_{od}} \quad (1)$$

where **H₀** is the daily global solar radiation received in a horizontal surface at the ground level, called herein global solar radiation; **H_{0d}** is the daily extraterrestrial solar radiation received by an horizontal surface; **S₀** is the daily sunshine duration, and **S_{0d}** is the day length. The traditional procedure consists in finding the values of **a** and **b** by linear regression analysis using pyranometers and heliographs data

The main use of Ångström's formula is in estimation of global solar radiation in places where there is only sunshine duration recorders, and in extrapolation global solar radiation to very large periods of time when there is only short period observations.

To increase accuracy, Ångström's equation coefficients have been calculated as functions of additional parameters, e. g., latitude, height above sea, relative humidity, maximum temperature, relative sunshine duration, and so on.

In view of more and increasingly precise observations from satellites the application of the Ångström formula will be replaced by satellites' measurements. But for the time being it is still worthwhile.

Tubelis *et al.* (1976) found monthly and annual values of **a** and **b** coefficients of the Ångström formula in Botucatu, SP, Brazil. This values were validated by Ricieri *et al.* (1996).

Unfortunately, according to Hinrichsen (1994), the Ångström's equation does not provide information on the diffuse and direct radiation that are necessary to evaluate global radiation on tilted surfaces and planes directed to the sun, which are the common cases for solar energy applications.

Some indexes have been used in modeling researches and in the estimation of solar radiation. Some of this indexes are classicals, such as K_t ; K_d e **S** (Cañada *et al.*, 1994). The clearness index (K_t) is defined as the relation between the global solar radiation and the extraterrestrial solar radiation while the relation between the diffuse solar radiation and the global solar radiation defines K_d index, (**S**) is the daily sunshine duration.

The Ångström's formula can be expressed in terms of the clearness index K_t as:

$$K_t = a + b \frac{S_o}{S_{od}} \quad (2)$$

This means that the Ångström's equation estimates the clearness index K_t .

When measurement devices are available, the global solar radiation (**H**); the diffuse solar radiation (**D**) and the sunshine duration can be obtained in an hourly basis.

Nevertheless, in Brazil, the majority of the stations do not possess devices capable to measure the diffuse solar radiation. Therefore, the use of models to estimate diffuse radiation from local values of **H** and **S** is essential.

Hourly values of global radiation **H(hor)**, diffuse solar radiation **D(hor)** and direct solar radiation **I(hor)** are related by:

$$H(hor) = D(hor) + I(hor) \quad (3)$$

Equation (3) has two special cases: 1- $H(1) = D(1) + I(1)$ for bright sunshine during the full hour ($S = 1$), which is different from the case of a cloudless sky; 2- $H(0) = D(0)$ when the sun is covered by clouds all over the hour ($S=0$), which is different from the case of an overcast sky.

Hinrichsen (1994) states that the hourly direct solar radiation **I(hor)** can be related to the direct irradiation for the case of bright sunshine during this hour **I(1)** by:

$$I(1) = \frac{I_{hor}}{S} \quad (4)$$

The value of $I(1)$, in equation (4), only depends on the optical depth of the atmosphere i.e., on the elevation of the sun and the amount of optically active constituents in the air.

Errors, in the use of equation (4), have to be expected for small values of **S** when the evaluation of the burned trace on the cardboard will be inaccurate, or if the sun was shining

only at the beginning or end of the hour considered. Furthermore, it should be kept in mind that the Campbell-Stokes recorder has a changing threshold depending on atmospheric conditions (Rao et al., 1985). However, these limitations hold whenever the Ångstrom formula is used.

Matching the expressions (3) and (4) will give us:

$$H(hor) = D(hor) + I(1) * S \quad (5)$$

Addition of all hours of a day from sunrise to sunset yields the daily global radiation, (H_d):

$$H_d = \sum_{i=sunshine}^{i=sunset} H(hor) = \sum_i [D(hor) + I(1)_i * S_i] = D_d + S_{0D} * \left[\frac{\sum_i I(1)_i * S_i}{\sum_i S_i} \right] * \left[\frac{\sum_i S_i}{S_{od}} \right],$$

$$H_d = D_d + [S_{od} * \bar{I}(1)_d] * \frac{S_d}{S_{od}},$$

where the subscript d is used only to detach that the addition is being made during all day. Since $I(1)_d = S_{od} * \bar{I}(1)_d$ we have:

$$H_d = D_d + I(1)_d * \frac{S_d}{S_{od}} \quad (6)$$

Dividing equation (6) by H_{od} , the daily extraterrestrial radiation, we get:

$$\frac{H_d}{H_{od}} = \frac{D_d}{H_{od}} + \frac{I(1)_d}{H_{od}} * \frac{S_d}{S_{od}} \quad (7)$$

Equations (2) and (7) can be compared and, omitting the subscript d, as will be done subsequently, will give us:

$$a = \frac{D}{H_0} \quad (8)$$

and

$$b = \frac{I(1)}{H_0} \quad (9)$$

Equation (7), (8) and (9) are given physical mean to coefficients **a** and **b** of Ångstrom formula and may be extended to yield monthly and yearly means.

Using **a** and **b** values as proposed in equation (7), in the well known relationships from Iqbal (1983) and from Liu & Jordan (1961), global solar radiation can now be evaluated on tilted surfaces and planes directed to the sun.

The objective of this work is validate the use of Ångstrom's equation linear coefficient (**a**), as obtained in equation (8), in estimation of monthly diffuse solar radiation.

2. METHODOLOGY

The data used in this study came from Solar Radiometry Station of UNESP in Botucatu, SP, Brazil (22°54' South; 48°27' West). The period from May of 1996 to April of 1997 was used in the validation of the method.

The diffuse radiation was measured by the disc method. An EPPLEY-PSP pyranometer, shadowed by an 8 cm diameter disc, was used. The disc was installed in the EPPLEY-ST3 suntracker. Using this disc the direct solar radiation could not attain the pyranometer sensor.

One CAMPBELL 21X datalogger was used in the data acquisition. The datalogger was connected to a 486 DX4 microcomputer. Readings were made in the frequency of 1Hz, storing the average of five minutes (300 readings). Reading values were integrated to obtain hourly, daily totals. Monthly totals were obtained by adding daily values.

Figure 1 shows the montage used in the measurement of the diffuse radiation.

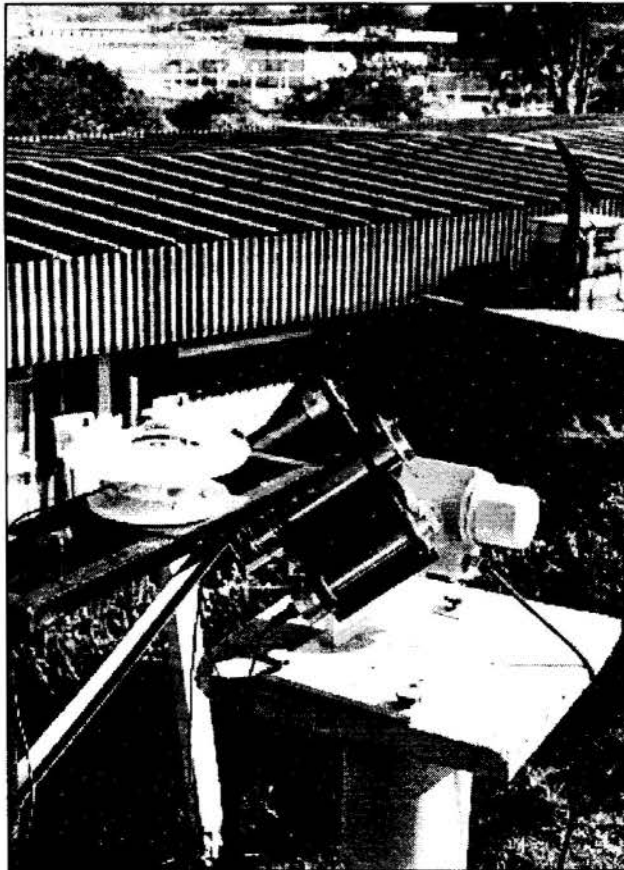


Figure 1- Pyranometer shadowed by the disc attached to the suntracker, used in the measurement of the diffuse solar radiation.

The day length and the extraterrestrial radiation were calculated as described in Vianello & Alves (1991).

Estimation of the diffuse solar radiation was made, for each day of the year, multiplying the extraterrestrial radiation by the Ångström's equation linear coefficient as proposed in equation (8). Values of (a) founded by Tubelis *et al.* (1976) were used.

Hourly reads of the Campbell-Stokes recorder were stored. Sunshine duration was obtained dividing the daily total of these recorders by the calculated day length.

The effect of the sky cover in the method was made classifying the days, in each month, as clear, partially cloudy and cloudy. The relation s/s_0 was used as a criterion in this classification: $s/s_0 > 0,66$ - clear sky day; $0,33 < s/s_0 \leq 0,66$ - partially cloudy day and $s/s_0 \leq 0,33$ - cloudy day.

Absolute errors, committed in estimation of the diffuse solar radiation, was calculated taking the measured value as the real one and subtracting it from the estimated. Relative errors were calculated dividing the absolute error by the measured diffuse radiation and multiplying the result by 100.

3. RESULTS AND DISCUSSION

Table 1 shows the values of measured monthly diffuse radiation; monthly estimated diffuse radiation; absolute error and relative error in the estimation. The biggest relative error occurred in the month of June (29,86 %) and the smallest one in April (2,71%). The model super estimated the measured diffuse radiation in the majority of the cases, except in the month of October.

Table 1: Measured Diffuse Radiation; Estimated Difuse Radiation; absolute error and relative error, for each month in the experimental period

Month	Measured (MJ)	Estimated (MJ)	Absolute Error (MJ)	Relative Error (%)
June	90,76	117,86	27,1	29,86
July	59,92	77,10	17,18	28,67
August	116,16	142,05	25,89	22,29
September	167,47	191,77	24,30	14,51
October	176,47	170,58	5,89	-3,34
November	159,42	193,26	33,84	21,23
December	194,76	223,57	28,82	14,79
January	261,74	283,12	21,38	8,17
February	193,48	230,94	37,45	19,33
March	196,19	220,70	24,51	12,49
April	159,08	163,39	4,31	2,71
May	193,80	217,47	23,67	12,21

The maximum relative error committed corresponds to an absolute error of 27,1 MJ which is approximately five times the daily average of the measured difuse radiation in this month. Although this relatively high value, it can be considered a good estimation, since the error in the coefficients of Ångstrom formula, obtained using actnographs, are around 20%.

Figure 2 shows the measured daily diffuse solar radiation and the daily estimated diffuse solar radiation, in the months of June and April which showed, respectively, the biggest and the shortest relative errors in all data set. It should be noted that the use of the estimated value in one single day can lead to relatively high errors. However, during the month this errors can counterbalance each other. This fact allows the acceptance of the model in estimation of monthly values.

The days of each month were separated in clear; partially cloudy and cloudy with the purpose of evaluating the influence of the sky cover in the estimation method. The measured

and estimated diffuse radiation, in this classification, were obtained adding the daily values of day kind. Absolute and relative errors were similarly calculated.

The values of monthly absolute and relative errors, in each kind of sky cover, are showed in Table 2. In some cases the amount of days do not coincide with the waited total of days in the specific month, this is due to raining days and problems in the measuring instruments, that led to losses in the data set. The biggest errors occurred in clear sky days, with the model super estimating the measured diffuse radiation. Errors were approximately the same in cloudy and partially cloudy days. The model, generally, sub estimated the measured diffuse radiation in this kinds of days.

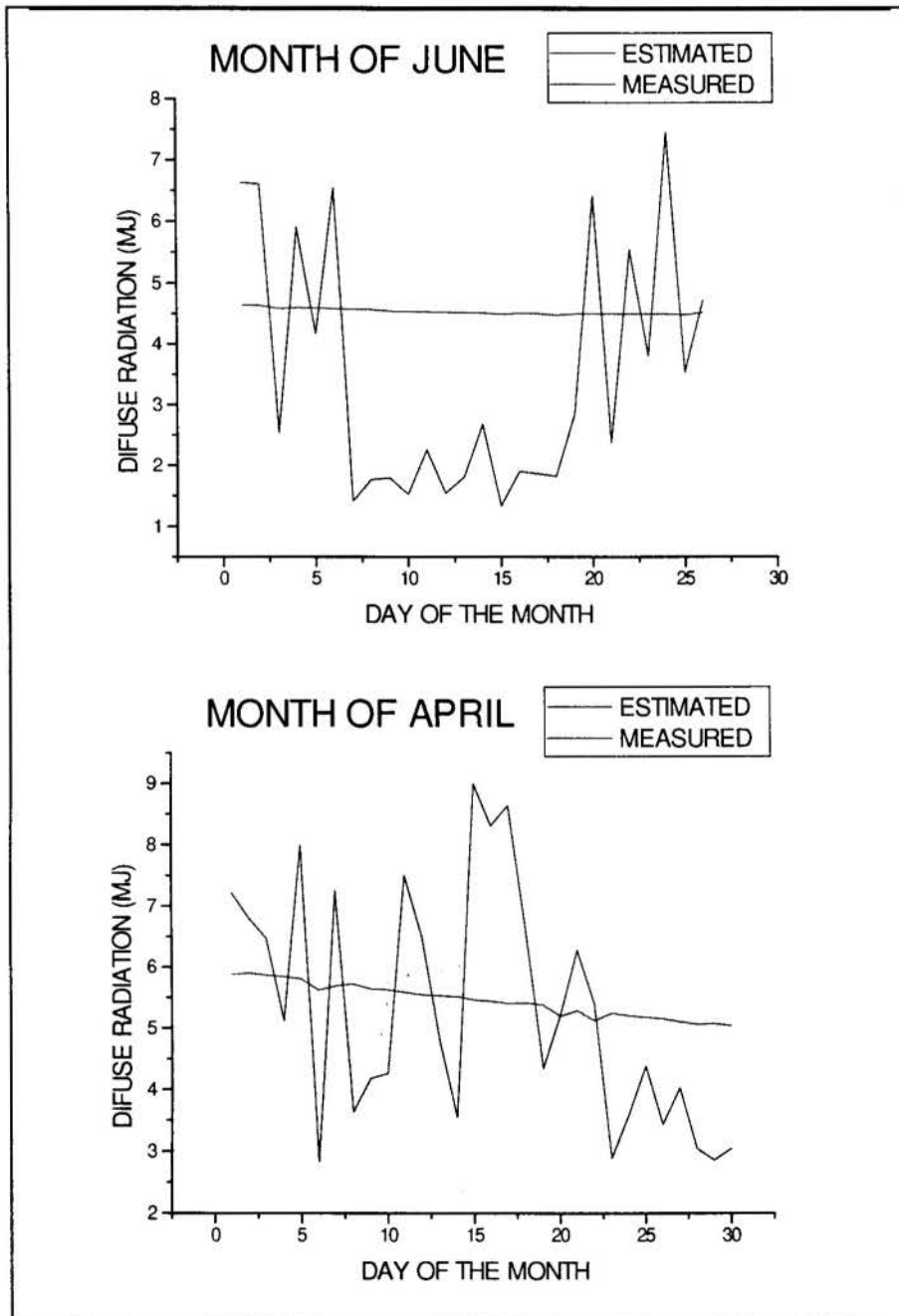


Figure 2 - Measured and Estimated Diffuse Solar Radiation in the months of June and October

Figure 3 shows the behavior of obtained relative error as function of the sky cover type. Analyzing this figure and Table 2, we can note that when frequency of clear, partially cloudy and cloudy days in the month is approximately the same, the model showed the best results. This results can be attributed to the counterbalance in the errors, as discussed below. This behavior suggests that the model can work better in places with this climatic characteristics. The model, probably, will not work properly in places having a predominant kind of day, during all month.

Table 2: Absolute and relative errors, in each month, as function of the sky cover type

Month	Day	Clear Day		Partially Cloudy Day		Cloudy Day		Day	Abs. (MJ)	Rel. (%)
		Abs. (MJ)	Rel. (%)	Abs. (MJ)	Rel. (%)	Abs. (MJ)	Rel. (%)			
June	20	37,12	69,38	2	8,91	24,96	5	-6,42	-22,06	
July	16	19,93	44,74	1	-0,16	-3,76	2	-2,59	-23,55	
August	21	39,45	59,23	3	-5,38	-26,02	4	-8,18	-28,33	
September	17	25,83	29,22	10	0,01	0,01	2	-1,54	-10,04	
October	13	15,14	19,54	6	-7,60	-17,49	8	-13,43	-24,17	
November	11	49,52	95,08	7	-14,75	-18,57	3	-0,93	-3,33	
December	5	12,72	33,23	7	10,84	-17,89	10	5,26	5,48	
January	11	18,84	42,62	14	2,80	1,82	6	0,26	0,41	
February	15	49,16	58,48	4	1,88	5,51	7	6,41	11,60	
March	14	35,56	36,74	8	-1,52	-4,02	9	-9,52	-15,47	
April	12	19,78	23,65	8	-3,25	-23,47	10	-12,22	-19,84	
May	18	32,34	52,57	4	-3,25	-3,75	9	-9,83	-16,67	

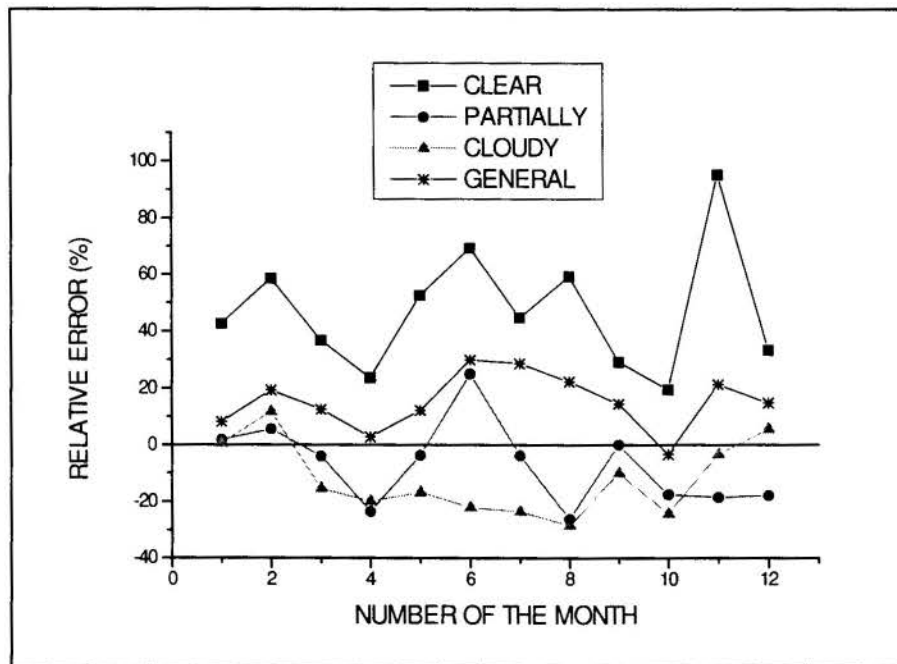


Figure 3 - Relative errors in the estimated diffuse solar radiation as function of the sky cover type

4. CONCLUSION

From the results obtained, we concluded that, attributing to Ångström's equation linear coefficient the physical meaning of relation between the local diffuse radiation and the local

extraterrestrial radiation, the monthly diffuse radiation can be estimated with good accuracy under climatic conditions in with monthly frequency of clear, partially cloudy and cloudy days is roughly the same.

5. REFERENCES

- ÄNGSTRON, A. Solar and Terrestrial Radiation. *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society*, vol. 50, pp.121-125, 1924.
- CAÑADA, J., BOSCA, J. V. & PINAZO, J. M. Análisis de los Coeficientes K_t , K_d y n/N en Valencia Durante Los Años 1989,1990, 1991 y 1992. *Anales del VII Congreso Ibérico de Energia Solar*, pp 97-102, Vigo-España, 1994.
- HINRICHSEN, K. The Ångstron Formula with Coefficients Having a Physical Meaning. *Solar Energy*, vol. 52, pp 491-495, 1994.
- IQBAL, M. *An Introduction to Solar Radiation*. Academic Press, New York, 1983.
- LIU, B. Y. H. & JORDAN, R. C. Daily Insolation on Surfaces Tilted Toward the Equator. *ASME Journal*, vol. 1, pp 53-59, 1961.
- PRESCOTT, J. A. Evaporation From Water Surface in Relation to Solar Radiation. *Transaction of Royal Society Australian*, vol. 46, pp. 114-118, 1940.
- RICIERI, R. P., ESCOBEDO, J. F. & MARTINS, D. Relações das Radiações Solar e Difusa em Botucatu. *Anais do IX Congresso Brasileiro de Meteorologia*, pp 547-550, Campos do Jordão, 1996.
- RAO, C. R., BRADLEY, W. A. & LEE T. Y. Some comments on Ångstrom-type regression models for estimation of the daily global radiation. *Solar Energy*, vol. 34, pp. 117-119, 1985.
- TUBELIS, A. *et al.* Estimativa da Radiação Solar Global Diária em Botucatu-SP a Partir da Insolação Diária. *Botucatu Científica*, vol. 1 pp.53-60, 1976.
- VIANELLO, R. L. & ALVES, A. R. *Meteorologia Básica e Aplicações*. Imprensa Universitária, Viçosa, 1991.

Acknowledgments: the financial support of FAPESP e CNPq (302624/58)



PAPER CODE: COB883

MODELO DE ESTIMATIVA DAS IRRADIÂNCIAS GLOBAL E DIFUSA EM COBERTURA DE POLIETILENO / MODEL TO ESTIMATE GLOBAL AND DIFFUSE RADIATION IN POLYETHYLENE COVERAGE

VALÉRIA DE ALMEIDA FRISINA & JOÃO FRANCISCO ESCOBEDO

*Departamento de Ciências Ambientais/FCA/UNESP/Botucatu/SP
CEP 18603-970; CP 237; TEL (014) 821 3883; FAX (014) 821 3438*

Abstract

This paper describes the results obtained from correlations between global and diffuse radiation inside polyethylene coverage. During 40 days, global (G) and diffuse (D) radiation were measured outside (ex) and inside (in) polyethylene greenhouse (100 μm), for four specter conditions: open sky, partially cloudy, cloudy and the sum of the three previous conditions. The global radiation was measured with pyranometers and the diffuse radiation, with pyranometer below shadow rings. The data acquisition system consisted of a CAMPBELL 21X datalogger and a 486 DX2 microcomputer, programed to operate in 1 Hz frequency and store average of 5 minutes. The following results were obtained: $G_{in} = 4.13 + 0.79 G_{ex}$; $D_{in} = 45.53 + 0.71 D_{ex}$. The best correlations found to the global radiation ($G_{in} \times G_{ex}$) were, in order: cloudy sky days ($R^2 = 98.53\%$), open sky ($R^2 = 96.45\%$) and partially cloudy sky ($R^2 = 94.07\%$). The best correlations to the diffuse radiation ($D_{in} \times D_{ex}$) were: cloudy sky ($R^2 = 96.52\%$), open sky ($R^2 = 78.93\%$) and partially cloudy sky ($R^2 = 71.78\%$).

Keywords

global and diffuse radiation; polyethylene greenhouse / radiações global e difusa, estufa de polietileno

1. INTRODUÇÃO

Em países desenvolvidos, as casas de vegetações, normalmente chamadas de estufas, têm sido cada vez mais utilizadas, permitindo produções agrícolas em grande escala. De um modo geral, as estufas são aliadas às culturas pois possibilitam melhores condições de desenvolvimento e produção, fornecendo microclimas amenos, livres de excessos de chuvas, por exemplo, que podem provocar encharcamentos do solo, lixiviação dos nutrientes e erosão, prejudicando a colheita e a qualidade do produto. No Japão, existem estufas totalmente automatizadas, com sistemas de irrigação e iluminação artificial, acompanhando o ritmo biológico da planta e proporcionando condições específicas ao seu desenvolvimento (ALPI, 1984; ROBLEDO et al, 1988). No Brasil, as culturas em estufas também estão ganhando espaço. Em regiões mais frias, no sul do país, as casas de vegetações tornam-se eficientes proteções contra geadas e ventos fortes. Em outros casos, são proteções contra a irradiação solar direta, que pode representar um

41-9

forte risco às culturas, principalmente nas horas mais quentes do dia, onde a perda excessiva de água pela planta torna-se fortemente prejudicial ao seu desenvolvimento. Além disso, o calor excessivo favorece o desenvolvimento de hortaliças com folhas mais rígidas, as quais são menos procuradas no mercado.

Sabe-se, no entanto, que as estufas provocam grandes alterações na natureza espectral da radiação solar devido ao material utilizado em sua cobertura, mas na literatura encontram-se poucos resultados numéricos e precisos dessas modificações. Neste trabalho, objetivou-se caracterizar os níveis e percentuais das radiações global e difusa, bem como estabelecer equações de estimativas no interior e fora da estufa de polietileno de baixa densidade, de tal modo a permitir que pesquisadores e agricultores usuários desse ecossistema tenham informações complementares para uma melhor produção e controle de qualidade das culturas.

2. EXPERIMENTAL

2.1. Localização

O experimento foi conduzido na Estação de Radiometria Solar de Botucatu-SP, junto ao departamento de Ciências Ambientais da Faculdade de Ciências Agrônômicas da UNESP, com coordenadas geográficas 22°54' sul e 48°27' oeste, a uma altitude de 850 m. As condições climáticas locais apresentam temperatura média anual de 20,6°C, precipitação média anual de 1506,3 mm e evapotranspiração média anual de 692,0 mm.

O monitoramento das radiações global e difusa foi efetuado em uma área externa de 35 m² e em uma estufa tipo túnel, orientada com eixo maior no sentido norte-sul, com cobertura de polietileno (espessura 100 µm) de cor levemente esverdeada e estrutura da cobertura de cano galvanizado, nas seguintes dimensões: 7,00 m de comprimento; 5,00 m de largura; 4,00 m de altura do pé direito e 1,70 m de altura da concavidade do arco (figura 1). A cultura usada como substrato foi a alface (*Lactuca sativa*, L, cv. Verônica), cujo ciclo teve duração de 45 dias.



ESTUFA COM OS RADIÔMETROS

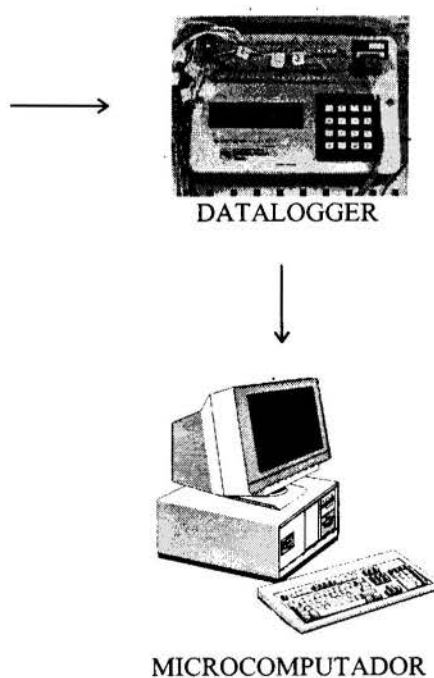


Figura 1. Esquema do sistema de aquisição de dados.

2.2. Instrumentação para medida das radiações global e difusa

As radiações global (Gex) e difusa (Dex) externas foram medidas por um piranômetro EPPLEY modelo PSP com constante de calibração $K_{Gex} = 8,13 \times 10^{-6} \text{ Vm}^2/\text{W}$ e um piranômetro EPPLEY PSP com constante de calibração $K_{Dex} = 8,17 \times 10^{-6} \text{ Vm}^2/\text{W}$, instalado sob um anel de sombreamento. A radiação global interna (Gin) foi medida por um piranômetro preto/branco de disco-concêntrico, com constante de calibração $K_{Gin} = 12,06 \times 10^{-6} \text{ Vm}^2/\text{W}$ e constante de tempo $\tau_{Gin} = 1,2\text{s}$. A radiação difusa interna (Din) foi medida por um piranômetro tipo estrela com constante de calibração $K_{Din} = 39,62 \times 10^{-6} \text{ Vm}^2/\text{W}$ e constante de tempo $\tau_{Din} = 1,2\text{s}$, instalado sob um anel de sombreamento no interior da estufa. Segundo COULSON (1975), os piranômetros EPPLEY são classificados como de 1ª classe, gerando erros na faixa de 1% nas suas medições.

Os piranômetros foram instalados na horizontal com eixo maior alinhado na direção norte-sul. A inclinação do anel de sombreamento em relação ao eixo zenital foi igual ao ângulo da latitude local de Botucatu: $22^{\circ}54'$ sul. As dimensões do anel: diâmetro externo de 80 cm e 10 cm de largura, mantendo a relação 4:1 entre o raio e a largura, como recomenda a literatura especializada (BUREK et al., 1988). Os valores de energias das radiações difusa interna e externa foram corrigidos por um fator de correção, levando-se em conta a latitude local, declinação solar e características geométricas do anel de sombreamento, conforme MELO e ESCOBEDO (1992).

O sistema de aquisição de dados (figura 1) constituiu-se de um DATALOGGER 21 X da CAMPBELL de oito canais, interligado a uma placa MULTIPLEX AM 416 de 32 canais, e um microcomputador 486 DX4, onde foi realizado o processamento dos dados.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1. Níveis de energias das radiações global e difusa

A figura (2) mostra os valores das radiações global e difusa, em MJ/m^2 , obtidos a partir da integração diária das curvas de irradiâncias externas e internas, ao longo do ciclo da cultura de alface.

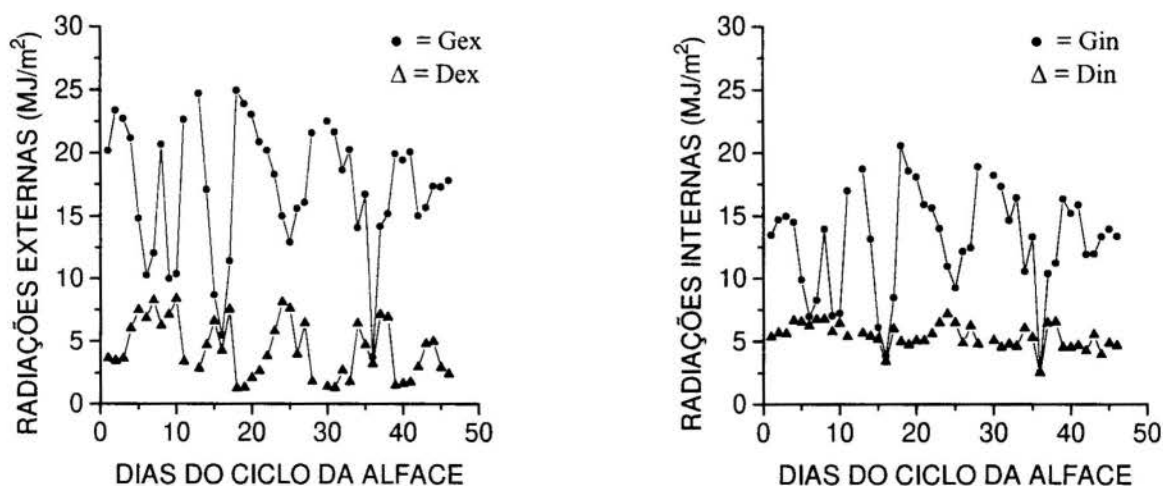


Figura 2. Curvas das radiações global (●) e difusa (Δ) na área externa e estufa, respectivamente, durante o ciclo da cultura de alface.

Os resultados mostram que os valores da radiação global externa foram superiores aos da global interna, enquanto os valores da radiação difusa interna superaram os valores da difusa externa. Numericamente, os resultados já eram esperados pois a cobertura de polietileno absorve parte da radiação global, transmite e também difunde parte desta radiação, aumentando assim a parcela da radiação difusa dentro da estufa. Os valores médios das radiações foram: $G_{ex} = 17,18 \text{ MJ/m}^2$; $G_{in} = 12,92 \text{ MJ/m}^2$; $D_{ex} = 5,37 \text{ MJ/m}^2$; $D_{in} = 5,99 \text{ MJ/m}^2$.

Uma análise das curvas de irradiâncias obtidas durante o ciclo nos permitiu dividir o período total de 46 dias em 3 grupos distintos de insolação: dias de céu aberto (CA), dias parcialmente nublados (CPN) e dias de céu nebuloso (CN). Foram considerados céu aberto os dias cujas curvas da radiação global externa não apresentaram picos, indicando ausência de nuvens; os dias parcialmente nublados foram considerados aqueles que apresentaram curvas de irradiâncias com picos e cujos valores de energias diárias situavam-se acima de $15,0 \text{ MJ/m}^2$ e os dias nebulosos, aqueles cujas curvas de irradiância da radiação global apresentavam maiores frequências de picos e energias situadas abaixo de $15,0 \text{ MJ/m}^2$. Dentro deste critério de classificação, o ciclo completo apresentou 11 dias de céu aberto, 13 dias de céu nebuloso e 20 dias parcialmente nublados.

A tabela 1 mostra as médias das energias referentes, respectivamente, aos dias de céu aberto, céu parcialmente nublado e céu nebuloso.

Tabela 1. Médias das energias (em MJ/m^2) nas condições CA, CPN e CN.

	Gex	Gin	Dex	Din
CA	21,97	17,63	2,04	5,27
CPN	18,60	13,75	5,25	6,26
CN	10,98	7,79	8,07	6,13

Os valores apresentados na tabela 1 mostram que as condições de insolação de céu aberto e parcialmente nublado são as responsáveis para que a média da radiação difusa interna seja maior do que a externa. A condição de alta nebulosidade apresenta uma vantagem para a difusa externa. Os resultados parciais, nas três condições de cobertura do céu, não alteram a diferença entre as duas radiações globais. A radiação global externa foi sempre superior à radiação global interna.

3.2. Percentuais de Fluxo de Radiação e Índice de Limpeza fora (D_{ex}/G_{ex}) e dentro (D_{in}/G_{in}) da Estufa

A tabela 2 mostra os percentuais para a radiação global G_{in}/G_{ex} e radiação difusa D_{in}/D_{ex} , nas três condições espectrais.

Tabela 2. Percentagens das radiações G_{in}/G_{ex} e D_{in}/D_{ex} para os dias de CA, CP e CN.

Condições /		CA	CPN	CN	Total
		(11 dias)	(20 dias)	(13 dias)	(46 dias)
Percentuais (%)	Gin / Gex	80,30	74,42	70,68	75,74
	Din / Dex	270,73	119,24	75,96	113,12

A percentagem da radiação G_{in} em relação à G_{ex} média observada ao longo do ciclo foi de 75,74%. A relação G_{in}/G_{ex} apresentou variações de acordo com as condições ambientais:

dias de céu aberto (80,30%), parcialmente nublado (74,42%) e nebuloso (70,68%). Em dias de céu aberto, o percentual é maior porque a radiação direta predomina sobre a radiação difusa, permitindo uma maior transmissividade através da cobertura do polietileno.

Em média, a radiação difusa interna Din foi maior que a difusa externa Dex. Os valores percentuais dos dias de céu aberto e parcialmente nublados foram os responsáveis por esse aumento. Os níveis de radiação difusa interna em condição de céu aberto atingiram a média de 270% da radiação difusa externa, enquanto nos dias parcialmente nublados, foram da ordem de 119%. Somente para insolações de alta nebulosidade, a radiação difusa interna foi menor que a difusa externa (Din/Dex = 75,96%). O resultado médio Din/Dex = 113,12% difere dos resultados apresentados por CAMACHO et al. (1995), onde a relação Din/Dex foi inferior a 100%. Tal diferença se deu provavelmente pela amostragem do tipo de cobertura do céu, que pode ter sido maior para céu nublado.

A tabela 3 mostra os percentuais médios da radiação difusa (índice de limpidez) dentro e fora da estufa em relação à radiação global.

Tabela 3. Valores médios dos índices de limpidez Dex/Gex e Din/Gin.

TIPO DE CÉU	EXTERNA	INTERNA
	Dex/Gex (%)	Din/Gin (%)
Ciclo Total	23,93	42,33
Céu aberto	9,28	29,89
Céu parcialmente nublado	28,21	45,53
Céu nublado	73,43	78,59

A relação entre a radiação difusa externa e a radiação global externa define o índice de limpidez na qual a cultura externa se desenvolveu. Em média, a relação Dex/Gex foi de 23,93%. O índice de limpidez para céu aberto em Botucatu não atingiu 10%, enquanto que para condições de alta nebulosidade, o índice é de aproximadamente 30%. O índice de limpidez interno, de aproximadamente 42%, apresenta uma média superior à externa, sendo que houve um aumento percentual nas três parcelas, porém as contribuições mais significativas foram para dias de céu aberto e céu parcialmente nublado. Comparando as relações das radiações difusa/global dentro e fora da estufa, pode-se constatar que os percentuais internos são em quaisquer condições de cobertura, sempre superiores aos valores externos, mostrando o poder dispersivo da cobertura da estufa. Na média total, o índice de limpidez Din/Gin teve uma diferença percentual positiva de 20% ao valor da relação Dex/Gex. As maiores contribuições, neste valor, são provenientes dos resultados obtidos para condições de céu sem nuvem e céu parcialmente nublado, onde as diferenças são da ordem de 20% e 17%, respectivamente. Para condições de céu nublado, onde a radiação difusa externa é elevada, a diferença entre os dois meios é menor, apresentando um valor médio de 5% aproximadamente.

3.3. Equações de Estimativa das Radiações Global e Difusa

A figura (3) mostra a curva de regressão linear obtida com os valores das densidades de fluxo global interna (Gin) e os valores da radiação global externa (Gex), num total de 6196 pontos obtidos diariamente entre às 6 e 18 horas, durante o ciclo da cultura.

A equação de correlação obtida para a radiação global, em W/m² foi:

$$Gin = -4,13 + 0,7933 Gex \quad \text{com } R^2 = 94,45\%. \quad (1)$$

O elevado coeficiente de determinação permite estimar a densidade de fluxo da global incidente instantaneamente no interior da estufa em função da global externa com alto grau de confiabilidade. O aspecto heterogêneo da curva de regressão deve-se, em parte, a sombreamentos presentes no interior da estufa em determinados horários devido às estruturas de suporte da estufa. Além disso, a diferença da natureza espectral entre as radiações global interna e externa aumenta a dispersão entre os pontos correlacionados.

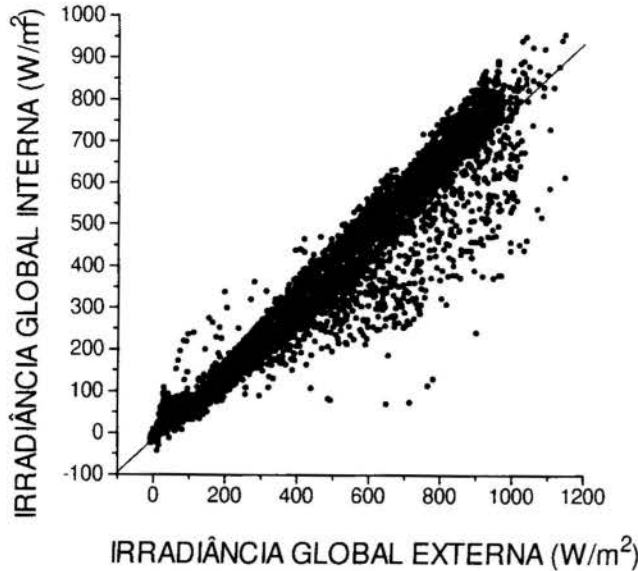


Figura 3. Curva de Regressão Linear G_{in} x G_{ex} .

Considerando que o fator de intercepto da equação é pequeno $a = -4.13$, principalmente para densidades de fluxo superiores a 100 W/m^2 , este termo pode ser desprezado da equação sem nenhum prejuízo nas estimativas de G_{in} , tornando a equação aproximada como:

$$G_{in} = 0,79 G_{ex} \tag{2}$$

O coeficiente instantâneo G_{in}/G_{ex} igual a 79% tende a superestimar o valor médio das energias diárias G_{in}/G_{ex} igual a 74,8%, obtido pela integração das áreas em MJ/m^2 . Comparando o valor do coeficiente de determinação $R^2 = 94,45\%$ com a diferença nos percentuais, que é inferior a 5%, podemos considerar os resultados de transmitância G_{in}/G_{ex} obtidos pelos dois métodos (média e regressão linear), como sendo estatisticamente iguais.

Considerando a separação dos níveis de cobertura do céu dos dias da cultura (céu aberto, céu parcialmente nublado e céu nebuloso), conforme mostra a figura (4), a correlação G_{in} x G_{ex} é melhor na seguinte seqüência, em ordem decrescente: dias nebulosos; dias de céu aberto; dias parcialmente nublados.

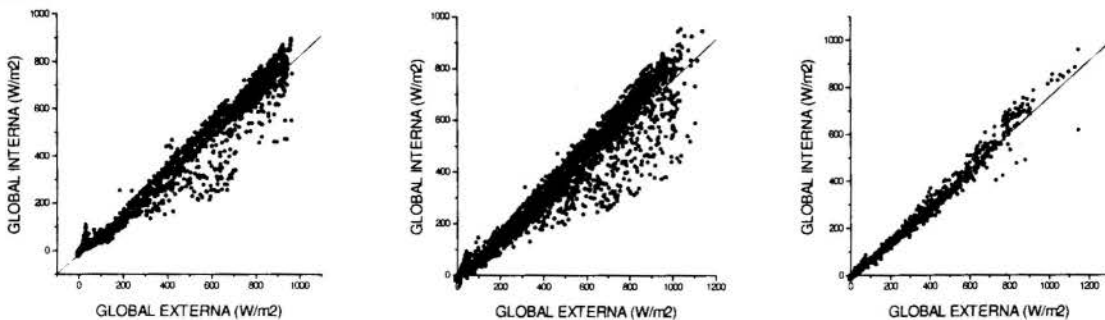


Figura 4. Curva de Regressão Linear G_{in} x G_{ex} para dias de céu aberto, parcialmente nublado e céu nublado.

Nas três situações, o coeficiente de determinação \bar{R}^2 foi aproximadamente igual ou superior ao R^2 obtido através da equação (1). De acordo com os valores dos coeficientes de determinação (R^2), a melhor correlação entre as radiações global externa e interna foi obtida nos dias nebulosos. Nesta condição de cobertura do céu, a percentagem da radiação difusa é muito maior que da radiação direta, tornando a radiação global com dominância anisotrópica nos dois meios. De forma geral, a radiação global interna pode ser estimada pela global externa nas três situações com elevada probabilidade de acerto.

A figura (5) mostra a curva de regressão linear obtida com os valores da radiação difusa interna (D_{in}), plotados no eixo das ordenadas e os valores da radiação difusa externa (D_{ex}) no eixo das abscissas, num total de 5247 pontos obtidos diariamente entre 6 e 18 horas.

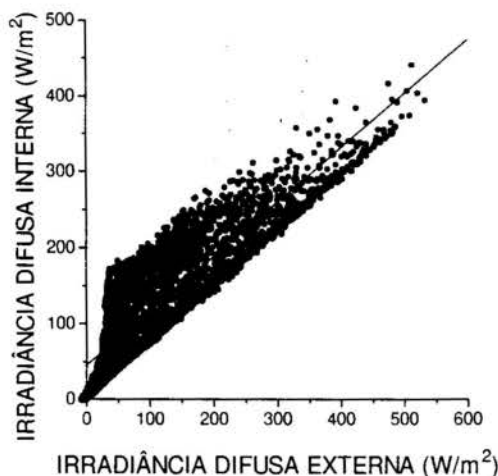


Figura 5. Curva de Regressão Linear D_{in} x D_{ex} .

A equação obtida pela regressão linear simples foi:

$$D_{in} = 45,52 + 0,71 D_{ex} \quad \text{com } R^2 = 71,33\%. \quad (3)$$

A equação (3) mostra um valor do coeficiente de determinação menor, comparado ao valor do coeficiente de determinação para a radiação global. Tal resultado pode ser considerado normal, considerando ser a estufa um fator que eleva a difusividade da radiação internamente. No entanto, se a correlação D_{in} x D_{ex} , como mostra a figura (6), for analisada separadamente nas 3 condições de nebulosidade, semelhante ao realizado para a radiação global, observamos uma melhora considerável para dias nebulosos, uma pequena melhora para os dias de céu limpo e invariante para céus parcialmente nublados.

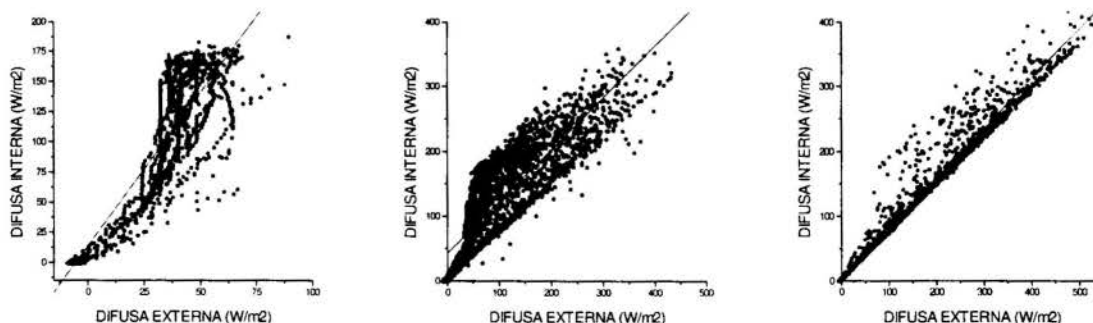


Figura 6. Curva de Regressão Linear Din x Dex para dias de céu aberto, parcialmente nublado e céu nebuloso, respectivamente.

As equações obtidas para estimar a radiação difusa no interior da estufa em função da difusa externa foram:

- Para dias de céu aberto: $D_{in} = 13,74 + 2,54 D_{ex}$ com $R^2 = 78,93\%$. (4)

- Para dias de céu parcialmente nublado: $D_{in} = 43,44 + 0,7978 D_{ex}$ com $R^2 = 71,78\%$. (5)

- Para dias nublados: $D_{in} = 5,45 + 0,7677 D_{ex}$ com $R^2 = 96,52\%$. (6)

4. CONCLUSÕES

O percentual das irradiâncias com e sem cobertura de polietileno mostra que a radiação global interna é 25% inferior à global externa, caracterizando uma transmitividade de 75%; a difusa interna é 13% superior à externa, caracterizando o poder de difusão do polietileno. Em função do tipo de insolação, a transmitividade da radiação global é decrescente no sentido de céu aberto, parcialmente nublado e nublado num percentual de 10%, enquanto para a radiação difusa, os dias de céu aberto e céu parcialmente nublado são os responsáveis pelo aumento da radiação difusa interna em relação à externa. Em dias nublados, como praticamente não existe radiação direta, a radiação difusa interna é menor que a externa pelo efeito da absorção do polietileno. O índice de limpidez para o meio interno foi aproximadamente o dobro do meio externo e esta relação apresentou variação em função da cobertura do céu, tanto na área externa, quanto no interior da estufa. A radiação global interna pode ser estimada a partir da global externa pela equação: $G_{in} = 0,79 G_{ex}$, com elevado coeficiente de determinação $R^2 = 94,45\%$. Para a mesma estufa, a correlação entre radiações difusa, pode ser melhor estimada em função da cobertura do céu quando utilizadas as equações para dia de céu nublado $D_{in} = 5,45 + 0,77 D_{ex}$ com $R^2 = 96,52\%$; dias de céu aberto $D_{in} = 13,74 + 2,54 D_{ex}$ com $R^2 = 78,93\%$ e céu parcialmente nublado $D_{in} = 43,44 + 0,80 D_{ex}$, com $R^2 = 71,78\%$.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALPI, A.; TOGNONI, F. **El cultivo en invernadero**. Lisboa: Presença, 196p., 1984.
- BUREK, S.A.M.; NORTON, B.; PROBERT, S.D. Analytical and experimental methods for shadow-band correction factors for solarimeters on inclined planes under isotropically diffuse and overcast skies. **Sol. Energy**, v. 40, p. 151-160, 1988.
- CAMACHO, M. J.; ASSIS, F.N.; MARTINS, S.R. Avaliação de Elementos Meteorológicos em Estufa Plástica em Pelotas, RS. **Revista Brasileira de Agrometeorologia**, v. 3, p. 19-24, 1995.
- COULSON, K.L. **Solar and terrestrial radiation: Methods and Measurements**. Academic Press, New York, 322 p., 1975.
- MELO, J.M.D.; ESCOBEDO, J.F. Fator de correção da radiação solar difusa. **Anais do XXI Congresso Brasileiro de Engenharia Agrícola**, Departamento de Engenharia Rural, UFSM, Santa Maria: SBEA, v. 1, p. 253-267, 1992.
- ROBLEDO, F.P., MARTIN, L.V. **Aplicación de los plásticos en la agricultura**. Madrid: Mundi-Prensa, 553p., 1988.

Apoio financeiro: FAPESP (95/7022-0; 95/6952-3) e CNPq (302624/88-0).

Tema 23

Convecção

PAPER CODE: COB1124

CONVECÇÃO NATURAL TRANSIENTE EM CAVIDADES 3D /
*TRANSIENT NATURAL CONVECTION IN 3D CAVITIES*PAULO MARTINS TOLLINI & ANTONIO CESAR PINHO BRASIL JUNIOR
Departamento de Engenharia Mecânica, Faculdade de Tecnologia - UnB - Brasília
*CEP 70.910-900 Brasília, Brasil - E-mail: brasil@enm.unb.br***Abstract**

The transient heat transfer by natural convection in a fluid confined into a completely filled 3D cavity ($H = 165$ mm, $L = 95$ mm, $W = 65$ mm) is analyzed here. The fluid is initially at a temperature T_{fi} , and at a given time, all walls are heated to T_b , greater than T_{fi} . Heat is propagated by natural convection into the enclosure, until its complete thermal equilibrium. The problem is analyzed by numerical simulations and experimental measurements, for different values of the initial Rayleigh number. The numerical simulations are performed using the finite element method for 3D natural convection flow problems. Temperature profiles during the heating process, the flow visualization of the convective patterns, a discussion of the topology of the flow into the cavity and the mixing problem resulted from the natural convective effects, are presented. Practical relations for the Nusselt number into the cavity are proposed.

Keywords

Natural convection. Heat transfer. Convecção Natural. Transferência de Calor

1. INTRODUÇÃO

O estudo dos mecanismos de transferência de calor em cavidades encontra aplicações em diversas situações práticas, tais como, no projeto de túneis de resfriamento, no hidro-resfriamento, em fornos, além do tratamento térmico de produtos alimentícios, e seu armazenamento. O presente estudo tem como objetivo avaliar as curvas de aquecimento de diversos pontos de uma massa de fluido confinada em uma cavidade (razão de aspecto de $A_H = 1,74$), através da simulação numérica e da experimentação. Pretende-se também avaliar os efeitos da convecção natural interna, na transferência total de calor. Na experimentação objetiva-se estudar a evolução temporal dos perfis de temperatura e visualizar as correntes convectivas internas. Na simulação numérica se utiliza o Método de Elementos Finitos. O problema é estudado como tridimensional e transiente.

Existem na literatura muitos artigos sobre a convecção natural transiente em cavidades. Nicolette *et al.* (1985) revisam alguns deles e apresentam resultados experimentais e numéricos para cavidades quadradas e bidimensionais, com números de Grashof entre $1,00e+05$ e $1,00e+07$. Recentemente Hsieh *et al.* (1996) estudaram a convecção natural transiente e tridimensional em cavidades retangulares com paredes laterais aquecidas a diferentes temperaturas para números de Rayleigh entre $6,90e+07$ e $4,12e+08$. Por fim, Lin *et al.* (1983) estudaram experimentalmente a transferência de calor para cavidades cúbicas onde todas as paredes são subitamente aquecidas, como é nosso caso.

2. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA E MÉTODOS COMPUTACIONAIS

As equações governantes do problema são dadas pelos princípios de conservação de massa, momento e energia, escritas na forma abaixo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} - \rho g \mathbf{e}_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho c_p T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c_p \mathbf{u} T) = k \nabla^2 T \quad (3)$$

onde \mathbf{u} é o campo de velocidades, p é a pressão, T é a temperatura, c_p é o calor específico, k é a condutividade térmica, g é a aceleração da gravidade, μ é a viscosidade, e \mathbf{e}_y o vetor unitário na direção y . A densidade ρ varia com a temperatura e é dada pela equação (4) seguinte:

$$\rho = \rho_n + C_2(T - C_1) + C_3(T - C_1)^2 \quad (4)$$

onde C_1 , C_2 e C_3 são coeficientes que devem ser ajustados de acordo com dados tabelados, e ρ_n é a densidade nominal à temperatura absoluta T . A aproximação de Boussinesq não é utilizada no presente trabalho. As condições iniciais são: $\mathbf{u} = 0$ e $T = T_{fi}$, enquanto as condições de contorno são: Nas paredes $\mathbf{u} = 0$ e $T = T_b$, e pressão especificada em um ponto.

Na solução numérica utilizou-se o programa ANSYS, especialmente o módulo chamado FLOTRAN (ANSYS User's Manual, 1995). O algoritmo utilizado era do tipo seqüencial e segregado, ou seja, matrizes de elementos são formadas de maneira que o sistema resultante é resolvido para cada grau de liberdade separadamente.

Para cada iteração no tempo, um algoritmo iterativo para a resolução do problema velocidade-pressão é utilizado. Este segue as idéias do algoritmo SIMPLE de Patankar (1980), e consiste em realizar iterações de correção de velocidade, utilizando as formas discretas das equações de continuidade e quantidade de movimento. Para a discretização espacial, elementos Q_1 foram utilizados, interpolando-se linearmente os campos de pressão e velocidade em um paralelepípedo. Para escoamentos fortemente convectivos a formulação via Método de

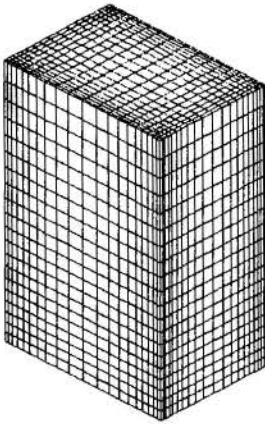


Figura 1: Malha utilizada no Método de Elementos Finitos

Galerkin reproduz instabilidades espaciais (*wigless*). Para contornar este problema o programa FLOTRAN discretiza o termo convectivo segundo proposta de Rice e Schnipke (1985). Esta discretização utiliza uma estratégia de ponderação *upwind* sobre a linha de corrente do elemento. Neste caso específico, como as velocidades são baixas, supõe-se que o termo de estabilização *upwind* é pouco ativo, porém é utilizado.

O critério de convergência era que o valor médio da variação da pressão e da velocidade fossem simultaneamente menores que $10e-06$. A malha utilizada tinha 8.000 elementos e 9.261 nós, ou seja, 21 pontos em cada uma das direções x , y e z , conforme a figura 1.

3. ESTUDO EXPERIMENTAL

Os experimentos foram realizados num tanque de água em acrílico transparente. Utilizaram-se duas cavidades ($H = 165 \text{ mm}$, $L = 95 \text{ mm}$, $W = 65 \text{ mm}$), uma para os levantamentos do campo de temperaturas, feita em cobre, e outra para as visualizações do escoamento, feita em acrílico. Em cada experimento, as cavidades foram preenchidas com 1 litro de fluido à temperatura ambiente, deixadas em descanso por um pequeno período de tempo, e posteriormente mergulhadas no tanque de água, já pré-aquecido à temperatura de controle desejada. A figura 2 abaixo apresenta o desenho esquemático do sistema.

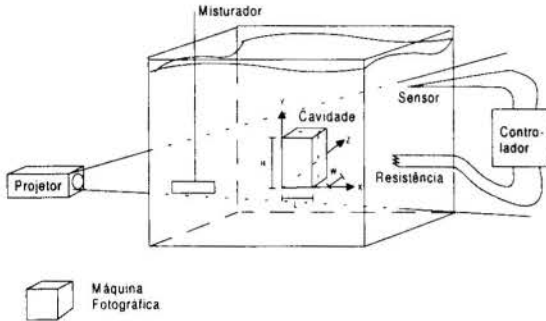


Figura 2: Desenho esquemático do sistema experimental.

As experiências de visualização do escoamento foram feitas em sala escura, passando-se um plano de luz de 2 mm pela cavidade de acrílico. O fluido utilizado era uma solução aquosa de glicerina, a 23% em massa de glicerina, e 0,01% em peso de pó de polistireno. Fotografias foram feitas em intervalos de 5 minutos, até se atingir 1 hora. As visualizações foram realizados para diferenças iniciais de temperatura de 10°C , 20°C e 36°C .

As temperaturas foram medidas através da fixação de 6 termopares na cavidade de cobre, ora na face lateral, ora na face frontal, nas seguintes alturas: $0,10H$, $0,25H$, $0,40H$, $0,50H$, $0,70H$ e $0,90H$, conforme a figura 3. As profundidades de penetração foram: $0,50L$, $0,25L$, $0,10L$ para a face lateral; e $0,50W$, $0,25W$, $0,10W$, para a face frontal. Para estes experimentos, as diferenças iniciais de temperatura eram de 14°C , 25°C e 45°C .

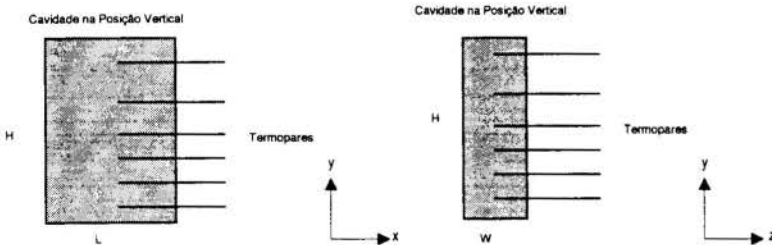


Figura 3: Posição dos termopares nas faces lateral e frontal respectivamente.

A temperatura do tanque era mantida estável através da utilização de um controlador OMEGA, duas resistências elétricas de 1000 W cada, um relê de estado sólido e um sensor tipo Pt100. A agitação da água era feita por um motor elétrico acoplado a uma pá. Para a medição de temperaturas dentro da cavidade utilizou-se um sistema de aquisição de dados marca DAQBOOK. Todos os termopares utilizados eram de cobre-constantan (tipo T). Os termopares e o sistema de aquisição foram aferidos e calibrados metrologicamente.

A visualização do escoamento foi feita através de fotografias tiradas com uma câmera ASAHI PENTAX, um tripé Gitzo e um projetor de slides PROJEFIX 500. As fotografias das partículas de polistireno foram digitalizadas num scanner HP a uma resolução de 300 dpi e posteriormente tratadas no programa Photoshop 2.5.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

As evoluções dos valores da temperatura em diferentes alturas da cavidade são apresentadas nos gráficos da figura 4, de forma dimensional, para os resultados experimentais e numéricos, em aquecimentos de $\Delta T = 45^\circ\text{C}$, nos pontos ao longo da linha vertical formada por $x = 0,50L$ e $z = 0,25W$ (ver figura 3). Os resultados das outras configurações descritas na seção anterior não são apresentados por motivo de espaço, mas são considerados para a apresentação das análises e resultados finais do trabalho.

O número de Rayleigh ($Ra = g\beta H^3 \Delta T / \alpha \nu$), considerando a dimensão característica H , e avaliando os parâmetros à temperatura inicial média $T = 0,5(T_b + T_{fi})$ é de $8,24e+09$.

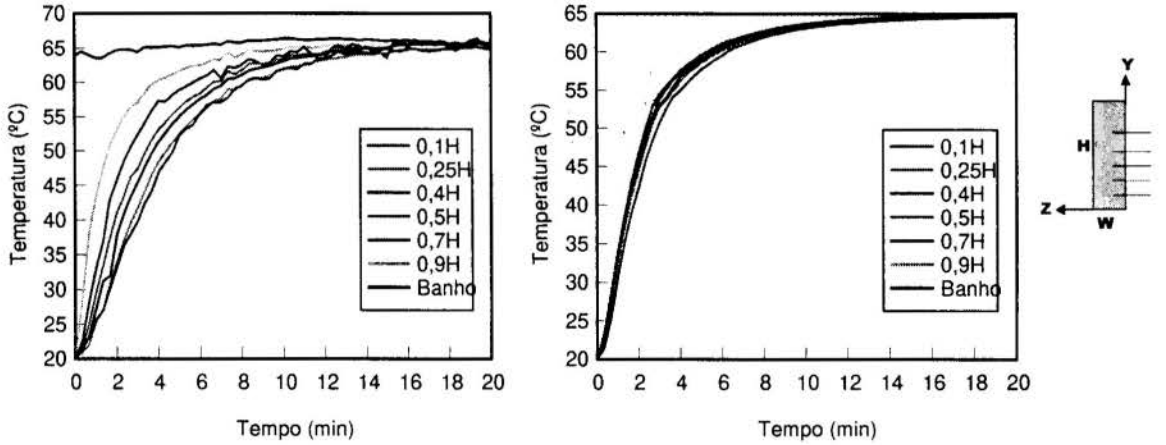


Figura 4: Aquecimento de 20 a 65°C, nos pontos ao longo da linha vertical formada por $x = 0,50L$ e $z = 0,25W$; resultados experimentais e numéricos respectivamente.

Estes gráficos fornecem uma boa idéia do aquecimento em pontos isolados da cavidade. Podemos, no entanto, observar estes mesmos resultados através dos perfis de temperatura, comparando relativamente o aquecimento em cada ponto da cavidade, num determinado momento do experimento, conforme apresentado nos gráficos da figura 5. Assim teremos uma evolução temporal de um dado perfil de temperaturas ao longo de uma reta vertical.

Para estes gráficos usamos a temperatura adimensional $\Theta = (T - T_{fi}) / (T_b - T_{fi})$ no eixo das abcissas. A altura relativa da cavidade Y/H , também adimensional, é colocada no eixo das ordenadas. As curvas são traçadas para tempos de 1, 2, 4, 8 e 16 minutos.

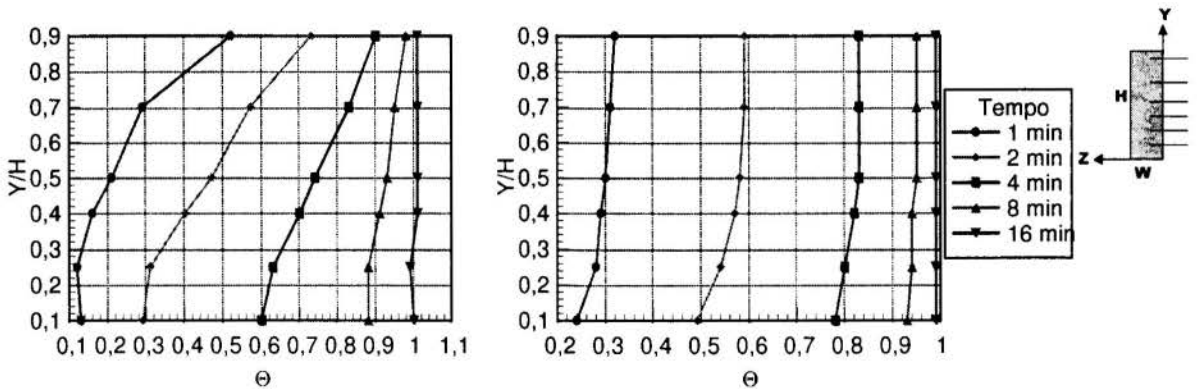


Figura 5: Evolução transiente do campo de temperaturas adimensionais na linha vertical $x = 0,50L$ e $z = 0,25W$, em aquecimento de 20 a 65°C; resultados experimentais e numéricos respectivamente.

superior, fazendo uma circulação menor, tomando um movimento descendente. Além disso, observa-se que o movimento das partículas não é simétrico, devido à instabilidade do sistema.

Ao longo dos experimentos realizados, durante o período de uma hora, o movimento das partículas não se altera muito, havendo apenas um pequeno aumento da espessura da camada superior, fazendo com que as partículas que atingem o topo não tenham energia para ir até o centro antes de iniciar o movimento descendente.

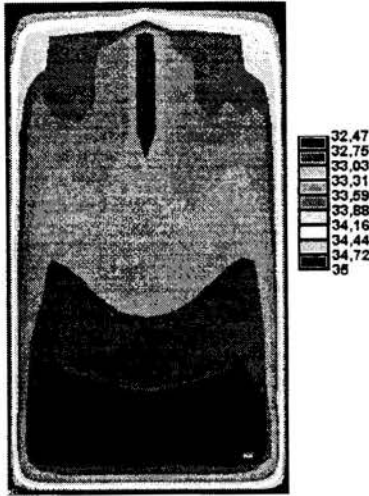


Figura 7: Estratificação térmica no plano situado em $z = 0,5W$, ($t = 10 \text{ min}$).

O campo de velocidades no plano médio da cavidade, na simulação numérica, é mostrado, na figura 6, após 10 minutos de aquecimento. Observa-se a formação de correntes convectivas com estruturas de circulação semelhantes às vistas no aquecimento experimental, com exceção das pequenas térmicas ascendentes, explicado pela utilização de uma malha grosseira. Porém, observa-se o movimento principal do fluido, semelhante ao da visualização experimental.

Na visualização bidimensional, a cavidade é cortada por um plano que passa no ponto $z = 0,5W$, perpendicular ao eixo z . A figura 7 mostra a estratificação térmica dentro da cavidade após 10 minutos da aplicação do degrau de temperatura. Observa-se que o aquecimento da região superior é mais rápido. Próximo das laterais, a penetração térmica é mais lenta. Na região inferior, a influência das pequenas térmicas ascendentes não supera a inércia do escoamento descendente, influenciando, portanto, de maneira marginal o aquecimento do volume total do fluido.

Considera-se como massa central da cavidade o volume compreendido entre os pontos $0,1L \leq x \leq 0,9L$, $0,1H \leq y \leq 0,9H$ e $0,1W \leq z \leq 0,9W$. Dentro deste volume tem-se medições nas posições $0,1L$, $0,25L$, $0,5L$, $0,1W$, $0,25W$, $0,1H$, $0,25H$, $0,4H$, $0,5H$, $0,7H$ e $0,9H$. A curva média do aquecimento destes pontos serve para representar a curva de aquecimento média da massa central, resolvendo-se a equação (5) seguinte, que relaciona a transferência de calor para a cavidade com o aumento de temperatura da mesma:

$$c_p \rho \int_V \frac{d\bar{T}_f}{dt} dV = \bar{h} A (T_b - \bar{T}_f) \quad (5)$$

onde V é o volume da cavidade, ρ e c_p são respectivamente, a densidade e o calor específico a pressão constante do fluido, A é a área externa da cavidade, \bar{T}_f é a temperatura instantânea média da massa central da cavidade, T_b é a temperatura da parede da cavidade, t é o tempo e \bar{h} o coeficiente médio de transferência de calor.

Considera-se regime quasi-estacionário, ou seja, que a taxa de aquecimento de todas as partículas da massa central da cavidade é igual, podendo-se dizer que:

$$\frac{d\bar{T}_f}{dt} = f(t) \quad (6)$$

Logo, retirando o termo acima da integral da equação (5), e rearranjando-a obtém-se uma relação que pode ser resolvida utilizando-se as temperaturas dos resultados experimentais:

$$\bar{h} = \frac{mc_p}{A(T_b - \bar{T}_f)} \frac{d\bar{T}_f}{dt} \quad (7)$$

Considera-se para a análise os seguintes parâmetros adimensionais:

$$\Theta = \frac{\bar{T}_f - T_{fi}}{T_b - T_{fi}}; \quad Fo = \alpha t / H^2; \quad \bar{Nu} = \frac{\bar{h}H}{k}; \quad Ra^*_H = \frac{g\beta}{\alpha\nu} H^3 (T_b - \bar{T}_f) \quad (8)$$

onde T_{fi} é a temperatura inicial da massa central da cavidade, k é a condutividade térmica do fluido, H é a dimensão característica, neste caso a altura da cavidade, e Ra^* o número de Rayleigh médio instantâneo, caracterizado por um asterisco, para diferenciá-lo do número de Rayleigh dado pelas diferenças iniciais de temperatura entre o banho e o fluido confinado.

Desta maneira os pontos dos números de Rayleigh e Nusselt podem ser relacionados para o mesmo instante, podendo-se ajustar uma expressão analítica para a relação entre ambos.

Os gráficos da figura 8 mostram as curvas experimentais e numéricas de Nusselt versus Fourier e Nusselt versus Rayleigh.

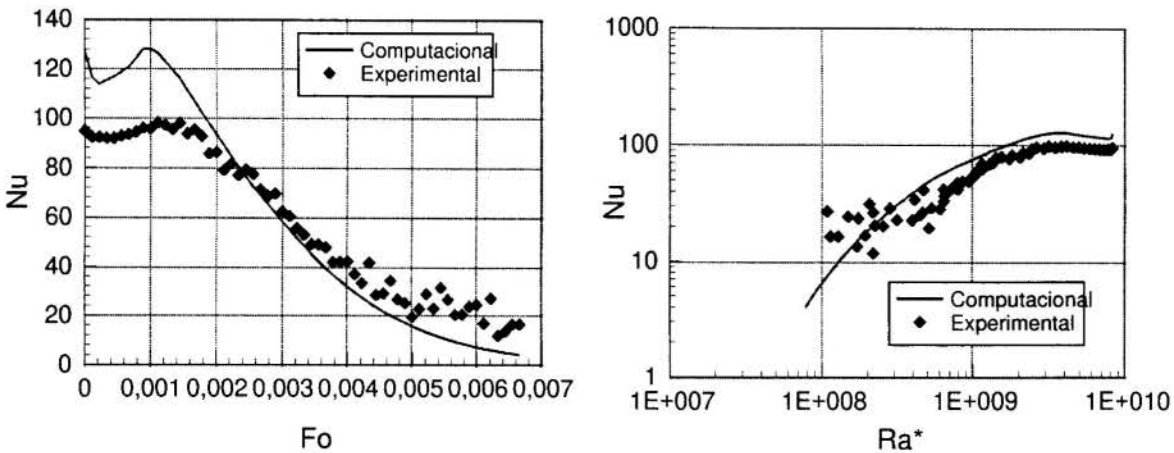


Figura 8: Curvas de aquecimento experimental e numérica, do número de Nusselt versus Fourier e Nusselt versus Rayleigh, para o aquecimento de 20°C a 65°C, respectivamente.

A figura 9 apresenta os dados de Nusselt e Rayleigh para o conjunto total de experimentos e simulações realizadas, e ainda, através dos pontos em preto, o ajuste de uma equação para estes pontos. A relação que se propõe para problemas em condições similares às deste problema, é dada pela equação (9).

$$Nu = 0,019(Ra^*)^{0,387} \quad (9)$$

Algumas considerações ajudam a explicar as diferenças entre os resultados experimentais e numéricos. Os experimentos foram feitos dentro de uma cavidade de cobre com parede de 1 mm de espessura, que impunha uma resistência à transferência de calor para o fluido, o que foi considerado desprezível na simulação numérica. Além disso, existia a incerteza de medição dos próprios instrumentos de medição, que se torna nítida quando observamos os parâmetros adimensionais dos experimentos quando o número de Rayleigh está abaixo de

5,00e+08. Conclui-se que os valores experimentais são válidos para números de Rayleigh acima de 5,00e+08, quando a diferença de temperatura entre a cavidade e o banho é maior que 1°C.

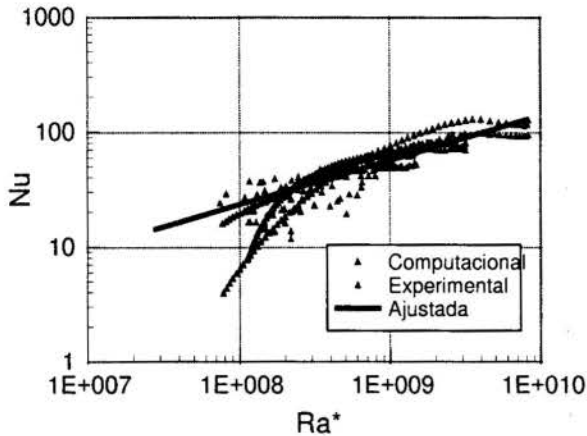


Figura 9: Curvas de Nusselt versus Rayleigh - todos experimentos e simulações numéricas.

Na simulação numérica, uma fonte de erro foi a limitação do número máximo de nós em 10.000. Tratando-se de um problema tridimensional, com fortes gradientes de temperatura e velocidade, este número de nós restringiu a obtenção de resultados mais precisos.

A equação (9) sugerida aqui é similar a algumas correlações da literatura, tal como a equação desenvolvida por Arpaci e Larsen (1984) para uma placa vertical, com números de Rayleigh entre 10^9 - $5 \cdot 10^{10}$. Comparando as relações Nu-Ra propostas na literatura para o escoamento laminar e turbulento, observa-se que o coeficiente de multiplicação do número de Rayleigh tende a ser maior no

regime laminar, enquanto o coeficiente de exponenciação é menor, se aproximando de 0,25. À medida que o escoamento vai se aproximando da turbulência, o coeficiente de multiplicação tende a decrescer, e o coeficiente de exponenciação tende a subir, até um máximo de 0,4. Neste trabalho temos um escoamento com número de Rayleigh bastante alto, atingindo $8,24e+09$, ou seja, próximo do início da turbulência, o que confere credibilidade à equação (9).

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANSYS User's Manual, revision 5.2, Theory 4, 1995.

Arpaci, V. S. & Larsen, P. S. *Convection Heat Transfer*, Prentice Hall Inc., 458 p., 1984.

Hsieh, S. & Yang, S. Transient Three Dimensional Natural Convection in a Rectangular Enclosure, *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 39, 1, pp. 13-26, 1996.

Lin, Y. S. & Akins, R. G. An Experimental Study of Flow Patterns and Heat Transfer by Natural Convection Inside Cubical Enclosures, *ASME HTD*, vol. 26, pp. 35-42, 1983.

Nicolette, V. F., Yang, K. T. & Lloyd, J. R. Transient Cooling by Natural Convection in a Two-Dimensional Square Enclosure, *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 28, 9, pp. 1721-1732, 1985.

Patankar, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation, 197 p., 1980.

Rice, J. G. & Schnipke, R. J. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, vol.48, pp. 317-327, 1985.



PAPER CODE: COB1286

**ANÁLISE TEÓRICA DA CONVECÇÃO FORÇADA LAMINAR
TRANSIENTE EM DESENVOLVIMENTO SIMULTÂNEO EM PLACAS
PARALELAS / THEORETICAL ANALYSIS OF THE TRANSIENT LAMINAR
FORCED CONVECTION FOR SIMULTANEOUS DEVELOPING FLOW IN
PARALLEL PLATE CHANNELS**

M. J. Medeiros, C. A. C. Santos, S. Kakac* & S. Cheroto*

Coord. Pós-Graduação em Eng. Mecânica-CT / UFPB-João Pessoa - PB 58090-900 – Brasil

(*) Department of Mechanical Engineering - University of Miami - Coral Gables-Flórida 33124, USA

ABSTRACT

Transient laminar forced convection for simultaneous developing flow between parallel plates is studied by applying the generalized integral transform technique. A fifth kind boundary condition for the energy equation is used and an auxiliar complex problem is generated. The results for the Nusselt number and bulk temperature are compared with other publications in order to validate the technique used in this work.

KEYWORDS

Transient Forced Convection Generalized Integral Transform Technique Fifth Kind Boundary Condition

1. INTRODUÇÃO

O estudo da convecção forçada transiente tem sido objeto de estudo de muitos pesquisadores, devido à sua grande importância prática na engenharia. O conhecimento de determinados parâmetros, tais como: número de Nusselt (NU) e temperatura média do fluido (T_{BULK}) é fundamental para o desenvolvimento, otimização e construção de trocadores de calor. A determinação do campo transiente permite a análise das respostas temporais de sistemas dinâmicos, pois a precisão acurada das respostas térmicas dos trocadores de calor é altamente importante, não somente para proporcionar um sistema de controle efetivo, como também, para evitar efeitos indesejáveis como: a redução da performance térmica ou até mesmo falha mecânica eventual. No estudo de escoamentos com o perfil hidrodinâmico desenvolvido existe uma vasta literatura compilada por Shah e London (1978). Sparrow e de Farias (1968) estudaram o problema de convecção forçada periódica, utilizando na entrada uma temperatura variando com o tempo e o espaço, levando a resolução de um problema complexo. Cotta et al (1987) utilizou a técnica da transformada integral para resolver analiticamente o problema que envolve a variação periódica da temperatura, utilizando os efeitos da convecção externa e da capacitância térmica de parede. Kakaç, Ding e Li (1989) projetaram e construíram um aparato experimental para constatação das análises teóricas envolvendo a convecção forçada transiente com variação periódica da temperatura de entrada.

Cheroto, Santos e Kakaç (1995) fizeram um estudo teórico da convecção forçada transiente utilizando as mesmas condições de Cotta et al (1987), sendo que o problema térmico foi separado em duas partes: real e imaginária. Já nos escoamentos com desenvolvimento simultâneo o número de trabalhos publicados é restrito. Campos Silva, Cotta e Aparecido (1990), resolveram a equação da energia através de uma linearização do problema de velocidade para condição de temperatura uniforme. Machado (1992), resolveu o problema de convecção forçada permanente com perfis de temperatura e velocidade uniformes. Guedes e Ozisik (1994), resolveram a equação do momentum utilizando a técnica da transformada integral e a equação da energia usando uma combinação da técnica da transformada integral generalizada com diferenças finitas para resolução do problema de convecção forçada transiente. Wortmann (1995), resolveu o problema de convecção forçada transiente utilizando uma variação periódica na temperatura de entrada, através da técnica da transformada integral generalizada. No presente trabalho, a técnica da transformada integral generalizada é estendida para análise da convecção transiente laminar no escoamento em desenvolvimento simultâneo entre placas paralelas submetido a uma condição do 5^o tipo e a variações periódicas na entrada.

O perfil de velocidade é resolvido no regime permanente, já o perfil de temperatura é solucionado no regime transiente. As variações periódicas levam a um campo de temperatura complexo, o qual é resolvido através de um problema auxiliar que envolve autovalores e autofunções, dividido em duas partes: real e imaginária, onde os autovalores são resolvidos através de uma subrotina do IMSL denominada de DZBREN, já o sistema de equações diferenciais ordinárias é resolvido pela subrotina DIVPAG.

2. DEFINIÇÃO DO PROBLEMA

Consideremos o desenvolvimento simultâneo de um escoamento laminar de um fluido newtoniano e incompressível entre placas paralelas. O escoamento é submetido a uma variação periódica da temperatura de entrada, sujeito a uma condição de contorno do 5^o tipo que considera os efeitos da convecção externa e os da capacitância térmica da parede. As propriedades físicas são assumidas constantes, sendo desprezados os efeitos da dissipação viscosa e convecção natural. O problema é descrito matematicamente através das equações da continuidade, momentum e energia.

Continuidade:

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \quad ;$$

Momentum:

$$u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{dp^*}{dz} + \nu \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$$

Equação da Energia:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial z} + v \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$$

(1.a-c)

As condições de contorno para a velocidade são dadas como:

$$\begin{array}{lll} u(0, r) = u & u(z, r_w) = 0 & \frac{\partial u(z, 0)}{\partial r} = 0 \\ v(0, r) = 0 & v(z, r_w) = 0 & v(z, 0) = 0 \end{array}$$

(2.a-f)

As condições de entrada e de contorno para a temperatura são tomadas como:

$$T(0, r, t) = T_\infty + \Delta T(y) e^{i\beta t} \quad h_e [T - T_\infty] + k \frac{\partial T}{\partial r} + (\rho c)_w l \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \frac{\partial T(z, 0, t)}{\partial r} = 0 \quad (3.a-c)$$

Onde utiliza-se os seguintes parâmetros para adimensionalização do problema proposto:

$$\begin{aligned}
 R &= \frac{r}{r_w} ; & Z &= \frac{z}{r_w} ; & U &= \frac{u}{u_0} ; & V &= \frac{v}{u_0} ; & P^* &= \frac{P}{\rho u_0} ; & \theta &= \frac{T - T_\infty}{\Delta T_c} ; \\
 \tau &= \frac{\alpha t}{r_w^2} ; & \Omega &= \beta \frac{r_w^2}{\alpha} ; & \text{Re} &= \frac{u_0 r_w}{\nu} ; & \text{Pe} &= \text{Re Pr} ; & \text{Pr} &= \frac{\nu}{\alpha} ; & a^* &= \frac{(\rho c)_w r_w}{(\rho c)_f l}
 \end{aligned}
 \tag{4.a-m}$$

O problema proposto assume a forma adimensionalizada mostrada abaixo:

$$\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial V}{\partial R} = 0 \quad U \frac{\partial U}{\partial Z} + V \frac{\partial U}{\partial R} = -\frac{dP^*}{dZ} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 U}{\partial R^2} \quad \frac{1}{\text{Pe}} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial Z} + V \frac{\partial \theta}{\partial R} = \frac{1}{\text{Pe}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2}
 \tag{5.a-c}$$

$$U(0, R) = 1 ; \quad \frac{\partial U(Z, 0)}{\partial R} = 0 ; \quad U(Z, 1) = 0 ; \quad V(0, R) = 0 ; \quad V(Z, 0) = 0 ; \quad V(Z, 1) = 0$$

$$\theta(0, R, \tau) = \Delta\theta(R) e^{i\beta\tau} ; \quad \frac{\partial \theta(Z, 0, \tau)}{\partial R} = 0 ; \quad \text{Bi}\theta(Z, 1, \tau) + \frac{\partial \theta(Z, 1, \tau)}{\partial R} + \frac{1}{a^*} \frac{\partial \theta(Z, 1, \tau)}{\partial \tau} = 0
 \tag{5.d-m}$$

Para melhorar a performance computacional, na solução do campo de velocidade, o campo do escoamento completamente desenvolvido do escoamento é separado do potencial completo, na seguinte forma:

$$U(Z, R) = U^*(Z, R) + U_\infty(R) \quad U_\infty(R) = \frac{3}{2}(1 - R^2)
 \tag{6.a-b}$$

Introduzindo as equações (6.a-b) nas equações da continuidade, momentum e energia, obtemos:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial U^*(Z, R)}{\partial Z} + \frac{\partial V(Z, R)}{\partial R} &= 0 ; \quad (U^* + U_\infty) \frac{\partial U^*}{\partial Z} + V \left[\frac{\partial U^*}{\partial R} - 3R \right] = -\left[\frac{dP^*}{dZ} + \frac{3}{\text{Re}} \right] + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 U^*}{\partial R^2} ; \\
 \frac{1}{\text{Pe}} \frac{\partial \theta}{\partial Z} + (U^* + U_\infty) \frac{\partial \theta}{\partial Z} + V \frac{\partial \theta}{\partial R} &= \frac{\partial^2 \theta}{\text{Pe} \partial R^2}
 \end{aligned}
 \tag{7.a-c}$$

e nas condições de contorno e de entrada do campo de velocidade, obtemos:

$$U^*(0, R) = 1 - U_\infty(R) ; \quad \frac{\partial U^*(Z, 0)}{\partial R} = 0 ; \quad U^*(Z, 1) = 0
 \tag{7.d-f}$$

Como só estamos interessados na solução periódica do problema para tempos longos, para tais casos, a solução pode ser assumida como:

$$\theta(Z, R, \tau) = \tilde{\theta}(Z, R) e^{i\Omega\tau}
 \tag{8}$$

Substituindo a equação (8) na equação da energia, obtemos: -

$$(U^* + U_\infty) \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial Z} + V \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial R} = \frac{1}{Pe} \frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial R^2} - i \frac{\Omega \tilde{\theta}}{Pe} \quad (9)$$

Como a equação (9) está em termos reais e imaginários, então para facilitar a solução da mesma, dividimos a equação num conjunto real e outro imaginário:

$$\tilde{\theta}(R, Z) = \theta_R(R, Z) + i \theta_I(R, Z) \quad (10)$$

Logo, a equação (9) se divide em duas partes real e imaginária:

$$(U^* + U_\infty) \frac{\partial \theta_R}{\partial Z} + V \frac{\partial \theta_R}{\partial R} = \frac{1}{Pe} \frac{\partial^2 \theta_R}{\partial R^2} + \frac{\Omega \theta_I}{Pe} \quad (U^* + U_\infty) \frac{\partial \theta_I}{\partial Z} + V \frac{\partial \theta_I}{\partial R} = \frac{1}{Pe} \frac{\partial^2 \theta_I}{\partial R^2} - \frac{\Omega \theta_R}{Pe} \quad (11.a-b)$$

com suas condições de contorno tornando-se:

$$\left. \frac{\partial \theta_R}{\partial R} \right|_{R=0} = 0 \quad \left. \frac{\partial \theta_I}{\partial R} \right|_{R=0} = 0$$

$$Bi \theta_R(z, 1) + \left. \frac{\partial \theta_R}{\partial R} \right|_{R=1} - \frac{\Omega}{a} \theta_I(z, 1) = 0 \quad ; \quad Bi \theta_I(z, 1) + \left. \frac{\partial \theta_I}{\partial R} \right|_{R=1} + \frac{\Omega}{a} \theta_R(z, 1) = 0 \quad (11.c-f)$$

Como as equações da continuidade e do momentum são desacopladas da equação da energia, pode-se resolver o perfil de velocidade separadamente do campo de temperatura. Inicialmente, a equação da continuidade é integrada de R a 1, dando:

$$V(Z, R) = \int_R^1 \frac{\partial U^*(Z, R'')}{\partial Z} dR'' \quad (12)$$

De maneira similar, a equação do momentum é integrada, para determinar o gradiente de pressão, chegando a:

$$-\frac{dP^*}{dZ} = 2 \int_0^1 (U^*(Z, R) + U_\infty(R)) \frac{\partial U^*(Z, R)}{\partial Z} dR - \frac{1}{Re} \frac{\partial U^*(R, 1)}{\partial Z} + \frac{3}{Re} - \int_0^1 (U_\infty(R) + \frac{3}{2} R^2) \frac{\partial U^*(Z, R)}{\partial Z} dR \quad (13)$$

Considerando o problema auxiliar abaixo:

$$\frac{d^2 \psi(\mu_i, R)}{dR^2} + \mu_i^2 \psi(\mu_i, R) = 0 \quad ; \quad \frac{d\psi(\mu_i, 0)}{dR} = 0 \quad ; \quad \psi(\mu_i, 1) = 0 \quad (14.a-c)$$

Cujo os autovalores, autofunções e a norma são dadas, respectivamente por:

$$\mu_i = (2i-1)\pi/2 \quad ; \quad \psi(\mu_i, R) = \cos(\mu_i R) \quad ; \quad N_i = \int_0^1 \psi^2(\mu_i, R) dR = \frac{1}{2} \quad (14.d-f)$$

Um par de transformada integral é construído utilizando o problema auxiliar, definido como:

$$U^*(Z, R) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\psi(\mu_i, R)}{N_i^{1/2}} \overline{U_i^*(Z)} \quad \text{inversa} \quad ; \quad \overline{U_i^*(Z)} = \int_0^1 \frac{\psi(\mu_i, R)}{N_i^{1/2}} U^*(Z, R) dR \quad \text{transformada} \quad (15.a-b)$$

Aplicando a inversa nas equações 12 e 13, e em seguida, substituindo as mesmas na equação 7.b, chegamos a:

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1}^{\infty} \left[\sum_{j=1}^{\infty} (A_{ijk} + B_{ijk} - 2F_i(0)) \overline{U_j^*(Z)} + \left(Q_{ik} - F_i(0) \left(\frac{3}{2} G_k - H_k \right) \right) \right] \frac{dU_k^*(Z)}{dZ} \\ & = - \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{F_i(0)}{N_k^{1/2} \text{Re}} \frac{d\psi(\mu_k, 1)}{dR} + \delta_{ik} \frac{\mu_i^2}{\text{Re}} \right) \overline{U_k^*(Z)}, \quad i = 1 \dots \infty \end{aligned} \quad (16)$$

Onde:

$$\begin{aligned} A_{ijk} &= \frac{1}{N_i^{1/2} N_j^{1/2} N_k^{1/2}} \int_0^1 \psi_i \psi_j \psi_k dR \quad ; \quad B_{ijk} = \frac{1}{N_i^{1/2} N_k^{1/2}} \int_0^1 \psi_i \frac{d\psi_k}{dR} F_j(R) dR \\ Q_{ik}^* &= \frac{1}{N_i^{1/2} N_k^{1/2}} \int_0^1 \psi_i \psi_k U_{\infty}(R) dR \quad ; \quad S_{ik} = \frac{1}{N_i^{1/2}} \int_0^1 \psi_i F_k(R) R dR \quad ; \quad Q_{ik} = Q_{ik}^* - 3 S_{ik} \\ F_i &= \frac{1}{N_i^{1/2}} \int_0^1 \psi(\mu_i, R) dR \quad ; \quad H_k = \frac{1}{N_k^{1/2}} \int_0^1 U_{\infty}(R) \psi(\mu_k, R) dR \quad ; \quad G_k = \frac{1}{N_k^{1/2}} \int_0^1 \psi(\mu_k, R) R^2 dR \end{aligned} \quad (17.a-h)$$

O sistema dado pela equação(16) proporciona um conjunto infinito de equações diferenciais ordinárias para o campo de velocidade transformado, este por sua vez é truncado num número N suficientemente grande e resolvido pela DIVPAG do IMSL. Para encontrar o campo de velocidade original aplica-se a inversa (15.a). Conhecendo a distribuição da velocidade, pode-se resolver a equação da energia seguindo a metodologia anterior. Considerando o seguinte problema auxiliar, o qual acrescentamos um subíndice para distinguir de real e imaginário, respectivamente:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \Gamma_{i,R}}{dR^2} + \lambda_{i,R}^2 \Gamma_{i,R} = 0 \quad 0 < R < 1 \\ & \left. \frac{d\Gamma_{i,R}}{dR} \right|_{R=0} = 0 \quad \left. \frac{d\Gamma_{i,R}}{dR} + B\Gamma_{i,R} \right|_{R=1} = 0 \end{aligned} \quad (18.a-c)$$

Conhecendo o problema auxiliar do campo de temperatura, podemos definir o par de transformada integral:

$$\overline{\theta_{i,R}(Z)} = \int_0^1 \frac{\Gamma_{i,R}(\lambda_i, R)}{M_i^{1/2}} \theta_R(Z, R) dR \quad \text{transformada}$$

$$\theta_R(R, Z) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\Gamma_{i,R}(\lambda_i, R)}{M_i^{1/2}} \overline{\theta_{i,R}(Z)} \quad \text{inversa} \quad M_i = \int_0^1 \Gamma_{i,R}^2(\lambda_i, R) dR \quad \text{norma}$$

(19.a-c)

Multiplicando as equações (13.a) e (18.a) pelos operadores descritos abaixo, respectivamente: $\int_0^1 \frac{\Gamma_{i,R}(\lambda_i, R)}{M_i^{1/2}} dR$ e $\frac{1}{Pe} \int_0^1 \frac{\theta_R(Z, R)}{M_i^{1/2}} dR$, e em seguida, somando as equações e rearrumando termo a termo, obtemos:

$$\sum_{j=1}^{\infty} \left(\sum_{k=1}^{\infty} A_{ijk}^* \overline{U_k} + P_{ij} \right) \frac{d\overline{\theta_{j,R}}}{dZ} = \sum_{j=1}^{\infty} \left(\sum_{k=1}^{\infty} C_{ijk}^* \frac{d\overline{U_k}}{dZ} + \frac{\delta_{ij}}{Pe} \lambda_{i,R}^2 \right) \overline{\theta_{j,R}} + \frac{\Omega}{Pe} \sum_{j=1}^{\infty} \left(\frac{I_{ij}}{a^*} + II_{ij} \right) \overline{\theta_{j,I}}$$

(20.a)

$$A_{ijk}^* = \frac{1}{M_i^{1/2} M_j^{1/2} N_k^{1/2}} \int_0^1 \Gamma_{i,R}(R) \Gamma_{j,R}(R) \psi_k dR \quad C_{ijk}^* = \frac{1}{M_i^{1/2} M_j^{1/2}} \int_0^1 F_k(R) \Gamma_{i,R} \frac{d\Gamma_{j,R}}{dR} dR$$

$$P_{ij} = \frac{3}{2} \left[\delta_{ij} - \frac{1}{M_i^{1/2} M_j^{1/2}} \int_0^1 R^2 \Gamma_{i,R} \Gamma_{j,R} dR \right]; \quad II_{ij} = \frac{1}{M_i^{1/2} M_j^{1/2}} \int_0^1 \Gamma_{i,R} \Gamma_{j,R} dR$$

$$I_{ij} = \frac{1}{M_i^{1/2} M_j^{1/2}} \Gamma_{i,R}^{(1)} \Gamma_{j,R}^{(1)}$$

(20.b-f)

A parte imaginária pode ser obtida de maneira similar. De posse dos dois sistemas utiliza-se a DIVPAG para encontrar o campo de temperatura transformado, e a partir daí, pode-se determinar a temperatura média do fluido e o número de Nusselt local dados por:

$$\theta_{AV}(Z) = \frac{\int_0^1 \theta(R, Z) U(R, Z) dR}{U_m} \quad ; \quad U_m(Z) = \int_0^1 U(R, Z) dR \quad ; \quad Nu(Z) = \frac{4 \frac{d\theta(1, Z)}{dR}}{\theta(1, Z) - \theta_{AV}(Z)}$$

(21.a-c)

3. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados numéricos da temperatura média do fluido e o número de Nusselt são apresentados em forma de gráficos e tabelas ao longo do canal de placas paralelas. A fim de permitir comparações com resultados disponíveis na literatura, onde a coordenada axial adimensionalizada é dada por: $X^+ = 40 Z/11$ e a solução dos sistemas (16 e 19) é obtida com $N \leq 60$ para observar o comportamento da convergência.

A tabela 1 compara a amplitude da temperatura média do fluido com os trabalhos feitos por Campos (1990) e por Machado (1992), apresentando uma excelente harmonia. Os resultados são mostrados para determinadas posições ao longo do canal. Os valores existentes na tabela correspondem a $Re=452$ (laminar), $Pr=0.7$, frequência de entrada adimensionalizada igual a 0.06491 , $Biot = 1E30$ e com a razão da capacitância térmica da parede sendo $1E30$.

X^{++}	N=40	Machado (1992)	Campos (1990)
.0000434	.98196	.98198	-
.0000868	.97376	.97378	-
.000260	.95302	.95304	.94855
.000434	.93835	.93836	.93306
.000608	.92622	.92622	.92036
.000955	.90599	.90600	.89940
.00130	.88893	.88893	.88190
.00174	.86982	.86982	.86244
.00260	.83765	.83764	.82999
.00347	.80939	.80939	.80172
.00434	.78391	.78391	.77639
.00608	.73843	.73843	.73138
.00868	.67909	.67910	.67291
.0148	.56252	.56256	.55812
.0234	.43337	.43346	.43060

Tabela 1 - Comparação da Amplitude da Temperatura Média do Fluido com $Re=452$, $Pr=0.7$, $\Omega=0.06491$, $a^*=1E30$, $Bi=1E30$ com trabalhos anteriores.

X/D_h	N=30	N=50	N=60
1	.93871	.93860	.93858
2	.90349	.90349	.90349
3	.87524	.87531	.87534
6	.80810	.80834	.80840
9	.75371	.75405	.75414
12	.70604	.70647	.70658
15	.66279	.66330	.66343
18	.62284	.62342	.62357
21	.58561	.58625	.58641
24	.55074	.55144	.55161
27	.51802	.51875	.51894
30	.48726	.48804	.48823
33	.45834	.45915	.45935
36	.43115	.43197	.43218
39	.40556	.40609	.40662

Tabela 2 - Convergência da Amplitude da Temperatura Média do Fluido com $Re=452$, $Pr=0.7$, $\Omega=0.06491$, $a^*=1E30$, $Bi=1E30$.

A tabela 2 mostra a convergência dos valores da amplitude da temperatura média do fluido adimensionalizada para diferentes ordens de truncamento do sistema, onde os parâmetros são os mesmos tomados na tabela 1, exceto a posição ao longo do canal.

A figura 1 mostra os efeitos do número de Biot na variação do número de Nusselt ao longo do canal, verifica-se que a medida que o número de Biot cresce o número de Nusselt diminui, esta afirmativa procede, haja visto que, quando se trata de um problema steady-state, por Shah e London (1978) constata-se que quando Biot tende a infinito, Nusselt tende para 7.54 e quando Biot tende a zero, Nusselt tende a 8.22. A figura 2 compara a amplitude da temperatura média do fluido em desenvolvimento simultâneo com o trabalho feito por Cheroto (1995) utilizando o perfil de velocidade completamente desenvolvido, verifica-se que a temperatura diminui

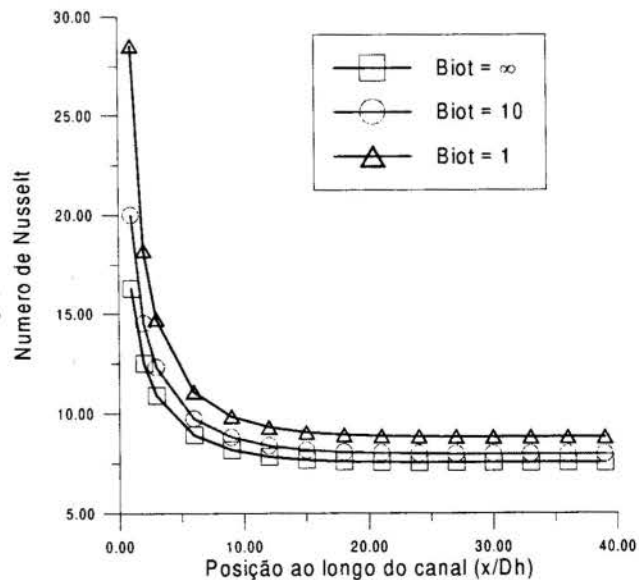


Figura 1- Número de Nusselt para diferentes valores de Biot, com $Re=452$, $Pr=0.7$, $a^*=5E-3$ e $\Omega=0.06491$.

lentamente em relação ao completamente desenvolvido, isto é de esperar, pois se a velocidade em desenvolvimento é maior, pela equação da energia, pode-se ver que a temperatura será maior também.

A figura 3 compara o número de Nusselt em desenvolvimento simultâneo com o trabalho feito por Cheroto (1995) para o perfil de velocidade completamente desenvolvido, verifica-se que o número de Nusselt é maior, enquanto o escoamento está em desenvolvimento e que quando o escoamento se torna completamente desenvolvido as duas curvas se coincidem.

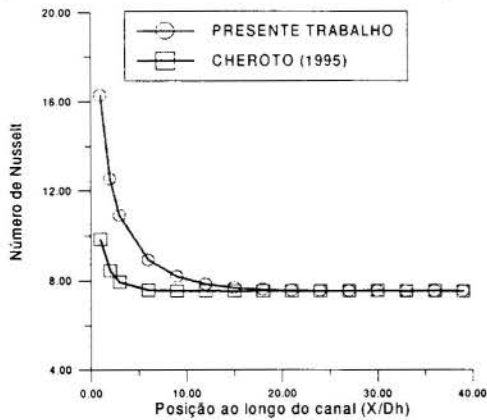


Figura 3 - Comparação do número de Nusselt com o trabalho feito por Cheroto(1995) com perfil de velocidade completamente desenvolvido.

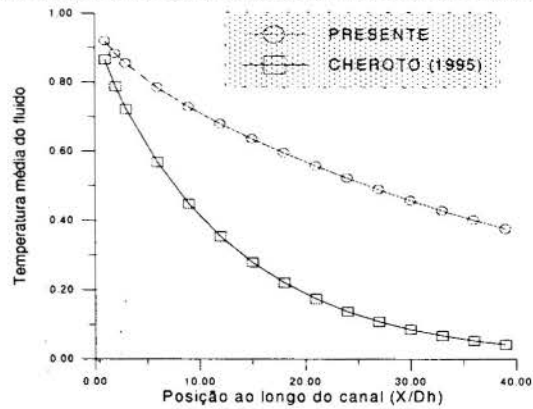


Figura 2 - Comparação da amplitude da temperatura média do fluido em desenvolvimento simultâneo com o perfil de velocidade completamente desenvolvido, para $Re=452$, $Pr=0.7$, $\Omega=0.06491$, $Biot=1E30$ e $a^*=5E-3$.

4. CONCLUSÃO

A metodologia usada mostrou ser eficiente na solução do problema, tendo em vista que o procedimento analítico permite uma análise ampliada dos parâmetros envolvidos na solução. Constatou-se o decaimento exponencial da temperatura ao longo do canal e verificou-se que o número de Biot e de Nusselt têm comportamentos inversos.

5. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao CNPq (processo Nº 352226/92-7) e CAPES (bolsa de mestrado) pelo suporte financeiro.

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Campos Silva, J.B.; "Técnica da Transformada Integral Generalizada no Desenvolvimento Simultâneo dos Perfis de Velocidade e Temperatura em Escoamento Laminar em Dutos de Geometria Simples", Tese de Mestrado, ITA (1990).

Cheroto, S.; "Theoretical Investigation of Unsteady Forced Convection In Parallel-Plate Channels for Thermally Developing Flow", Master Thesis, University of Miami, Coral Gables, FL, USA (1995).

Cotta, R.M., Mikhailov, M.D. e Özisik, M.N.; "Transient Conjugated Forced Convection in Ducts With Periodically Varying Inlet Temperature", Int. J. Heat Mass Transfer, N 30, pp.2073-2082 (1987).

Guedes R.O.C. e Ozisik M.N., "Transient Heat Transfer in Simultaneously Developing Channel Flow with Step Change in Inlet temperature", Int. J. Heat Mass Transfer, N 17 pp.2699-27062 (1991).

IMSL Library, Math/Lib., Huoston, Texas (1990).

Kakaç, S., Ding, Y., e Li, W. "Experimental Investigation of Transient Laminar Forced Convection in Ducts", Elsevier Science, (1989).

Machado, H.A., "Solução Híbrida Numérica-Analítica para as Equações de Camada Limite em Convecção Interna", COPPE, Rio de Janeiro, 1992.

Shah, R.K. e London, A.L. "Laminar flow Forced Convection in Ducts", Supplement 1, Advances in heat Transfer, Academic, New York, 1978.

Sparrow, E.M. e De Farias, F.N.; "Unsteady Heat Transfer IN Ducts With Time-varying Inlet Temperature And Participating Walls", Int. J. Heat Mass Transfer, vol.11, pp.837-853 (1968).

Wortmann, S. "Convecção Forçada Laminar entre Placas Planas Paralelas em Regime Transiente com Desenvolvimento Simultâneo", Tese M.Sc. UFPB, João Pessoa, (1995).



PAPER CODE: COB1236

NATURAL CONVECTION IN THE EVAPORATOR REGION OF HOUSEHOLD REFRIGERATORS

RICARDO HERNANDEZ PEREIRA e ANGELA OURIVIO NIECKELE

*Department of Mechanical Engineering, Pontificia Universidade Católica do Rio de Janeiro
CEP 22453-900 - Rio de Janeiro - RJ - Brazil - e-mail: nieckele@mec.puc-rio.br*

Abstract

The buoyancy induced convection of air in the evaporator region of household refrigerators is investigated numerically. The problem formulation accounts not only for body forces due to temperature gradients, but also to those due to moisture nonuniform concentration. In this way the whole problem is governed by two dimensionless and independent body force parameters, Grashof numbers, related to temperature and moisture concentration nonuniformity. Results were obtained for different combinations of thermal and concentration Grashof numbers, while the problem geometry remained unchanged. For a variety of operating conditions, that is, Grashof numbers, streamline pattern, temperature and moisture concentration fields are shown. Emphasis is given to overall values of Nusselt and Sherwood numbers, that allow for estimation of the sensible heat exchange and rate of air dehumidification between the evaporator and refrigerator cabinet.

Keywords

Natural Convection, Simulation, Refrigeration, Evaporator.

1. INTRODUCTION

The increasing demand for low power consumption domestic refrigeration has been a great motivation for the development of numerical models for simulation of refrigeration equipment. In Brazil household refrigerators and freezers are responsible for the consumption of approximately seven percent of the national electric power generation, so performance improvements of domestic refrigeration may lead to significant power savings. The use of simulation models may reduce drastically the development time of refrigeration equipment, without a massive need of experimental testing.

Several models for the simulation of refrigeration equipment are described in literature. Melo *et al.* (1990) proposed a model for the dynamic simulation of forced convection condensers, to be used in the simulation of the transient behavior of household refrigerators. Parise *et al.* (1995) describe a model for the steady state numerical simulation of air cooled condensing units, which demonstrate good agreement with experimental data. Pereira *et al.* (1996) proposed a model for the numerical simulation of air-source forced convection evaporators, which accounts for the air dehumidification. These models almost invariably rely on the results of basic studies of heat and mass transfer for the prediction of heat and mass transfer coefficients. Correlations for those coefficients are included in the numerical model,

and coupled to the rest of the numerical method allow for the simulation of the refrigeration equipment. The majority of numerical models available for the simulation of refrigeration equipment can only model heat exchangers in the presence of forced convection, usually fin and tube air to refrigerant heat exchangers. Literature furnishes a deep insight in the transfer characteristics of such exchangers, for both air and refrigerant side transport coefficients.

Fin and tube forced convection heat exchangers are adopted in developed countries as a standard equipment for household refrigerators. However, natural convection evaporators still find extensive use in developing countries, mainly due to the evaporator low first cost. The heat transfer and hydrodynamics characteristics in the air side of these natural convection heat exchangers are not well characterized.

Strictly speaking the whole space inside the refrigerator or freezer may be regarded as a cavity of complex shape. As the main body of published works on natural convection in enclosures focus on much simpler geometries, they are not directly applicable to the simulation of natural convection evaporators. Ostrach (1988) in his review paper gave emphasis to the complexities of the phenomena that result from the coupling between flow and temperature fields in rectangular enclosures of different aspect ratios. Buoyancy induced convection in cavities of non rectangular shape was also deeply investigated (Hollands and Moore (1992), Nansteel and Al-ani (1993)). Attempts were recently directed to simulate the hydrodynamics of air inside the refrigerator cabinet (Bispo *et al.*, 1996).

The present paper aims to discuss the hydrodynamics and transport characteristics involved in the buoyancy induced flow of moist air around a cool evaporator. The well-established numerical method of control volumes (Patankar, 1980) was employed to solve the coupled system of differential equations that govern the phenomena. Emphasis is given on the overall values of Nusselt and Sherwood numbers, that allows predictions to be made on the rate of heat transfer to the evaporator and air dehumidification inside the refrigerator cabinet.

2. PROBLEM FORMULATION

Figure 1 displays the geometry of the problem analyzed. The evaporator, centered in the top of the refrigerator cabinet, is assumed to be a thin plate of negligible thickness. It has a "C" shape with high H and length L . The plate is assumed to have constant low temperature, T_C , and moisture concentration, C_C . The evaporator has a door, also sketched in fig 1. There is a gap of size G between the edges of the evaporator plate and the evaporator door. The evaporator door is modeled as being a plate of negligible thickness, adiabatic and impermeable. The top and sides of the computational domain coincide with the refrigerator insulated walls, and therefore are also assumed adiabatic and impermeable. A thin plastic sheet, below the evaporator, separates the evaporator region and the hot (temperature T_H) and humid (moisture concentration C_H) refrigerator cabinet. This boundary of the computational domain is also modeled as adiabatic and impermeable. The plastic sheet is shorter than the cabinet, and allows for the existence of two gaps that communicate the evaporator region to the refrigerator cabinet. Hot and humid air from the refrigerator cabinet may therefore flow through those gaps, entering the evaporator region, have its temperature and moisture content diminished and return to the refrigerator cabinet colder and dryer. However, it is not known a priori where the inlet and outlet region of the computational domain are located. Special care is necessary to prescribe the boundary condition at these locations. The coupled systems of differential conservation equations that governs the flow field are the equation of continuity, energy equation, chemical species equation (for the air moisture) and the linear momentum equation. The flow was assumed to be laminar, bidimensional, and in a steady state condition. It was also assumed that all fluid thermophysical properties were uniform through the whole

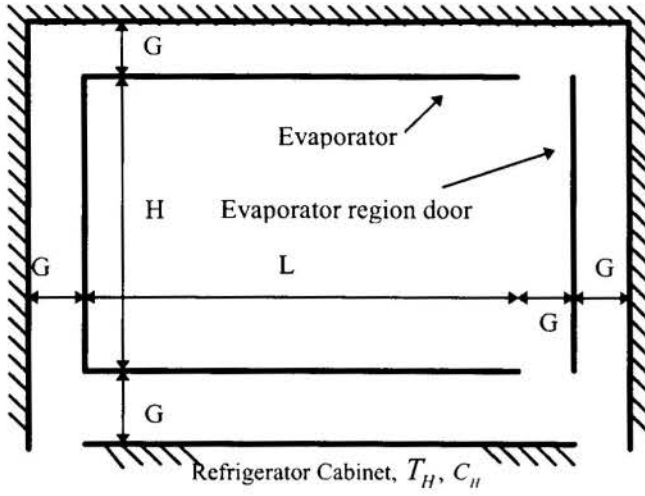


Figure 1: Sketch of the computational domain.

computational domain, except for the density, where the Boussinesq approximation was employed. This approximation consists in considering the density ρ constant in all terms of the conservation equations, except for the body force term, where it can be approximated by:

$$\rho = \rho_c (1 - \beta_T (T - T_c) - \beta_C (C - C_c))$$

where ρ_c is the density evaluated at temperature T_c and moisture concentration C_c . β_T is the usual coefficient of thermal expansion and β_C an expansion term due to solute concentration. With the following dimensionless groups:

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{H} & y' &= \frac{y}{H} & u' &= \frac{uH}{\nu} & v' &= \frac{vH}{\nu} & P' &= \frac{P}{\rho} \left(\frac{H}{\nu} \right)^2 \\ \theta &= \frac{T - T_c}{T_H - T_c} & \eta &= \frac{C - C_D}{C_H - C_D} & Gr_T &= \frac{g\beta_T (T_H - T_c) H^3}{\nu^2} & Gr_C &= \frac{g\beta_C (C_H - C_D) H^3}{\nu^2} \end{aligned} \quad (1)$$

The conservation equations assume the following form:

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} = 0 \quad (2)$$

$$u' \frac{\partial \theta}{\partial x'} + v' \frac{\partial \theta}{\partial y'} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y'^2} \right) \quad (3)$$

$$u' \frac{\partial \eta}{\partial x'} + v' \frac{\partial \eta}{\partial y'} = \frac{1}{Sc} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y'^2} \right) \quad (4)$$

$$u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} = -\frac{\partial P'}{\partial x'} + \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \right) \quad (5)$$

$$u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} = -\frac{\partial P'}{\partial y'} + \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \right) + Gr_T \theta + Gr_C \eta \quad (6)$$

where x and y are the horizontal and vertical axis. The velocity components, u and v , are parallel to the horizontal and vertical directions respectively. The kinematic viscosity, ν , density, ρ , and pressure, P , refer to air thermophysical properties. The gravity acceleration acts in the vertical direction and is denoted by g .

The set of conservation equations is solved with the appropriate boundary conditions. At the walls the non-slip condition is imposed. At the impermeable and adiabatic walls, a zero normal gradient is specified for concentration and temperature, while at the evaporator wall, both temperature and concentration are known (T_c and C_c). As already mentioned, it is not known in which lower opening the fluid enters or leaves the computational domain, nor which is the mass flow rate through the evaporator region. A single gap may even have inflow and outflow simultaneously. Thus, at these regions, momentum diffusion is neglected, and an overall mass conservation is imposed. For a positive mass flow rate (air entering the domain), hot temperature T_H and moisture C_H of the refrigerator cabinet is imposed. If the flow was leaving the domain, diffusion is neglected, and the upstream temperature and moisture concentration are specified.

The conservation equations (eqs. 2-6) were discretized by Patankar's (1980) control volume method. The resulting system of algebraic equations was solved by the TDMA line-by-line algorithm with block correction algorithm for increased convergence rate. The coupling between continuity equation (eq. 2) and linear momentum equations (eqs. 5, 6) was realized by the SIMPLEC algorithm (Van Doormaal and Raithby, 1984).

The influence of the grid size on the solution was investigated. The number of control volumes adopted for the grid in both x and y directions was progressively increased until average values of Nusselt and Sherwood numbers obtained with different grids did closely agree. Results from a 128x128 grid do not differ more than 1% from those obtained with a 155x144 grid. This precision was considered satisfactory. Smaller control volumes were employed close to the evaporator door and inflow/outflow gaps,

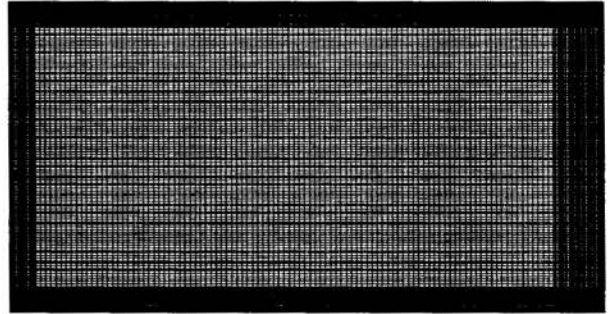


Figure 2: Grid distribution

where severe gradients of velocity, temperature and concentration were expected. This procedure aimed to diminish numerical errors, specially due to false diffusion. Figure 2 displays the 155x144 grid employed to obtain the results that will be presented.

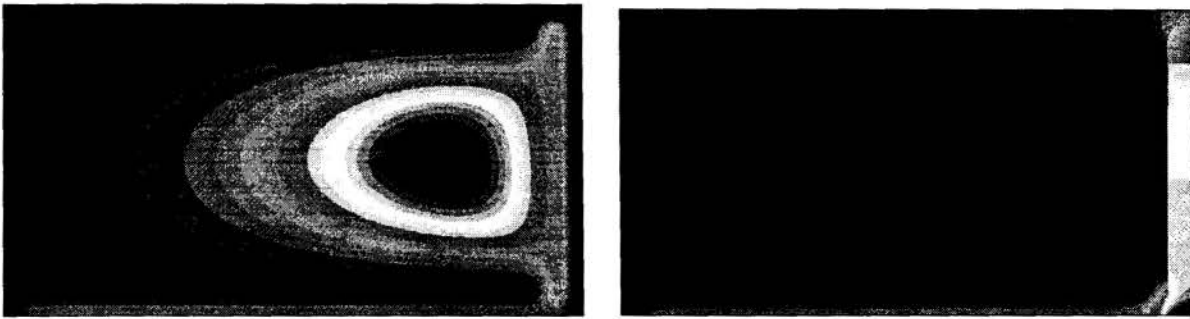
3. RESULTS

The present problem is governed by six parameters: L/H , G/H , Pr , Sc , Gr_T and Gr_C . As only solutions that apply to air seem to offer interest, all computations were made for the Prandtl number, Pr , of 0.72. The Schmidt number, Sc , remains reasonably constant and equal to 0.6 for a large range of moisture and dry air mixture compositions and temperatures, thus this value was adopted. All gaps in the domain, Fig. 1, are equal to G , which is ten times shorter than H . L is assumed to be two times longer than H . These are typical values used in design of household refrigerators. Therefore the aspect ratios that define the problem are $L/H=2.0$ and $G/H=0.1$. The influence of Gr_T and Gr_C on the evaporator performance is investigated, and each one varying from 10^4 to 10^7 .

Because of space limitations streamline and temperature fields from the dimensionless results are presented for only four different cases. Dimensionless moisture concentration fields are quite similar to the temperature fields, and therefore will not be presented. In figures 3-6 dimensionless temperature fields and streamlines are shown. Twenty equally spaced isotherms, varying between 0 (dark blue) and 1 (red), are plotted. Equally spaced streamlines

are also plotted, the intervals for each solution (also increasing from dark blue to red) are indicated in figure captions.

Figure 3 displays streamlines and the temperature fields for $Gr_T = 10^4$ and $Gr_C = 10^4$. From the streamline distribution it can be noticed that air enters the evaporator region through the gap on the lower right side of the computational domain, close to the refrigerator door. It returns to the refrigerator cabinet through the other gap, on the left side of the lower computational domain boundary. This fact appears to be reasonable because of the presence of the insulated and impermeable evaporator door. Referring now to the temperature field graph, also in figure 3, it can be noticed that the evaporator door does not allow the incoming fluid to exchange heat and mass with the evaporator. Therefore a column of warm and moist air (of lower density), present on the right side, tends to ascend into the evaporator region. On the other hand there is another air column in the left side of the evaporator region, which is colder and dryer (therefore denser), tending to descend back to the refrigerator cabinet.

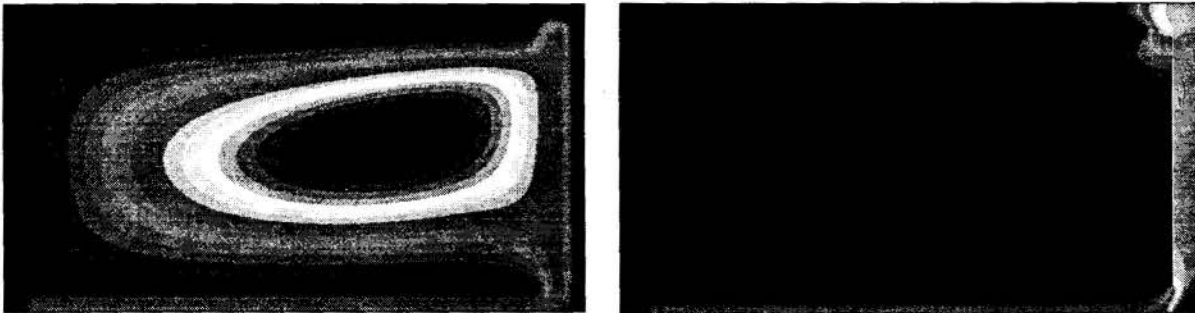


(a) Streamlines (ψ : 0 to 1.9)

(b) Isotherms

Figure 3: Dimensionless solution for $Gr_T = 10^4$ and $Gr_C = 10^4$.

A similar flow pattern can be seen in figure 4, for $Gr_T = 10^4$ and $Gr_C = 10^5$. It can be noticed that the whole stream of air follows to the highest part of the evaporator region, splitting there into two streams. The first enters the gap between the evaporator and evaporator door, leaving colder and dryer trough the lower evaporator-evaporator door gap and then flowing to the left. The second stream simply surrounds the evaporator through the gap between the evaporator and the refrigerator insulated wall.



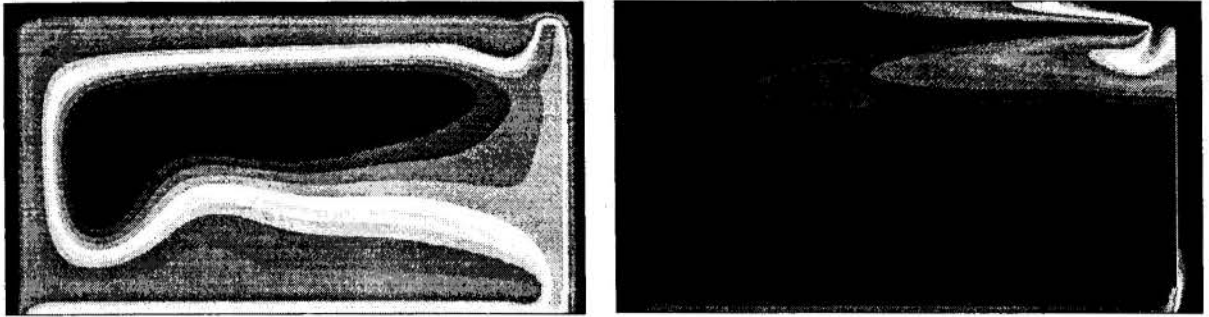
(a) Streamlines (ψ : 0 to 10.1)

(b) Isotherms

Figure 4: Dimensionless solution for $Gr_T = 10^4$ and $Gr_C = 10^5$.

Figure 5 corresponds to $Gr_T = 10^6$ and $Gr_C = 10^5$. It can be observed that, when Gr_T increases, the flow intensity also increases. The warmer fluid enters the "C" cavity by the upper door gap. The center of the recirculation is pushed upwards towards the left corner, while the fluid leaves the cavity through the lower right gap near the evaporator door. Finally

the air flows along the channel formed by the evaporator and the plastic sheet and returns to the refrigerator cabinet through the gap at the left side.

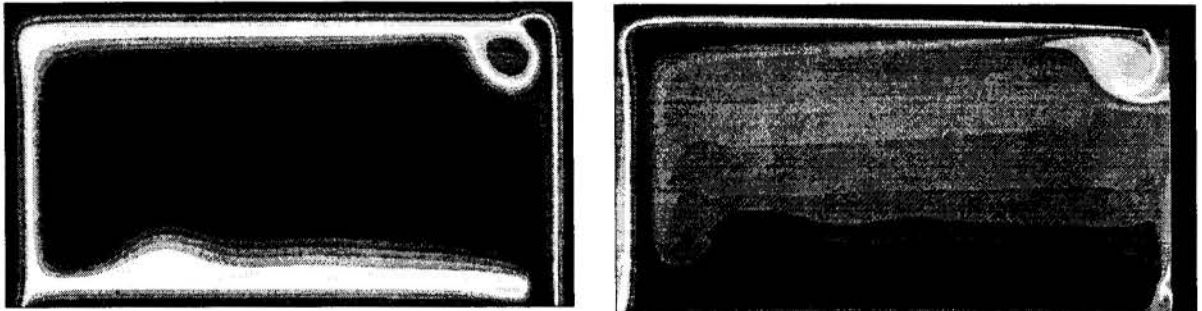


(a) Streamlines (ψ : 0 to 56.2)

(b) Isotherms

Figure 5: Dimensionless solution for $Gr_T = 10^6$ and $Gr_C = 10^5$.

The same general behavior is observed for higher Grashof numbers. However, at $Gr_T = 10^7$ and $Gr_C = 10^7$, figure 6, high velocities are found along the channel formed by the door and the refrigerator wall. As a result, the flow separates at the top gap between the evaporator and evaporator-door, creating two small recirculations.



(a) Streamlines (ψ : -7.5 to 309)

(b) Isotherms

Figure 6: Dimensionless solution for $Gr_T = 10^7$ and $Gr_C = 10^7$.

It can also be noticed from the streamline and temperature fields in figures 3-6 that with increasing Grashof numbers steeper velocity and temperature gradients are formed, specially inside the cavity formed by the evaporator and evaporator-door. This effect is expected to induce higher heat and mass transfer coefficients.

4. OVERALL TRANSFER COEFFICIENTS

Figures 7 and 8 exhibit the behavior of average Nusselt number, Nu , and Sherwood number, Sh , against variations of the Grashof numbers. The Nusselt and Sherwood numbers were defined in the following way:

$$Nu = \frac{hH}{k} \quad , \quad h = \frac{Q}{A(T_H - T_C)} \quad (7)$$

$$Sh = \frac{h_M H}{D} \quad , \quad h_M = \frac{nD}{A(C_H - C_D)} \quad (8)$$

where h and h_M are the average heat transfer coefficient and average mass transfer coefficient. The fluid thermal conductivity is expressed by k and solute coefficient of diffusion by D . Q and \dot{m} are the sensible heat and rate of moisture mass deposition on the evaporator. A is the wetted evaporator area.

The response of Nu and Sh to changes in Grashof number are quite similar. As depicted from the previous discussion involving figures 3-6, increases of Gr_C or Gr_T result in greater air mass flow rates, steeper velocity, temperature and concentration gradients, which leads to increases in Nu and Sh . It can be noticed from both graphs that, when one of the Grashof numbers is at least two order of magnitude greater than the other, it dominates the heat and mass transfer process. Observing the curves for $Gr_C = 10^7$ it is noticed that Nu and Sh are independent of Gr_T , as long as it remains smaller than Gr_C . A similar trend is observed for the other Gr_C values. On the other extreme, when $Gr_T \gg Gr_C$, all curves merge into one, function exclusively of Gr_T .

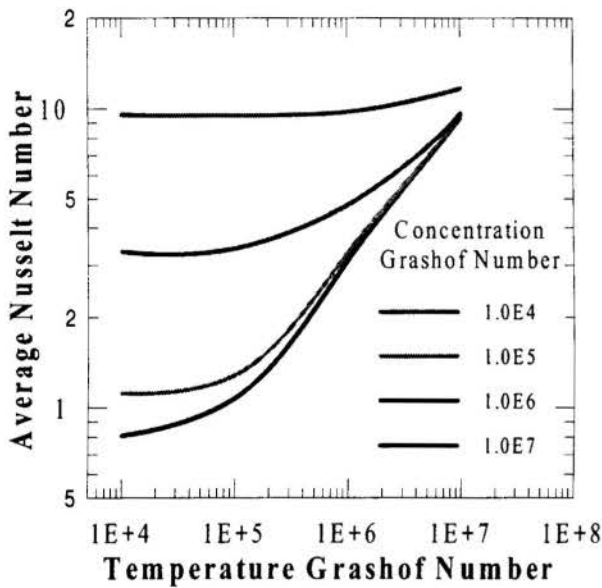


Figure 7: Average Nusselt Number.

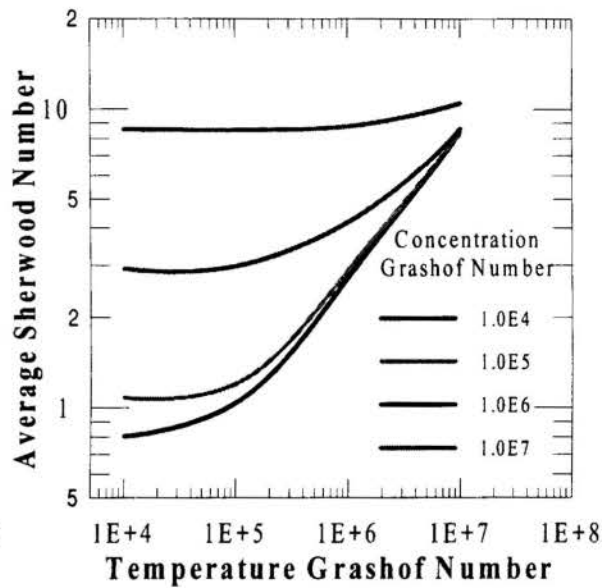


Figure 8: Average Sherwood Number

Under normal evaporator operating conditions it is expected that Gr_T will be at least two orders of magnitude greater than Gr_C . From figures 7 and 8, it can also be noticed that, under those circumstances, both Nu and Sh can be described by a simple power-law equation, function of exclusively Gr_T .

5. CLOSURE

The flow pattern, heat and mass transfer in the evaporator region of household refrigerators were investigated numerically. It was found that heat and mass transfer characteristics of buoyancy induced flow evaporators are rather sensitive to the operating conditions investigated, that is, Gr_T and Gr_C .

Frost growth was not modeled, instead the evaporator was considered as a surface of uniform moisture concentration, behaving somewhat like a moisture sink. Strictly speaking the results obtained here are valid as long as the frost layer remains thin, and do not modify

the geometry studied to a long extent. Considering the present results, it is expected that thick frost layers will dwindle both Nu and Sh , not only due to the frost layer added thermal resistance, but also to its blockage of air flow around the evaporator.

Evaporator geometry remained unchanged for all the present investigation. It is believed that evaporator geometry will have a decisive influence on the equipment performance. Modifying the distance between the evaporator and evaporator-door, for example, certainly will introduce significant changes in the evaporator region flow pattern, probably influencing the mass flux to the evaporator - evaporator door cavity, and therefore also Nu and Sh .

There are doubts about the validity of the hypothesis on laminar flow, specially at higher Grashof numbers. Turbulent flow would modify to a large extent the predictions concerning Nu and Sh . Experimental work would be advisable to establish flow transition criteria in natural convection evaporators.

6. REFERENCES

- BISPO, D.J., NIECKELE, A.O.& BRAGA, S.L., Convecção Natural em Uma Cavidade Retangular Resfriada na Parede Superior; *VI ENCIT-VI LATCYM, VI Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences, VI Latin American Congress of Heat and Mass Transfer*, Florianópolis, SC, Brazil, vol. III, pp. 1339-1344, 1996.
- HOLLANDS, K.G.T., MOORE, G.A., Natural Convection Heat Transfer From a Plate in a Semicircular Enclosure; *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 114, pp. 121-126, 1992.
- MELO, C., FERREIRA, R.T.S.& PEREIRA, R. H.; Análise da Modelação do Condensador Visando a Simulação Dinâmica de um Refrigerador Doméstico; *III ENCIT, III Encontro Nacional de Ciência Térmicas - Itapema, SC, Brasil*, vol. II, pp. 865-870, 1990.
- NANSTEEL, M. W., AL-ANI, N., Natural Convection in a Partial Sector-Shaped Enclosure: Experimental Results; *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 115, pp. 133-139, 1993.
- OSTRACH, S., Natural Convection in Enclosures; *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 110, pp. 1175-1190, 1988.
- PARISE, J.A.R., BRAGA, S.L., PEREIRA, E.A.G., PEREIRA, R. H., MOTTA, S.Y.& QUINTELLA, M.A., Performance Analysis of Air-Cooled Condensing Units; *19th International Congress of Refrigeration*, The Hague, Holland, vol. IIIa, pp. 395-402, 1995.
- PATANKAR, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*; Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1980.
- PEREIRA, R. H., PARISE, J.A.R.& MOTTA, S.Y.; A Model For The Numerical Simulation of Air-Source Evaporators; *IV CEM-NNE, IV Congresso de Engenharia Mecânica Norte-Nordeste*, Recife, PE, Brasil, vol. I, pp. 1035-1040, 1996.
- VAN DOORMAAL, J.P.& RAITHBY, G.D., Enhancements of the SIMPLE Method for Prediction Incompressible Fluid Flows; *Numerical Heat Transfer*, vol. 7, pp.147-163, 1984.

PAPER CODE: COB1289

ANÁLISE TEÓRICA DA CONVECÇÃO NATURAL LAMINAR NUMA CAVIDADE POROSA CONSIDERANDO O EFEITO DA POROSIDADE VARIÁVEL / THEORETICAL ANALYSIS OF LAMINAR NATURAL CONVECTION INSIDE A RECTANGULAR CAVITY POROUS CONDIDERING THE EFFECT OF VARIABLE POROSITY

Jesus Marlinaldo Medeiros⁺, Francisco Marcondes⁺⁺, Carlos Antônio C. Santos^{*} & José Maurício Gurgel^{*}

(+)Escola Técnica Federal de Sergipe/UNED - Aracaju - SE 49056-260

(++)Laboratório Computacional em Térmica e Fluidos - LCTF-DEM-CCT-UFPB - marconde@lctf.ufpb.br

(*)Laboratório de Energia Solar - LES-CPGEM-DTM-UFPB - cabral@les.ufpb.br - gurgel@les.ufpb.br
58059-900 João Pessoa - PB - Brasil

ABSTRACT

A numerical study is performed on steady two-dimensional natural convection inside a rectangular porous enclosure with uniform internal heat generation. The boundary conditions were: Two isothermal walls at same temperatures, two horizontal adiabatic walls. The effects of non-uniform porosity are taken into consideration in the momentum equation. The governing equations in terms of the primitive variables are solved by the finite volume method. The coupling velocity - pressure was treated by PRIME algorithm employing staggered grids. The results are presented in terms of the isotherms, stream functions and Nusselt number with and without uniform porosity.

KEYWORDS

Natural Convection - Porous Medium - Non-Darcian Model - Variable Porosity
Convecção Natural - Meio Poroso - Modelo não Darciano - porosidade variável

1. INTRODUÇÃO

O estudo da convecção natural em cavidades contendo simultaneamente um fluido e um meio poroso saturado, tem sido amplamente realizado por inúmeros pesquisadores devido à sua grande importância prática na engenharia. Como exemplos de aplicações da convecção natural em meios porosos, induzida pela geração interna de calor podemos citar: reatores nucleares, armazenamento de lixo radioativo, reatores adsorptivos, reações químicas exotérmicas em reatores de leito compactado e estocagem de produtos agrícolas, onde o calor gerado é resultante do metabolismo dos produtos.

No estudo da convecção natural em uma cavidade retangular porosa com geração de calor interna, existe uma vasta literatura compilada por Tveitereid (1977), incluindo a camada limite horizontal porosa com geração de calor uniforme. Bergholz (1980), obteve soluções aproximadas usando a análise da camada limite. Haajizadeh et al. (1984), obtiveram uma

solução assintótica para altos e baixos número de Rayleigh e soluções numéricas para o sistema de equações governante. Prasad (1987), analisou o problema numericamente para uma ampla faixa de número de Rayleigh e fator de forma. Du e Bilgen (1992), incluíram na análise o modelo de Darcy-Brinkman, avaliando assim uma ampla faixa do número de Raileigh, de Darcy e o fator de forma. Baohua e Cotta (1993), realizaram um estudo híbrido analítico-numérico através da Técnica da Transformada Integral Generalizada, para cavidade vertical retangular porosa com geração interna de calor uniforme.

No presente trabalho, o objetivo é o estudo da convecção natural em uma cavidade retangular preenchida por um leito granular. Será analisado o efeito da variação da porosidade nas proximidades da parede. Os resultados serão apresentados em forma de linhas de corrente, campo de temperatura e número de Nusselt calculado na parede da cavidade. São feitas comparações do efeito da variação da porosidade próxima das paredes da cavidade. As equações governantes em termos das variáveis primitivas são resolvidas pelo método de volumes finitos (MVF) e a porosidade na vizinhança das paredes é calculada por uma expressão sugerida por Poulikakos e Renken (1987).

2. DEFINIÇÃO DO PROBLEMA:

A geometria do problema e suas condições de contornos são mostradas na Fig.1. Consideremos a convecção natural em um meio poroso confinado em uma cavidade retangular de altura H e comprimento L .



Figura 1 - Geometria e condições de contorno do problema

Hipóteses :

- Meio poroso é isotrópico, homogêneo e saturado por um fluido incompressível.
- O regime permanente e o escoamento é laminar.
- A aproximação de Boussinesq é válida.
- O fluido e a matriz sólida estão em equilíbrio térmico local.
- Não há mudança de fase do fluido.

Usando o modelo de Darcy-Brinkman e assumindo as hipóteses citadas acima, as equações governantes em coordenadas retangulares são:

.-Equação da Continuidade:

$$\left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) \right] = 0; \quad (1)$$

Equações do Momentum nas direções x e y:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho uu) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vu) \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu' \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu' \frac{\partial u}{\partial y} \right] + \frac{\mu_f}{K} u \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vv) \right] = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu' \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu' \frac{\partial v}{\partial y} \right] - \frac{\mu_f}{K} v + \rho \beta g (T - T_0) \quad (3)$$

Equação da energia:

$$\left(\rho c_p \right)_f \left[\frac{\partial}{\partial x}(uT) + \frac{\partial}{\partial y}(vT) \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa' \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\kappa' \frac{\partial T}{\partial y} \right] + S \quad (4)$$

onde μ' , μ , κ , ρ , c_p , β , K e S são respectivamente, a viscosidade aparente, viscosidade do fluido, condutividade do meio poroso, massa específica, calor específico a pressão constante, coef. de expansão térmica, permeabilidade e geração interna de calor.

A solução do sistema de equações acima, foi obtida para regime permanente, mas a formulação está em função da variável transiente, porque o algoritmo utilizado para o acoplamento pressão-velocidade depende do tempo para convergência.

Condições de contorno:

$$u=0, v=0 \quad \text{nas paredes.} \quad (5)$$

$$T_c = T_h = 0 \quad \text{nas paredes verticais.} \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{nas paredes horizontais.} \quad (7)$$

definindo os seguintes parâmetros adimensionais:

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{L}, & Y &= \frac{y}{L}, & U &= \frac{uL}{\alpha}, & V &= \frac{vL}{\alpha} \\ Da &= \frac{K}{L^2}, & P &= \frac{\rho L^2}{\rho \alpha^2}, & R_\kappa &= \frac{\kappa'}{\kappa_f}, & \lambda &= \frac{\mu'}{\mu} \\ \theta &= \frac{T - T_c}{SL^2/k}, & Ra &= \frac{\beta g S K L^3}{\alpha \nu k}, & \alpha &= \frac{\kappa_f}{(\rho c_p)_f}, & \tau &= \frac{t \alpha}{L^2} \end{aligned} \quad (8)$$

onde Da , Ra , R_κ , λ e α são respectivamente, número de Darcy, número de Rayleigh, razão de condutividade, razão de viscosidade e difusividade térmica.

obtendo-se o seguinte conjunto de equações adimensionalizadas :

$$\left[\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} \right] = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \left[\frac{\partial}{\partial X}(UU) + \frac{\partial}{\partial Y}(VU) \right] = -\frac{\partial P}{\partial X} + \lambda \text{Pr} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) \right] - \frac{\text{Pr}}{\text{Da}} U \quad (10)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + \left[\frac{\partial}{\partial X}(UV) + \frac{\partial}{\partial Y}(VV) \right] = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \lambda \text{Pr} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial V}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right] - \frac{\text{Pr}}{\text{Da}} V + \frac{\text{Pr Ra} \theta}{\text{Da}} \quad (11)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial X}(U\theta) + \frac{\partial}{\partial Y}(V\theta) \right] = \frac{\partial}{\partial X} \left[R_k \frac{\partial \theta}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[R_k \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right] + 1 \quad (12)$$

Para o caso da porosidade uniforme, Ra e Da são considerados constantes para todo o domínio do leito poroso. Nas situações onde for considerado o efeito da variação da porosidade na região próxima as paredes, Ra e Da são função da porosidade, que por sua vez é função da distância da parede. Uma expressão proposta por Poulikakos & Renken (1987) é aqui então usada:

$$\varepsilon(w) = \varepsilon_0 (1 + 1.7027) \exp(-6w/D) \quad (13)$$

onde: ε_0 - é a porosidade no centro, assumindo $\varepsilon_0 = 0.37$, considerando leito monodisperso.

w - é a distância do leito granular da parede.

D - é o diâmetro do grão do leito poroso, assumindo $D = 0.4$.

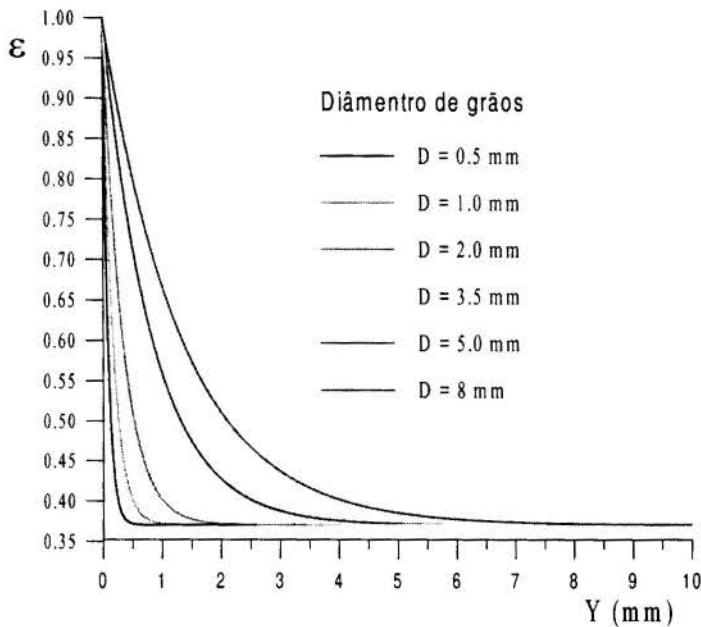


Figura 2. Variação da porosidade na região próxima a uma parede em função do diâmetro dos grãos.

A Fig.2 apresenta a variação da porosidade próxima da parede, dada pela eq. (13). Esta variação da porosidade leva a formação de "canais" junto as paredes onde existe uma menor resistência ao escoamento do fluido decorrente da diminuição da fase sólida do leito. No trabalho de Sebben, (1990), também foi considerado a variação da porosidade próxima a parede sólida. Na figura 2 são plotadas várias curvas usando a equação (13) para diversos diâmetros de grãos. Naturalmente observa-se que ocorre uma maior variação para valores crescente do diâmetro das partículas.

A equação da permeabilidade do meio poroso é função da porosidade e foi extraída de Vafai (1984):

$$K(\varepsilon) = \frac{D^2 \varepsilon^3}{150(1 - \varepsilon)^2} \quad (14)$$

e respectivamente tem-se então expressões para Darcy e Rayleigh em função da porosidade:

$$Da(\varepsilon) = \frac{K(\varepsilon)}{L^2} \quad e \quad Ra(\varepsilon) = \frac{\beta g S K(\varepsilon) L^3}{\alpha \nu k} \quad (15)$$

3- TRATAMENTO NUMÉRICO

Na discretização espacial das equações governantes (9) a (12), foi utilizado o método de Volumes Finitos (Patankar, 1980 e Maliska, 1995). O princípio da malha desencontrada (Harlow, 1965) é utilizado, isto é, a pressão e temperatura são tratados no centro dos volumes de controle, enquanto os volumes de controle para as velocidades são localizados nas faces dos volumes de pressão e temperatura. As equações integradas são discretizadas usando a função de interpolação WUDS, desenvolvida por Raithby (1974). O regime transitório foi implementado através de um esquema totalmente implícito e os sistemas lineares oriundos das equações de conservação são resolvidas usando um procedimento linha por linha, permitindo assim o uso do algoritmo de Thomas (TDMA). Para tratar o problema do acoplamento pressão-velocidade presente quando resolve-se as equações da quantidade de movimento para escoamentos incompressíveis de forma segregada, emprega-se o método PRIME (Maliska, 1988, 1996) Como as equações são formuladas em termos das variáveis primitivas, um procedimento iterativo é necessário para resolver o acoplamento pressão-velocidade. O algoritmo utilizado foi o PRIME usado com bons resultados por Maliska (1981). A motivação principal do algoritmo Prime é realizar dois passos ao mesmo tempo, ou seja a correção da velocidade e o cálculo da pressão. Foi utilizado o critério de convergência (ε) igual a 10^{-4} para os campos de temperatura, velocidade e pressão através da equação (16):

$$\frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\phi_i} = \varepsilon_i \quad (16)$$

4- RESULTADOS

Primeiramente, o modelo foi simulado para o caso de porosidade uniforme com o objetivo de validá-lo. As simulações para efeito de comparação com outros trabalhos foram feitas com $Ra = 500$. Foi usada uma malha de 41×41 volumes e os resultados obtidos para campo de temperatura e linhas de corrente (figuras 3 e 5) estão em bom acordo com trabalhos citados na introdução, como o de Baohua (1993) e o de Du e Bilgen (1992). Em seguida, para o caso da porosidade não uniforme, seu valor é calculada para todos os volumes usando a equação (14), como também os números de Darcy e Rayleigh. Com os resultados da simulação, o número de Nusselt na parede da cavidade é calculado e comparado para os dois casos estudados.

Nas figuras 3 e 4 estão mostrados as linhas de corrente, e nas figuras 5 e 6 estão plotadas as linhas isotérmicas respectivamente para os dois casos estudados: porosidade constante e variável. As variações observadas entre as figuras pode ser explicado pelos "canais" formados pelo efeito de aumento de porosidade nas vizinhanças das paredes da

cavidade que provoca mudanças no escoamento. Na figura 7, são apresentados os valores calculados do número de Nusselt na parede vertical da cavidade para os dois casos. Se observa uma variação de seus valores tendo o Nusselt local, para o caso de porosidade variável, mostrado um aumento acentuado para a parte superior da parede.

5- CONCLUSÃO

O trabalho teve seu principal objetivo cumprido que é mostrar os importantes efeitos sobre o número de Nusselt quando é levada em consideração a variação da porosidade existente na vizinhança das paredes da cavidade. Deve ser salientado a importância deste efeito sobretudo para casos de grandes trocas térmicas pelas paredes o que é uma realidade em diversas aplicações em reatores granulares industriais. Os resultados obtidos se mostraram coerentes com a bibliografia permitindo se dar continuidade a este trabalho na direção de se acoplar ao leito granular para o caso de grãos adsorptivos (silica-gel), as equações da cinética de adsorção, permitindo dar uma contribuição a modelagem de reatores químicos com mudança de fase.

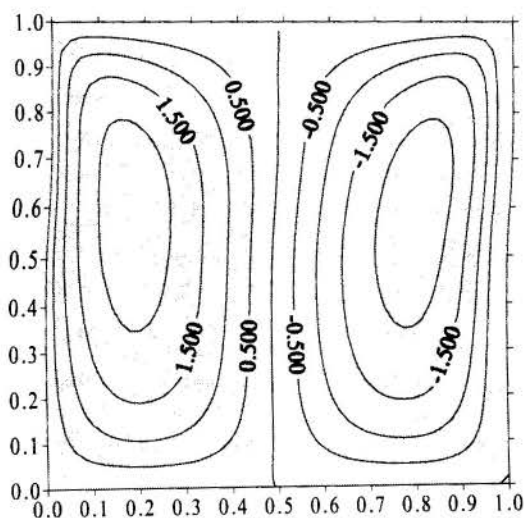


Figura 3. Linhas de corrente, considerando a porosidade uniforme em todo o leito, $Ra = 500$

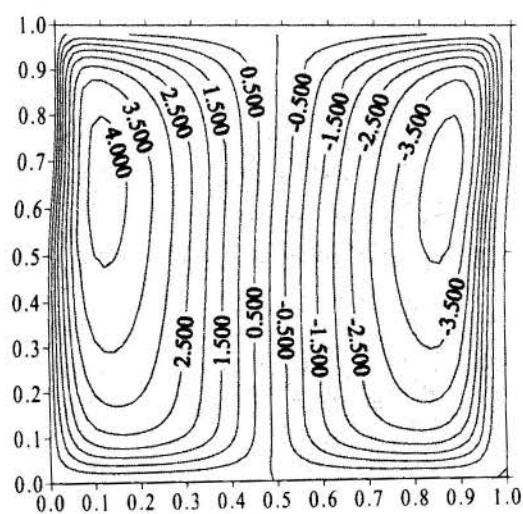


Figura 4. Linhas de corrente, considerando a porosidade variável na vizinhança da parede, $Ra=500$

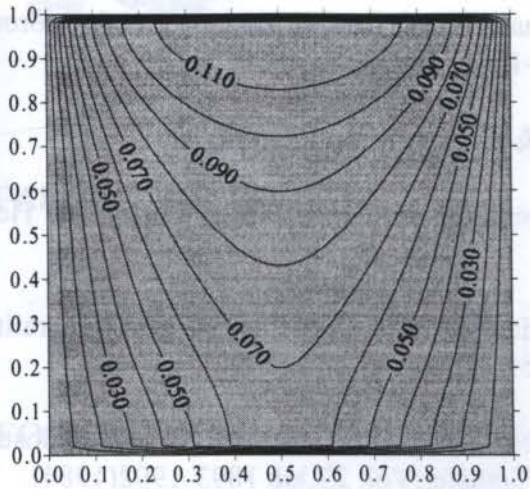


Figura 5. Isotermas, considerando a porosidade uniforme em todo o leito, $Ra = 500$

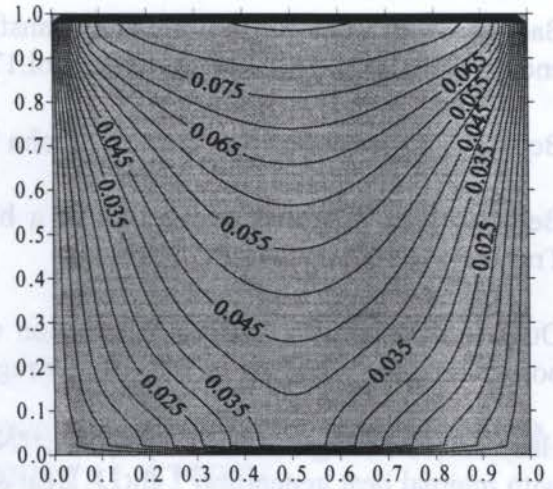


Figura 6. Isotermas, considerando a porosidade variável na vizinhança da parede, $Ra = 500$

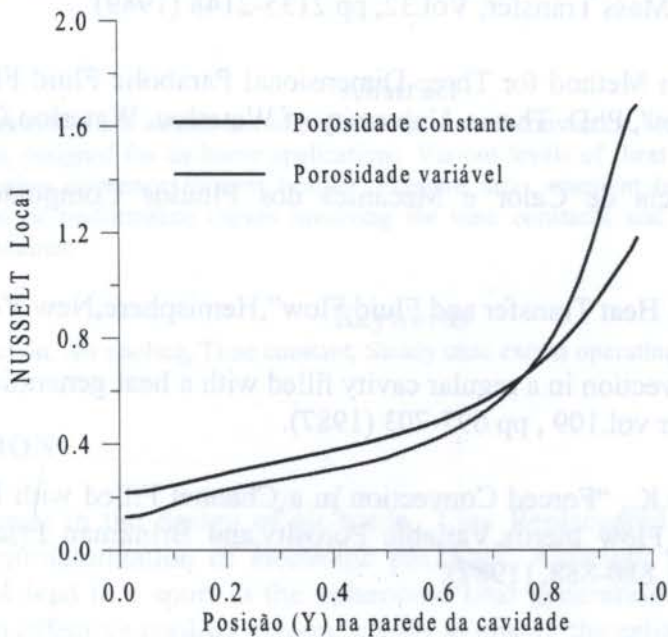


Figura 7. Nusselt local para a parede vertical da cavidade para os dois casos estudados.

6- AGRADECIMENTOS

Trabalho foi realizado com o apoio do CNPq através dos auxílios: AI n° 52193494-0, PP n° 350163/91-0 e auxílio visita técnica n° 452697/96-4.

7- REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Baohua,C, e Cotta,R.M., "integral transform analysis of natural convection in porous enclosures", Int. J. Num. Meth. Fluids vol.17, 1787-1801 (1993).
- Bejan,A., "Convection Heat Transfer". John Wiley & Sons, New York, 1984.
- Bergholz,R.F., "Natural convection of a heat generating fluid in a closed cavity", J. Heat Transfer vol.102, pp 242-247 (1980)
- Du,Z.G. e Bilgen,E., "Natural convection in vertical cavities with internal heat generating porous medium", Wärme- und Stoffübertragung, Vol. 27, pp 149-155 (1992).
- Haajizadeh,M.,Ozguç,A.F. e Tien,C.L., "Natural convection in a vertical porous enclosure with internal heat generation ", Int. J. Heat & Mass Transfer, Vol. 27, pp 1893-1902(1984).
- Harlow,F.H.e Welch,J.E., "Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface", Physics of Fluids, Vol. 8, pp 2182-2189 (1965).
- Lauriat,G. e Prasad,V., "Non-Darcian effects natural convection in a vertical porous enclosure", Int. J. Heat & Mass Transfer, Vol.32, pp 2135-2148 (1989).
- Maliska,C.R., "A Solution Method for Three-Dimensional Parabolic Fluid Flow Problems in Nonorthogonal coordinates", PhD. Thesis. University of Waterloo. Waterloo, Canadá.(1981).
- Maliska,C.R., "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", LTC, Rio de Janeiro(1995).
- Patankar,S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, New York (1980).
- Prasad, V., "Thermal convection in a regular cavity filled with a heat generation, Darcy Porous Medium", J. Heat Transfer vol.109 , pp 697-703 (1987).
- Poulikakos, D., e Renken,K., "Forced Convection in a Channel Filled with Porous Medium, Including the Effects of Flow Inertia, Variable Porosity, and Brinkman Friction", Journal of Heat Transfer, vol. 109, pp. 880-888, (1987).
- Raithby,G.D. e Torrance,,K. E., "Upstream-weighted differencing schemes and their application to elliptic problems involving fluid flow", Computers & Fluids, Vol. 2, pp 191-206 (1974).
- Sebben,S. T., "Transferência convectiva de calor e massa em um duto preenchido com esferas compactadas". Dissertação de Mestrado, UFSC, (1990).
- Tveitereid,M., "Thermal convection in a horizontal porous layer with internal heat sources", Int. J. Heat Mass Transfer vol.20, pp 1045-1050 (1977).
- Vafai,K et al., "Convective flow and heat transfer in variable porosity media", J. Fluid Mech., Vol.147, pp 233-259 (1984).



PAPER CODE: COB1372

FORCED CONVECTION AIR COOLING OF A 1/2 ATR PROCESSOR BOX - AN EXPERIMENTAL STUDY

V. SRINIVASA RAO*, R. RAGHUNATHAN*, K. RAJALAH* , K.S.GAUTAM** &
K. SRINIVASAN**

* E-mail: raghu@ade.ernet.in

* Scientists, Aeronautical Development Establishment, Bangalore-560 075, India

** Dept of Mechanical Engg, Indian Institute of Science, Bangalore-560 012, India

Abstract

Wind tunnel studies have been carried out to evaluate the forced convection air cooling requirements of a 1/2 ATR processor box designed for air-borne applications. Various levels of heat flux are simulated at the PCB level in the box using resistance element heating. Pressure drop, transient heating and cooling curves are analysed and a set of performance curves involving the time constants and steady state excess operating temperatures are obtained.

Keywords

Processors, Convection, Air cooling, Time constant, Steady state excess operating temperature.

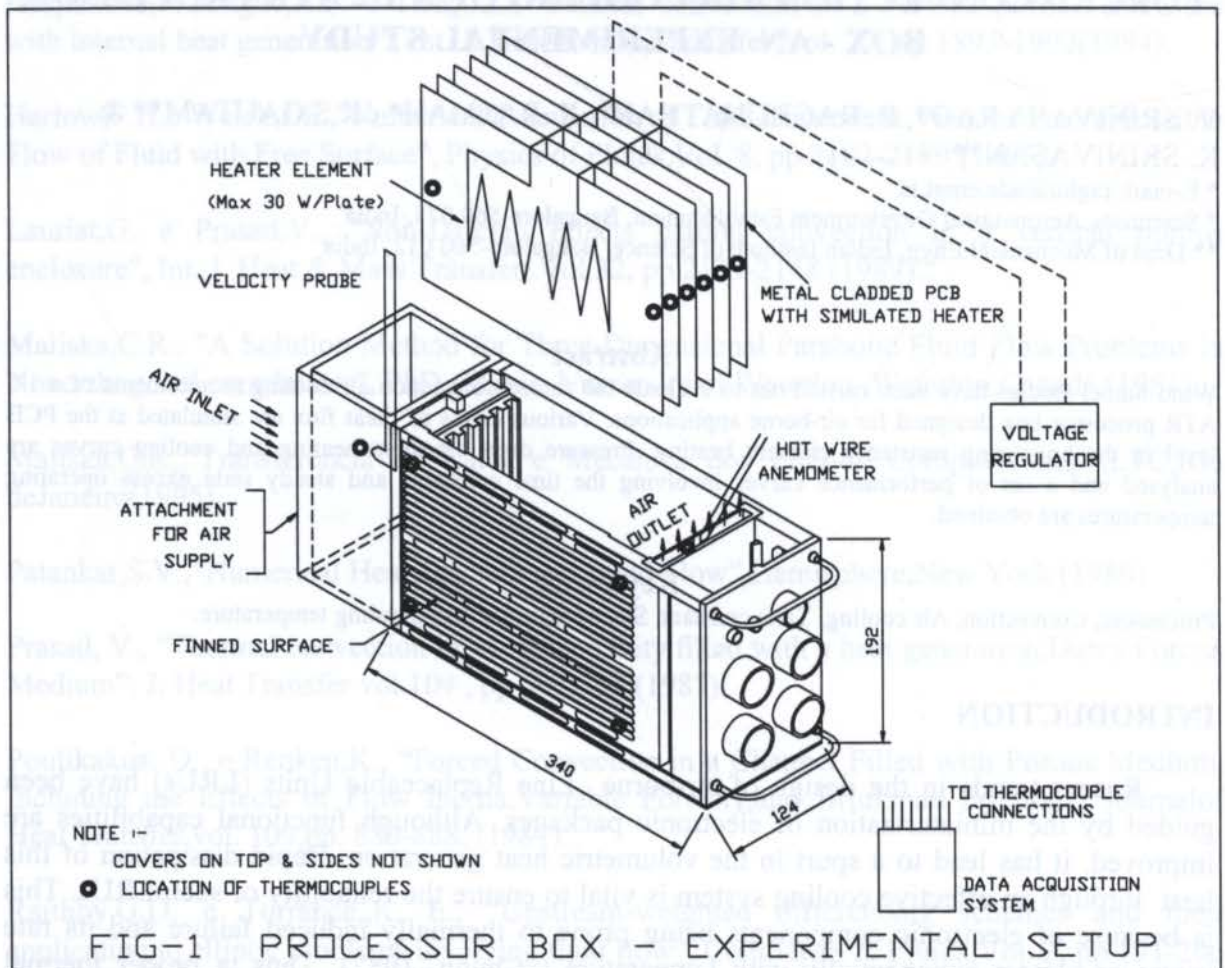
INTRODUCTION

Recent trends in the design of air-borne Line Replaceable Units (LRUs) have been guided by the miniaturization of electronic packages. Although functional capabilities are improved, it has lead to a spurt in the volumetric heat generation. Rapid dissipation of this heat through an effective cooling system is vital to ensure the reliability of such LRUs. This is because of electronic components being prone to thermally induced failure and its rate increases almost exponentially with temperature (Chung, 1987). Thus, a proper thermal analysis including methods of cooling is essential to improve the reliability under high packaging density of airborne LRUs. In this paper, results of an experimental investigation on the effectiveness of forced convection air cooling for a processor box are presented. Experimental conditions include various mass flow rates, internal heat generation rate and its distribution in LRU. The loss of coolant situation is also simulated. Transient heating and cooling curves were used to determine the steady state excess operating temperatures at each location on ATR and a set of performance curves are obtained.

A TYPICAL CASE

The LRU under consideration is an electronic processor box for a display unit installed in the equipment bay of an aircraft and is schematically shown in Fig 1. The major features of the LRU are:-

- It is a standard 1/2 ATR short with dimensions 340 x 192 x 124 mm
- It accommodates 6 double Euro metal clad printed circuit boards (PCB) with wedge locks.
- The total heat generated in the LRU is 125 W
- The chassis is fabricated from aluminium alloy IS: 64430 WP and painted black externally.



DESCRIPTION OF THE EXPERIMENTAL TEST SET UP

The above LRU was designed *a priori* for a total heat generation of 125 W from the PCBs considering the operational needs at sea level and at an altitude of 18 km. Based on the procedures recommended by Steinberg (Steinberg, 1991) 18 fins of each 252 mm long, 11 mm deep, 2.5 mm thick were used on two sides as shown in Fig.1 (Vyadyanatha et al., 1994).

For experimental purposes the six PCBs were replaced with rectangular sheet heater elements (30 watts at 220 V) each mounted on an aluminium plate. The heat dissipation in each element could be regulated using a voltage regulator.

The thermal mapping in the LRU is done by using 26 thermocouples at various locations as shown in Fig.1. The locations include metal clad PCBs, enclosure walls inside the LRU, fins on either side of LRU and at the air inlet and outlet .

The mass flow rate of air along the fins is also a variable parameter in the present study. This is achieved by mounting the LRU in a low velocity wind tunnel. The mass flow rate was regulated by throttling on the suction side of the blower and bypass control on the discharge side. Air entry to the flow channels is through individual apertures and exit is through a common slot as shown in Fig.1. The air flowing over the fins on two sides of the LRU acts as a coolant, taking away the heat that keeps accumulating on the fins. The percentage of the accumulating heat taken away by air depends on the mass flow rate.

The blower is operated by a 5 HP, 1450 rpm motor and is able to generate the air velocities ranging from 4 m/s to 40 m/s. The LRU was mounted at the discharge end of the wind tunnel with its longitudinal axis parallel to the axis of the wind tunnel.

INSTRUMENTATION

The various parameters to be measured during the course of the experiment were, air velocities, temperatures and static pressure difference between the inlet and outlet of the LRU.

Teflon coated T type (copper-constantan) 36 swg thermocouple wires (TC Ltd., UK) were used to sense the temperature. Among the 26 thermocouples 16 were used for continuous monitoring and the reminder for periodic measurement. The continuously monitored ones are divided into 2 sets of each 8 and each set is connected to an 8 channel add-on card of a PC. The measuring interval was set to 1 minute and the necessary BASIC program for acquiring data on to the hard disc of the PC was developed. The thermocouples and the data acquisition accessories were calibrated in the range of 5-80°C in a Julabo M40 constant temperature bath against a platinum resistance thermometer with precision of 0.02 °C. The temperature measurement uncertainty was found to be lower than 0.3 °C.

Air velocity is measured at the inlet and outlet to the LRU. The inlet air velocity is measured using a pitot tube . Outlet air velocity at the slot is measured by a hot-wire anemometer. The precision of velocity measurement is expected to be better than 0.1 m/s.

Static pressure difference between the outlet and inlet of the LRU is measured by using a pair of pitot static tubes one on either side of the LRU. The total to static pressure differential was also measured on Solomat 511LP pressure transducer with a water U-tube manometer.

TEST PROCEDURE

The tests were conducted in stages as described below:

a) A 'dry run' , without the supply of heat to the heater elements, was conducted to study the pressure drop characteristics under the influence of a second parameter, namely the mass flow rate of air through the LRU.

b) Uniform heat load: All the heater elements were activated to dissipate known quantities of heat(viz.,10,20 and 30 W/plate). For each value of this heat input, a series of experiments were conducted for mass flow rates of 3, 6 and 9g/s.

c) Stepped heat input experiment: An experiment for a mass flow rate of 3g/s and at a heat input of 20 watts/plate lead to excessive heating of the LRU with temperature inside rising to more than 70 ° C. This observation lead to the conduct of a stepped input experiment where at a fixed mass flow rate of 3g/s, the heat input to the LRU was initially fixed at 10 watts/plate and then the heat input was raised to 15 watts/plate.

d) Distributed heat load experiment: A series of experiments were conducted with selective heating of particular plates. For example, if plates 1,3,5 are made active during an experiment, then plates 2,4,6 were made active during the next experiment so that comparative studies would reveal asymmetries in the LRU, if any.

DATA ANALYSIS

The experimental time-temperature data for a transient heating cycle at each location was fitted to a curve of the type:

$$(T-T_0) = (T_\infty - T_0) * (1-e^{-t/\tau}) \dots\dots\dots(1)$$

where, T is the temperature (k), t is the time (min.) and τ is the time constant. Suffixes 0, ∞ refer respectively to initial and steady state conditions.

Similarly the time required for a cooling cycle is given by:

$$(T-T_0) = (T_\infty - T_0) * (e^{-t/\tau}) \dots\dots\dots(2)$$

In equations (1) and (2) the important parameter is the time constant which determines how fast the temperature rises/decreases with respect to time. A large time constant shows a large mass or large resistance in the heat flow path, so that the rise is gradual and vice versa. When time constant is known it is possible to estimate the thermal response of the system.

A linear least square fit was used to evaluate the time constant for each location and experimental condition. A FORTRAN program was developed to analyse the experimental data and obtain the relevant output.

RESULTS AND DISCUSSION

Fig. 2 gives the pressure drop across the LRU for various heat inputs. Typical transient performance curves obtained through the experiment are presented in Figs. 3 and 4 for heating and cooling respectively.

Experiments showed that operating the LRU at a mass flow rate of 3 g/s with a heat input of 20 watts and above per plate results in excessive heat storage inside the LRU with temperature raising above 70°C. The experiments have shown that at least a mass flow rate of above 6 g/s was required to meet the cooling requirements for the heat input of 20 watts and above per plate with the total heat input restrained to 125 watts. With the same mass flow rate the steady-state condition on the LRU was found to be reached within 20 mins (Fig.3). The experimental data for various operating conditions was analysed for the determination of time constants and excess operating temperatures. A set of performance curves for port side outlet top fin and side wall locations are given in Figs. 5a and 5b. It shows that the excess operating temperature and time constant are monotonically related; both increasing with decreasing mass flow rates. Although electronic system designers would like to have a small excess operating temperature ($T_{\infty} - T_0$) and a small time constant, the mass flow rates required for realization of such conditions may be impractical from the aircraft ventilation system design point of view. If a maximum permissible temperature is fixed, performance curves such as Figs.5a and 5b will allow the thermal designers to indent requisite air flow for cooling purposes. Thermal mapping of electronic enclosures will allow to identify hot spots and to design the air flow paths.

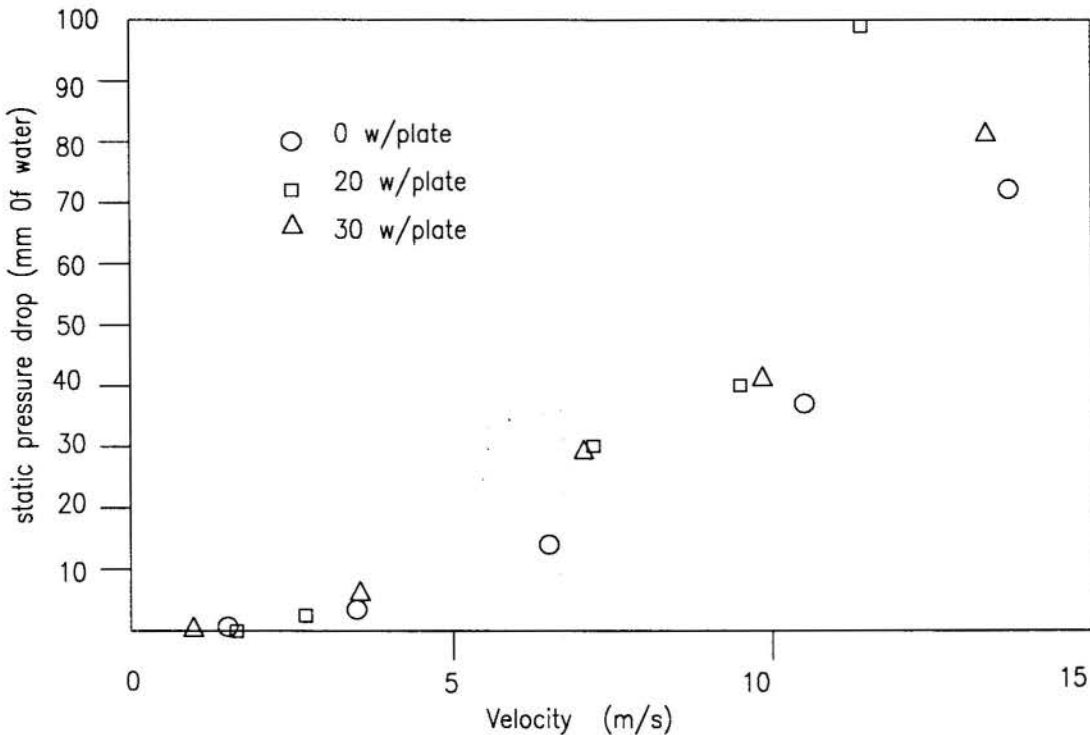


FIGURE 2: VARIATION OF STATIC PRESSURE DROP WITH VELOCITY

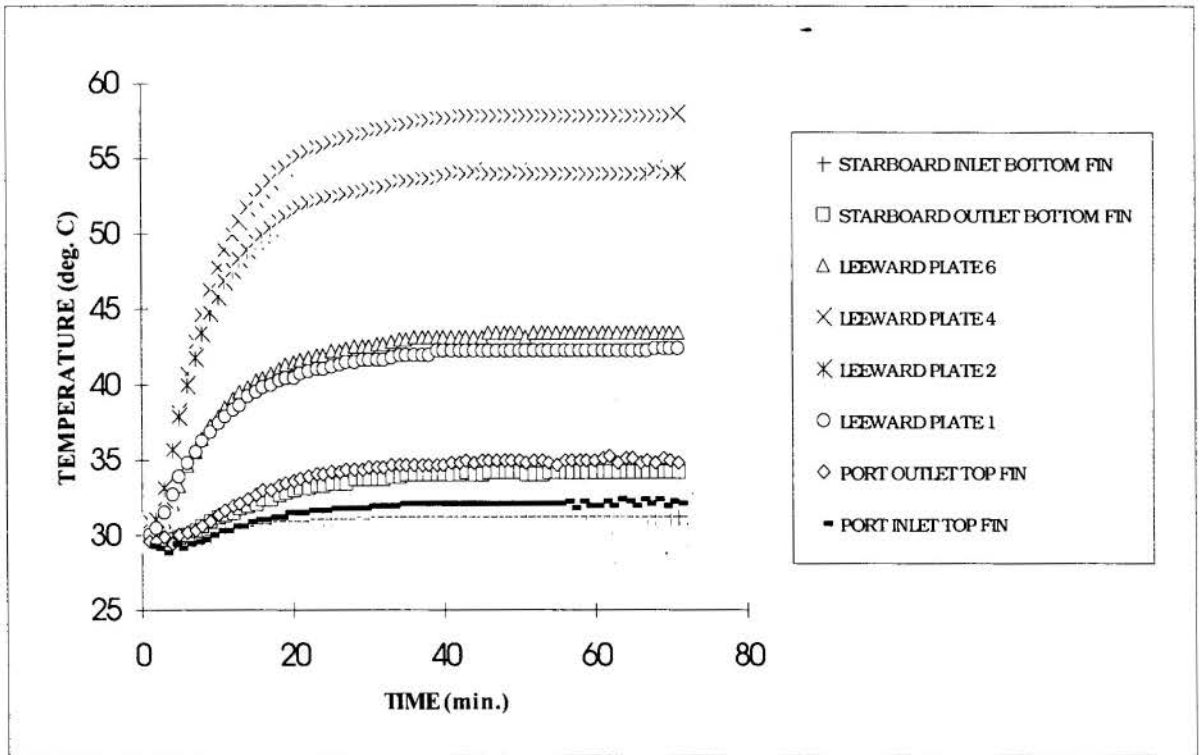


FIGURE 3: HEATING CURVES WITH BLOWER ON WITH 20 W/Plate AT A MASS FLOW RATE OF 9 g / s

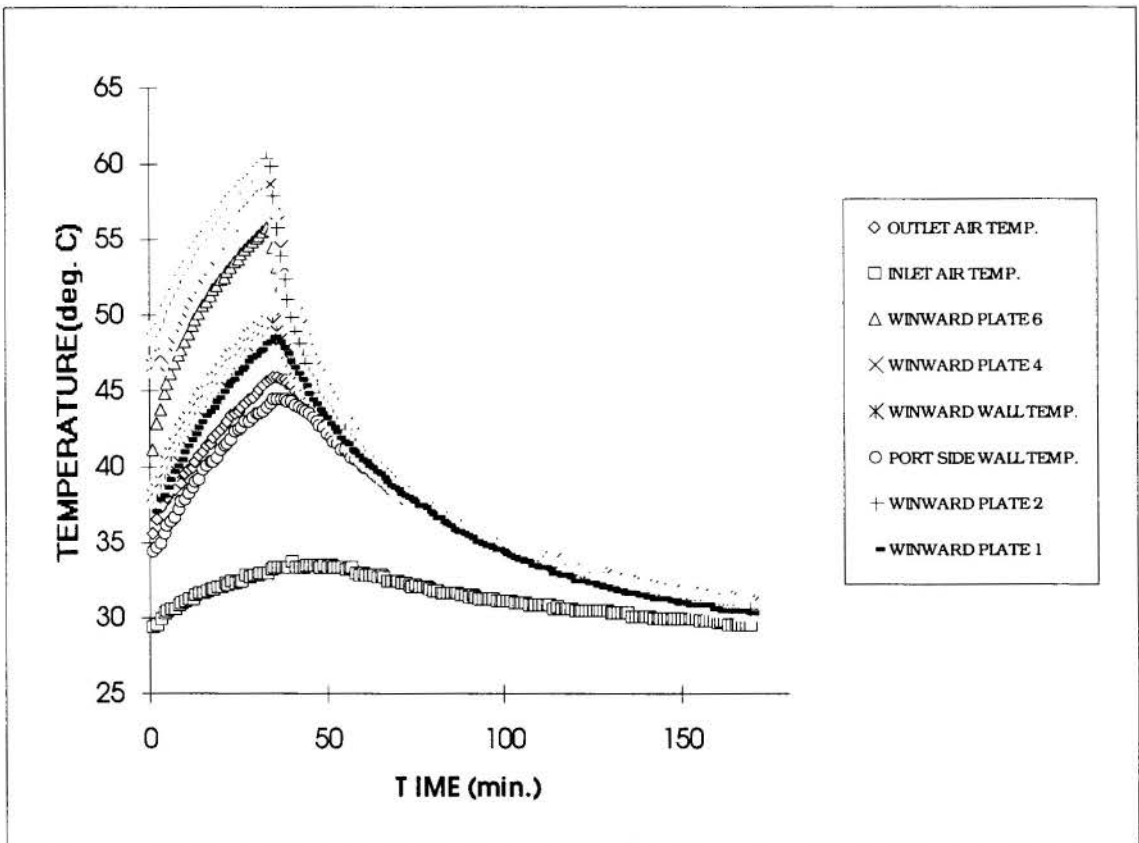


FIGURE 4: HEATING CURVES WITH BLOWER OFF AT STEADY STATE AND SUBSEQUENT NATURAL CONVECTION COOLING CURVES

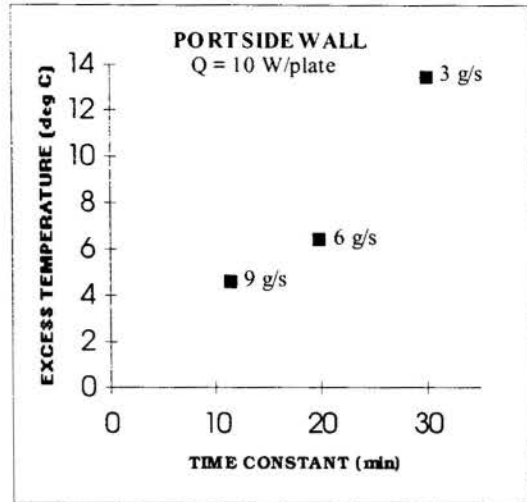
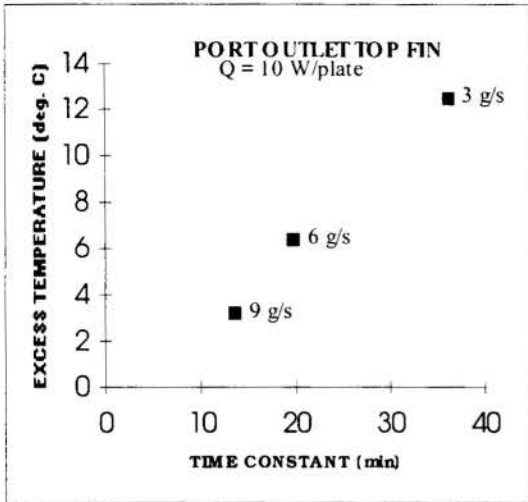


FIGURE 5a: VARIATION OF STEADY STATE EXCESS OPERATING TEMPERATURE WITH TIME CONSTANT

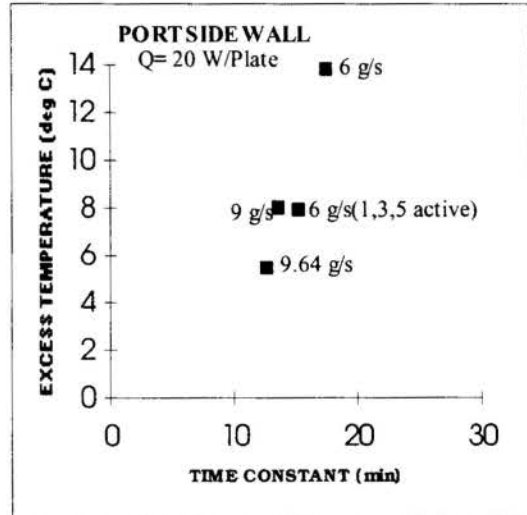
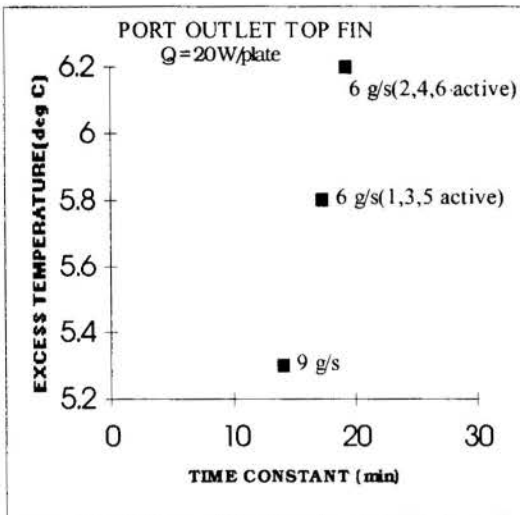


FIGURE 5b: VARIATION OF STEADY STATE EXCESS OPERATING TEMPERATURE WITH TIME CONSTANT

CONCLUDING REMARKS

A detailed experimental study has been carried out to evaluate the suitability of forced convection air cooling for an air borne processor assembly. Transient heating and cooling curves were used to evaluate the steady state excess operating temperatures and time constants for each location. Such studies could assist the thermal designer in determining the operating limits for a given volumetric heat generation and mass flow rate of air.

REFERENCES

1. Chung Jeilong., "Maximizing Heat Transfer from PCBs", Machine Design, March 26, 1987, pp 87-92
2. Vyadyanatha Y.V., Raghunathan R., and Rajaiah K., "Thermal Design Considerations for Airborne LRUs", paper presented at the 46th Annual General Meeting of the Aeronautical Society of India, held at New Delhi - India during Dec. 1994.
3. Christopher W. Argento, Yogendra K. Joshi., and Michael D. Osterman., "Forced Convection Air Cooling of a Commercial Electronic Chassis: An Experimental and Computational Case Study", IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology, Part A, Vol.19, June 1996,pp248-257.
4. Dave S. Steinberg., Cooling Techniques for Electronic Equipment, John Wiley and Sons, New York, 1991

ACKNOWLEDGEMENT

The authors would like to thank Dr..K.G.Narayanan, Director, Aeronautical Development Establishment, Bangalore for encouraging this work. The work reported here is supported by the Defence Research and Development Organisation, Government of India.

PAPER CODE: COB1420

**MIXED CONVECTION HEAT TRANSFER FROM A
VERTICAL PLATE IN RELATIVE MOTION TO A
PARALLEL AIR STREAM**M. V. A. BIANCHI¹, O. H. G. BRANCO², J. V. C. VARGAS² & R. VISKANTA¹¹ *Heat Transfer Laboratory, School of Mechanical Engineering, Purdue University, West Lafayette, IN 47907-1288 USA*² *Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Parana***Abstract**

Heat transfer from a surface in motion relative to either a stationary or moving fluid occurs in many materials processing applications such as hot rolling, extrusion, drawing, and drying. In this study, an analysis has been carried out to predict convective transport occurring in the laminar air boundary layer on a continuous vertical surface which moves in parallel or in counter-flow with respect to the free stream in the presence of gravity. Numerical results obtained with the local non-similarity method based on boundary layer assumptions are compared to numerical results from a complete formulation. Predictions for the local skin friction and heat transfer are made for different configurations of the relative position of the surface and the free stream. The comparison allows for the establishment of criteria on when the use of boundary layer assumptions is an acceptable approximation. New results are presented with the complete formulation using the finite element method.

Keywords

Moving plate, laminar regime, finite element method

1. INTRODUCTION

Heat transfer from a surface in motion relative to either a stationary or moving fluid occurs in many materials processing applications, such as hot rolling, extrusion, drawing (Jaluria, 1992; Viskanta, 1992), and paper drying (Lindsay, 1992; Calkin and Parsons, 1957). Examples of processes include continuous casting, plastic forming, bonding, annealing and tempering, heat treatment and many others. Most of the literature on this problem has focused on laminar flow for a surface moving through a stagnant fluid. Sakiadis (1961a) appears to be the first one to analyze boundary layer flow and heat transfer on a continuous moving surface. Both approximate and exact solutions for the momentum equation were obtained for laminar flows on a surface moving through a stagnant fluid (Sakiadis, 1961a, 1961b, 1961c), and numerous references on the subject are cited elsewhere (Lindsay, 1992; Calkin and Parsons, 1957; Erickson *et al.*, 1966; Tsou *et al.*, 1967).

The first analysis treating simultaneous motion of both fluid and surface was published by Klemp and Acrivos (1972). They studied flow when the free stream is parallel but in the opposite direction of the moving plate using a similarity method. A critical value of the moving surface to the free stream velocity ratio was found to be of 0.3541.

The inability to obtain similarity solutions for higher values of this ratio was attributed to boundary layer separation from the moving plate, and the mathematical reasons for this limit were discussed by Hussaini and Lakin (1987). Forced convection heat transfer occurring in this flow situation was studied by a number of researchers (Gampert and Abdelhafez, 1979; Abdelhafez, 1985; Chapiddi and Gunnerson, 1989). Mixed convection was also considered (Ramachandran *et al.*, 1983), and the set of non-similar equations was solved by the local non-similarity method.

Forced convection from an isothermal horizontal plate moving in a parallel counter-flowing fluid stream was analyzed by Bianchi and Viskanta (1993). Similarity and integral methods of solution were used to solve the set of boundary layer equations, but no solutions could be obtained for velocity ratios greater than 0.3541 using the similarity method.

No studies were identified in the literature which deal with vertical moving surfaces in a forced flow with the presence of buoyancy-opposing effects. Ramachandran *et al.* (1987) studied flow and heat transfer from vertical and inclined moving sheets with the presence of buoyancy-assisting effects under boundary layer assumptions, although they have not considered the streamwise pressure gradient in the formulation. In many practical situations, such as continuous casting (Minkoff, 1992), motion of a vertical surface can exist in the presence of a free stream flow of a fluid. The heat transfer rate in this situation is of importance if temperature has to be controlled. Therefore, the objectives of this work are (i) to predict fluid friction and heat transfer characteristics along a vertical surface for laminar flow, (ii) to verify the adequacy of boundary layer assumptions for the buoyancy-assisting case by comparing the boundary layer numerical solutions obtained with the local non-similarity method with numerical solutions generated with the finite element method, and (iii) to present new solutions to the buoyancy-opposing case, obtained with the finite element method from the complete formulation.

2. ANALYSIS

Consider a solid vertical flat surface (sheet) of temperature T_w issuing from a slot at a constant velocity u_w and being rolled on a cylinder. Four different flow configurations may be encountered depending on the direction of the gravity (aiding or opposing flow) and the ratio of the plate velocity to the free stream velocity (positive or negative), as shown in Fig. 1. However, due to the fact that a buoyancy induced flow opposes the forced flow in the free stream, only the cases of aiding flow can be considered under boundary layer assumptions. The opposing flow situations (i.e., u_∞ in the same direction of the gravity vector) should be treated with a complete set of conservation equations, without boundary layer approximations. First, to solve the aiding flow cases, a boundary layer formulation is developed. After that, a complete set of conservation equations in dimensionless form is solved for the more general two-dimensional cases.

2.1 Boundary Layer Formulation

A coordinate system is fixed at the slot or at the wind-up roll, depending on the configuration. A boundary layer builds up from $x = 0$, and it is assumed that there is a uniform velocity profile at $x = 0$. This assumption is crucial in defining and solving the problem. Owing to the action of viscous forces, a boundary layer is formed.

The conservation equations for fluid flow and heat transfer are obtained by employing the boundary layer approximations. Under the assumptions of laminar, constant property, negligible viscous dissipation and Boussinesq approximation, the governing equations for the mixed convection problem are given by Ramachandran *et al.* (1987) and their derivation is not repeated here.

The boundary conditions are given by

$$u = u_w, v = 0, \text{ and } T = T_w \text{ at } y = 0, \quad (1)$$

and

$$u \rightarrow u_\infty, \text{ and } T \rightarrow T_\infty \text{ as } y \rightarrow \infty. \quad (2)$$

In order to solve the boundary layer equations, many different solution methods could be employed, including several different numerical schemes (Cebeci and Bradshaw, 1984; Patankar, 1980). A suitable transformation of variables based on scale analysis for forced convection is applied to the governing equations and to Eqs. (1)-(2). The resulting non-similar set of transformed equations is solved by the local non-similarity method (Chen, 1988), because it reduces the equations to a set of ordinary differential equations and provides results which are independent of the streamwise coordinate. In this manner, significant savings in the computational effort result from using the approach.

The problem is transformed from the (x, y) coordinate system to the (ξ, η) coordinate system by introducing the dimensionless variables ξ, η, f, θ (Chen, 1988). These variables are based on scale analysis for forced convection.

The resulting transformed equations are also presented by Ramachandran *et al.* (1987) and are not repeated here. The non-similarity variable for the problem is the buoyancy parameter $\xi(x) = \frac{g\beta\Delta T x^3/\nu^2}{(u_\infty x/\nu)^2} = Gr_x/Re_x^2$ (i.e., Richardson number).

The boundary conditions become

$$f(\xi, 0) = 0, \quad f'(\xi, 0) = \frac{u(y=0)}{u_\infty} = \lambda, \quad f'(\xi, \infty) = 1, \quad (3)$$

and

$$\theta(\xi, 0) = 1, \quad \theta(\xi, \infty) = 0. \quad (4)$$

For each desired value of ξ , the set of ordinary differential equations with the transformed variables is solved, subjected to the boundary conditions Eqs. (3) and (4), applying the so called second order local non-similarity method (Chen, 1988). The set of equations requires the estimation of four unknown initial variables, namely $f''(\xi, 0), \theta'(\xi, 0), g''(\xi, 0)$ and $\phi'(\xi, 0)$. Due to the fact that the range of possible initial values of these four variables which lead to convergence is very limited, an initial value searching technique was used (Vargas *et al.*, 1996). The searching method used covers the range for each of the variables and stops the solution process when it is clear that it is not converging, moving to the next set of values. Those who have tried to solve a non-similar problem using the local non-similarity method can well appreciate the difficulties involved in estimating "good" initial values. The process does not follow any logical rule and, astonishing as it may be, sometimes the initial guess does not have to be very close to the correct converged solution otherwise the process diverges. As reported by Ramachandran *et al.* (1987), as ξ increases, solutions are increasingly difficult to achieve and eventually, at a certain point, impossible to obtain (natural convection dominates the process). With the searching technique herein used, convergence was achieved for the entire ξ range without having to develop a new set of transformed equations based on scale analysis for natural convection, as it was done by Ramachandran *et al.* (1987). A modified Newton-Raphson shooting method was applied (Chen, 1988; Vargas *et al.*, 1996), coupled with a Runge-Kutta integration method (Hoffman, 1992), to solve the set of transformed equations.

The local wall shear stress τ_w is represented by the dimensionless local skin friction coefficient, defined as

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^2} = \frac{\mu (\partial u/\partial y)|_{y=0}}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^2} = 2f''(\xi, 0) Re_x^{-1/2}. \quad (5)$$

The local heat transfer coefficient is expressed in terms of the local Nusselt number as

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = \frac{q_w x}{k(T_w - T_\infty)} = -\frac{x (\partial T/\partial y)|_{y=0}}{(T_w - T_\infty)} = -\theta'(\xi, 0) Re_x^{1/2}. \quad (6)$$

2.2 Complete Formulation

With the same coordinate system defined in Section 2.1, and under the assumptions of laminar, constant property flow with negligible viscous dissipation and Boussinesq approximation, a complete set of dimensionless conservation equations is written as

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (7)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re_L} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \pm \xi_L \theta \quad (8)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re_L} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \quad (9)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Pe_L} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (10)$$

where the dimensionless variables are defined as

$$(X, Y) = \frac{(x, y)}{L}, \quad (U, V) = \frac{(u, v)}{u_\infty} \text{ and } \lambda = \frac{u_w}{u_\infty} \quad (11)$$

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty}, \quad P = \frac{p}{\rho u_\infty^2} \quad (12)$$

where L is the length of the plate.

The problem consists of solving Eqs. (7)-(10), to determine the velocity and temperature fields in the computational domain and subjected to boundary conditions, as defined in Fig. 2. Then, the local skin friction coefficient and the local heat transfer coefficient, as defined earlier, are defined by

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^2} = \frac{\mu (\partial u/\partial y)|_{y=0}}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^2} = 2 \left(\frac{\partial U(X)}{\partial Y} \right)_{Y=0} Re_L^{-1/2} X^{1/2} Re_x^{-1/2} \quad (13)$$

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = \frac{q_w x}{k(T_w - T_\infty)} = -\frac{x (\partial T/\partial y)|_{y=0}}{(T_w - T_\infty)} = -X^{1/2} \left(\frac{\partial \theta(X)}{\partial Y} \right)_{Y=0} Re_L^{-1/2} Re_x^{1/2}. \quad (14)$$

3. RESULTS AND DISCUSSION

Solutions of the model equations, using the two formulations discussed in Section 2, were obtained for air ($Pr = 0.7$) with $-0.3 < \lambda < 0.9$ covering the whole range of the non-similarity parameter ξ , i.e., from forced convection ($\xi = 0$) to natural convection ($\xi \rightarrow \infty$) conditions.

The finite element method was applied to solve the two-dimensional problem. Fluid flow and heat transfer 2-D, isoparametric, 4-noded elements were written to be used as subroutines of the Finite Element Analysis Program (FEAP), which was originally developed for solid mechanics problems by Zienkiewicz and Taylor (1989). The fluid flow and heat transfer variational and discrete equations were implemented as described by Reddy and Gartling (1994) for the coding of elements, including either a Galerkin or an upwinding scheme. A mesh of 1200 nodes was chosen for the computational domain (3×2 units of dimensionless length), more refined in the vicinity of the plate and coarser in the direction of the free stream, such that the norm of the solution did not change, in comparison with more refined meshes.

First, the dependence of the groups $C_f Re_L^{1/2}$ and $Nu_L Re_L^{-1/2}$ on Re_L is addressed, for aiding flows. The results of Fig. 3 show that after $Re_L = O(10^2)$, those groups become independent of Re_L , defining a region where boundary layer approximations may apply.

Finite element results were generated for $Re_L = 1000$ and are compared to boundary layer results at the far end of the plate (to simplify comparison) since ξ is, therefore, the same in both formulations. Figure 3 and 4 show the results obtained with the boundary layer formulation, which match the results presented by Ramachandran *et al.* (1987). There is qualitative agreement for all λ with the finite element solutions. The results show the same trend and fairly good quantitative agreement for $\lambda = 0$. However, there are quantitative differences which may be explained by the fact a semi-infinite plate is considered in the first model, whereas the end of the plate in the second model already suffers the influence of the absence of the plate downstream. These quantitative differences are accentuated, mainly when the plate is moving ($\lambda \neq 0$), suggesting that the boundary layer approximations are not appropriate as λ moves away from 0. As expected, the heat transfer increases when the velocity ratio λ increases.

Figure 6 shows finite element opposing flow results for a low $Re_L = 1$, which provides better numerical stability, since the equations were nondimensionalized using forced convection groups, with an increasingly difficult convergence as ξ increases. Note that the velocity gradient at the wall decreases with increasing ξ , and it vanishes for a certain value of ξ , depending on λ . At that point there is no friction and the fluid adjacent to the wall moves at the same velocity as does the wall. Beyond that point friction increases, but $\partial u / \partial y$ becomes negative, and the friction factor attains negative values. The heat transfer results practically collapse on a single curve for all λ , in the range studied, for $Re_L = 1$. This low Re_L implies very little influence of the forced flow and the moving plate in presence of the buoyancy opposing flow.

4. CONCLUSIONS

Solutions for fluid friction and heat transfer have been obtained between a vertical, continuous, isothermal surface which is in relative motion to the parallel fluid stream, with the local non-similarity and the finite element methods.

Based on this investigation of the laminar flow behavior, the following conclusions can

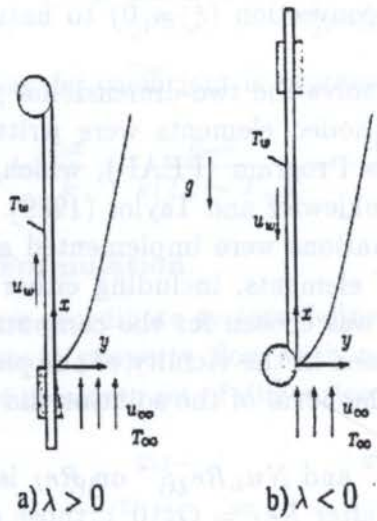


Figure 1. Schematic of the physical arrangements and coordinate systems.

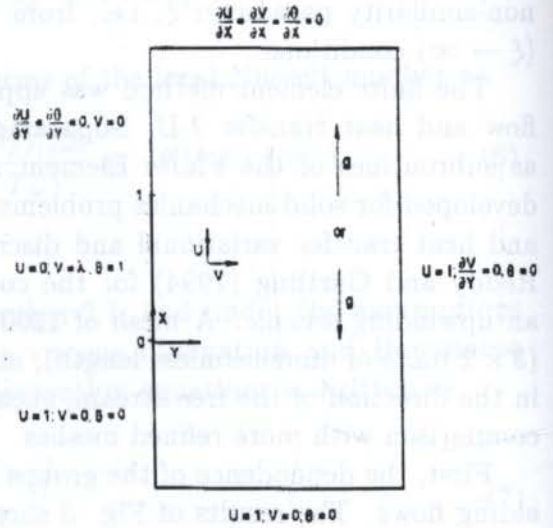


Figure 2. Computational domain

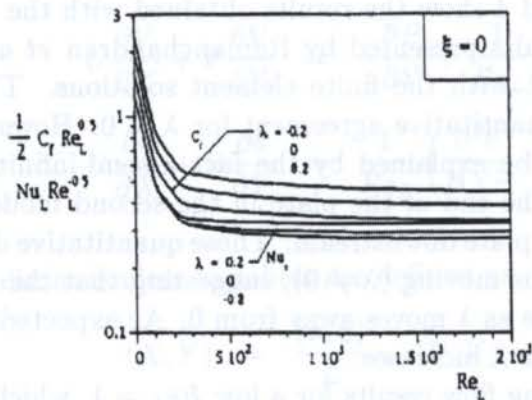


Figure 3. The dependence of C_f and Nu_x on Re_L .

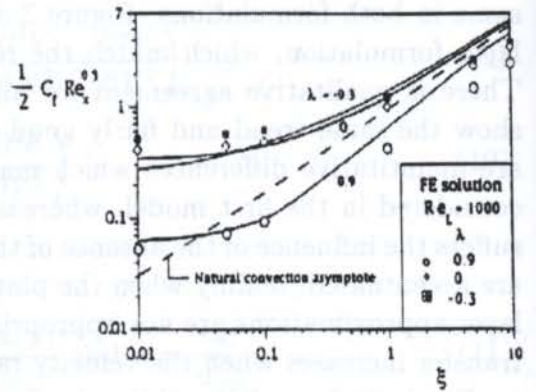


Figure 4. Effect of buoyancy on the skin friction.

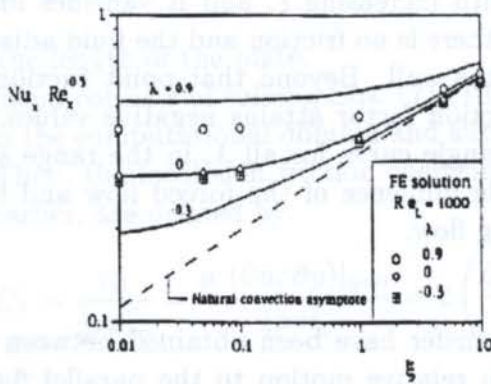


Figure 5. Effect of buoyancy on the heat transfer.

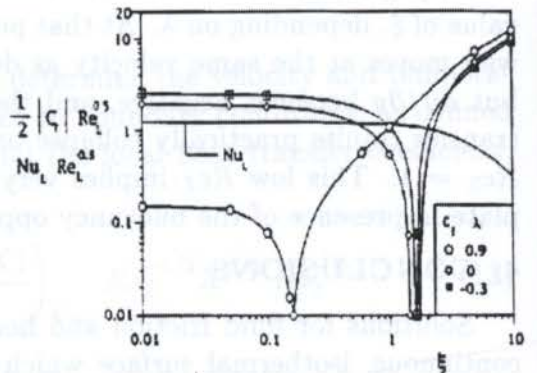


Figure 6. Buoyancy-opposing effects on skin friction and heat transfer.

be drawn:

1. A criterion of $Re_L > 10^2$ was found to establish a region where boundary layer approximations are appropriate.
2. Aiding flow local non-similarity results were validated by comparing the predictions with finite element results for forced convection on a plate moving in cocurrent or in counter-flow parallel to the free stream. Quantitative discrepancies suggest boundary layer approximations are not appropriate as λ moves away from 0.

In order to establish confidence in the numerical results, the model predictions should be validated experimentally. Also, an analysis should be performed for turbulent flow, as this physical situation arises in numerous materials processing applications. A logical extension of the present work would include an analysis of the problem for a moving inclined plate under mixed convection condition, based on a complete instead of the boundary layer formulation.

5. REFERENCES

- Abdelhafez, T.A. Skin Friction and Heat transfer on a Continuous Flat Surface Moving in a Parallel Free Stream, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.28, pp.1234-1237, 1985.
- Bianchi, M.V.A. & Viskanta, R. Momentum and Heat Transfer on a Continuous Flat Surface Moving in a Parallel Counterflow Free Stream, *Wärme-und Stoffübertragung*, vol.29, pp.89-94, 1993.
- Calkin, J.B. & Parsons J.L. The Machine Room, In J.B. Calkin, editor, *Modern Pulp and Paper Making*, Reinhold Publishing Corporation, 3rd edition, 1957.
- Cebeci, T. & Bradshaw, P. *Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer*, Springer-Verlag, New York, 1984.
- Chappidi, P.R. & Gunnerson, F.S. Analysis of Heat and Momentum Transport along a Moving Surface, *International Journal of Heat and mass Transfer*, vol.32, pp.1383-1386, 1989.
- Chen, T.S. Parabolic Systems: Local Nonsimilarity Method, In W.J. Minkowycz, E.M. Sparrow, G.E. Schneider & R.H. Pletcher, editors, *Handbook of Numerical Heat Transfer*, chapter 5, pp.155-182, Wiley Interscience, New York, 1988.
- Erickson, L.E., Cha, L.C. & Fan, L.T. The Cooling of a Moving Continuous Flat Sheet, *AIChE Chemical Engineering Progress Symposium Series*, vol.62, pp.157-165, 1966.
- Gampert, B. & Abdelhafez, T.A. Navier-Stokes-Lösungen für das Strömungsfeld an Einer Kontinuierlich Bewegten Ebenen Platte, *Z. angew. Math. Mech.*, vol.59, pp.T228-T231, 1979.
- Hoffman, J. *Numerical Methods for Engineers and Scientists*, p.279, McGraw-Hill, New York, 1992.
- Hussaini, M.Y. & Lakin, W.D. On Similarity Solutions of a Boundary Layer Problem with an Upstream Moving Wall, *SIAM Journal of Applied Mathematics*, vol.47, pp.699-709, 1987.

- Jaluria, Y. Transport from Continuously Moving Materials Undergoing Thermal Processing, In C.-L. Tien, editor, *Annual Review of Heat Transfer* vol.4, pp.187-245, Hemisphere, New York, 1992.
- Klemp, J.B. & Acrivos, A. A Method for Integrating the Boundary-Layer Equations through a Region of Reverse Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, vol.53, pp.177-191, 1972.
- Lindsay, J.D. New Drying and Dewatering Processes in Papermaking, In I. Tanasawa and N. Lior, editors, *Heat and Mass Transfer in Materials Processing*, pp.605-622, Hemisphere, New York, 1992.
- Minkoff, I. *Materials Processes: a Short Introduction*, Springer-Verlag, Berlin, 1992.
- Patankar, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, New York, 1980.
- Ramachandran, N., Armaly, B.F. & Chen, T.S. Mixed Convection and Heat Transfer over a horizontal Plate, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol.105, pp.420-423,1983.
- Ramachandran, N., Chen, T.S. & Armaly, B.F. Mixed Convection from Vertical and Inclined Moving Sheets in a Parallel Freestream *J. Thermophysics*, vol.1(3), pp.274-281, 1987.
- Reddy, J. N. & Gartling, D. K. *The Finite Element Method in Heat Transfer and Fluid Dynamics*, Chapters 4 and 5, CRC, Boca Raton, FL, 1994.
- Sakiadis, B.C. Boundary-Layer Behavior on Continuous Solid Surfaces: I. Boundary-Layer Equations for Two-Dimensional and Axisymmetric Flow, *AIChE Journal*, vol.7, pp.26-28, 1961a.
- Sakiadis, B.C. Boundary-Layer Behavior on Continuous Solid Surfaces: II. The Boundary-Layer on a Continuous Flat Surface, *AIChE Journal*, vol.7, pp.221-225, 1961b.
- Sakiadis, B.C. Boundary-Layer Behavior on Continuous Solid Surfaces: III. The Boundary-Layer on a Continuous Cylindrical Surface, *AIChE Journal*, vol.7, pp.467-472, 1961c.
- Tsou, F.K., Sparrow, E.M. & Goldstein, R.J. Flow and Heat Transfer in the Boundary Layer on a Continuous Moving Surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.10, pp.219-235, 1967.
- Vargas, J.V.C., Saboya, F.E.M. & Bianchi, M.V.A. Initial Values Searching Method for Solving Non-Similar Boundary Layer Problems on a Wedge in Mixed Convection, *Revista Brasileira de Ciências Mecânicas*, vol. XVII, No. 3, pp. 252-268, 1995.
- Viskanta, R. Heat Transfer From Continuously Moving Materials: an Overview of Selected Thermal Processing Problems, In J. S. Cheng, S. H. Chung and K. H. Kim, editors *The 6th International Symposium on Transport Phenomena in Thermal Engineering*, vol.1, pp.1-10, Seoul, Korea, The Korean Society of Mechanical Engineers, 1992.
- Zienkiewicz, O. C. & Taylor, R. L. *The Finite Element Method*, 4th Edition, Chapter 15, McGraw-Hill, New York, 1989.

PAPER CODE: COB256

**CONVECÇÃO NATURAL EM CAVIDADE VERTICAL COM FONTES
DE CALOR DISCRETAS MONTADAS EM UMA DAS PAREDES /
NATURAL CONVECTION ON A VERTICAL CAVITY WITH FLUSH MOUNTED
HEAT SOURCES ON A LATERAL SIDE**

TITO DIAS JR., EDUARDO YOSHINORI HONDA, RICARDO ALAN VERDÚ RAMOS
*Departamento de Engenharia Mecânica - Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP
CEP 15385-000 - Ilha Solteira-SP, Brasil - E-mail: titodias@feis.unesp.br; ramos@feis.unesp.br*

Abstract

In this work, the natural convection effect on the flow and the heat transfer in a vertical cavity with two discrete heat sources located on the left adiabatic wall is numerically studied. Laminar, two-dimensional and steady flow has been assumed. It has been used the Boussinesq approximation and the physical properties have been considered constant. The finite volumes method has been used to discretize the governing elliptical equations. The numerical solution has been obtained by the SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) algorithm. A grid test was carried out and a more refined mesh was used near the heat sources region and with smooth space progression after that. The influence of the power distribution, spacing between the heat sources and cavity aspect ratio have been investigated. An analysis of the average Nusselt number of the two heat sources was realized to verify the improvement of the heat transfer coefficient.

Keywords

Convecção Natural, fontes de calor discretas, cavidade vertical, método de volumes finitos.
Natural convection, discrete heat sources, vertical cavity, finite volumes method.

1. INTRODUÇÃO

A transferência de calor por convecção natural no escoamento sobre superfícies verticais com fontes de calor discretas é de fundamental importância em várias aplicações tecnológicas, principalmente no resfriamento de componentes eletrônicos. É importante determinar a dissipação de energia e a localização destes componentes para evitar o superaquecimento dos mesmos e da superfície na qual estão montados, o que poderia ocasionar falhas no equipamento eletrônico.

Vários trabalhos numéricos e experimentais têm sido feitos na tentativa de solucionar problemas deste tipo, entre eles podemos citar: Torrance *et al.* (1969), Chu *et al.* (1976), Turner & Flack (1980), Jaluria (1985), Milanez & Bergles (1986), Keyhani *et al.* (1987), Wang *et al.* (1988) e Shakerin *et al.* (1988).

Neste trabalho foi feito um estudo numérico deste tipo de escoamento em cavidades procurando encontrar relações qualitativas entre o número de Nusselt médio sobre as fontes e a variação de alguns parâmetros envolvidos, tais como a dissipação de calor, a distribuição de potência entre as fontes, o espaçamento entre as fontes e a razão de aspecto da cavidade (relação entre altura e largura), no sentido de se verificar o comportamento do sistema e analisar o efeito da convecção natural sobre a transferência de calor.

1194

2. FORMULAÇÃO

Foi idealizada uma cavidade bidimensional com fontes de calor discretas montadas em uma das paredes verticais. A outra parede vertical foi mantida a temperatura ambiente e as paredes horizontais consideradas adiabáticas, tal como mostra a Figura 1.

O escoamento é considerado laminar, bidimensional e em regime permanente. As propriedades físicas são constantes e é feita a aproximação de Boussinesq. É usado o método de volumes finitos para discretização das equações elípticas governantes, que são do tipo:

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (1)$$

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + Pr v^* \left[\frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) \right] \quad (2)$$

$$u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + Pr v^* \left[\frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) \right] + Ra Pr T^* \quad (3)$$

$$u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = k^* \left[\frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\partial T^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) \right] + S^* \quad (4)$$

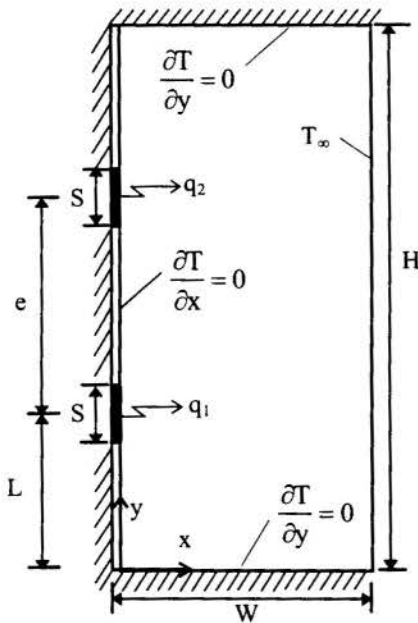


Figura 1: Cavidade vertical com as condições de contorno utilizadas.

O equacionamento do problema tal como apresentado acima foi obtido a partir das equações básicas fundamentais utilizando-se as seguintes adimensionalizações:

Distâncias: $x^* = x/L$ e $y^* = y/L$

Velocidades: $u^* = u/(\alpha/L)$ e $v^* = v/(\alpha/L)$

Pressão: $P^* = P/[\rho(\alpha/L)^2]$

Temperatura: $T^* = (T - T_\infty)/(q_1 L/k_s)$

Propriedades: $k^* = k_\ell/k_f$ e $\nu^* = \nu_\ell/\nu_f$

Número de Rayleigh: $Ra = g\beta q_1 L^4/k_s \alpha \nu$

Termo Fonte: $S^* = q/q_1$ (nas fontes) e $S^* = 0$ (no fluido)

onde: k é a condutividade térmica,
 ν é a viscosidade cinemática,
 f, s e ℓ são índices referentes ao fluido, às fontes e ao local (fluido ou fonte).

As condições de contorno utilizadas são as seguintes:

Na parede vertical esquerda ($x^* = 0$):

$$\frac{\partial T^*}{\partial x^*} = 0, \text{ para } 0 \leq y^* < (1 - 0.5S/L) \quad (5)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial x^*} = -1, \text{ para } (1 - 0.5S/L) \leq y^* \leq (1 + 0.5S/L) \quad (6)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial x^*} = 0, \text{ para } (1 + 0.5S/L) < y^* < (1 + e/L - 0.5S/L) \quad (7)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial x^*} = -\frac{q_2}{q_1}, \text{ para } (1 + e/L - 0.5S/L) \leq y^* \leq (1 + e/L + 0.5S/L) \quad (8)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial x^*} = 0, \text{ para } (1 + e/L + 0.5S/L) < y^* \leq H \quad (9)$$

Na parede vertical direita ($x^* = W$):

$$T^* = 0, \text{ para } 0 < y^* < H \quad (10)$$

Nas paredes horizontais inferior e superior ($y^* = 0$ e $y^* = H$):

$$\frac{\partial T^*}{\partial y^*} = 0, \text{ para } 0 < x^* < W \quad (11)$$

E sobre todas as superfícies:

$$u^* = v^* = 0 \quad (12)$$

O número de Nusselt médio nas interfaces das fontes foi calculado pela seguinte expressão:

$$\bar{Nu}_i = -\frac{L}{S} \int_{y_{0,i}^*}^{y_{f,i}^*} \left[\frac{(\partial T^* / \partial x^*)_i}{T_i^*} \right]_{x^*=0} dy^* \quad (13)$$

onde: $y_{0,i}^*$ e $y_{f,i}^*$ são as ordenadas inicial e final de cada fonte i .

3. SOLUÇÃO NUMÉRICA

A solução numérica do problema foi obtida pelo algoritmo SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations), desenvolvido por Patankar (1980).

Foi feito um teste de malha para verificar a independência da solução numérica, seguindo um procedimento descrito por Manole & Lage (1993). Foram utilizadas malhas irregulares (20x50, 26x68, 40x100, 55x140, 67x171 e 80x200), com maior refinamento na região próxima das fontes, onde os gradientes são mais acentuados, e com espaçamento com crescimento suave em progressão a partir desta região (razão menor que 10%, pois variações

abruptas de espaçamento podem deteriorar os resultados (Roache, 1976)). A Figura 2 mostra a forma dos tipos de malhas testadas.

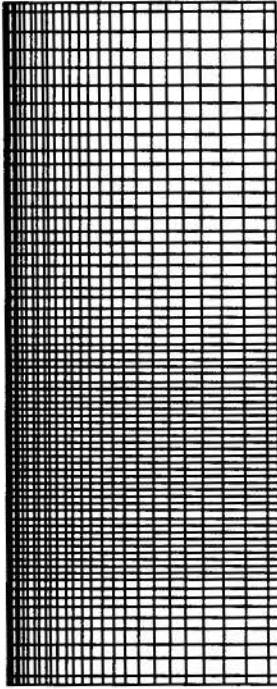


Figura 2: Forma do tipo de malha irregular utilizada.

A máxima variação relativa (ϵ_{\max}) em todos os pontos (i,j) do domínio entre duas iterações (n) consecutivas, para as velocidades e a temperatura, é calculada pelas expressões a seguir:

$$\epsilon_{u^*_{\max}} = \max \frac{|u^*_{i,j}^{(n)} - u^*_{i,j}^{(n-1)}|}{|u^*_{i,j}^{(n)}|} \quad (14)$$

$$\epsilon_{v^*_{\max}} = \max \frac{|v^*_{i,j}^{(n)} - v^*_{i,j}^{(n-1)}|}{|v^*_{i,j}^{(n)}|} \quad (15)$$

$$\epsilon_{T^*_{\max}} = \max \frac{|T^*_{i,j}^{(n)} - T^*_{i,j}^{(n-1)}|}{|T^*_{i,j}^{(n)}|} \quad (16)$$

Como critério de convergência foi escolhida a seguinte condição (Wang *et al.*, 1988):

$$\epsilon_{\max} = \max(\epsilon_{u^*_{\max}}, \epsilon_{v^*_{\max}}, \epsilon_{T^*_{\max}}) \leq 10^{-3} \quad (17)$$

4. PROCEDIMENTO

Foram escolhidos três valores distintos para os parâmetros de interesse na simulação, a saber: número de Rayleigh, $Ra = 10^6, 10^7$ e 10^8 ; razão de dissipação, $q_2/q_1 = 0.5, 1.0$ e 2.0 ; espaçamento entre os centros das fontes, $e = 0.5, 1.0$ e 2.0 ; e razão de aspecto, $H/W = 1.66, 2.5$ e 3.33 , que representam, respectivamente, a potência dissipada, a distribuição de potência, o posicionamento das fontes e as características geométricas envolvidas.

Foram fixados também os seguintes parâmetros: altura, $H = 5L$; comprimento das fontes, $S = 0.3L$; distância da parede horizontal inferior até o centro da primeira fonte, $L = 1.0$ e razão de condutividade térmica entre o material das fontes e o fluido, $k_s/k_f = 1000$.

A análise paramétrica foi feita com base na configuração: $Ra = 10^6$, $e = 1.0$, $q_2/q_1 = 1.0$ e $H/W = 2.5$, ou seja, utilizou-se sempre três destes valores e variou-se um deles, para que se pudesse estudar a influência de cada um dos parâmetros, isoladamente, sobre o número de Nusselt médio nas fontes. O número de Nusselt foi tomado como parâmetro de controle, já que o mesmo está diretamente relacionado com o processo de transferência de calor no escoamento.

O teste de malha foi feito para esta mesma configuração básica, verificando-se o comportamento do Nusselt médio da fonte inferior. Com base neste valor foi possível estabelecer desvios percentuais com relação aos valores obtidos para as demais malhas testadas e escolher a malha a ser utilizada na solução de todos os outros casos.

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Primeiramente serão apresentados os resultados referentes ao teste de malha que permitiu a escolha de uma malha adequada para a solução dos problemas. A Figura 3 mostra o comportamento do número de Nusselt médio na fonte inferior com relação ao número de pontos utilizados na discretização do domínio do problema. Verificou-se que o número de Nusselt apresenta uma convergência assintótica com o refinamento da malha. Assim sendo, o valor obtido para a malha 80x200 foi assumido como valor de convergência para o número de Nusselt. Com base neste valor foi possível estabelecer desvios percentuais com relação aos valores obtidos para as demais malhas testadas. A Figura 4 mostra o desvio percentual do Nusselt médio da fonte inferior obtidos por cada tipo de malha em relação ao valor de convergência assumido. O número de Nusselt obtido com a malha 26x68 apresenta um desvio em torno de 6%, em relação ao valor de convergência. Embora existam outras malhas que proporcionam menores desvios relativos, essa foi preferida às outras devido a um menor tempo de processamento e ao caráter qualitativo deste trabalho.

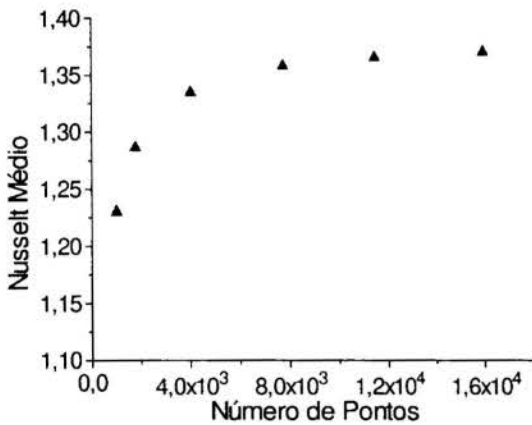


Figura 3: \overline{Nu}_1 em função das malhas usadas ($Ra=10^6$, $q_2/q_1=1.0$, $e=1.0$, $H/W=2.5$).

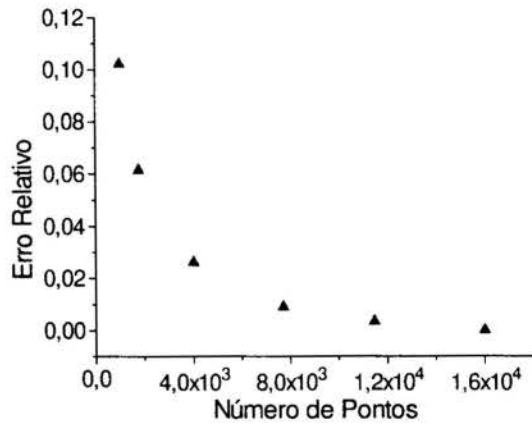


Figura 4: Desvio percentual de \overline{Nu}_1 ($Ra=10^6$, $q_2/q_1=1.0$, $e=1.0$, $H/W=2.5$).

A Figura 5 mostra resultados qualitativos das linhas de corrente e isotérmicas para o caso básico referenciado na seção anterior. Através delas pode-se verificar o fenômeno de movimentação do ar e os gradientes de temperatura envolvidos.

Na Figura 6 é mostrada a distribuição da temperatura ao longo da superfície vertical onde estão montadas as fontes. Nota-se que existe um aumento brusco de temperatura nas proximidades das fontes e os níveis desta diminuem com o aumento do número de Rayleigh, devido à melhora na transferência de calor. Observa-se, também, a existência de um patamar de temperatura praticamente constante sobre as fontes devido a alta razão de condutividade entre o material das fontes e o fluido ($k_s/k_f=1000$).

Foi verificado também o efeito do número de Rayleigh, da distribuição de potência entre as fontes, do espaçamento entre elas, bem como da razão de aspecto da cavidade, sobre o número de Nusselt médio das fontes (Figuras 7 a 10).

Na Figura 7 é representada a variação do número de Nusselt médio em função do número de Rayleigh. Verifica-se que o aumento do número de Rayleigh, decorrente do aumento da potência dissipada nas fontes, faz com que ocorra uma diferença de densidade no fluido da região superior da cavidade com relação ao que está na parte inferior, provocando maiores

gradientes de velocidade. Maiores velocidades proporcionam maior transferência de calor, que é representada pelo aumento no número de Nusselt.

O comportamento do Nusselt médio em função da razão de dissipação entre as fontes é mostrado na Figura 8. Percebe-se que a quantidade de calor transferida aumenta quando a potência da fonte superior aumenta em relação à potência da fonte inferior (q_2/q_1 aumenta). Quando a potência da fonte inferior é maior ($q_2/q_1 = 0.5$), o fluido chega a fonte superior com temperatura maior, o que provoca uma diminuição do Nusselt médio na fonte superior. Entretanto quando a potência da fonte superior é maior ($q_2/q_1 = 2.0$), o gradiente de temperatura neste local é maior, isto aumenta a transferência de calor e portanto o número de Nusselt. Conclui-se então que o Nusselt médio na fonte superior é sensível ao gradiente de temperatura no fluido em ascensão, mostrando a importância do posicionamento da fonte de maior dissipação na posição superior.

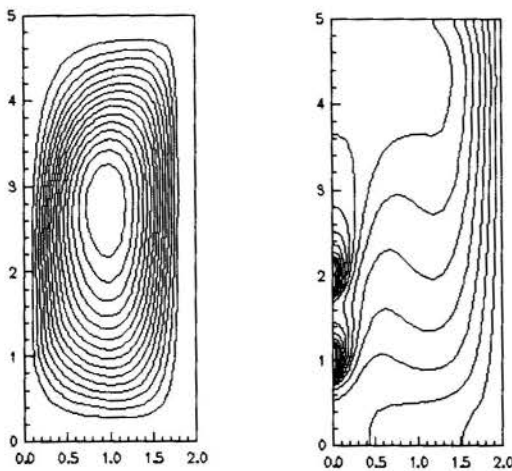


Figura 5: Linhas de Correntes e Isotermas ($Ra=10^6$, $q_2/q_1=1.0$, $e=1.0$, $H/W=2.5$).

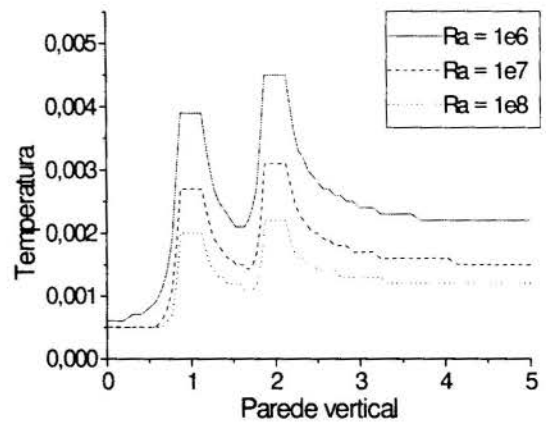


Figura 6: Temperatura na parede em função de Rayleigh ($q_2/q_1=1.0$, $e=1.0$, $H/W=2.5$).

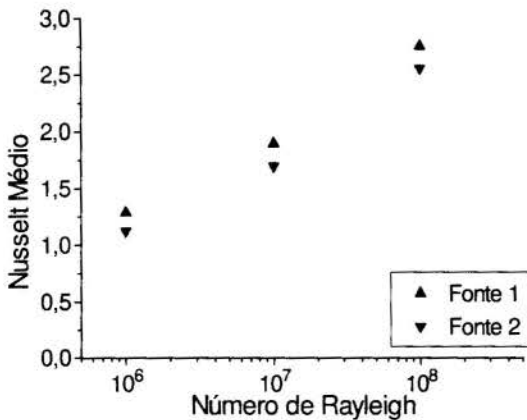


Figura 7: \overline{Nu} em função do número de Rayleigh ($q_2/q_1=1.0$, $e=1.0$ e $H/W=2.5$).

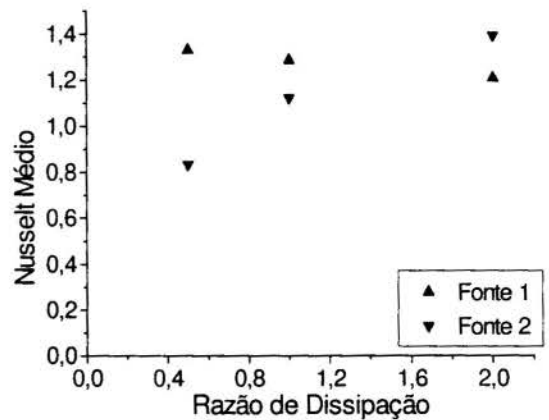


Figura 8: \overline{Nu} em função da razão de dissipação ($Ra=10^6$, $e=1.0$ e $H/W=2.5$).

A Figura 9 mostra o Nusselt médio em função do espaçamento entre os centros das fontes. O número de Nusselt médio na fonte inferior praticamente não varia com esta distância, enquanto que para a fonte superior ocorre uma variação maior. Isto se deve a temperatura e a velocidade com que o fluido chega a fonte superior. Como a razão de

dissipação é constante, quanto maior a distância, menor a velocidade e a temperatura do fluido que chega à fonte superior, e quanto menor a distância, maior a temperatura e maior a velocidade. Existe uma distância ótima que proporciona a máxima transferência de calor, contrabalanceando os efeitos da velocidade e da temperatura, mas que não foi objeto deste estudo.

Na Figura 10 é mostrado o efeito da razão de aspecto da cavidade sobre o Nusselt médio. O aumento da razão de aspecto da cavidade provoca o aumento do número de Nusselt médio. Isto se deve ao aumento dos gradientes de velocidade e de temperatura no fluido, devidos à maior proximidade entre as paredes verticais.

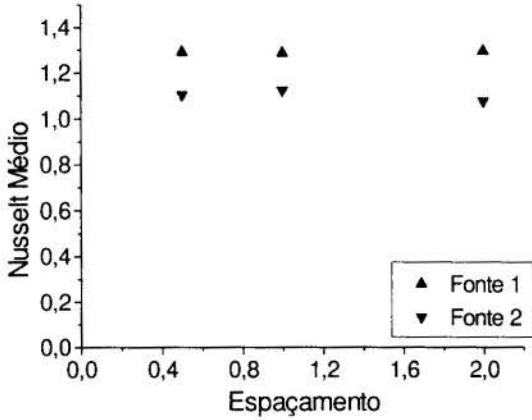


Figura 9: \overline{Nu} em função do espaçamento ($Ra=10^6$, $q_2/q_1=1.0$ e $H/W=2.5$).

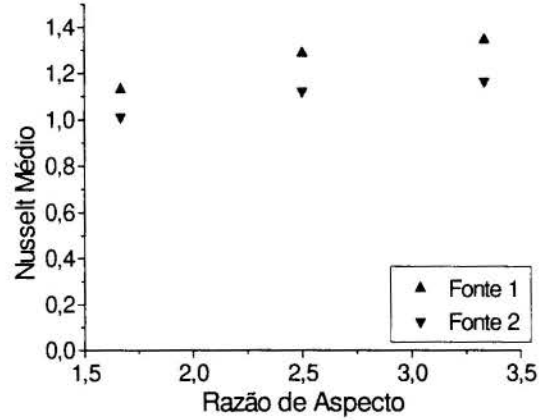


Figura 10: \overline{Nu} em função da razão de aspecto ($Ra=10^6$, $e=1.0$, $q_2/q_1=1.0$).

6. CONCLUSÃO

Através dos resultados obtidos foi possível verificar o comportamento do número de Nusselt médio nas fontes com a variação da dissipação de calor, a distribuição de potência entre as fontes, o espaçamento entre as fontes e a razão de aspecto da cavidade.

Para o caso estudado, uma configuração desejável de modo a obter melhor transferência de calor, possibilitando redução dos níveis de temperatura nas fontes, deve considerar o posicionamento da fonte de maior dissipação na posição superior, menor razão de aspecto da cavidade, maior razão de dissipação entre as fontes e um espaçamento entre as fontes que proporcione equilíbrio entre os efeitos provocados pela velocidade e temperatura no escoamento.

Com isso foi verificada a importância deste tipo de estudo para o projeto e controle de sistemas eletrônicos resfriados exclusivamente por convecção natural.

Como sugestões para trabalhos futuros pode-se estudar o problema em regime transiente, com propriedades variando com a temperatura, com fontes protuberantes, com outras geometrias, além da utilização da técnica de *multigrid*.

7. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à CAPES pelos recursos recebidos através da Bolsa do Programa Especial de Treinamento - PET.

8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- CHU, H. H. -S., CHURCHIL, S. W. & PATTERSON, C. V. S., *The Effect of Heater Size, Location, Aspect Ratio, and Boundary Condition on Two-Dimensional, Laminar Natural Convection in Rectangular Channels*, Journal of Heat Transfer, vol.98, pp.194-201, 1976.
- JALURIA, Y., *Interaction of Natural Convection Wakes Arising from Thermal Sources on a Vertical Surface*, Journal of Heat Transfer, vol.107, pp.883-892, 1985.
- KEYHANI, M. PRASAD, V. & COX, R., *An Experimental Study of Natural Convection in a Vertical Cavity with Discrete Heat Sources*, ASME paper nº 87-HT-76,1987.
- MANOLE, D. M. & LAGE, J. L., *Non Uniform Grid Accuracy Test Applied to the Natural Convection Flow within a Porous Medium Cavity*, Numerical Heat Transfer, Part B, vol.23, pp.351-368, 1993.
- MILANEZ, L. F. & BERGLES, A. E., *Studies on Natural Convection Heat Transfer from Thermal Sources on a Vertical Surface*, Proceedings of The 8th International Heat Transfer Conference, vol.3, pp.1347-1352, 1986.
- PATANKAR, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, Washington, D.C., 1980.
- ROACHE, P. J., *Computational Fluid Mechanics*, Hermosa Publishers, New Mexico, 1976.
- SHAKERIN, S., BOHN, M. & LOEHRKE, R. I., *Natural Convection in an Enclosure with Discrete Roughness Elements on a Vertical Heated Wall*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.31, nº 7, pp.1423-1430, 1988.
- TORRANCE, K. E., ORLOFF, L. & ROCKETT, J. A., *Experiments on Natural Convection in Enclosures with Localized Heating from Below*, Journal of Fluid Mechanic, vol.36, pp.21-31, 1969.
- TURNER, B. L. & FLACK, R. D., *The Experimental Measurement of Natural Convection Heat Transfer in Rectangular Enclosures with Concentrated Energy Sources*, Journal of Heat Transfer, vol.102, pp.236-241, 1980.
- WANG, G. X., ZHANG, H. L. & TAO, W. Q., *Numerical Simulation of Natural Convection in Rectangular Enclosures with Discrete Heated Elements*, Proceedings of The 20th International Symposium of Heat Transfer in Electronic Equipment, August 29 - September 2, paper 2.8, Yugoslavia, 1988.



PAPER CODE: COB532

ANÁLISE TEÓRICA E EXPERIMENTAL DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM PLACAS DE CIRCUITO IMPRESSO FORMANDO CANAIS VERTICAIS ABERTOS / THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSIS OF THE HEAT TRANSFER IN PRINTED CIRCUIT BOARDS FORMING OPEN VERTICAL CHANNELS

ANA CRISTINA AVELAR & MARCELO MOREIRA GANZAROLLI

*Departamento de Energia, Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP - Campinas
CEP 13.083-970, Campinas, Brasil - E-mail: ganza@fem.unicamp.br*

Abstract

This study analyses both theoretically and experimentally heat transfer in an array of vertical parallel printed circuit boards, cooled off by natural convection and proposes a modeling which tries to predict temperature distribution in significant places in the channels and boards. Due to its small thickness, the temperature gradient across the board was neglected, and the heat diffusion equation in two-dimensional Cartesian coordinates and steady state conditions was numerically solved. Energy balances for the components were formulated, and the problem was solved iteratively. The concept of "buoyancy induced forced convection" was applied to the resistor where forced convection heat transfer coefficients were employed. The printed circuit board has 25 resistors discretely distributed on its surface. Uniform heating tests with variation of power and distance among the printed circuit boards were performed. Good agreement between numerical and experimental results was observed.

Keywords

Transferência de calor, Canais verticais, Convecção natural, Convecção forçada, Placa de circuito impresso / Heat transfer, Vertical channels, Natural convection, Forced convection, Printed circuit board.

1. INTRODUÇÃO

Os grandes avanços na tecnologia de construção de circuitos integrados resultaram em melhoramentos significativos na eficiência dos sistemas eletrônicos, ao mesmo tempo em que os tornaram mais compactos, aumentando a quantidade de calor a ser removida nos componentes eletrônicos e nas placas de circuito impresso. Por este motivo, existe hoje uma necessidade muito grande de sistemas de dissipação de calor altamente eficientes.

Em sistemas onde são empregados componentes eletrônicos com baixa geração de calor, o resfriamento por convecção natural é a alternativa mais favorável e geralmente utilizada, pois se constitui num processo altamente confiável, silencioso e que apresenta baixos custos de instalação e manutenção (Incropera, 1987). Os componentes são geralmente montados sobre placas de circuito impresso que formam canais ou cavidades, e o calor gerado nos componentes é dissipado por convecção natural (Dehghan *et al.*, 1996).

O resfriamento por convecção natural de canais ou cavidades aquecidos discretamente ou uniformemente, tendo o ar como fluido de resfriamento, tem sido intensivamente investigado nas últimas décadas. Moffat *et al.* (1986) verificaram que em muitas situações de resfriamento

1102

por convecção natural de componentes eletrônicos em canais verticais, dependendo do comprimento do canal, da potência total no mesmo e de suas características de arrasto, o empuxo global no canal faz com que os elementos estejam individualmente em convecção forçada. Em tais circunstâncias, pode-se utilizar relações de convecção forçada existentes na literatura para calcular coeficientes de película nos elementos em canais resfriados por convecção natural.

Este trabalho analisa teórica e experimentalmente a transferência de calor em canais verticais formados por placas de circuito impresso resfriados por convecção natural e propõe uma modelagem que busca prever a distribuição de temperaturas em pontos significativos nos canais e placas em função da potência dissipada e da distância entre as placas.

Na simulação teórica, o gradiente de temperatura através da placa foi desprezado, devido à pequena espessura da mesma, e resolveu-se numericamente a equação de transferência de calor em coordenadas cartesianas bidimensionais e em regime permanente. As trocas radiantes foram tratadas projetando-se os componentes no plano da placa de circuito impresso e utilizando-se o método das radiosidades. Foram equacionados balanços de energia para os componentes e para o ar no canal e o problema foi resolvido computacionalmente.

2. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

As placas de circuito impresso utilizadas nos testes experimentais, representadas pela figura 1, foram concebidas exclusivamente para fins de estudos térmicos. Possuem uma base de epóxi com 25 resistores discretamente distribuídos sobre sua superfície de 200x164mm. Na face inferior da placa foram impressos trilhos de cobre estanhado.

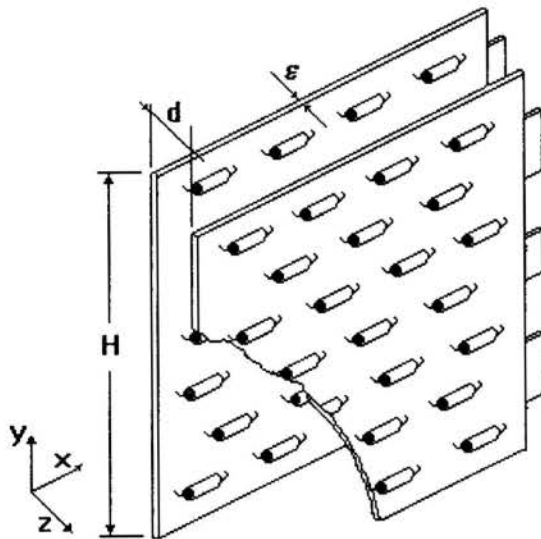


Figura 1 - Canal vertical formado por placas de circuito impresso.

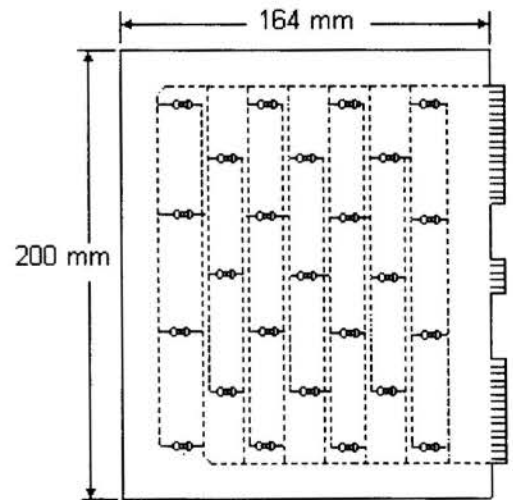


Figura 2 - Placa de circuito impresso.

As placas foram dispostas como representado na figura 2. Os canais assim formados possuem altura $H = 200\text{mm}$ e suas paredes estão separadas pela distância d . Foram realizados testes com $d = 12, 24\text{ mm}$ e 48 mm . Para $d = 12\text{mm}$ foram utilizadas 7 placas, para $d = 24\text{ mm}$ 4 e para $d = 48\text{ mm}$ apenas 2 placas. Realizou-se também testes utilizando-se uma única placa.

As bordas laterais dos canais foram isoladas e suas extremidades permaneceram abertas. Os testes foram realizados fornecendo-se a mesma potência à todas as placas, através de uma fonte de tensão contínua. Para a tomada de temperaturas foram colados termopares (AWG 36

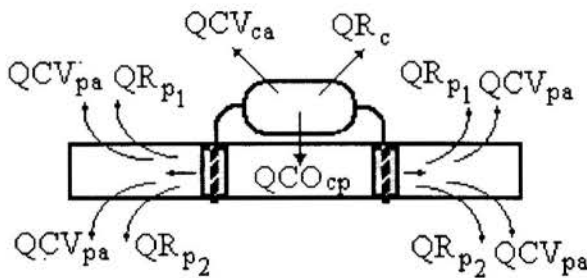
tipo T) sobre a superfície de determinados componentes e em alguns pontos na superfície de epóxi. Para todos os espaçamentos analisados foram testadas as potências 2, 4, 6 e 8 W.

3. MODELAGEM TEÓRICA

O calor dissipado nos componentes segue três caminhos diferentes: uma parcela é transferida por convecção para o ar, outra parcela é irradiada para o meio ao redor do componente e uma terceira parcela é conduzida para a placa de circuito impresso, de onde é transferida por convecção e radiação pelas duas faces da placa. Para a solução do problema foram equacionados balanços de energia para placa, os componentes e o ar no canal.

3.1 Balanço de energia no componente

A figura 3 representa os caminhos percorridos pelo calor no componente e na placa.



- QCV_{ca} - calor transferido por convecção do componente para o ar;
- QR_c - calor transferido por radiação pelo componente para as superfícies ao redor do mesmo;
- QCO_{cp} - calor transferido por condução do componente para a placa de circuito impresso;
- QCV_{pa} - calor transferido por convecção da placa para o ar;

Figura 3 - Fluxos de calor no componente e na placa.

- QR_{pi} - calor transferido por radiação pela placa de circuito impresso para as superfícies ao redor, onde o índice $i = 1, 2$ refere-se às superfícies superior e inferior da placa.

Fazendo um balanço de energia para o componente representado na figura 3, verifica-se que o calor total dissipado pelo componente (QC) é dado por:

$$QC = QCV_{ca} + QR_c + QCO_{cp} \quad (1)$$

onde o calor transferido por convecção para o ar (QCV_{ca}) é calculado pela equação:

$$QCV_{ca} = h_c A_c (T_c - T_a) \quad (2)$$

e o calor transferido por condução para a placa (QCO_{cp}) é dado por:

$$QCO_{cp} = \left(\frac{T_c - T_p}{R_{cp}} \right) \quad (3)$$

onde R_{cp} representa a resistência térmica à transferência de calor entre o componente e a placa de circuito impresso. Este valor foi determinado com base em dados experimentais.

3.2 Balanço de energia na placa de circuito impresso

Desprezando-se o gradiente de temperatura através da placa, a transferência de calor através da mesma pode ser representada pela equação bidimensional de Poisson para regime permanente:

$$\varepsilon k_{ef} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \varepsilon k_{ef} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + S = 0 \quad (4)$$

onde, ε é a espessura da placa e S engloba o calor transferido do componente para a placa e as parcelas transferidas por convecção e radiação. A condutividade térmica, k_{ef} , foi estimada calculando-se a média, ponderada por volume para a placa como um todo, das condutividades térmicas do cobre e da epóxi (Cavalcanti, 1997).

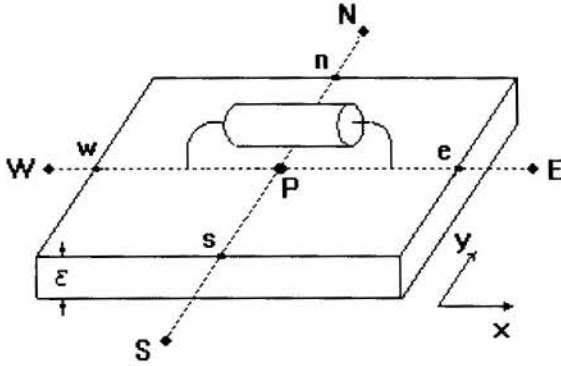


Figura 4 - Elemento de volume.

A placa de circuito impresso foi dividida em 23 linhas e 10 colunas. O número de divisões foi escolhido de tal forma que cada componente fosse enquadrado em um elemento de volume; e a equação 4 foi integrada segundo a formulação de volumes finitos (Patankar, 1980) sobre cada elemento de volume. A figura 4 representa um elemento de volume resultante da divisão à que foi submetida a placa de circuito impresso, ilustrando também os pontos nodais resultantes desta discretização.

3.3 Balanço de energia para o ar

A região do canal onde o ar escoa foi dividida em elementos de volume coincidentes com a divisão adotada na placa, conforme ilustrado na figura 5, sendo que os pontos nodais de temperatura do ar ($T_{a,i,j}$) foram tomados nas interfaces dos elementos de volume.

Realizando um balanço de energia para o ar que escoa no canal, considerando que o mesmo não participa das trocas radiantes e para um elemento de volume onde existe componente, resulta que a variação de entalpia do ar é igual ao calor transferido por convecção da placa para o ar, mais o calor transferido por convecção do componente para o ar. Ou seja:

$$\dot{m}_a c_p (T_{a,i,j+1} - T_{a,i,j}) = QCV_{ca} + 2QCV_{pa} \quad (5)$$

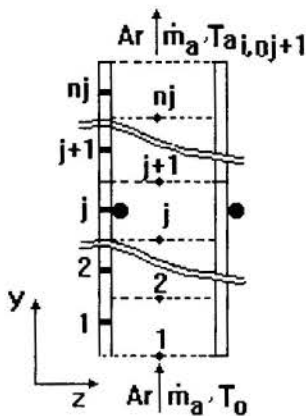


Figura 5 - Escoamento do ar no canal.

Onde $T_{a,i,j}$ representa a temperatura média de mistura do ar na seção considerada. Nas regiões onde não há componentes a parcela QCV_{ca} é nula.

3.4 Coeficiente de película nos componentes

Moffat *et al.* (1986) concluíram que, para um escoamento completamente desenvolvido num canal vertical com pequeno espaçamento entre as placas e possuindo uma série de elementos cúbicos protuberantes sobre uma parede, a transferência de calor em qualquer elemento da série é governada pelo escoamento

global induzido no canal (“efeito chaminé”), e não pelos efeitos locais do empuxo. Ou seja, embora o canal como um todo esteja sendo resfriado por convecção natural, os elementos comportam-se individualmente como em regime de convecção forçada.

Com base nestas conclusões, o coeficiente de película na superfície dos componentes foi determinado utilizando-se uma correlação empírica para o número de Nusselt proposta para convecção forçada por Witzman *et al.*(1990), que fizeram uso da hipótese de que a transferência de calor da superfície de um componente para o ar é determinada pelas condições locais e não pelas condições de fluxo global no canal. O número de Nusselt médio para a superfície de um componente é dado por:

$$Nu_a = 0.465 Re_a^{0.60} \quad (6)$$

onde Nu_a e Re_a são baseados no comprimento característico do componente, a , definido como a raiz quadrada da área da superfície do componente. O coeficiente de película é baseado na temperatura adiabática do componente, que é a temperatura atingida quando não é fornecida potência ao componente e é descontado o calor proveniente de outras fontes. Quando a temperatura do ar é uniforme numa seção transversal do canal, esta temperatura pode ser representada pela temperatura média de mistura do ar.

3.5 Coeficiente de película na placa

O coeficiente de película na placa foi calculado a partir de uma correlação para o número de Nusselt obtida do trabalho de Fujii *et al.*(1994), que investigaram teórica e experimentalmente a convecção natural em canais verticais formados por placas planas paralelas com uma parede uniformemente aquecida. Segundo (Fujii *et al.*,1994) o número de Nusselt na placa é definido por:

$$Nu = \frac{\phi}{6.93} [1 - \exp(-5.72\phi^{-0.66})] \quad (7)$$

$$\phi = \frac{Gr * Pr / Y}{(Gr * Pr / L)^{1/2}} \quad (8)$$

onde:

$$Gr^* = \frac{g\beta q d^4}{k_{ar} v^2}, L = \frac{H}{d}, Y = \frac{y}{d}, \beta = \frac{1}{T_o}, q = \frac{Q}{2A_p}, Nu = \frac{hd}{k}$$

sendo A_p a área da placa e Q o calor total dissipado. O coeficiente de película neste caso baseia-se na temperatura T_o de entrada do ar no canal. As propriedades do ar citadas acima foram calculadas nesta temperatura.

3.6 Tratamento das trocas radiantes

Para o tratamento das trocas radiantes no canal os resistores, os trilhos de cobre e base de epóxi foram admitidos como pertencentes a um único plano, o plano da base de epóxi. Este plano fictício foi dividido em regiões de simulação, que foram consideradas superfícies cinzas, isotérmicas e com radiosidades uniforme. Admitiu-se ainda que o ar não participa das trocas radiantes. Estas suposições são plausíveis na faixa de temperatura envolvida neste trabalho.

O canal vertical formado pelo plano fictício a que foi reduzida uma das placas de circuito impresso, constitui-se uma cavidade passível de tratamento pelo método das radiosidades. As extremidades do canal, abertas para o ambiente, foram consideradas superfícies negras e as laterais, isoladas com isopor, foram consideradas re-radiantes.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nas figuras 6 e 7 são comparados os resultados numéricos e experimentais da distribuição de temperaturas na superfície dos componentes na sétima linha de componentes (linha 7), na placa representada na figura 2, contada de baixo para cima, quando as placas foram alimentadas com as potência de 2 e 8 W para os espaçamentos de 12 e 24 mm.

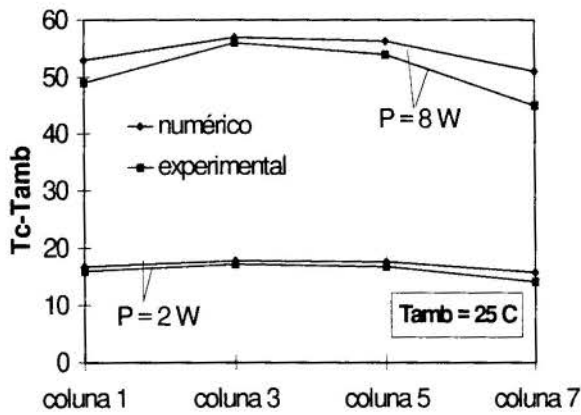


Figura 6 - Sobretemperatura dos componentes na linha 7 - d = 12 mm.

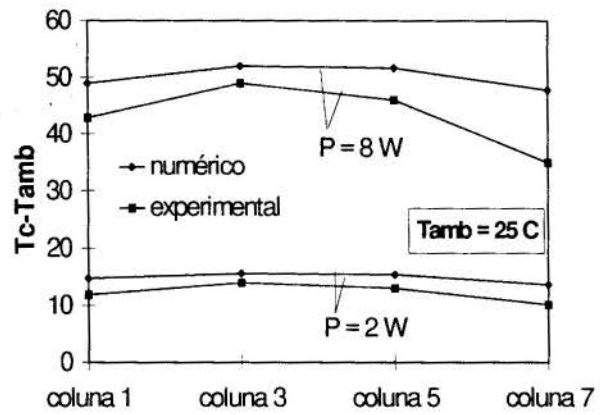


Figura 7 - Sobretemperatura dos componentes na linha 7 - d = 24 mm.

Nas figuras 8 e 9 são comparados os resultados numéricos e experimentais da distribuição de temperaturas na superfície dos componentes na terceira coluna de componentes (coluna 3) na placa representada na figura 2, contada da esquerda para direita, quando as placas foram alimentadas com as potência de 2 e 8 W para os espaçamentos de 12 e 24 mm.

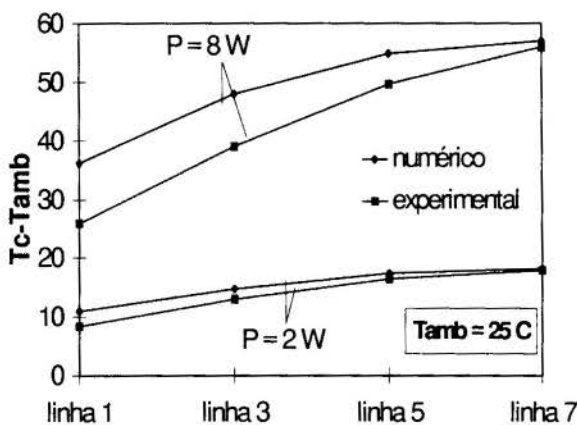


Figura 8 - Sobretemperatura dos componentes na coluna 3 - d = 12 mm.

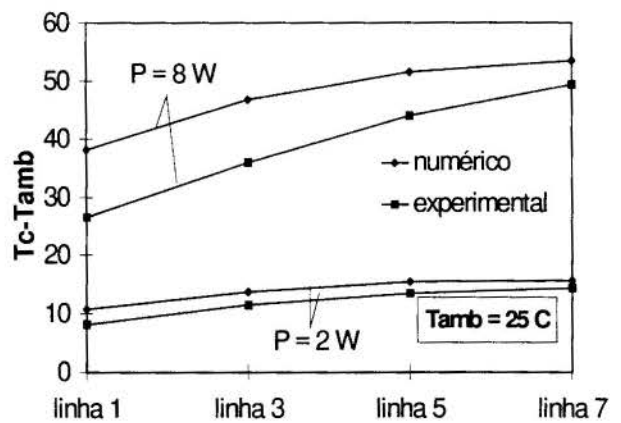


Figura 9 - Sobretemperatura dos componentes na coluna 3 - d = 24 mm.

Como pode ser observado nas figuras 6 a 9, a modelagem proposta é mais adequada para prever a temperatura em canais com pequenos espaçamentos entre as placas, onde a

temperatura do ar no canal é praticamente uniforme nas seções transversais, permitindo que as temperaturas obtidas através do balanço de energia para o ar representem com boa aproximação a temperatura adiabática dos componentes.

As figuras 8 e 9 mostram que as maiores discordâncias entre os resultados numéricos e experimentais ocorrem na linha 1, região de entrada. Uma possível causa para este fato é o tratamento dado à placa de circuito impresso, considerando-a um material homogêneo e isotrópico, possuindo uma condutividade térmica efetiva.

A observação das figuras 6 e 7 mostra que a diferença entre os resultados numéricos e as medidas experimentais é mais acentuada nas colunas 1 e 7, bordas laterais. Isto ocorre devido à ausência de componentes nestas regiões e ao contato com os conectores de alimentação elétrica das placas.

Na figura 10 estão apresentadas as temperaturas máximas atingidas pelos componentes para todas as potências testadas, para os espaçamentos de 12 e 24 mm.

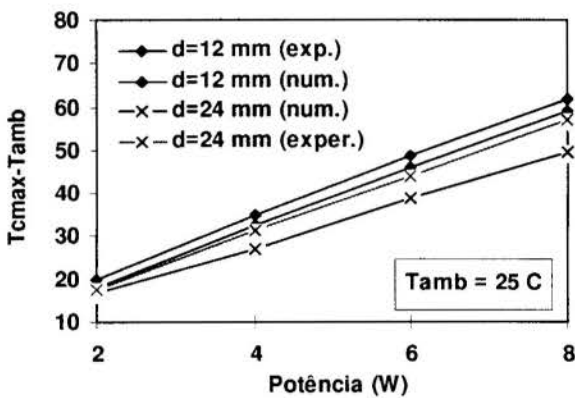


Figura 10 - Temperatura máxima na placa de circuito impresso.

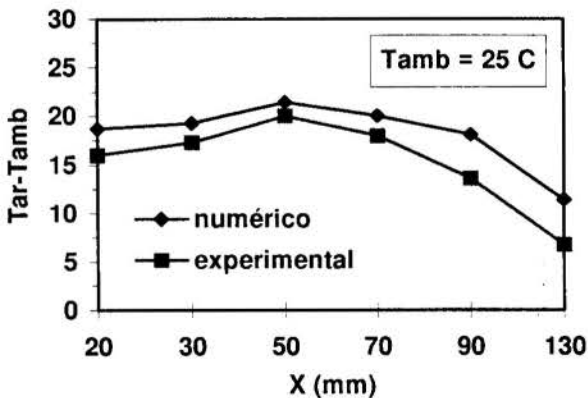


Figura 11 - Sobretemperatura do ar na saída do canal - $d = 12$ mm - $P = 6$ W.

Na figura 12 estão apresentados valores experimentais de sobretemperatura do ar na saída do canal, quando as placas estão distanciadas de 48 mm e junto à uma única placa num meio infinito, ambos na direção perpendicular às placas, para $P = 8$ W. A figura 12 mostra que com o aumento da distância entre as placas o perfil de temperatura aproxima-se daquele de uma

Como pode ser observado nesta figura a modelagem proposta é capaz de prever com boa precisão, em torno de 5% para o espaçamento de 12 mm, a temperatura máxima atingida pelos componentes. Este é um dado de extrema importância no projeto térmico de sistemas eletrônicos.

Na figura 11 são comparados os valores numéricos e experimentais da sobretemperatura do ar na saída do canal, paralelamente às placas, para o espaçamento de 12 mm quando as placas foram alimentadas eletricamente com 6 W de potência.

Pode-se observar uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais, sendo de aproximadamente 7% a diferença média entre os valores medidos e calculados.

Uma determinação precisa da temperatura do ar na saída do canal é de grande importância sob o ponto de vista de controle térmico, uma vez que gabinetes constituídos por canais verticais formados por placas de circuito impresso são configurações facilmente encontradas em equipamentos eletrônicos. Estes canais são sobrepostos verticalmente e o ar que está saindo de um canal está entrando no canal superior.

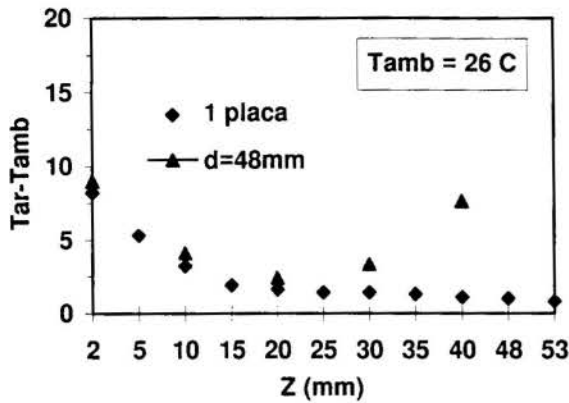


Figura 12 - Sobretemperatura do ar na saída do canal, $d = 48$ mm, e junto a uma única placa.

maiores espaçamentos o escoamento no canal deixa de ser completamente desenvolvido e tende a aproximar-se da situação limite de uma placa isolada num meio infinito.

Verificou-se também que a transferência de calor por radiação não é tão significativa neste tipo de problema. Para potência mais baixas, a taxa transferida pelos componentes está em torno de 5%, para a potência mais elevada, 8 W, chega a atingir 8%.

A temperatura do ar na saída do canal, item importante sob o ponto de vista de controle térmico, foi determinada com precisão.

6. REFERÊNCIAS

- Cavalcanti, E. J. C. Resfriamento por Convecção Natural de Placas de Circuito Impresso Formando um Canal Vertical. Dissertação de Mestrado. Unicamp, janeiro, 1997.
- Dehghan, A. A., Behnia, M. Combined Natural Convection-Conduction and Radiation Heat Transfer in a Discretely Heated Open Cavity, *Journal of Heat Transfer*, vol.118, pp.56-64, 1996.
- Fujji, M., Tornimura, T., Zhang, X., Gima, S. Natural Convection from an Array an of Vertical Parallel Plates, *Proceedings of the 10th IHTC*, vol.7, pp. 49-54, Brigton, UK,1994.
- Incropera, F. P. Convection Heat Transfer in Electronic Equipment Cooling. *Journal of Heat Transfer*, vol.110, pp.1097-1111, 1988.
- Moffat, R. J., Ortega, A. Buoyancy Induced Forced Convection. In: *Heat Transfer Electronic Equipment*. In: Bar-Cohen, A. Ed., ASME HTD-Vol 57 pp. 135-145.
- Moffat, R. J., Ortega, A. Buoyancy Induced Convection in a Non-uniformly Heated Array of Cubical on Vertical Channel Wall, *Heat Transfer in Electronic Equipment*, A. Bar-Cohen, Ed., ASME HTD - vol 57 pp 123-135.
- Patankar, S. V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington, D. C., 1978.
- Witzman, S., Newport, D., Nicoletta, T. An Alternative Methodology for Computing the Temperature Rise of an Eletronic Device Inside a Direct Air-Cooled Electronic Cabinet. *Heat Transfer 1990, Proc. of the 9th IHTC*, vol.2, pp. 313-318.

placa isolada num meio infinito. Quando as placas estão mais afastadas, existe uma tendência a não haver interferência das camadas limites que se desenvolvem na superfície das placas. Assim, cada placa tende a se comportar como se estivesse isolada num meio infinito.

5. CONCLUSÕES

Para canais com pequenas distâncias entre as placas, o modelo proposto permite determinar com boa precisão a distribuição de temperaturas no canal, indicando os pontos onde a temperatura atinge os valores mais elevados. Para



PAPER CODE: COB709

CONVECÇÃO NATURAL EM REGIME TRANSITÓRIO NO INTERIOR DE CAVIDADE POROSA / *TRANSIENT NATURAL CONVECTION IN A POROUS CAVITY*

PAULO MARIA & JORGE LLAGOSTERA

Departamento de Energia, Faculdade de Engenharia Mecânica - Unicamp

Caixa Postal 6122, CEP 13083-970 Campinas, SP, Brasil.

E-mail: paulom@fem.unicamp.br, llagost@fem.unicamp.br

Abstract

A numerical simulation on transient natural convection occurring in a square porous cavity is reported. The bottom wall of the bidimensional cavity is heated while the upper wall is cooled, both maintained at constant temperatures. The finite volume method was applied. The applicability of the Darcy model was assumed. The transient regime is examined for several intensities of the buoyancy effects due to fluid temperature variations. The transient fluid flow and heat transfer characteristics are studied and compared to other results. Global Nusselt numbers are reported for the heated and cooled walls. Aspects of the fluid flow and temperature fields are illustrated by contour maps.

Keywords

Convecção natural, regime transitório, cavidade porosa, modelo de Darcy / Natural convection, transient analysis, porous cavity, Darcy model.

1. INTRODUÇÃO

A convecção em meios porosos tem sido objeto de um número considerável de trabalhos científicos em função de sua importância no estudo da dinâmica dos fluidos em sistemas geofísicos, na engenharia de reservatórios geotérmicos e petrolíferos, e em projetos de isolamento térmica.

Pode-se citar vários trabalhos de pesquisa relevantes nesta área. Robillard, Wang e Vasseur (1988) investigaram numericamente o movimento de um fluido em convecção natural induzida por uma região aquecida localizada na superfície horizontal inferior de uma cavidade porosa. Trevisan e Bejan (1987) realizaram uma combinação entre os estudos teórico (análise de escala) e o numérico com o objetivo de reproduzir os efeitos de temperatura e de massa relacionados à convecção bidimensional com número de Rayleigh elevado, numa cavidade porosa saturada com a superfície inferior aquecida. Foi verificado que para valores de Rayleigh de aproximadamente 400 ocorre a transição do regime permanente para um escoamento dependente do tempo (regime periódico). Experimentalmente, a transição e o estado não permanente foram primeiramente documentados por Combarnous e LeFur (1969), e posteriormente através de simulação numérica por Horne and O'Sullivan (1974), e também por Caltagirone (1975). Vários estudos numéricos abordando convecção bidimensional

dependente do tempo em um domínio poroso quadrado concluíram que a transição para o regime oscilatório ocorre com $Ra \approx 390$ conforme foi determinado por Kimura, Schubert and Strauss (1986).

A solução obtida por Horne e O'Sullivan (1974) contradiz os resultados obtidos por Combarrous e Le Fur (1969), pois os escoamentos encontrados, embora sejam estáveis com uma pequena oscilação, apresentam múltiplas células para todos os números de Rayleigh compreendidos entre 50 e 1250. Tal número de Rayleigh está definido em relação à largura total L da superfície inferior da cavidade. Desses estudos, Horne e

O'Sullivan (1974) concluíram que quando a fronteira inferior é aquecida lentamente para uma temperatura final $\theta=1$, os efeitos são similares aos obtidos quando o número de Rayleigh é aumentado vagarosamente a partir de um valor suficientemente baixo para o qual se pretende obter uma investigação do fenômeno. Portanto, para um número de Rayleigh baixo, desenvolve-se facilmente o chamado modo unicelular. Posteriormente então, este modo domina o desenvolvimento do escoamento até o início das flutuações quando o sistema tende, por sua vez, a formar um modo mais favorável. O mesmo resultado final é reproduzido induzindo artificialmente o modo unicelular no início do processo, ou seja, o modo unicelular é uma condição inicial do processo convectivo.

2. FORMULAÇÃO

A seguir é apresentada a formulação matemática para as equações de transporte aplicadas à convecção natural em regime transitório para o modelo de Darcy. A Figura 1 mostra a geometria da cavidade estudada, seus parâmetros dimensionais e as temperaturas das superfícies inferior (T_1) e superior (T_0), $T_1 > T_0$.

Na configuração apresentada, H e L são dimensões geométricas; todas as paredes representadas são impermeáveis; as paredes verticais são adiabáticas; todo o domínio é preenchido por um meio poroso saturado.

O fluido considerado é incompressível, com propriedades constantes, e se movimenta em regime transitório através de um meio poroso rígido, homogêneo e isotrópico. No presente estudo é admitida a aplicabilidade da Lei de Darcy e é considerada a existência de equilíbrio térmico entre a matriz porosa e o fluido em qualquer ponto do meio. O número de Darcy (Da) e número de Reynolds (Re) são suficientemente pequenos. A adimensionalização das equações adotou critérios já expostos anteriormente (Llagostera, 1994).

Utilizando a aproximação de Boussinesq para a representação dos efeitos de empuxo térmico, a equação da quantidade de movimento adimensionalizada e expressa em termos da função corrente será:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -Ra_H \frac{L}{H} \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad \text{e} \quad Ra_H = \frac{Kg\beta\rho_0 H(T_1 - T_0)}{\mu\alpha} \quad (1)$$

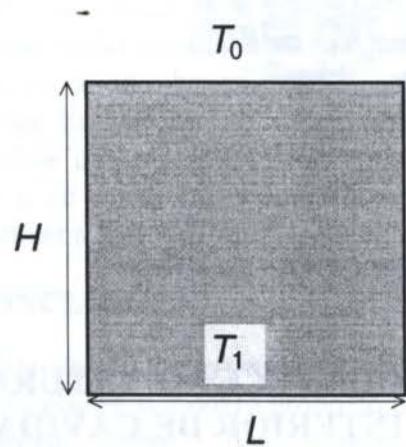


Figura 1 - Esquema da cavidade porosa.

Nessa expressão, K é a permeabilidade do meio poroso saturado; ρ é a massa específica; μ é a viscosidade dinâmica do fluido. Além da validade da Lei de Darcy, foram admitidas as seguintes hipóteses: (a) ausência de geração interna de calor; (b) o efeito viscoso de dissipação é desprezível; (c) o escoamento é bidimensional; (d) equilíbrio térmico em cada ponto do domínio entre o fluido e a matriz porosa saturada.

A capacidade térmica específica do meio poroso saturado é dada por σ , a difusividade térmica efetiva do meio poroso por α , enquanto a variável de adimensionalização do tempo é representada por τ . A equação da energia adimensionalizada, para regime transitório, torna-se:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad \tau = \frac{\alpha t}{\sigma L^2} \quad (2)$$

As condições de contorno para $\tau > 0$ são dadas por $\psi = 0$ em todas as paredes; $\theta = 1$ na parede inferior; $\theta = 0$ na parede superior; e $\partial \theta / \partial x = 0$ para as paredes verticais. A condição inicial foi, em geral, uma situação em regime permanente, especificada para cada caso. Nessa condição inicial a temperatura da superfície aquecida era inicialmente inferior a T_1 , sendo subitamente elevada para esse novo valor.

3. MÉTODO NUMÉRICO

O método dos volumes finitos descrito por Patankar (1980) foi utilizado para resolver numericamente as equações diferenciais acopladas que representam o fenômeno físico. As velocidades nas direções horizontal e vertical em cada nó do domínio foram calculadas pelas derivadas parciais da função corrente e calculadas na direção ortogonal ao movimento, por meio de expansões em série de Taylor da função corrente na vizinhança desses pontos, considerando inclusive os termos de segunda ordem.

A definição da malha a ser utilizada foi feita por meio de simulações para regime permanente, sendo analisados os valores do tempo de processamento real do programa e os correspondentes valores do número de Nusselt (Nu) e função corrente (ψ_{\min}), considerando um critério de parada igual a 10^{-5} . Esse critério de parada refere-se à variação relativa máxima verificada nos campos de função corrente e de temperatura, correspondendo 10^{-5} a um valor intermediário na faixa de valores estudados, o qual fornece resultados adequados.

Para a geometria com $H/L=1$, um total de pontos internos em torno de 2500, malha 50×50 , demonstrou ser suficiente para produzir bons resultados, uma vez que a partir deste valor a variação nos valores absolutos do número de Nusselt e da função corrente em relação à malha adotada já não é significativa.

Com o objetivo de avaliar o presente algoritmo computacional, adaptado para cálculo de regimes transitórios, foram obtidos alguns resultados para o regime transitório envolvendo convecção natural e com geometrias semelhantes às estudadas por Caltagirone (1975) e também por Trevisan e Bejan (1987). Estas configurações são compostas de um fluido confinado numa cavidade porosa retangular de paredes impermeáveis, com as faces direita e esquerda adiabáticas, sendo que a temperatura na superfície superior da camada porosa é mantida a uma temperatura T_0 constante, e a superfície inferior é aquecida e mantida a uma temperatura T_1 , de modo que $T_1 > T_0$.

Foram estudadas várias situações envolvendo o número de Rayleigh (Ra) e o parâmetro adimensional H/L . Para tanto, as malhas consideradas para cada caso foram semelhantes às utilizadas nas referências acima citadas. Em relação a Caltagirone (1975) a diferença média foi da ordem de 0,71% para o número de Nusselt (Nu), apresentando um desvio padrão da

ordem de 0,56% com base nessa variação. Já em relação a Trevisan e Bejan (1987) a diferença foi da ordem de 2,74% para o número de Nusselt e 1,18% foi o valor obtido para o desvio médio padrão dessa variação nos casos analisados. Para a definição dos incrementos de tempo foi efetuado um estudo, envolvendo análise de escala e experimentação numérica, as quais indicaram a conveniência dos intervalos de tempo utilizados no presente trabalho.

Tabela 1 - Resultado final do regime transitório conforme Caltagirone (1975), para $H/L=1$.

Ra_H	Malha	Nu_{inf}	Flutuação	ψ_{max}
50	32x32	1.450	-	2.112
100	32x32	2.651	-	5.377
200	48x48	3.813	-	8.942
250	48x48	4.199	-	10.253
300	48x48	4.523	-	instável
500	48x48	instável	5.618 - 5.332	instável
800	48x48	instável	8.322 - 5.390	instável

4. RESULTADOS

Em seu trabalho, Caltagirone (1975) investigou a estabilidade e as flutuações do fenômeno da convecção natural bidimensional para várias configurações geométricas em termos da relação H/L , e abordou uma faixa do número de Rayleigh (Ra_H) de 10-800, admitindo como condição inicial um campo de temperatura da forma $\alpha \cos(m\pi x) \sin(n\pi z)$. Os resultados encontrados por Caltagirone (1975) para a convecção natural em regime transitório no interior de uma cavidade quadrada ($H/L=1$) estão resumidos na Tabela 1, a qual demonstra a dificuldade de se obter uma solução estável para a função corrente a partir de $Ra_H=300$. Para números de Rayleigh ainda maiores, como no caso de $Ra_H=500$ e $Ra_H=800$, surge uma nova dificuldade que é encontrar um valor estável também para o número de Nusselt que flutua entre um valor máximo e mínimo. Nos resultados apresentados por Caltagirone (1975) nota-se que essa faixa de flutuação do número de Nusselt é aumentada de acordo com o aumento do número de Rayleigh. Os valores da Tabela 1 podem ser comparados com os resultados numéricos encontrados no presente trabalho, apresentados nas Tabelas 2 e 3. As condições iniciais utilizadas no presente trabalho foram dadas pela situação em regime permanente calculada para o número de Rayleigh imediatamente anterior ao usado para o regime transitório dentro da faixa abordada neste trabalho que foi de 50-800 para Ra_H . Exemplificando, o regime transitório calculado para Ra_H igual a 200 teve como condição inicial o escoamento e a distribuição de temperatura calculadas para regime permanente com o número de Ra_H igual a 100. Para o primeiro valor de Ra_H da faixa estudada, igual a 100, a condição inicial foi o regime permanente com Ra_H igual a 50.

A Tabela 2 contém os resultados para regime permanente em função do número de Rayleigh que forneceu as distribuições utilizadas como condição inicial do regime transitório. Nesta tabela, o regime permanente obtido para $Ra_H=50$ teve como condição inicial do processo campos nulos de distribuição de temperatura e de função corrente.

Tabela 2 - Regime permanente, a partir da solução para o Rayleigh anterior ($H/L=1$).

Ra_H	Nu_{inf}	Nu_{sup}	ψ_{min}	n_{cel}
50	1.4483	1.4483	-2.1059	1
100	2.6402	2.6395	-5.3608	1
200	3.7992	3.7984	-8.9333	1
250	4.1830	4.1822	-10.2467	1
300	4.5026	4.5018	-11.3955	1
500	5.4379	5.4372	-15.0705	1
800	6.3715	6.3713	-19.2035	1

O regime permanente calculado para $Ra_H = 100$ como condição inicial o regime permanente obtido para $Ra_H = 50$; e assim por diante, até $Ra_H = 800$. A Tabela 3 mostra as soluções finais do

Tabela 3 - Final do regime transitório a partir da solução para o valor de Rayleigh anterior ($H/L=1$).

Ra_H	Nu_{inf}	Nu_{sup}	ψ_{min}	ψ_{max}	$\Delta\tau$ (10^{-3})	τ (10^{-3})
100	2.6405	2.6392	-5.361	0	0.5	97.5
200	3.7988	3.7988	-8.933	0	0.5	82.5
250	4.1834	4.1818	-10.247	0	0.4	60.4
300	4.5030	4.5014	-11.397	0	0.3	54.3
500	5.4386	5.4365	-15.071	0	0.2	61.6
800	7.3631	7.3439	-15.136	15.136	0.1	131.9
800	7.3439	7.3631	-15.136	15.136	0.05	63.7

regime transitório em função do valor de Rayleigh. Para Ra_H igual a 800 o regime transitório partiu de uma célula (fornecida pelo regime permanente com $Ra_H = 500$) e atingiu a estabilidade com duas células, o que poderá ser observado posteriormente, por meio dos mapas de função corrente. Os processos em regime transitório rodados para Ra_H de 100 até 500 convergiram naturalmente dentro dos critérios de parada estabelecidos. Nestas tabelas, ψ_{max} e ψ_{min} referem-se aos valores máximo e mínimo da função corrente adimensional, e como Nu_{inf} e Nu_{sup} correspondem ao regime permanente obtido no final da evolução do transitório. O sinal negativo de ψ_{min} significa que a célula correspondente gira em sentido horário. O incremento de tempo utilizado ($\Delta\tau$) é indicado, bem como o tempo adimensional necessário para que o valor de Nu_{sup} corresponda a 99% do valor de Nu_{inf} , critério utilizado para definir a duração do período transitório.

Os resultados obtidos para os valores de Ra_H entre 100 e 500 apresentam um comportamento semelhante ao longo do tempo com referência à evolução dos números de Nusselt e de função corrente. Verificou-se, principalmente para a função corrente, um discreto aumento no número de ondulações quanto maior o número de Rayleigh. Por razões de espaço não é possível apresentar os gráficos de evolução do Nusselt superior, inferior e do módulo da função corrente mínima para valores de Ra_H inferiores a 800.

Com relação ao Ra_H igual a 800, a primeira simulação efetuada não apresentou um comportamento similar ao obtido para os casos anteriores aqui estudados. Até o instante 0.120, aproximadamente, esta solução apresentou uma oscilação bastante acentuada, no entanto, após esse longo período a solução convergiu para uma configuração de duas células. Este comportamento diferenciado da solução encontrada para $Ra_H = 800$ motivou o aprofundamento da análise sobre este caso. Uma segunda simulação foi realizada com o objetivo de verificar os resultados encontrados anteriormente na primeira simulação para $Ra_H = 800$, agora com um intervalo de tempo ($\Delta\tau = 0.00005$) igual à metade do utilizado anteriormente. No primeiro caso, a segunda célula convectiva surgiu no tempo igual a 0.0019 (19º instante). No segundo caso, foi gerada a segunda célula convectiva no instante 0.00185 (37º instante), muito próximo ao obtido no primeiro caso. Isto sugere que o aparecimento da segunda célula convectiva, considerando $Ra_H = 800$ e $H/L = 1$, pode realmente estar nas proximidades do tempo adimensional igual a 0.00185. Analisando o comportamento do número de Nusselt superior, por meio da Figura 2, para os dois incrementos de tempo nota-se que, nos primeiros instantes, os dois valores são bastante próximos. Depois tomam trajetórias muito diferentes e o incremento de tempo 0.00005 fornece uma evolução muito mais suave para o Nusselt, apesar de também apresentar um comportamento oscilatório de pequena amplitude, de maior regularidade e de menor duração total. Além disso, começa a tender ao regime permanente muito antes do que a solução obtida com o incremento 0.0001.

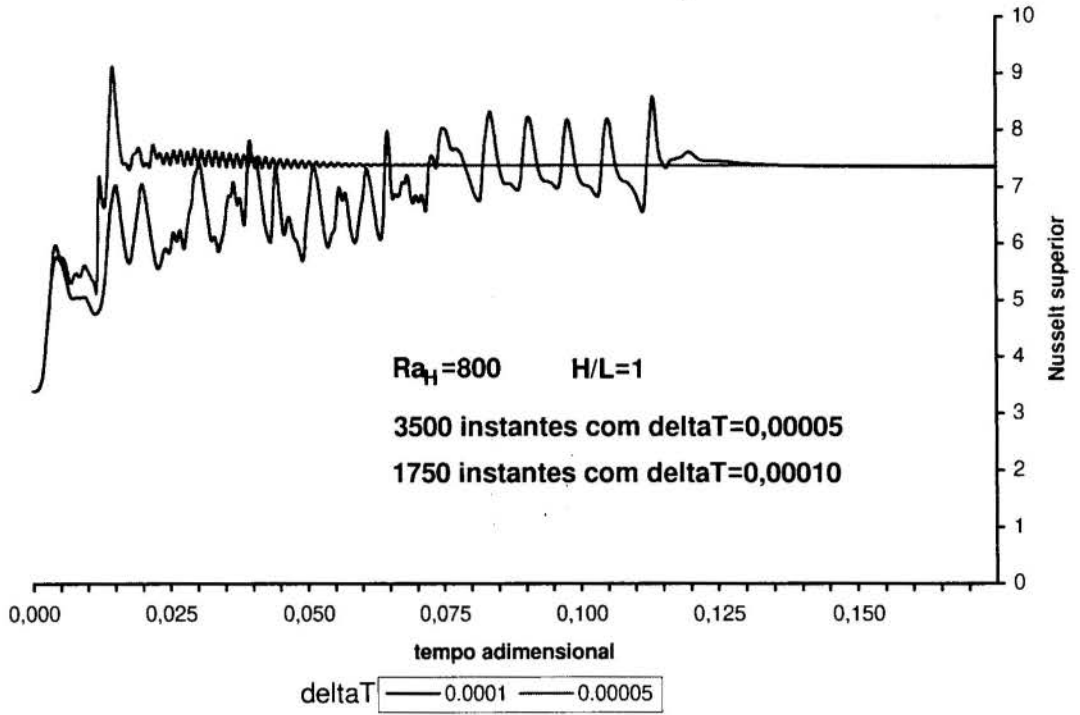


Figura 2 - Nusselt na superfície superior em função do tempo para os incrementos de tempo 0.0001 e 0.00005 ($Ra_H = 800$).

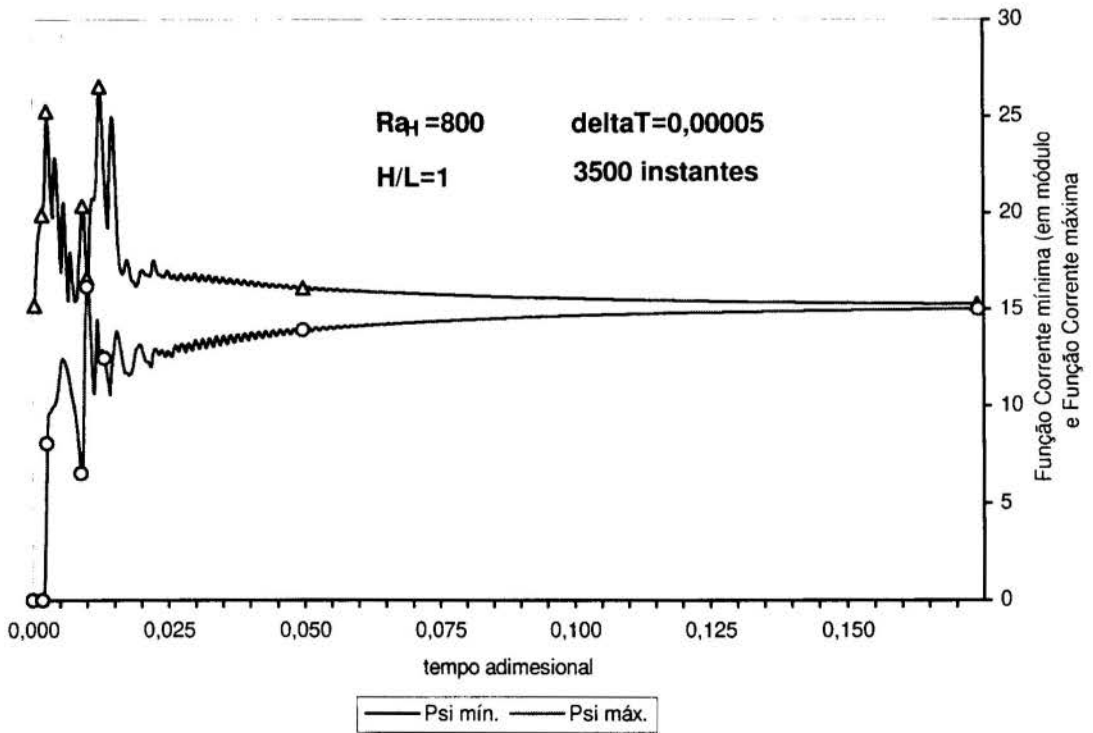


Figura 3 - Localização dos oito instantes seleccionados para os mapas de distribuição de função corrente e de temperatura ($\Delta\tau = 0.00005$) para $Ra_H = 800$.

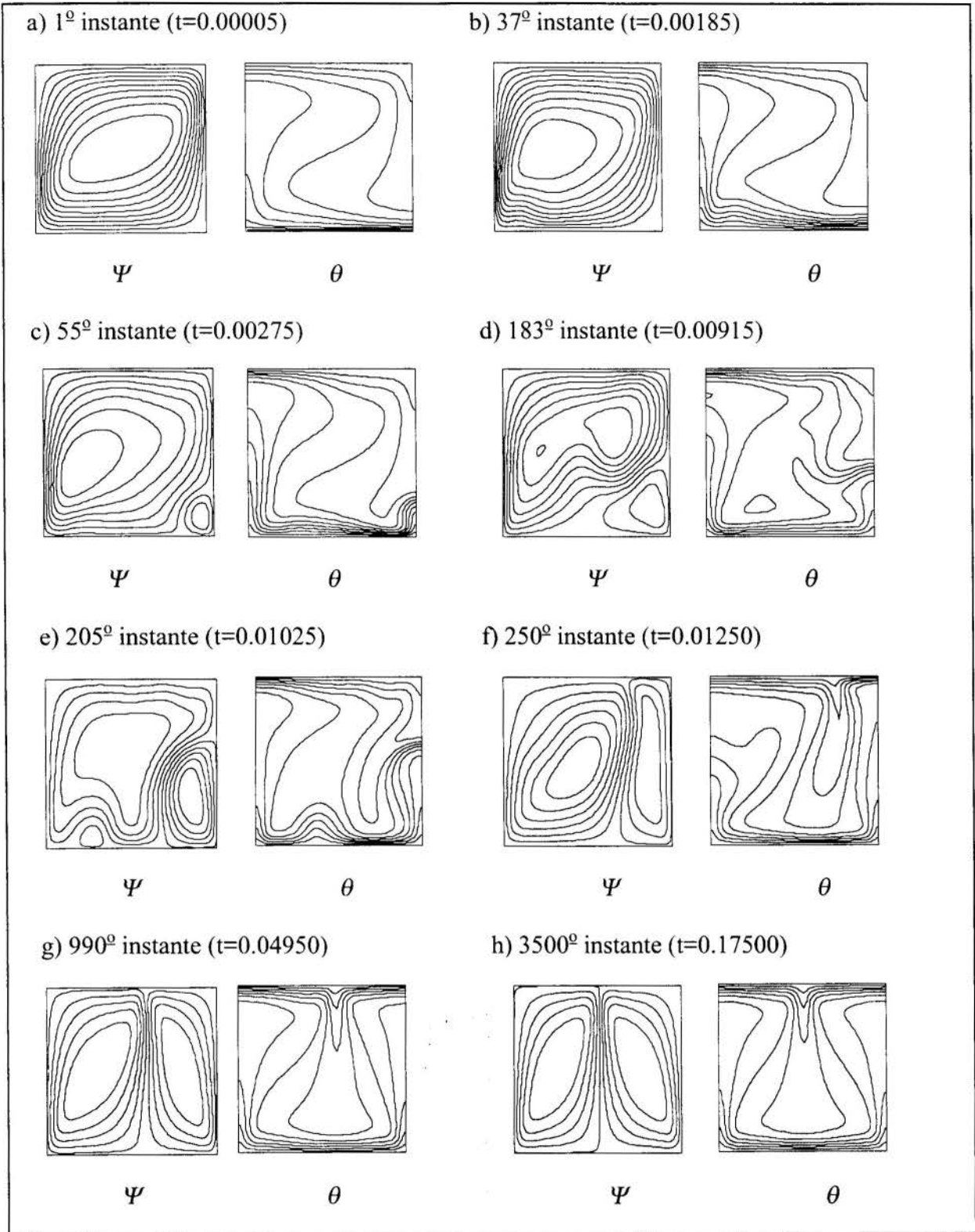


Figura 4 - Mapas dos campos de função corrente e de distribuição de temperatura do regime transitório obtido com $Ra_H=800$, $\Delta t=0.00005$, a partir de condição inicial dada pelo regime permanente (unicelular) $Ra_H=500$.

O incremento de tempo 0.0001 fornece para o número de Nusselt superior uma solução oscilatória com grandes amplitudes entre os instantes 0.01 e 0.12. Entretanto, os valores correspondentes às soluções finais obtidas para ambos os incrementos são quase idênticos.

A Figura 3 mostra as curvas dos módulos da função corrente máxima e mínima para $\Delta\tau=0.00005$, com a localização de oito pontos selecionados para a confecção dos mapas de função corrente e de temperatura apresentados na Figura 4. Os regimes transitórios fornecidos pelos incrementos de tempo 0.0001 e 0.00005, com $Ra_H=800$ e a partir do regime permanente unicelular com $Ra_H=500$, conduziram à formação de duas células simétricas, no entanto, as soluções são invertidas, ou seja, no caso do incremento 0.0001 o fluido *sobe* pela região central da cavidade enquanto no segundo caso o fluido *desce* pela região central, como pode-se concluir a partir da Figura 4.

Foi possível ainda constatar, ao longo do presente estudo do transitório para $Ra_H=800$, a formação de apenas uma célula quando se parte do regime permanente dado por $Ra_H=50$ (unicelular); a presença de duas células partindo de $Ra_H=100$ (bicelular); e três células quando a condição inicial é dada pelos valores de Ra_H na faixa entre 200 e 500 (tricelulares).

5. CONCLUSÃO

Os resultados de Caltagirone (1975) indicaram oscilação do valor de Nusselt para Rayleigh acima de 300. No presente trabalho os regimes permanentes adotados como condições iniciais, foram gerados a partir de distribuições nulas dos campos de função corrente e temperaturas. Foi possível obter convergência para os valores $Ra_H = 500$ e $Ra_H = 800$, sendo que o regime transitório tende a um regime permanente estável, bicelular, nesses casos.

6. REFERÊNCIAS

- CALTAGIRONE, J.P. Thermoconvective instabilities in a horizontal porous layer, *J. Fluid Mech.*, vol.72B, pp.269-287, 1975.
- COMBARNOUS, M.A. & LEFUR, B. Transfert de chaleur par convection naturelle dans une couche poreuse horizontale, *C. R. Acad. Sci. Paris*, vol.269B, pp.1009-1012, 1969.
- HORNE, R.N. & O'SULLIVAN, O.J. Oscillatory convection in a porous medium heated from below, *J. Fluid Mech.*, vol. 66B, pp.339-352, 1974.
- KIMURA, R., SCHUBERT, G. & STRAUSS, J.M. Route to chaos in porous medium thermal convection, *J. Fluid Mech.*, vol.166, pp.305-324, 1986.
- LLAGOSTERA, J. Natural convection in an irregular porous cavity: effects of thermal boundary conditions, *Proceedings of the 10th International Heat Transfer Conference*, Brighton, UK, vol.7, pp.103-108, 1994.
- PATANKAR, S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, Washington, 1980.
- ROBILLARD, L., WANG, C.H. & VASSEUR, P. Multiple steady states in a confined porous medium with localized heating from below, *Num. Heat Transfer*, vol.13, pp.91-110, 1988.
- TREVISAN, O.V. & BEJAN, A. Mass and heat transfer by high Rayleigh number convection in a porous medium heated from below, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.30, n.11, p.2341-2356, 1987.

Agradecimento

Os autores agradecem o auxílio prestado pelo CNPq e pela CAPES para o desenvolvimento do Mestrado de Paulo Maria, e também ao CENAPAD-SP, pela utilização de seus recursos computacionais.

PAPER CODE: COB718

**CONVECÇÃO NATURAL TRANSITÓRIA TURBULENTA NUM
RECIPIENTE CILÍNDRICO VERTICAL / TRANSIENT TURBULENT
NATURAL CONVECTION INSIDE A VERTICAL CYLINDER**

PAULO VATAVUK & MARCOS M. PIMENTA

*Departamento de Engenharia Mecânica, Escola Politécnica - Universidade de São Paulo
CEP: 005508-900, São Paulo, Brasil E-mail: pvatavuk@usp.br***Abstract**

Natural convection of a liquid inside a vertical cylinder is solved numerically. The flow is caused by the uniform heating of the lateral wall. In spite of the practical importance of this problem very few results are available for the turbulent flow, which is the subject of this work. The turbulence model previously used by Ince & Launder, to study the problem of natural convection inside a rectangular cavity, was transformed into cylindrical coordinates and applied to the problem. This low Reynolds number model accepts a laminar as well as a turbulent solution. So, as the flow is initially laminar, it would be necessary in some instance to cause the transition. This difficulty was avoided by considering that in the initial condition the fluid was static but had a high turbulence intensity. This technique was not completely successful because the initial turbulent intensity had a phase effect in the solution.

Keywords

Convecção Natural - Modelos de Turbulência - Dinâmica dos Fluidos Computacional
Natural Convection - Turbulence Models - Computational Fluid Dynamics.

1. INTRODUÇÃO

Em vários processos industriais é comum o armazenamento de líquidos em tanques cilíndricos verticais e em algumas aplicações o fluido é aquecido ou resfriado pela transferência de calor com as paredes. Podemos citar aplicações em áreas tão diversas como: indústria aeroespacial (Clark, 1965), siderurgia (Austin *et al.*, 1992) e exploração de petróleo em regiões de clima polar (Cotter & Charles, 1993).

Nas aplicações acima existe interesse no problema genérico em que ocorrem fluxos variáveis nas superfícies lateral, do fundo e do topo. Para reduzir o numero de parâmetros do problema, este trabalho trata especificamente do aquecimento por um fluxo uniforme e constante de calor na parede vertical. Na Figura 1 temos uma representação esquemática do problema tratado. O líquido ocupa altura H e o cilindro tem raio R .

Existem vários trabalhos tratando de casos similares ao aqui estudado. No trabalho de Clark (1965) temos uma revisão dos trabalhos publicados até aquela data. Hess & Miller (1979) fizeram medições de perfis de velocidade, também no regime laminar, utilizando

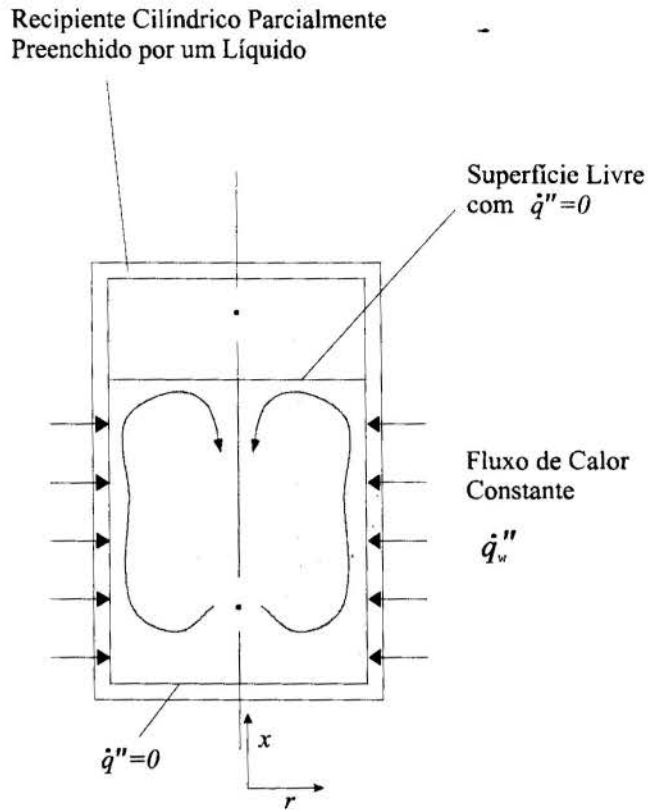


Figura 1 - Representação Esquemática do Problema.

anemometria a laser. Vatavuk & Pimenta (1995) fizeram também simulações numéricas do regime laminar, bem como comparações com trabalhos anteriores.

Apesar da importância prática do problema existem poucos resultados disponíveis na literatura para o regime turbulento. Os trabalhos com modelos de turbulência se restringiram a aplicações voltadas para a siderurgia (por exemplo Austin *et al.*, 1992), que tem características muito particulares. O objetivo deste trabalho é simular o escoamento numericamente, utilizando um modelo de turbulência apropriado para a convecção natural.

2. FORMULAÇÃO

A formulação envolve basicamente a escolha de um modelo de turbulência. Estes podem ser subdivididos em modelos de tensões de Reynolds e modelos de viscosidade turbulenta. Poucos trabalhos foram desenvolvidos utilizando modelos de tensões de Reynolds na convecção natural, o que torna difícil avaliar se estes modelos terão um desempenho adequado. Alguns autores relatam também dificuldades de convergência na utilização destes modelos em escoamentos dominados por forças de empuxo. Desta forma, o tipo de modelo escolhido para utilização neste trabalho é o de viscosidade turbulenta e levando isto em conta as equações do movimento e de balanço de energia térmica são dadas por:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r (\mu + \mu_t) \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \rho g \beta (T - T_0) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_t r \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r (\mu + \mu_t) \frac{\partial V}{\partial r} \right) - (\mu + \mu_t) \frac{V}{r^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_t r \frac{\partial V}{\partial r} \right) \quad (3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U \frac{\partial \Theta}{\partial x} + V \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\kappa}{c_p} + \frac{\mu_t}{\sigma_T} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\kappa}{c_p} + \frac{\mu_t}{\sigma_T} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right] \quad (4)$$

Nas equações acima μ_t é a viscosidade turbulenta. U , V , Θ e P são respectivamente as médias temporais das velocidades instantâneas u e v , da temperatura T e da pressão p .

Dentro da classe dos modelos de viscosidade turbulenta, a grande maioria dos trabalhos publicados foi desenvolvida com alguma variação do modelo de duas equações $k-\varepsilon$. Este tipo de modelo foi escolhido aqui pois é bem documentado. Neste grupo de modelos, o mais comumente utilizado é o modelo convencional com funções de parede, porém o trabalho de Henkes & Hoogendoorn (1989) mostrou que este modelo não fornece resultados adequados em escoamentos por convecção natural. Isto já era esperado porque as funções de parede não levam em conta o efeito das forças de empuxo em sua formulação. Então, o modelo escolhido deveria ser do tipo $k-\varepsilon$ para baixos números de Reynolds, pois as equações destes modelos são resolvidas em toda a região do escoamento e portanto não há necessidade de se utilizar as funções de parede.

No trabalho de Henkes & Hoogendoorn (1989), foram feitas comparações entre vários modelos de turbulência para baixos números de Reynolds, em um escoamento por convecção natural. Concluiu-se que o modelo de Launder & Sharma, e em menor escala os modelos de Chien e Lam & Bremhorst são os mais adequados. Assim, foi escolhido o modelo de Launder & Sharma para utilização neste trabalho. As equações deste modelo, transformadas para coordenadas cilíndricas, são fornecidas abaixo.

$$\mu_t = \rho C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5)$$

$$\rho \left(\frac{\partial k}{\partial t} + U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \rho (P_k + G - \varepsilon) \quad (6)$$

$$P_k = \nu_t \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right] \quad (7)$$

$$\varepsilon = \hat{\varepsilon} + D \quad (8)$$

Tema 21

Termodinâmica

$$D = 2\nu \left[\left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (9)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial t} + U \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial x} + V \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial r} \right] + C_{1\varepsilon} f_{1\varepsilon} \frac{\hat{\varepsilon}}{k} \rho (P_k + G) - C_{2\varepsilon} f_{2\varepsilon} \rho \frac{\hat{\varepsilon}^2}{k} + \rho E \quad (10)$$

$$E = 2\nu v_t \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 3 \left(\frac{V}{r^2} \right)^2 - 6 \frac{V}{r^3} \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{3}{r^2} \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right)^2 \right] \quad (11)$$

$$f_\mu = \exp \left[\frac{-3.4}{(1 + R_t/50)^2} \right] \quad f_{\varepsilon 1} = 1 \quad f_{\varepsilon 2} = 1 - 0.3 \exp(-R_t^2) \quad (12) (13) (14)$$

Onde $v_t = \mu_t/\rho$ e $R_t = k^2/\nu \hat{\varepsilon}$.

Nos escoamentos em que as flutuações de densidade são importantes existe uma contribuição das forças de empuxo no balanço de energia cinética turbulenta, este efeito é representado pelo termo G nas equações acima. Como demonstrado em Tennekes & Lumley (1974), este termo pode ser dado por:

$$G = \beta \overline{u'T'g} \quad (15)$$

Na equação acima, u' e T' são flutuações turbulentas de u e T respectivamente, de tal forma que $u = U + u'$ e $T = \Theta + T'$. Para completar a formulação é necessário modelar a correlação $\overline{u'T'}$. Ince & Launder (1988) sugerem a modelagem utilizando a hipótese de difusão por gradiente generalizado (“Generalized Gradient diffusion Hypothesis”, GGDH) de Daly e Harlow. Utilizando esta aproximação o termo G é dado por:

$$G = \beta g \left(\frac{3 C_\mu}{2 \sigma_T} \right) \frac{k}{\hat{\varepsilon}} v_t \left[\left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \frac{\partial T}{\partial r} + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) \frac{\partial T}{\partial x} \right] - \beta g \frac{v_t}{\sigma_T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (16)$$

Esta formulação foi utilizada para o termo G na equação para k . Na equação (10), para $\hat{\varepsilon}$, também foi utilizada a formulação proposta por Ince & Launder (1988). Nesta formulação a influência das forças de empuxo sobre a dissipação é modelada dando ao termo G um tratamento análogo ao termo de produção, P_k .

As constantes utilizadas no modelo são as mesma utilizadas no modelo convencional e são fornecidas na tabela I.

Tabela I - Constantes Usadas no Modelo de Turbulência.

C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	σ_T
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92	0.9

A condição inicial estudada foi de fluido estático a uma temperatura uniforme T_i . As condições de contorno, para a velocidade U , são de valor nulo em todo contorno exceto na linha de simetria onde a condição é de derivada nula na direção radial. Para a componente V as condições são de velocidade nula exceto no topo onde a condição é de derivada nula na direção normal. Para a temperatura as condições são de fluxo nulo em todo o contorno exceto na parede lateral. Para k e $\hat{\varepsilon}$ as condições de contorno, que devem ser utilizadas com o modelo de Launder & Sharma, são de valor nulo nas paredes e gradiente nulo no topo e linha de centro.

Uma análise mais elaborada foi necessária para estabelecer as condições iniciais de k e $\hat{\varepsilon}$. O modelo para baixos números de Reynolds permite a ocorrência de solução laminar além da turbulenta. Assim, como o escoamento é inicialmente laminar, seria necessário, em um dado instante de tempo, causar a transição para escoamento turbulento. Esta dificuldade foi evitada nas simulações, considerando que no instante inicial o fluido se encontra estático mas tem uma intensidade de turbulência elevada. Apesar desta condição não ser fisicamente realista, pode-se supor que o efeito desta condição fictícia irá desaparecer após algum tempo e então a solução representaria o fenômeno físico.

3. METODOLOGIA.

O modelo de turbulência foi implementado no programa de computador previamente utilizado em Vatauvuk & Pimenta (1995). O método de discretização utilizado foi o método dos volumes finitos. Os fluxos difusivo e convectivo nas faces dos volumes foram calculados pelo esquema lei de potências de Patankar (1980). O acoplamento entre pressões e velocidades foi resolvido utilizando o procedimento SIMPLE, também apresentado em Patankar (1980). O regime transitório foi implementado utilizando um esquema totalmente implícito. O critério de convergência foi o máximo resíduo permitido na equação da continuidade. Antes de seu uso neste trabalho o programa foi testado intensivamente utilizando casos teste ("benchmarks") clássicos.

4. RESULTADOS.

O primeiro conjunto de simulações foi feito utilizando dados similares aos utilizados por Hess e Miller (1979) ($H=0.228$ m e $R=0.12$ m), porém o fluxo uniforme de calor na parede lateral foi de 25 kW/m^2 . As propriedades físicas utilizadas foram as da água a 27°C . Estas condições correspondem a um número de Rayleigh de $Ra^* = g\beta\dot{q}''H^4 / [\kappa\alpha\nu] = 2.3 \times 10^{12}$. De acordo com Clark (1964) a transição deve ocorrer em aproximadamente $Ra^* = 10^{11}$, então esperamos que o escoamento seja turbulento. As simulações foram feitas utilizando uma malha não uniforme com 40×40 nós. A malha foi definida de forma que $y^+ < 1$ no segundo nó interno a partir da parede. O passo de tempo foi de $\Delta t = 0.2$ s e a condição de convergência foi $\dot{m}_c < 10^{-9}$ kg/s. Os valores iniciais utilizados para as variáveis turbulentas foram $k_i = 80 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $\hat{\varepsilon}_i = 20 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, que corresponde a $\mu_t \cong 30 \mu$.

Na Figura 2 temos os campos de viscosidade turbulenta em três instantes de tempo. Podemos notar que nos 20 s iniciais houve um aumento de μ_t próximo a parte superior da parede lateral o que deve ser devido aos elevados gradientes de velocidade nesta região. Entre $t=20$ s e $t=40$ s houve uma redução significativa de μ_t e em $t=40$ s o escoamento turbulento só predomina junto ao fundo. Depois a intensidade de turbulência continua diminuindo e, em $t=60$ s, podemos notar que o escoamento é quase completamente laminar.

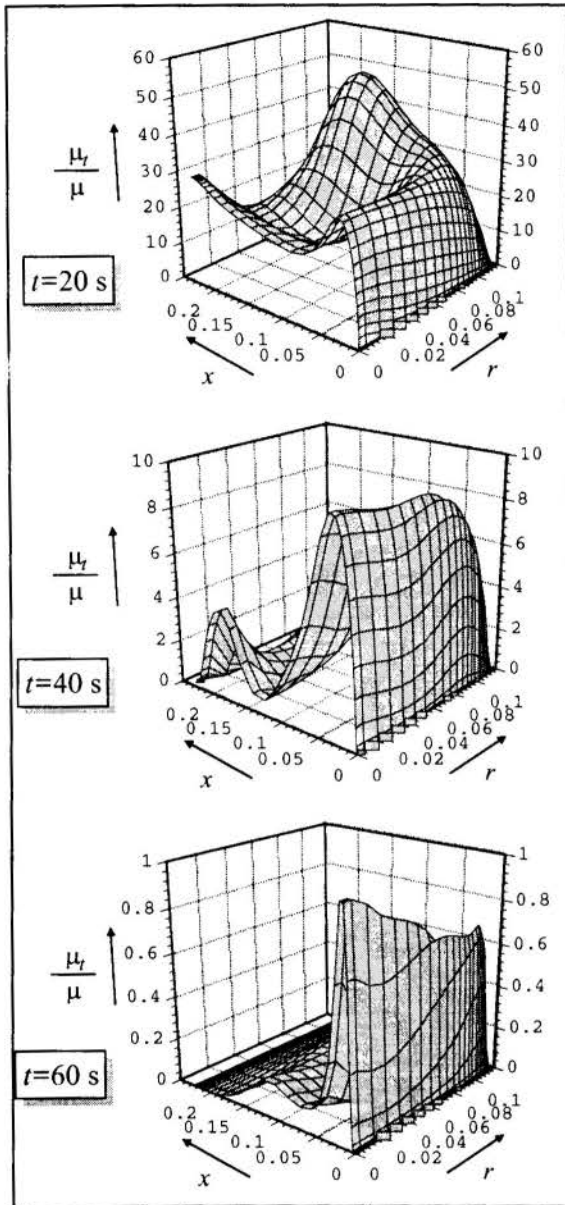


Figura 2 - Campos de Viscosidade Turbulenta nas Simulações com $H=0.228$ m.

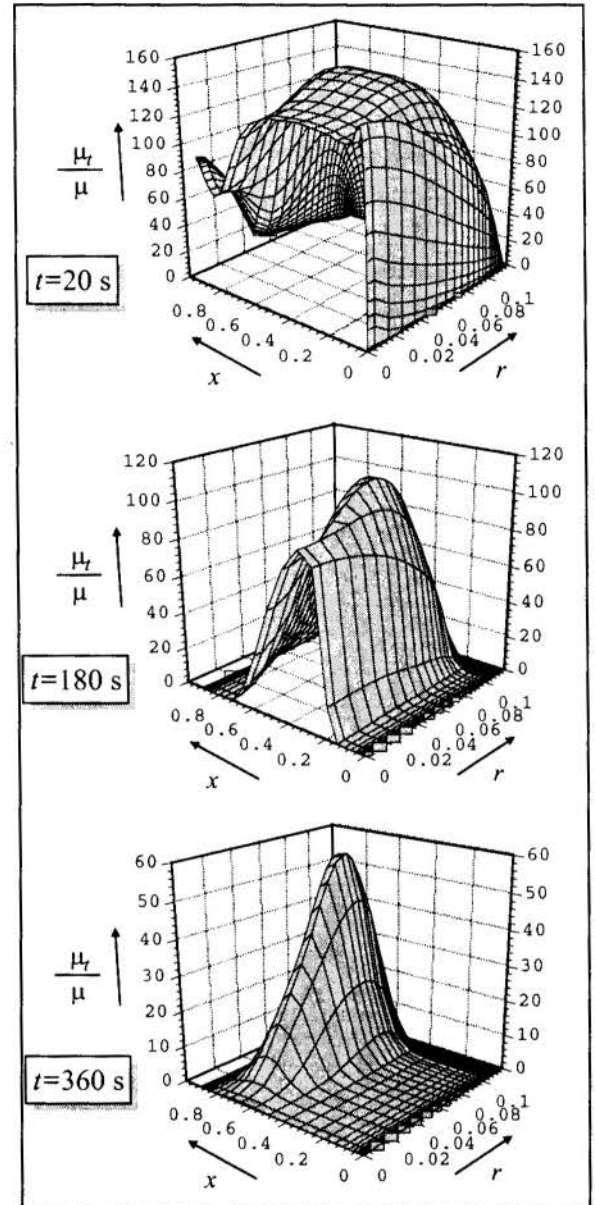


Figura 3 - Campos de Viscosidade Turbulenta nas Simulações com $H=0.912$ m.

Para avaliar o efeito da condição inicial, outras simulações foram feitas utilizando uma viscosidade turbulenta iniciais de três e seis vezes o valor anterior. O resultados destas simulações mostram também a relaminarização após 60 s ou 80 s, mas os valores da viscosidade turbulenta são correspondentemente muito maiores. Os perfis de velocidade também dependem significativamente das condições iniciais para k e ε . A relaminarização ocorreu de uma forma tão rápida que não houve tempo para que o escoamento se tornasse independente das condições iniciais fictícias.

Devido a falta de dados experimentais não é possível definir se a relaminarização é devida a um problema no modelo de turbulência ou é uma característica física do fenômeno. O modelo de turbulência não deve ter um desempenho adequado em uma condição próxima da transição, o que pode estar ocorrendo na situação analisada. Por outro lado, a produção de k é

proporcional aos gradientes de velocidade e estes são muito intensos nos instantes iniciais e decrescem rapidamente com o tempo. Assim, poderia ser atingida uma condição em que a produção de k se torna tão pequena, em relação a dissipação, que o escoamento turbulento não se mantém.

Outras simulações foram feitas aumentando a altura do cilindro para verificar se aumentando o número de Rayleigh o escoamento turbulento se mantém por um período maior de tempo. Esta condição ocorreu nas simulações feitas com uma altura $H=0.912$ m, correspondente a $Ra^* = 5.9 \times 10^{14}$. Nestas simulações, os valores iniciais de k e $\hat{\varepsilon}$ foram $k_i = 96 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $\hat{\varepsilon}_i = 9.6 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, correspondendo a $\mu_i \cong 100 \mu$.

Os campos de μ_i obtidos nestas novas simulações são apresentados na Figura 3. Pode-se notar que nos 20 segundos iniciais ocorre um aumento da intensidade de turbulência próximo as paredes lateral e do fundo. Após 3 minutos de aquecimento notamos que o pico de intensidade de turbulência próximo ao fundo desaparece. Pode-se observar também o decréscimo de intensidade de turbulência em todo o campo de escoamento que é menos acentuado nas proximidades da parede lateral e da região central. Após 6 minutos notamos que o escoamento é turbulento na metade superior do cilindro.

Outras simulações foram feitas para verificar a influência das condições iniciais para k e $\hat{\varepsilon}$ no escoamento. Na Figura 4 temos os resultados da variação com o tempo da máxima velocidade u , na posição $x/H=0.5$. Os resultados da simulação anterior, em que os valores iniciais eram tais que $\mu_i \cong 100 \mu$, são comparados com outra simulação onde $\mu_i \cong 200 \mu$. Pode-se notar que, após cerca de 60 segundos de aquecimento, a evolução das velocidades nos dois casos é a mesma exceto por um atraso de cerca de 8 segundos no caso em que o valor inicial de μ_i é maior. Isto significa que os resultados se tornaram independentes da condição inicial exceto por uma diferença de fase. Assim, a técnica utilizada na inicialização da turbulência teve sucesso parcial devido ao erro introduzido na previsão da evolução do escoamento com o tempo.

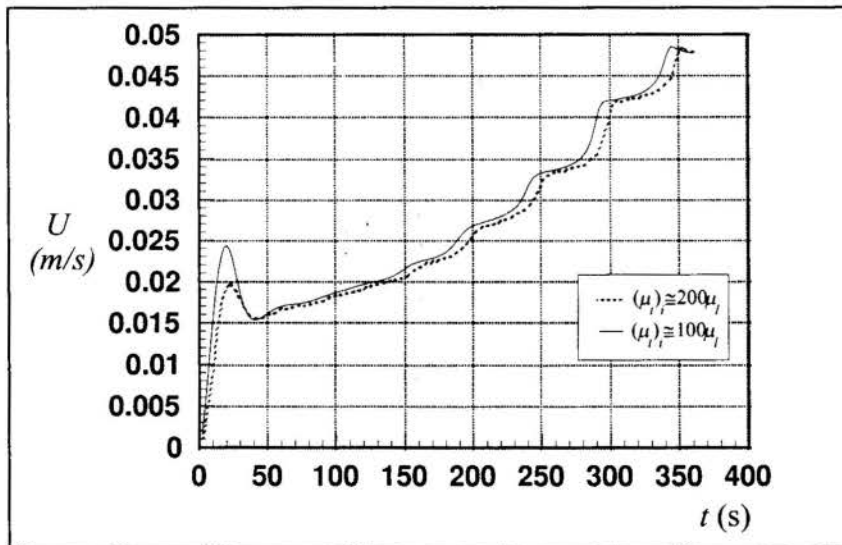


Figura 4 - Comparação Entre as Máximas Velocidades u em $x/H=0.5$ em Duas Simulações Utilizando Diferentes Condições Iniciais para k e $\hat{\varepsilon}$.

5. CONCLUSÕES.

Nas Simulações para $Ra^* = 2.3 \times 10^{12}$ ocorreu relaminarização do escoamento após um curto período de tempo. Devido a falta de dados experimentais não é possível definir se este fenômeno é uma característica do processo físico ou resulta de um problema no modelo de turbulência.

Nas simulações para $Ra^* = 5.9 \times 10^{14}$ verificamos que o escoamento turbulento se mantém. Pode-se notar também que o efeito das condições iniciais para k e ϵ são desprezíveis após 60 segundos de aquecimento, porém existe um efeito de fase nos resultados que não pôde ser evitado.

AGRADECIMENTO

Este trabalho foi preparado com suporte financeiro da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) o qual os autores agradecem.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRAFICAS

- AUSTIN, P.R., CAMPLIN, J.M., HERBERTSON, J. & TAGGART, I.J., Mathematical Modeling of Thermal Stratification and Drainage of Steel Ladles. *ISIJ International*, vol. 32, pp.196-202, 1992.
- CLARK, J.A., A Review of Pressurization, Stratification and Interfacial Phenomena. *Int. Adv. in Cryogenic Engineering*, vol. 10, New York, Plenum Press, pp.259-283, 1965.
- COTTER, M.A., & CHARLES, M.E., Transient Cooling of Petroleum by Natural Convection in Cylindrical Storage Tanks-I. Development and Testing of a Numerical Simulator. *Int. J. Heat and Mass Transf.*, vol. 36, pp.2165-2174, 1993.
- HENKES, R.A.W.M., & HOOGENDOORN, C.J., Comparison of Turbulence Models for the Natural Convection Boundary Layer Along a Heated Vertical Plate. *Int. J. Heat and Mass Transf.*, vol. 32, pp.157-169, 1989.
- HESS, C.F. & MILLER, C.W., Natural Convection in a Vertical Cylinder Subject to Constant Heat Flux. *Int. J. Heat and Mass Transf.*, vol. 22, pp.421-430, 1979.
- INCE, N.Z. & LAUNDER, B.E., Computation of Turbulent Natural Convection in Closed Rectangular Cavities. *Proceedings of the 2nd U.K. National. Heat Transfer Conference*, Vol.2, University of Strathclyde, pp.1389-1400, 1988.
- PATANKAR, S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Washington, Hemisphere, 1980.
- TENNEKES, H. & LUMLEY, J.L., *A First Course in Turbulence*. Cambridge, MIT Press, 1974.
- VATAVUK, P. & PIMENTA, M.M., Convecção Natural Em Regime Transitório no Interior de um Recipiente Cilíndrico Vertical. *Anais do XIII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, em CD-ROM, Belo Horizonte, 1995.

PAPER CODE: COB719

**CONVECÇÃO NATURAL TURBULENTA DE METAIS LÍQUIDOS EM
CAVIDADES FECHADAS / NATURAL CONVECTION OF LIQUID METAL
INSIDE A CLOSED CAVITY**

LUIZ JOAQUIM CARDOSO ROCHA & ANGELA OURIVIO NIECKELE

*Departamento de Engenharia Mecânica - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro
CEP 22453-900 - Rio de Janeiro/RJ - Brasil - E-mail: nieckele@mec.puc-rio.br***Abstract**

At the present work, natural convection of liquid metal inside a closed cavity is examined, based on the Boussinesq approximation. The upper and lower cavity walls are adiabatic, while the vertical walls are at uniform and different temperatures. When the Prandtl number is low, the transition from the laminar to the turbulent regime occurs for a Rayleigh number approximately equal to 10^5 . Therefore, the laminar and turbulent regimes are examined. The turbulence model selected was the two differential equation low Reynolds number LRN κ - ϵ model. The problem was numerically solved by the finite volume method, based on the Power-law interpolating scheme. The pressure-velocity coupling was solved with the algorithm SIMPLEC. The solution obtained was validated comparing with some experimental and numerical results available in the literature. The effect of the Rayleigh and Prandtl number in the flow field was examined.

Keywords

Convecção Natural - Metal Líquido - escoamento Laminar/Turbulento / Natural Convection - Liquid Metal - Laminar/Turbulent Flow

1. INTRODUÇÃO

O estudo da convecção natural em cavidades fechadas se deve, em parte, ao reconhecimento da importância deste processo em várias aplicações industriais, como coletores solares, projeto de reatores nucleares, purificação de metais, crescimento de cristais e solidificação ou fusão de metais, entre outros. Na indústria siderúrgica, processos como o de fabricação de aços de alta qualidade e lingotamento de metais líquidos, requerem o estudo da solidificação combinada ao fenômeno da convecção natural. A convecção natural em escoamentos em baixos números de Prandtl, caso de metais líquidos, provoca indesejáveis efeitos no crescimento de grãos e migração de impurezas. Também, oscilações na temperatura causam instabilidade no escoamento, devido às forças de empuxo, provocando uma não uniformidade na frente de solidificação. Desta forma, torna-se essencial o conhecimento dos fenômenos de transporte envolvidos neste tipo de processo.

Como primeiro passo para a análise do fenômeno complexo de solidificação de metais líquidos na presença de convecção natural, este trabalho é dedicado ao estudo da convecção natural de metais líquidos. Mohammad e Viskanta (1993) observaram que para baixos números de Prandtl, Pr , o escoamento torna-se turbulento quando o produto entre os números de Rayleigh e Prandtl ($Ra Pr$) for maior do que $4,8 \times 10^3$. Para metais líquidos, este valor

corresponde a um número de Rayleigh, Ra , aproximadamente igual a 10^5 , tornando-se necessário a utilização de modelos de turbulência. Dentre os diversos trabalhos publicados sobre convecção natural, vale ressaltar alguns em que o regime de escoamento é considerado turbulento. Nobile et al. (1989) estudaram o fenômeno da convecção natural turbulenta em uma cavidade fechada. As propriedades são constantes, exceto pela aproximação de Boussinesq. O modelo de turbulência é o de duas equações diferenciais para baixo número de Reynolds (LRN κ - ϵ). É dada ênfase a escoamentos com número de Rayleigh acima de 10^{10} . O número de Prandtl utilizado é 0,71. Mohammad e Viskanta (1992) estudaram o escoamento de água, na presença da convecção natural turbulenta em uma cavidade fechada, utilizando o modelo de turbulência para baixo número de Reynolds (LRN κ - ϵ). A parede superior da cavidade se move com velocidade constante. As paredes laterais são isoladas e a parede inferior é aquecida. Mohammad e Viskanta (1993) investigaram o fenômeno da convecção natural turbulenta em uma cavidade fechada em escoamentos a baixo número de Prandtl. São estudados dois casos distintos. No primeiro, a cavidade é aquecida por baixo e resfriada por cima, enquanto que as outras paredes são adiabáticas. No segundo, a parede oeste é aquecida e a parede leste é resfriada, enquanto que as paredes horizontais são isoladas. Foram obtidas soluções utilizando-se modelos bidimensional e tridimensional, as quais foram comparadas com dados experimentais. O modelo de turbulência utilizado foi o LRN k - ϵ .

No presente trabalho, analisa-se o escoamento de metais líquidos com as superfícies superior e inferior isoladas, enquanto que a parede direita é aquecida e a parede esquerda é resfriada. A influência do número de Rayleigh e Prandtl no campo de velocidade e temperatura é investigada, tanto para o regime laminar como para o regime turbulento.

2. MODELO FÍSICO E MATEMÁTICO

Considera-se o escoamento devido à convecção natural em uma cavidade fechada bidimensional, figura 1, de um fluido Newtoniano. A cavidade é mantida a temperaturas uniformes e diferentes em suas paredes verticais. A parede oeste é mantida a uma temperatura T_H maior de que a temperatura da parede leste, T_C . As paredes horizontais são perfeitamente isoladas termicamente.

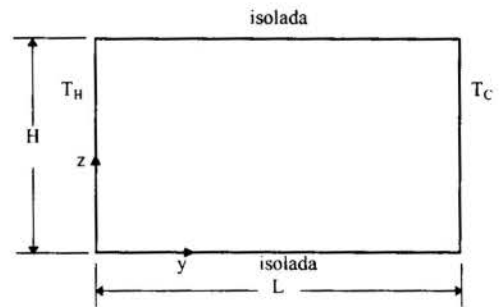


Figura 1 - Desenho esquemático.

Para a determinação do campo de velocidade e temperatura as equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear e energia devem ser resolvidas. As propriedades são consideradas constantes, com exceção da massa específica ρ . Esta, de acordo com a aproximação de Boussinesq, é considerada constante exceto no termo de força de corpo, onde é definida como uma função linear da temperatura média no tempo \bar{T} , $\rho = \rho_c [1 - \beta(\bar{T} - \bar{T}_c)]$. A temperatura da parede fria, \bar{T}_c , foi selecionada como referência, ρ_c é a massa específica avaliada nesta temperatura e β é o coeficiente de expansão térmica.

Para um número de Rayleigh acima de aproximadamente 10^5 o escoamento torna-se turbulento. As equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear e energia, baseadas em valores médios no tempo podem ser escritas como:

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) + \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} + \rho_c g \beta (\bar{T} - \bar{T}_c) \delta_{2i} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j \bar{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\kappa}{c_p} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right] \quad (3)$$

onde μ é a viscosidade molecular e $\bar{p} = \bar{p}^* - \rho_{ref} g x_i \delta_{2i}$, é a pressão modificada. Esta incorpora a pressão termodinâmica média na seção transversal, \bar{p}^* , e parte dos efeitos gravitacionais. g é a aceleração da gravidade, k é a condutividade térmica, c_p o calor específico à pressão constante, σ_t o número de Prandtl turbulento para a equação da energia e μ_t é a viscosidade turbulenta.

O modelo de turbulência selecionado é o de duas equações diferenciais para baixo número de Reynolds, LRN k - ϵ , originalmente desenvolvido, por Jones e Launder (1972) e, modificado por Lam e Bremhorst (1981) e por Davidson (1990). Este último se reduz ao modelo original de Jones e Launder quando o escoamento encontra-se longe da parede. Neste modelo, a viscosidade turbulenta, μ_t , pode ser definida como $\mu_t = f_\mu c_\mu \bar{\rho} k^2 / \epsilon$, onde c_μ é uma constante empírica, κ é a energia cinética turbulenta e ϵ a sua taxa de dissipação. f_μ é uma função de amortecimento da viscosidade turbulenta e depende da distância à parede. A energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta podem ser obtidas das seguintes equações de conservação:

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + G_B - \rho \epsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j \epsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] - \frac{\epsilon}{k} (f_1 c_{1\epsilon} P_k + c_{1\epsilon} G_B - f_2 c_{2\epsilon} \rho \epsilon) \quad (5)$$

onde P_k é o termo de produção de κ e, G_B o termo associado ao empuxo, que são definidos da seguinte forma:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \quad ; \quad G_B = -\frac{\mu_t g \beta}{\sigma_T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_2} \quad (6)$$

f_1 e f_2 também são funções de amortecimento e dependem da distância normal à parede mais próxima, n , e são definidas como:

$$f_1 = 1 + \left(\frac{0,14}{f_\mu} \right)^3 \quad ; \quad f_2 = [1 - 0,27 \exp(-Re_t^2)] [1 - \exp(-Re_n)] \quad (7)$$

$$f_\mu = \exp \left[-\frac{3,4}{(1 + Re_t/50)^2} \right] \quad ; \quad Re_t = \frac{\rho k^2}{\mu \epsilon} \quad ; \quad Re_n = \frac{\rho \sqrt{k} n}{\mu} \quad (8)$$

As constantes e as funções empíricas utilizadas aqui foram retiradas do trabalho de Davidson (1990). São elas: $\sigma_t = 0,9$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\epsilon = 1,3$, $c_\mu = 0,09$, $c_{1\epsilon} = 1,44$ e $c_{2\epsilon} = 1,92$

Nas quatro paredes, prescreveu-se velocidade nula. As paredes horizontais são adiabáticas, enquanto a parede direita é fria e a esquerda quente. As condições de contorno para a energia cinética turbulenta são de $\kappa = 0$ em todas as paredes. Já para a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, considera-se fluxo nulo nas paredes.

Adimensionalizando essas equações, conclui-se que o escoamento é governado pelos seguintes parâmetros adimensionais: razão de aspecto, $RA = H/L$, número de Rayleigh, $Ra = g\beta\Delta TH^3/\alpha\nu$ e número de Prandtl. $Pr = \nu/\alpha$.

3. MÉTODO NUMÉRICO

O método numérico selecionado para a resolução das equações de conservação é o método de diferenças finitas com formulação para volumes de controle (Patankar, 1980) e o esquema de interpolação utilizado é o do tipo "Power Law" (Patankar, 1980). O acoplamento velocidade-pressão é resolvido pelo algoritmo *SIMPLEC* (Van Doormaan e Raithby, 1984).

O algoritmo TDMA linha por linha (Patankar, 1980), é utilizado para resolver o sistema de equações discretizadas resultante. No intuito de acelerar a convergência, utiliza-se o algoritmo de correção por blocos. As equações de conservação são consideradas convergidas quando o resíduo normalizado de todas as equações for menor ou igual a 1×10^{-6} .

De acordo com Janssen e Henkes (1993), concentrou-se os volumes de controle nas proximidades das paredes. Define-se a posição i -ésima da face do volume de controle, x_i , em função do número total de pontos nodais n e o comprimento do domínio L , como $x_i = ii - L / (2\pi) \text{sen}(ii 2\pi)$ onde $ii = (i - 1) / (n - 2)$, $2 \leq i \leq n$.

4. RESULTADOS

Uma análise preliminar do número de pontos nodais necessários na resolução das equações discretizadas, levou-nos a utilizar, no domínio computacional, uma malha não uniforme de 61×61 pontos nodais. Selecionou-se este número de pontos nodais por ter sido o mesmo utilizado por Mohammad e Viskanta (1992). Utilizando uma malha de 41×41 pontos nodais obteve-se solução com pouca resolução. Já uma malha mais refinada (81×81) consumiu muito tempo de CPU e apresentou diferença no campo de temperatura da ordem de 1%, em relação à malha de 61×61 pontos nodais.

A figura 2 apresenta uma comparação entre os resultados obtidos numericamente e dados experimentais através da evolução do perfil adimensional de temperaturas, θ , com a ordenada horizontal Y/H .

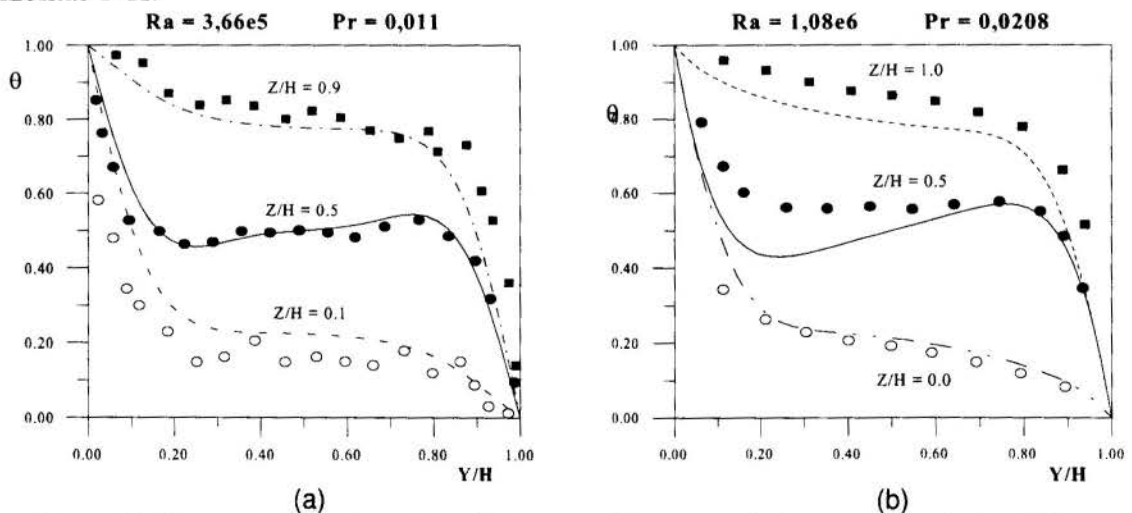


Figura 2 - Comparação entre os resultados numéricos e os dados experimentais obtidos: (a) por Viskanta et al.(1986) e (b) por Wolff et al.(1988).

Observa-se boa concordância com os dados de Viskanta et al. (1986), figura 2a. Os maiores desvios encontram-se próximo à parede inferior. Os resultados obtidos também apresentam boa concordância com os dados experimentais de Wolff et al.(1988), figura 2b, sendo as discrepâncias um pouco maiores do que no caso anterior.

A figura 3 ilustra a comparação dos resultados obtidos com os resultados numéricos de Mohammad e Viskanta (1992) utilizando Rayleigh igual a $2,2 \times 10^7$ e Prandtl igual a 0,022. São mostrados os campos de linhas de corrente e de isotermas. Aqui, faz-se uma comparação qualitativa dos resultados, uma vez que não são apresentados os valores das isocurvas. Observa-se novamente boa concordância entre os resultados. Na região central o fluido está praticamente estagnado e, o perfil de temperatura é aproximadamente linear, como é esperado quando só existe condução.

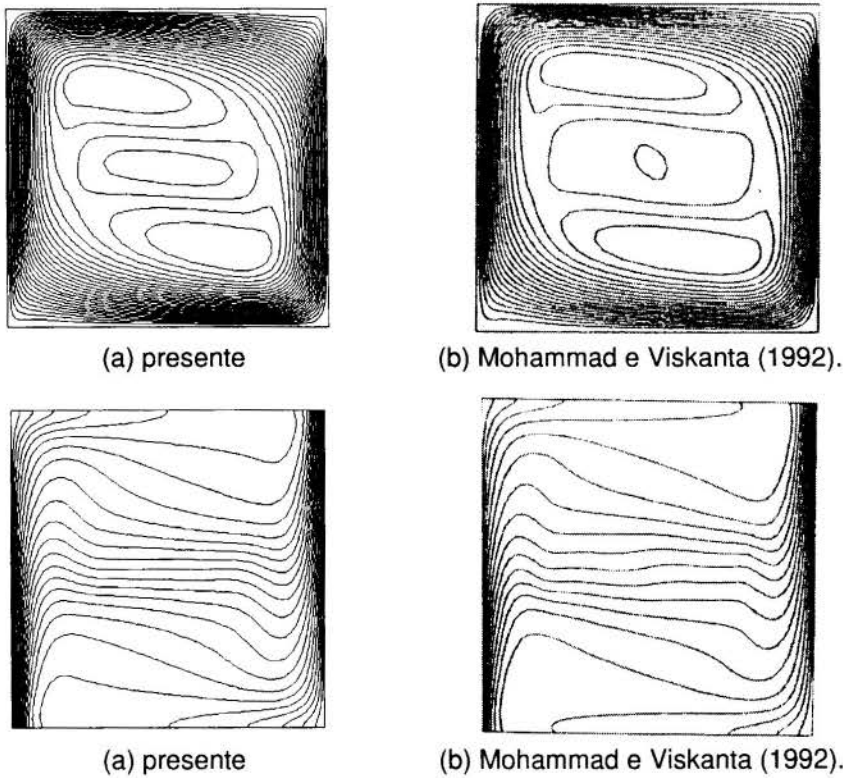


Figura 3 - Comparação de linhas de corrente (em cima) e isotermas (em baixo) com os resultados numéricos para $Ra = 2,2 \times 10^7$ e $Pr = 0,022$.

4.1 Influência do Número de Rayleigh

A influência da variação do número de Rayleigh é analisada através dos campos de velocidades e de temperaturas. Também é analisada a evolução do perfil de temperaturas adimensional ao longo da coordenada horizontal. O número de Prandtl foi fixado em 0,022 e a razão de aspecto igual à unidade.

A figura 4 corresponde a um número de Ra igual a $3,66 \times 10^4$. Para este Rayleigh o regime de escoamento é laminar. As linhas são círculos concêntricos, significando que o escoamento ainda guarda características de movimento celular. Através da distribuição do campo de velocidades percebe-se que nos cantos da cavidade aparecem pequenos vórtices, indicando o início de recirculações. O movimento giratório do fluido, promovido pela convecção natural, provoca um aquecimento no canto superior esquerdo e um resfriamento no canto inferior direito, provocando uma diminuição nos gradientes de temperatura nestas regiões. Por outro lado, os gradientes de temperatura aumentam nos outros cantos da cavidade.

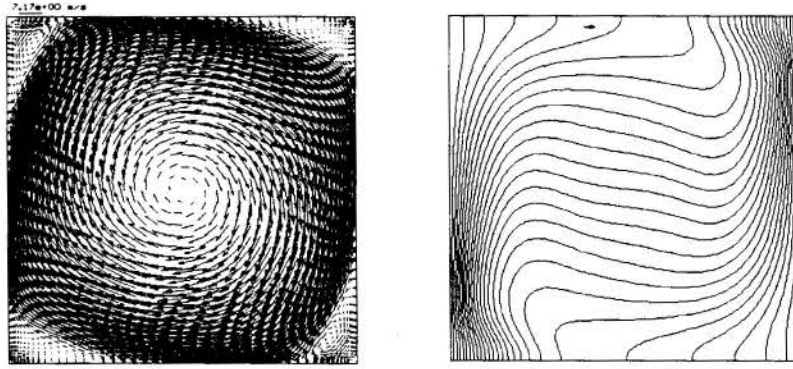


Figura 4 - Campo de velocidades e isotermas para $Ra = 3,66 \times 10^4$ e $Pr = 0,022$

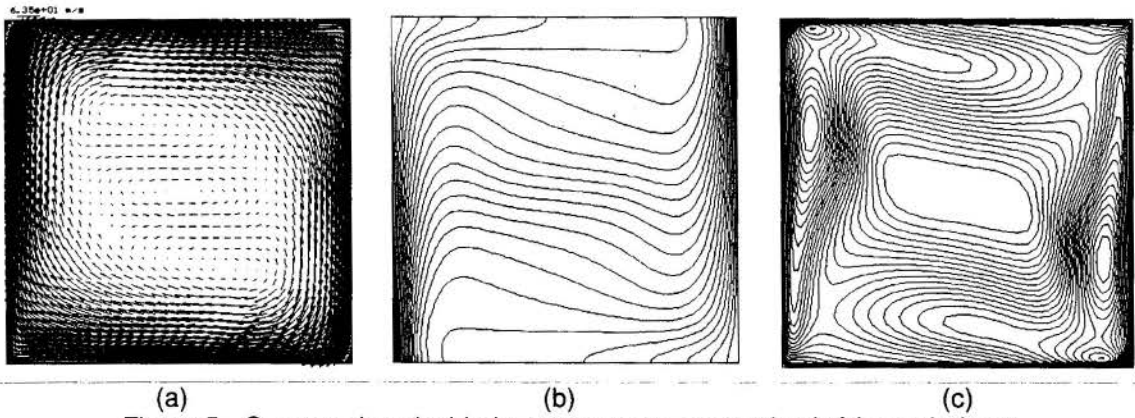


Figura 5 - Campos de velocidade, temperatura e energia cinética turbulenta

À medida que o número de Rayleigh cresce, a intensidade de rotação do fluido próximo às paredes aumenta. Os pequenos vórtices secundários crescem e começam a dominar. Para um número de Rayleigh aproximadamente igual a 10^5 , o escoamento torna-se turbulento. O campo de energia cinética turbulenta deixa de ser nulo dando origem à viscosidade turbulenta.

A figura 5 apresenta o campo de velocidade, temperatura e energia cinética turbulenta para um número de Rayleigh da ordem de 10^6 . No núcleo da cavidade o escoamento se divide em uma recirculação central e duas secundárias ao seu redor, sendo que o núcleo gira no sentido contrário ao do escoamento principal. Nota-se que as velocidades próximas às paredes são extremamente elevadas, quando comparadas com as velocidades do núcleo.

A figura 5b apresenta o campo de isotermas. Com o aumento das velocidades, os gradientes de temperatura aumentam ainda mais junto às paredes verticais. No núcleo a condução de calor é a grande promotora da transferência de calor, já que as velocidades são baixas. A energia cinética turbulenta, figura 5c, possui valores elevados nos cantos superior esquerdo e inferior direito, sendo muito pequena na região central. Esta energia está fortemente associada com o aumento das velocidades nesta região. No lado da parede quente a velocidade aumenta devido ao efeito do empuxo provocado pela diferença de densidades no fluido. Já no lado da parede fria o efeito gravitacional acelera o fluido para baixo.

A figura 6 mostra a evolução do perfil de temperaturas ao longo da coordenada horizontal Y/H para os números de Rayleigh iguais a $3,66 \times 10^4$ e $6,2 \times 10^6$. Percebe-se que ocorre um aquecimento da região junto à parede fria e um resfriamento junto à parede quente. Observa-se também, que os gradientes de temperatura aumentam de intensidade junto às paredes verticais. No topo da cavidade, nota-se que os gradientes de temperatura aumentam junto à parede fria, enquanto que do lado da parede quente, estes se mantêm, aproximadamente, da mesma ordem. No fundo da cavidade o efeito é inverso. No centro da cavidade começa a aparecer um patamar, em torno de $\theta = 0,5$, no nível da temperatura.

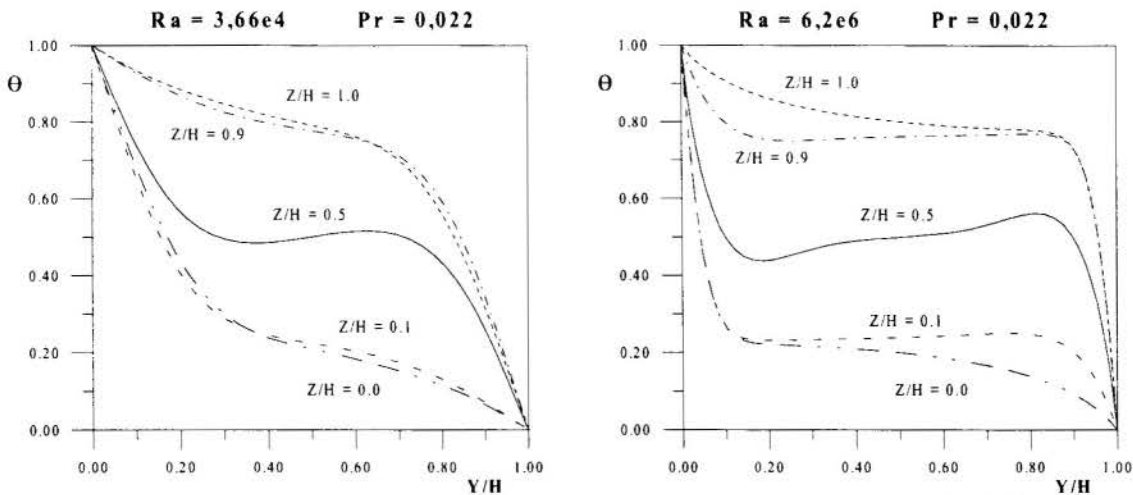


Figura 6 - Evolução do perfil de temperaturas adimensional ao longo de Y/H.

Para Rayleigh na ordem de 10^7 os efeitos descritos anteriormente são acentuados. Como pode ser observado na figura 3, no núcleo do escoamento ocorre uma subdivisão da circulação central em duas recirculações secundárias. Estas estão envoltas por outras duas recirculações que envolvem, quase que totalmente, o núcleo.

4.2 Efeito do Número de Prandtl

Considera-se uma variação do número de Prandtl de 0,011 a 0,022, (valores característicos de metais líquidos), mantendo-se o número de Rayleigh igual a $6,2 \times 10^6$ e razão de aspecto igual à unidade. Para os casos estudados, a intensidade do campo de velocidades aumenta da ordem de vinte e cinco por cento, porém a influência na estrutura do escoamento é muito pequena.

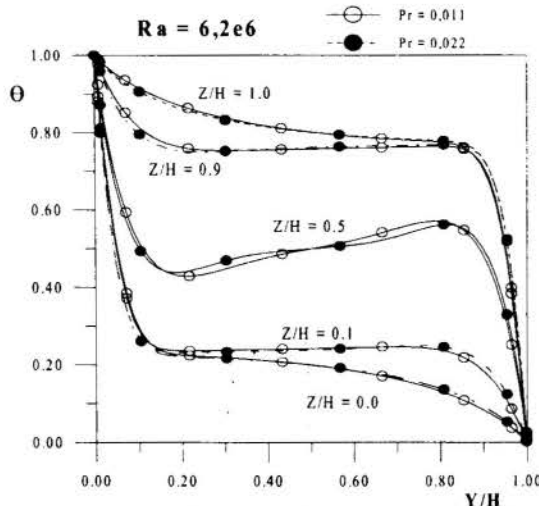


Figura 7 - Efeito do número de Prandtl no perfil de temperaturas adimensional.

A figura 7 mostra a evolução do perfil de velocidades ao longo da coordenada horizontal para os números de Prandtl iguais a 0,011 e 0,022. Apenas uma ligeira diferença na linha central pôde ser detectada.

5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

A convecção natural de metais líquidos em uma cavidade fechada é analisada, levando em conta o efeito da variação do número de Rayleigh e do número de Prandtl.

Para baixos números de Rayleigh, escoamento laminar, ocorre um movimento unicelular do fluido. Isto é, o fluido escoar de baixo para cima próximo à parede quente, devido à diferença de densidades. Em seguida, junto à parede superior em direção à parede fria. Desce junto à parede fria, empurrado pelo gradiente de pressão e, finalmente, escoar no sentido da parede quente junto, à parede inferior. Aumentando-se o número de Rayleigh, vórtices aparecem nos cantos da cavidade e, os gradientes de temperatura junto às paredes verticais aumentam. Elevando-se, ainda mais, o número de Rayleigh, o regime de escoamento torna-se turbulento e, o modelo de turbulência de duas equações diferenciais para baixo número de Reynolds, LRN $k-\epsilon$ é utilizado. Agora, os vórtices dos cantos desaparecem, devido a grande quantidade de movimento nestas regiões. Os gradientes de temperatura, junto às paredes verticais, elevam-se ainda mais e, no centro da cavidade ocorre estratificação no fluido. Observa-se que a influência do número de Prandtl, na faixa 0,011 a 0,022 nos campos de velocidade e temperatura é muito pequena.

6. REFERÊNCIAS

- DAVIDSON, L. Calculation of the Turbulent Buoyancy-Driven Flow in a Rectangular Cavity Using an Efficient Solver and Two Different Low Reynolds Number $k-\epsilon$ Turbulence Models, *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol.18, pp.129-147, 1990.
- JANSSEN, R.J.A.; HENKS, R.A.W. & HOOGENDOORN C. J. Transition to Time-Periodicity of a Natural-Convection Flow in a 3D Differentially Heated Cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 36, no.11, pp.2927-2940, 1993.
- JONES, W.P & LAUNDER, B.E. The Prediction of Laminarization with Two-Equation Model of Turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.15, pp.301-314, 1972.
- LAM, C.K.G & BREMHORST, K. A. A. Modified Form of the $k-\epsilon$ Model for Predicting Wall Turbulence, *J. Fluid Engineering*, vol.103, pp.456-460, 1981
- MOHAMMAD, A. A. & VISKANTA, R. Application of Low Reynolds Number $k-\epsilon$ Turbulence Model to Buoyant and Mixed Flows in a Shallow Cavity, *Fundamentals of Mixed Convection*, HTD vol.213, ASME 1992.
- MOHAMMAD, A. A. & VISKANTA, R. Modeling of Turbulence Buoyant Flow and Heat Transfer in Liquid Metals.; *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.36, no.11, pp.2815-2826, 1993.
- NOBILE, E.; SOUZA, A.C.M. & BAROZZI, G.S. Turbulence Modeling in Confined Natural Convection, *Heat and Technology*, vol.7, no.3-4, pp.24-35, 1989.
- OSTRACH, S. Natural Convection in Enclosures - *Advances of Heat Transfer*, vol.8, pp.161-227, 1972.
- PATANKAR, S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*; Hemisphere, New York, 1980.
- VAN DOORMAAN, J.P. & RAITHBY, G.D. Enhancements of The SIMPLE Method for Prediction Incompressible Fluid Flow, *Numerical Heat Transfer*, vol.7, pp.147-163, 1984.
- VISKANTA, R.; KIM, D.M. & GAU, C. Three-Dimensional Natural Convection Heat Transfer of a Liquid Metal in a Cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 29, no.3, pp.475-485, 1986.
- WOLFF, F.; BECKERMANN, C. & VISKANTA, R. Natural Convection of Liquid Metals in Vertical Cavities, *Exp. Thermal Fluid Sci*, vol.1, pp.83-91, 1988.

PAPER CODE: COB775

LOCALLY-COUPLED NUMERICAL SOLUTION OF THERMALLY-DRIVEN CAVITY FLOWS

MARCELO J.S. DE LEMOS

Departamento de Energia, Instituto Tecnológico de Aeronáutica-CTA

12228-900 - São José dos Campos, SP, Brasil - E-mail: mlemos@tecsat.com.br

Abstract

This work reports a numerical investigation on buoyancy-induced flows occurring in enclosures of small aspect ratio. The numerical method used consists of the control-volume approach and a new block-implicit smoothing operator. Governing equations are written in terms of the so-called primitive variables and are recast into a general form. In the proposed method all governing equations are relaxed locally, at the same time, in contrast with commonly used segregated schemes. The effect of the Rayleigh number and aspect ratio on temperature and velocity patterns are presented.

Keywords

Coupled Solvers, Laminar Flow, Numerical Methods

1. Introduction

The numerical simulation of buoyancy-induced flows has been intensively investigated lately due to its technological importance in engineering and science. Enhancement or damping of heat transfer rates across layers of fluids have applications spanning from simple insulating systems to sophisticated technological devices. Under the numerical point of view, the strong coupling between the thermal and flow fields poses an additional difficulty when solving the governing equations via an interactive solver. Segregated methods, in which one individual flow variable is relaxed while holding the others still, are known to be rather sensitive when handling strong physical coupling. For that, the so-called *coupled* solvers, where all dependent variables are relaxed in the same domain location, have received much attention lately.

Following the aforementioned, the development of coupled solvers has motivated the work in de Lemos (1992, 1996) in which a point-wise block-implicit numerical scheme based on the work of Vanka (1986) has been

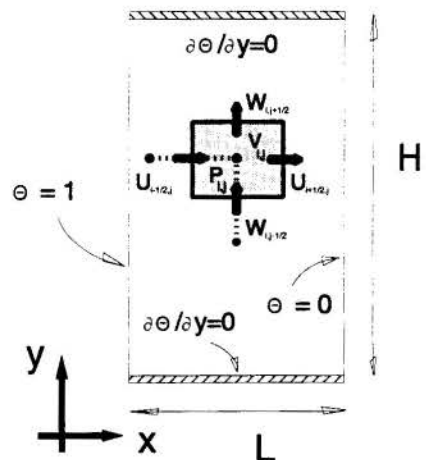


Figure 1. Vertical enclosure with control-volume notation.

applied to a wide variety of flow geometries.

The objective of this paper is then to report on a numerical investigation of thermally-driven flows in vertical and horizontal cavities making use of the locally-implicit solver proposed in de Lemos (1992, 1996).

2. Equations and Numerical Details

Geometry. The geometry considered is this work is schematically shown in Figure 1. An enclosure of height H and width L is insulated at both top and bottom walls while constant temperature condition prevails over its lateral faces. By appropriate switching of the boundary condition, the case of a cavity flow heated from below is here also simulated.

Compact notation. The conservation equations for mass, momentum and energy here analyzed can be written in a compact form if the existing analogies among the processes of accumulation, transport, convection and generation/destruction of those quantities is observed. This generic equation is commonly known in the literature as the *general transport equation* and can be written in its conservative two-dimensional laminar for cases as:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho U_j \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right] = S_\phi \quad (1)$$

In equation (1) ϕ can represent any quantity of vectorial or scalar nature (velocity or temperature), ρ is the fluid density, U and W are the velocity components in the y - and z -directions, respectively, Γ_ϕ is the transport coefficient for diffusion and S_ϕ is the source term. Table I identifies correspondent terms for the different equations represented by (1). In both Table I and equation (1) gravity acts in the z -direction, μ is the fluid viscosity, Pr the Prandtl number, T the temperature and V the tangential velocity component.

Discretized Equations and Numerical Strategy. The set of equations for mass, momentum and energy summarized above is *differentiated* by means of the widely-used control-volume approach of Patankar (1980). Equation (1) is integrated over the volume of Figure 1 yielding a set of algebraic equations. In the present work, for simplicity, the *Upwind Differencing Scheme* is used to model convective fluxes across volume faces.

Integrating then the continuity, momentum and energy equations around point (ij) (see notation in Figure 1) one has (see details in Vanka, 1986, de Lemos 1992, 1996):

$$F_i^1 U_{i-1/2,j} - F_i^2 U_{i-1/2,j} + F_j^1 U_{i,j-1/2} - F_j^2 U_{i,j-1/2} = 0 \quad (2)$$

Table I - Terms in the general transport equation.

	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Continuity	1	0	0
z-momentum	W	μ	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \rho_0 g_z \beta (T - T_0)$
y-momentum	U	μ	$-\frac{\partial P}{\partial y}$
Energy	T	μ/Pr	0

$$U_{i-1/2,j} = \hat{U}_{i-1/2,j} + \hat{d}_{i-1/2} [P_{i-1,j} - P_{i,j}] \quad (3)$$

$$W_{i,j-1/2} = \hat{W}_{i,j-1/2} + \hat{d}_{j-1/2} [P_{i,j-1} - P_{i,j}] + \hat{g}_{j-1/2} \Theta_{i,j} \quad (4)$$

$$\Theta_{i,j} = \hat{\Theta}_{i,j} = \left\{ \sum_{nb=1}^4 a_{nb}^u \Theta_{nb} \right\} / a_{i,j}^{\Theta} \quad (5)$$

where

$$\hat{U}_{i-1/2,j} = \left(\sum_{nb=1}^4 a_{nb}^u U_{nb} + f_{i-1/2,j}^u \right) / a_{i-1/2,j}^u \quad (6)$$

$$\hat{W}_{i,j-1/2} = \left(\sum_{nb=1}^4 a_{nb}^w W_{nb} + f_{i,j-1/2}^w \right) / a_{i,j-1/2}^w \quad (7)$$

and

$$\hat{d}_{i-1/2} = S_{i-1/2}^u / a_{i-1/2,j}^u \quad (8)$$

$$\hat{d}_{j-1/2} = S_{j-1/2}^w / a_{i,j-1/2}^w ; \quad \hat{g}_{j-1/2} = \rho_0 g \beta (T_1 - T_0) / (2 a_{i,j-1/2}^w) \quad (9)$$

being the geometric coefficients F 's interpreted as (area of flow)/(volume of computational node). Also, nb is referent to neighbor nodal points and f signifies all sources except the pressure gradient and buoyancy terms. In addition, when calculating free convection flows oriented as in figure 1, the non-dimensional temperature $\theta = (T - T_0)/(T_1 - T_0)$ is based on the maximum T drop across the computational domain $\Delta T = (T_1 - T_0)$. Finally, defining corrections for the Φ -variables and residuals for the Φ -equations, a system connecting the residuals and corrections of equations (2)-(3)-(4)-(5) can be written into matrix form as,

$$\begin{bmatrix}
 1 & 0 & 0 & 0 & +\hat{d}_{i-1/2,j} & 0 \\
 0 & 1 & 0 & 0 & -\hat{d}_{i+1/2,j} & 0 \\
 0 & 0 & 1 & 0 & +\hat{d}_{i,j-1/2} & \hat{g}_{j-1/2} \\
 0 & 0 & 0 & 1 & -\hat{d}_{i,j+1/2} & \hat{g}_{j+1/2} \\
 -F_i^1 & +F_i^2 & -F_j^1 & +F_j^2 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 U_{i-1/2,j}^{\prime} \\
 U_{i+1/2,j}^{\prime} \\
 W_{i,j-1/2}^{\prime} \\
 W_{i,j+1/2}^{\prime} \\
 P_{i,j}^{\prime} \\
 \Theta_{i,j}
 \end{bmatrix}
 =
 \begin{bmatrix}
 R_{i-1/2,j} \\
 R_{i+1/2,j} \\
 R_{i,j-1/2} \\
 R_{i,j+1/2} \\
 R_{i,j} \\
 R_{i,j}^{\Theta}
 \end{bmatrix}
 \quad (10)$$

In equation (10) the four first rows correspond to discretized forms of momentum equations applied to the four faces of the control-volume of Fig. 1. The fifth row comes from the continuity equation and the last one has its origin in the discretization of (5). Here also the subscripts identifies locations in the grid, the superscript ' distinguishes corrections and the l.h.s. residue vector corresponds to the one at previous iteration. In (10) the influence of Θ on the flow field is directly accounted for by the g -terms. The solution of system (10) is then easily obtained by finding first corrections for Θ calculating later the pressure P and velocity components U and W .

3. Results and Discussion

The influence of the Rayleigh number ($Ra = (\rho^2 L^3 g \beta \Delta T \nu) / \mu^2$) on the thermal and velocity fields is shown in Fig. 2. The simulation is concerned with the case of an enclosure heated from below and with of aspect ratio $H/L=1$. For large aspect ratios ($H/L \rightarrow \infty$), the so-called *Bénard Cells* are known to exist in the range $1708 \leq Ra \leq 50000$. For compact enclosures, such as the one in question, the critical Ra for the onset of motion increases due to the drag of the side walls (Churchill, 1982). Consequently, less heat is transferred across the same layer thickness and Ra .

Figure 2 shows that for small values of the Rayleigh number, only a slight departure from the purely conduction regime is detected, most likely due to the weak recirculation computed. As Ra increases to $4 \cdot 10^4$, the circulatory motion brings the bottom hot temperature stream up to the top wall, substantially penetrating into the flow core. A further increase in Ra destroy the doubled-swirl pattern and the flow enters the transition regime. In the same figure the corresponding streamlines further shows that at $Ra=4 \cdot 10^4$ a small recirculation bubble appears symmetrically attached at the bottom corners. An increase in the value of Ra ($9 \cdot 10^4$) seems to reach the instability regime and, as can be seen, a single cell pattern is obtained. Further increases in Ra would lead to turbulent regime, not possible to be computed with the mathematical model herein.

Figure 3 presents similar results for vertical enclosures, or say, when the overall heat transfer rate crosses from left to right, being both horizontal surfaces insulated. Here also the figure shows a sequence of temperature and flow fields subjected to an increasing Rayleigh number. At low Ra (left), a small recirculating current distorts the temperature field bringing the hotter temperature at the upper left corner into the cavity mid plane. A further increase in Ra ($2.8 \cdot 10^5$) enhances convective transport across the layer increasing the strength of convection currents. At this stage, a larger recirculating bubble takes place over most of the flow core. Vertical

stratification of temperature develops over that same region. At $Ra=1.8 \times 10^6$ the boundary layer regime can be clearly detected. The temperature distribution in the core region reveals considerable stratification and the penetration of the wall layers near the horizontal plates are correctly simulated. Table II presents calculated Nusselt numbers and comparisons with the correlation by Catton (1978). Calculated results are within 5% of that particular correlation for the range of Ra calculated. One should point out that the use of an *Upwind Differencing Scheme* to model convective fluxes may have contaminated the solution with some numerical diffusion. Also, an equally distributed grid has been used and no grid layout optimization, known to improve results accuracy, has been made use of.

The effect of the aspect ratio H/L is shown in Figures 4 and 5 for a fixed Rayleigh number equal to 4×10^4 and H/L up to 4. The three flow regimes known in the literature (Yang, 1987), namely the boundary-layer type, the transition and conduction regimes as H/L increases are not fully simulated due to the relatively small Ra used and the narrow range for H/L . The solution for $H/L=4$ seems to be a representative of the boundary-layer regime for this Ra , having a somewhat stratified core and a unicell flow structure. As the H/L ratio increases (not shown here), the flow stratification prevails over most of the domain and the conduction mechanism controls heat transfer (Yang, 1987). It is also interesting to note that as Ra increases the major flow current changes from horizontal to vertical and the core of the flow becomes mostly stratified. Also, a reduction on the average temperature gradient at the wall due to stratification, decreases the Nusselt number, ultimately leading to the mentioned conduction dominated regime.

4. Concluding Remarks

This paper detailed a fully-coupled technique for numerical prediction of the thermal and flow

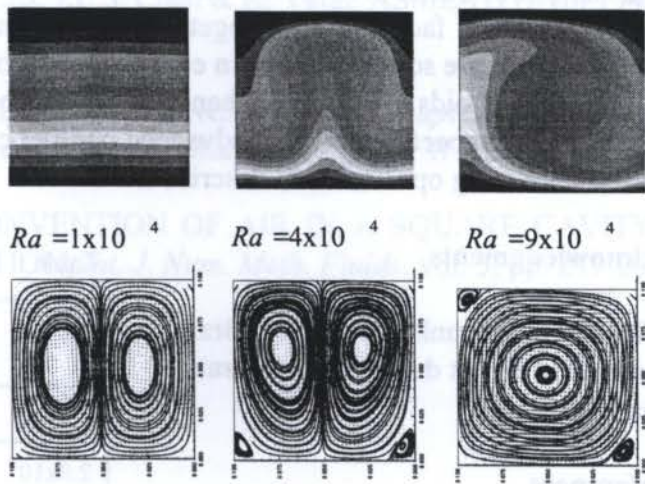


Figure 2 - Effect of Ra on temperature and velocity fields. Cavity heated from below.

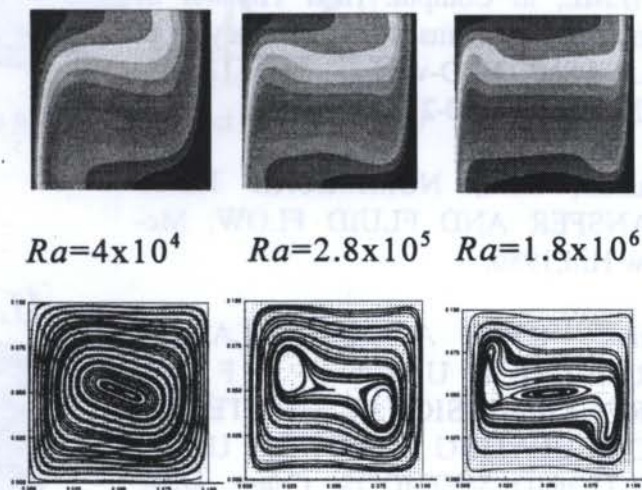


Figure 3 - Temperature and velocity fields for cavity heated from left.

field in enclosures heated from below and at the left. The discretized momentum equations are applied to each cell face and then, together with the mass-continuity, tangential velocity and energy equations, are solved directly in each computational node. Robustness of the proposed implicit method avoids divergency when calculating flows with such high degree of coupling. Finally, it is also expected that more advanced parallel computer architectures can benefit from the error smoothing operator here described.

5. Acknowledgments

The author is thankful to CNPq, Brazil, for financial support during the preparation of this work.

6. References

Catton, I., NATURAL CONVECTION IN ENCLOSURES, *Proc. 6th. Intern. Heat Transfer Conf., Toronto, Canada , vol.6, pg. 13, 1978.*

Churchill, S.,FREE CONVECTION IN LAYERS AND ENCLOSURES, *chapter 2.5-8 in Handbook of Heat Exchanger Design, Hewitt, G.F. Ed., 1992.*

de Lemos, M.J.S., (1992), COMPUTATION OF BUOYANCY-DRIVEN FLOWS USING A BLOCK-IMPLICIT NUMERICAL SCHEME, in *Modern Developments in Numerical*

de Lemos, M.J.S., (1996), COMPUTATION OF HEATED SWIRLING FLOWS WITH A FULLY-COUPLED NUMERICAL SCHEME, in *Comput. Heat Transfer in Combustion Systems, M.Q. McQuay et al Eds., ASME-HTD-vol.328, pp. 139-45, ISBN 0-7918-1510-2.*

Patankar, S.V., NUMERICAL HEAT TRANSFER AND FLUID FLOW, McGraw Hill,1980.

Vanka, S.P., A CALCULATION PROCEDURE FOR THREE-DIMENSIONAL STEADY RECIRCULATING FLOWS USING MULTIGRID METHODS, *Comp. Meth. App. Mech. Eng.*, vol. 55, pp. 321-338, 1986.

Table II - Nusselt numbers for vertical enclosure.

Ra	Nu _{calc}	Nu (Catton,1978)	Error
4.0x10 ⁴	3.49	3.62	-3,59%
2.8x10 ⁴	6.40	6.36	0,63%
1.75x10 ⁴	11.35	10.82	4,90%

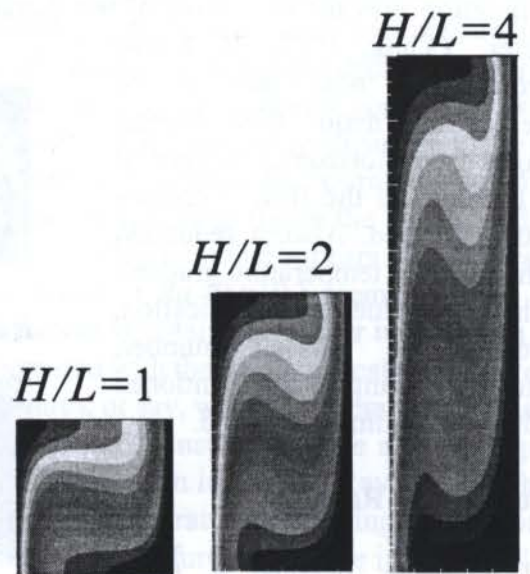


Figure 4 - Effect of H/L on temperature field for a vertical cavity.

Simulation of Flow and Heat Transfer, Eds. J.L.S. Chen & K. Vafai, ASME-HTD-vol.194, pp. 83-89

Yang, K.T., (1987), NATURAL CONVECTION IN ENCLOSURES, *chapter 13 in Handbook of Single Phase Convective Heat Transfer*, Kakaç, S., Shah, R.K., Aung, W. Eds.

de Vahl Davis, 1983, NATURAL CONVECTION OF AIR IN A SQUARE CAVITY: A BENCHMARK NUMERICAL SOLUTION, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, vol. 3, pp. 249-264.

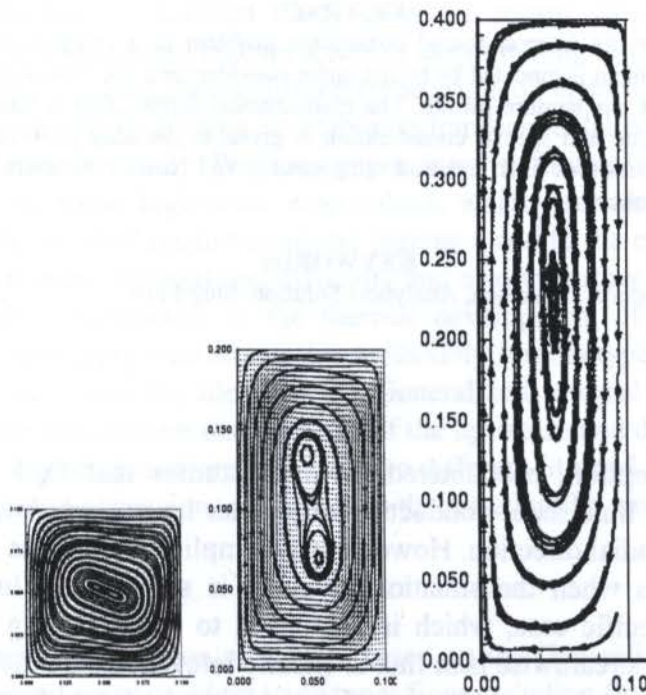


Figure 5 - Streamlines for different aspect ratio for vertical cavities.



PAPER CODE: COB797

ANALYSIS OF AXIAL FLUID CONDUCTION EFFECTS IN THERMALLY DEVELOPING FLOW IN TUBES

Ana Cristina Rocha de Castro, F. Scofano Neto & R. O. C. Guedes

Departamento de Engenharia Mecânica e de Materiais. Instituto Militar de Engenharia

Praça General Tibúrcio 80, CEP 22290-270 Rio de Janeiro, RJ, Brasil. E-Mail: imes4fsn@epq.ime.br

ABSTRACT

This contribution addresses the internal forced convection problem in a circular duct including axial fluid conduction effects. The problem is modeled by taking under consideration the "two-region" model which avoids the prescription of the inlet temperature profile. The mathematical formulation is handled by the Generalized Integral Transform Technique and special consideration is given to the slug flow condition. The results are focused on the axial distribution of bulk and wall temperatures and Nusselt numbers over a range of suitable Peclet and external Biot numbers.

KEYWORDS

Forced Convection, Eigenfunction Expansion, Analytical Solution, Slug Flow.

1. INTRODUCTION

A common assumption, encountered in many studies that deal with internal forced convection, is that the fluid axial conduction effect can be neglected when compared to its counterpart along the radial direction. However, this simplification gives inaccurate results for heat transfer quantities when the situation involved is such that a low Peclet number is presented. For this specific case, which is associated to fluids having a small Prandtl and Reynolds numbers, the streamwise heat flux is equally relevant as the radial one. The problem becomes more intricate in both mathematical and physical aspects because the formulation now should contain a second order diffusion term along the fluid flow direction. Furthermore, a prescribed inlet fluid temperature condition is questionable especially if a long hydrodynamic entrance region is assumed.

A literature review shows that this problem has received much attention over the years and an excellent compilation of the pre-1978 contributions can be found in Shah and London (1978). Regarding the so called single region problem, where the inlet condition is known a priori and is usually taken as uniform, there appears to be a preference for problems that involve a prescribed wall temperature or a wall heat flux. The work by Bayazitoglu and Ozisik (1980) is one of the few that deals with third type boundary conditions. In their communication, a sufficiently general internal diffusion formulation is handled by a finite integral transform technique where the auxiliary eigenvalue problem is the same one used in the standard Graetz problem.

Numerical and analytical solutions are also employed to solve the so called two region problem. In this situation, the inlet condition is actually calculated as a result of the separation

of the flow in the upstream and downstream regions. Here, most of published material also deals with first or second type boundary conditions. For example, Faghri and Sparrow (1980) considered a laminar pipe flow in which the upstream portion of the wall is kept insulated while the downstream region is uniformly heated. Their problem also accounts for wall conduction effects and using finite difference schemes, numerical results are given in order to explore the influence of the conjugation parameter and the Peclet number in quantities of practical interest such as bulk and wall temperatures as well as the Nusselt number. Nguyen (1992) addressed the laminar forced convection along the entrance region of a circular duct and parallel plate channel. The energy equations are solved by the QUICK / ADI methods and an extensive compilation for the fully developed Nusselt number together with the thermal entrance lengths are presented for various Peclet numbers. These results are computed by assuming that the wall channel in the downstream region is kept at a constant temperature while the boundary conditions for the upstream region can be either of first or second type.

Perhaps one of the most representative contributions out of very few that use the two region analysis with third type boundary conditions is the paper by Vick, Ozisik and Ullrich (1983) where the problem is handled analytically by means of a finite eigenfunction expansion. However, the associated eigenproblem does not belong to the conventional Sturm-Liouville type since each region has a different spectrum of eigenvalues. Moreover, these eigenvalues were determined by solving an elaborate transcendental equation in terms of the confluent hypergeometric function. Previous experiences with similar eigenproblems show that the risk of missing some high-order eigenvalues, which are needed in this scheme to calculate accurately the thermal quantities in the regions close to the channel inlet, is quite a probable fact. Thus, in order to avoid this difficulty and also to further explore the role of the governing dimensionless parameters in the thermal development of fluid flows with low Peclet numbers, this paper reports an alternative methodology for this type of formulation.

The present solution uses the ideas of the Generalized Integral Transform Technique (Cotta 1993) and so the temperature distributions of the upstream and downstream regions are expressed in terms of eigenfunction expansions. Two different Sturm-Liouville eigenproblems are used as a basis of these expansions as it shall be discussed in the next section.

2. ANALYSIS

In order to illustrate the solution procedure based on the Generalized Integral Transform Technique for the thermal entry problem in channel flow including fluid axial conduction, the following problem is considered. A fluid with a fully developed laminar velocity profile, flows within an infinitely long circular tube which is divided in two regions. In the upstream region ($z < 0$) there is a heat exchange with an environment at temperature $T_{\infty 1}$ by convection with the external heat transfer coefficient being h_1 . At the downstream region ($z > 0$) the external temperature changes to $T_{\infty 2}$ while the heat transfer coefficient becomes h_2 . The fluid is assumed to have a constant property Newtonian behavior and viscous dissipation effects are neglected. The tube inner radius is r_0 and its thickness is negligible and accordingly wall conduction effects are not included in the present analysis.

With the above assumptions in mind, the problem formulation for the dimensionless upstream and downstream temperature fields, $\theta_1(R,Z)$ and $\theta_2(R,Z)$, can be written as:

$$RU(R) \frac{\partial \theta_1(R,Z)}{\partial Z} = \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta_1(R,Z)}{\partial R} \right) + \frac{R}{Pe^2} \frac{\partial^2 \theta_1(R,Z)}{\partial Z^2}, \text{ in } 0 < R < 1, Z < 0 \quad (1)$$

$$RU(R)\frac{\partial\theta_2(R,Z)}{\partial Z} = \frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial\theta_2(R,Z)}{\partial R}\right) + \frac{R}{Pe^2}\frac{\partial^2\theta_2(R,Z)}{\partial Z^2}, \text{ in } 0 < R < 1, Z > 0 \quad (2)$$

$$\theta_1(R, Z \rightarrow -\infty) \rightarrow 0 \quad ; \quad \theta_2(R, Z \rightarrow +\infty) \rightarrow 0 \quad (3,4)$$

$$\frac{\partial\theta_1(1,Z)}{\partial R} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial\theta_2(1,Z)}{\partial R} = 0 \quad (5,6)$$

$$\frac{\partial\theta_1(1,Z)}{\partial R} + Bi_1 \theta_1(1,Z) = 0 \quad ; \quad \frac{\partial\theta_2(1,Z)}{\partial R} + Bi_2 \theta_2(1,Z) = 0 \quad (7,8)$$

$$\theta_1(R,0) + \theta_2(R,0) = 1 \quad ; \quad \frac{\partial\theta_1(R,0)}{\partial Z} + \frac{\partial\theta_2(R,0)}{\partial Z} = 0 \quad (9,10)$$

The various dimensionless parameters are defined as:

$$\theta_1(R,Z) = \frac{T_{\infty 1} - T_1(r,z)}{T_{\infty 1} - T_{\infty 2}} \quad ; \quad \theta_2(R,Z) = \frac{T_2(r,z) - T_{\infty 2}}{T_{\infty 1} - T_{\infty 2}} \quad (11,12)$$

$$R = \frac{r}{r_0} \quad ; \quad Z = \frac{z}{r_0 Pe} \quad ; \quad Pe = \frac{2r_0 \bar{u}}{\alpha} \quad ; \quad Bi_1 = \frac{h_1 r_0}{k} \quad ; \quad Bi_2 = \frac{h_2 r_0}{k} \quad (13,14,15,16,17)$$

Equations (1) and (2) are readily identified as the diffusion equations that govern the temperature fields in the upstream and downstream regions with (3) and (4) as their inlet and outlet conditions. The symmetry in θ_1 and θ_2 are implicit from (5) and (6) while equations (7) and (8) refer to the convective heat transfer exchange through the tube wall. Finally, equations (9) and (10) represent the coupling between the two temperature fields at the axial location $z=0$, where the sudden change in ambient temperature and heat transfer coefficient takes place. It should also be noticed that $U(R)$ is the dimensionless fully developed velocity profile given by:

$$U(R) = \frac{u(r)}{\bar{u}} = 1 - R^2 \quad (18)$$

According to the Generalized Integral Transform Technique, the basic idea for solving this problem is to express the fluid temperatures in the following eigenfunction expansions:

$$\theta_1(R,Z) = \sum_{i=1}^{\infty} A_{1,i}(Z) \Psi_{1,i}(R) \quad ; \quad \theta_2(R,Z) = \sum_{i=1}^{\infty} A_{2,i}(Z) \Psi_{2,i}(R) \quad (19,20)$$

where the eigenfunctions $\Psi_{1,i}(R)$ and $\Psi_{2,i}(R)$ are related to standard Sturm-Liouville problems given by:

$$\frac{d}{dR} \left(R \frac{d\Psi_{1,i}(R)}{dR} \right) + \mu_i^2 RU(R)\Psi_{1,i}(R) = 0 \quad ; \quad 0 < R < 1 \quad (21)$$

$$\frac{d\Psi_{1,i}(0)}{dR} = 0 \quad ; \quad Bi_1 \Psi_{1,i}(1) + \frac{d\Psi_{1,i}(1)}{dR} = 0 \quad (22,23)$$

$$\frac{d}{dR} \left(R \frac{d\Psi_{2,i}(R)}{dR} \right) + \lambda_i^2 RU(R)\Psi_{2,i}(R) = 0 \quad ; \quad 0 < R < 1 \quad (24)$$

$$\frac{d\Psi_{2,i}(0)}{dR} = 0 \quad ; \quad Bi_2 \Psi_{2,i}(1) + \frac{d\Psi_{2,i}(1)}{dR} = 0 \quad (25,26)$$

Due to the orthogonality of these eigenfunctions it is possible to derive the integral transform pairs:

$$\bar{\theta}_{1,i}(Z) = \frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \int_0^1 RU(R)\Psi_{1,i}(R)\theta_1(R,Z) dR; \quad \theta_1(R,Z) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \Psi_{1,i}(R)\bar{\theta}_{1,i}(Z) \quad (27,28)$$

$$\bar{\theta}_{2,i}(Z) = \frac{1}{N_{2,i}^{1/2}} \int_0^1 RU(R)\Psi_{2,i}(R)\theta_2(R,Z) dR; \quad \theta_2(R,Z) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{N_{2,i}^{1/2}} \Psi_{2,i}(R)\bar{\theta}_{2,i}(Z) \quad (29,30)$$

where the norms $N_{k,i}$ are:

$$N_{k,i} = \int_0^1 RU(R) \Psi_{k,i}^2(R) dR \quad ; \quad k = 1,2 \quad (31,32)$$

The problem now lies on the determination of the equations that govern the transformed temperatures $\bar{\theta}_{1,i}(Z)$ and $\bar{\theta}_{2,i}(Z)$. This is accomplished by performing the following manipulations:

- a) Operate on equation (1) with $\frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \int_0^1 \Psi_{1,i}(R) dR$.
- b) Operate on equation (21) with $\frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \int_0^1 \theta_1(R,Z) dR$.
- c) Operate on equation (2) with $\frac{1}{N_{2,i}^{1/2}} \int_0^1 \Psi_{2,i}(R) dR$.
- d) Operate on equation (24) with $\frac{1}{N_{2,i}^{1/2}} \int_0^1 \theta_2(R,Z) dR$.
- e) Sum the resulting equations from steps (a) and (b) and apply the boundary conditions in equations (5), (7), (22) and (23).

f) Sum the resulting equations from steps (c) and (d) and apply the boundary conditions in equations (6), (8), (25) and (26).

At this point the resulting equations for $\bar{\theta}_{1,i}(Z)$ and $\bar{\theta}_{2,i}(Z)$ are:

$$\frac{d\bar{\theta}_{1,i}(Z)}{dZ} + \mu_1^2 \bar{\theta}_{1,i}(Z) = \frac{1}{Pe^2} \frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \int_0^1 R \Psi_{1,i}(R) \frac{d^2 \theta_1(R, Z)}{dZ^2} dR \quad (33)$$

$$\frac{d\bar{\theta}_{2,i}(Z)}{dZ} + \lambda_1^2 \bar{\theta}_{2,i}(Z) = \frac{1}{Pe^2} \frac{1}{N_{2,i}^{1/2}} \int_0^1 R \Psi_{2,i}(R) \frac{d^2 \theta_2(R, Z)}{dZ^2} dR \quad (34)$$

In order to fully transform the above equations, the inverse formulae, equations (28) and (30), are applied on (33) and (34) to find:

$$\frac{d\bar{\theta}_{1,i}(Z)}{dZ} + \mu_1^2 \bar{\theta}_{1,i}(Z) = \frac{1}{Pe^2} \sum_{j=1}^{\infty} A_{ij} \frac{d^2 \bar{\theta}_{1,j}(Z)}{dZ^2} \quad (35)$$

$$\frac{d\bar{\theta}_{2,i}(Z)}{dZ} + \lambda_1^2 \bar{\theta}_{2,i}(Z) = \frac{1}{Pe^2} \sum_{j=1}^{\infty} B_{ij} \frac{d^2 \bar{\theta}_{2,j}(Z)}{dZ^2} \quad (36)$$

where:

$$A_{ij} = \frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \frac{1}{N_{1,j}^{1/2}} \int_0^1 R \Psi_{1,i}(R) \Psi_{1,j}(R) dR; \quad B_{ij} = \frac{1}{N_{2,i}^{1/2}} \frac{1}{N_{2,j}^{1/2}} \int_0^1 R \Psi_{2,i}(R) \Psi_{2,j}(R) dR \quad (37,38)$$

The boundary conditions for equations (35) and (36) are obtained by the following way. Firstly, by applying the relations (27) and (29) into equations (3) and (4), the inlet and outlet conditions for the transformed temperatures become:

$$\bar{\theta}_{1,i}(Z \rightarrow -\infty) \rightarrow 0 \quad ; \quad \bar{\theta}_{2,i}(Z \rightarrow \infty) \rightarrow 0 \quad (39,40)$$

Finally, equations (9) and (10) are operated on with $\frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \int_0^1 R U(R) \Psi_{1,i}(R) dR$ to give:

$$\bar{\theta}_{1,i}(0) + \sum_{j=1}^{\infty} C_{ij} \bar{\theta}_{2,j}(0) = \bar{f}_{1,i}; \quad \frac{d\bar{\theta}_{1,i}(0)}{dZ} + \sum_{j=1}^{\infty} C_{ij} \frac{d\bar{\theta}_{2,j}(0)}{dZ} = 0 \quad (41,42)$$

where:

$$C_{ij} = \frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \frac{1}{N_{2,j}^{1/2}} \int_0^1 R U(R) \Psi_{1,i}(R) \Psi_{2,j}(R) dR; \quad \bar{f}_{1,i} = \frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \int_0^1 R U(R) \Psi_{1,i}(R) dR \quad (43,44)$$

Equations (35) and (36) form an infinite second order system of ordinary differential equations which are coupled through the boundary conditions (39) - (42). An inspection of

this system reveals that it allows for an analytical solution under certain assumptions. For example, if the two heat transfer coefficients are approximately equal the two eigenvalue problems become identical. Furthermore, if an uniform velocity profile is assumed, the coefficients A_{ij} , B_{ij} and C_{ij} are equal to the Kronecker delta operator.

Therefore, for this specific case, the general solutions of equations (35) and (36) are given by:

$$\bar{\theta}_{1,i}(Z) = D_{1i}e^{\gamma_{1i}Z} + D_{2i}e^{\gamma_{2i}Z}; \quad Z < 0 \quad \text{and} \quad \bar{\theta}_{2,i}(Z) = D_{3i}e^{\gamma_{1i}Z} + D_{4i}e^{\gamma_{2i}Z}; \quad Z > 0 \quad (45,46)$$

where γ_{1i} and γ_{2i} are the roots of the characteristic equation:

$$\frac{1}{Pe^2} \gamma_i^2 - \gamma_i - \mu_i^2 = 0 \quad (47)$$

which are readily evaluated as:

$$\gamma_{1i} = \frac{Pe^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4\mu_i^2}{Pe^2}} \right) \quad \text{and} \quad \gamma_{2i} = \frac{Pe^2}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4\mu_i^2}{Pe^2}} \right) \quad (48,49)$$

The constants D_{1i} , D_{2i} , D_{3i} and D_{4i} are obtained by constraining equations (45) and (46) to the inlet, outlet and boundary conditions. At this point, the inversion formulae, equations (28) and (30), are recalled and the final form solutions for $\theta_1(R,Z)$ and $\theta_2(R,Z)$ are found to be:

$$\theta_1(R,Z) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{N_{1,i}^{1/2}} \Psi_{1,i}(R) \left(\frac{\gamma_{2i} \bar{f}_{1,i}}{\gamma_{2i} - \gamma_{1i}} \right) e^{\gamma_{1i}Z} \quad ; \quad Z < 0 \quad (50)$$

$$\theta_2(R,Z) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{N_{2,i}^{1/2}} \Psi_{2,i}(R) \left(- \frac{\gamma_{1i} \bar{f}_{1,i}}{\gamma_{2i} - \gamma_{1i}} \right) e^{\gamma_{2i}Z} \quad ; \quad Z > 0 \quad (51)$$

3. RESULTS AND DISCUSSION

Having established a fully analytical solution for the two-region thermal entry problem with axial fluid conduction under slug flow considerations, this section presents and discusses some results obtained in terms of quantities of more practical interest such as axial distributions of Nusselt numbers together with fluid bulk and wall temperatures. For the actual computation of these quantities, the eigenfunction expansions represented in equations (50) and (51) should be truncated to a sufficiently large number N . Figure 1 illustrates the convergence rate for the

axial distribution of the downstream Nusselt number for fixed values of Pe and Bi . As it can be noticed, the Nusselt number appears to be graphically converged for $N=100$ on the $10^{-3} < Z < 10^0$ region. In general, the convergence rate is influenced by both the external heat transfer coefficient and the Peclet number. A strong fluid axial conduction is associated to low Peclet numbers, as it is apparent from equations (1) and (2). Also it should be perceived that the chosen eigenvalues problems, equations (21)-(26), do not include information about the heat diffusion on the streamwise direction. Therefore, it is naturally expected that the convergence rate is slower for situations involving a relevant heat diffusion in the flow direction. In

addition, figure 1 deals with high Biot numbers, which in turn adds a further difficulty for fast convergence. On practical grounds, such a high Biot number represents a prescribed wall

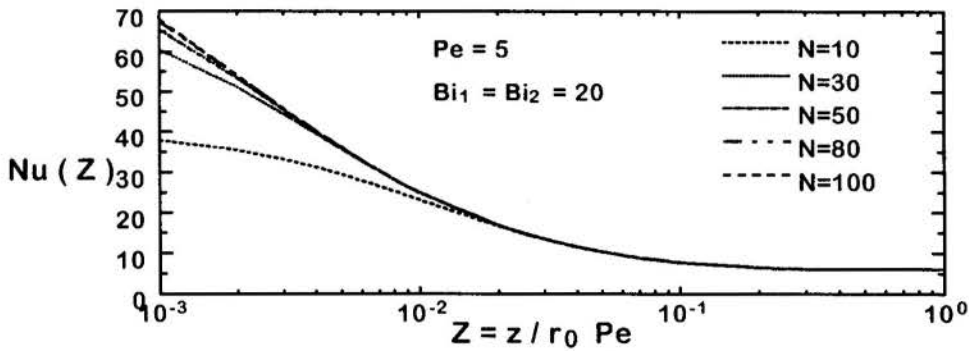


Figure 1: Convergence rate for the downstream Nusselt number.

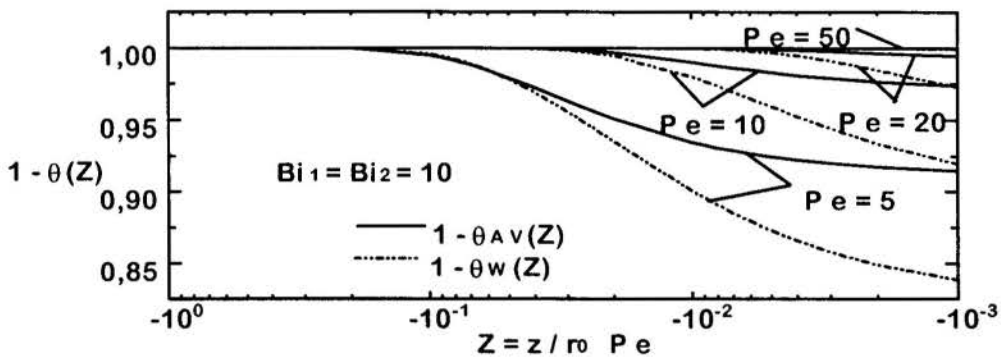


Figure 2: Axial distribution of the upstream wall and average fluid temperature.

temperature. The eigenvalues of the Sturm-Liouville problem for boundary conditions of the first kind are known to be smaller in magnitude when compared to those of the third kind. Consequently, as it can be inferred from equations (50) and (51), the problem associated to a prescribed wall temperature exhibits a slow convergence rate when compared to problems with finite Biot numbers especially in regions close to the channel inlet. Correspondingly, problems involving higher Peclet numbers and smaller Biot numbers are expected to show faster convergence rates than those illustrated in figure 1. Due to the analytical nature of the present solution, it was found that no more than ten seconds of computer time were needed in order to calculate the upstream and downstream thermal entry field for a 4 digit accuracy using a Pentium type Personal Computer for any combination of Pe and Bi.

In figure 2, the axial distribution of the wall and average temperatures for the upstream region is presented for a fixed Biot and for some Peclet numbers. This figure helps to illustrate the importance of handling the low Peclet thermal entry problem under the two-region approach. Actually, in view of the definitions of the dimensionless temperatures, equations (11) and (12), the upstream temperature field is better analyzed when calculated in terms of $1 - \theta_1(R, Z)$. It can be noticed that as the fluid flow evolves towards the downstream region, the temperature profile deviates significantly from the uniform profile prescribed in equation (3) in the cases that deal with a strong axial fluid conduction. As this effect becomes less pronounced the fluid temperature tends to preserve its uniform shape. Thus, prescribing a uniform temperature profile at the channel entrance as required by the one-region model may furnish inaccurate results for the problems dealing with low values of the Peclet number.

The role of the axial fluid heat conduction effect in view of the axial distributions of the downstream Nusselt number is depicted in figure 3. As suggested by Ozisik (1983), in order

to avoid the crossover of these curves, the dimensionless axial variable in this figure is changed

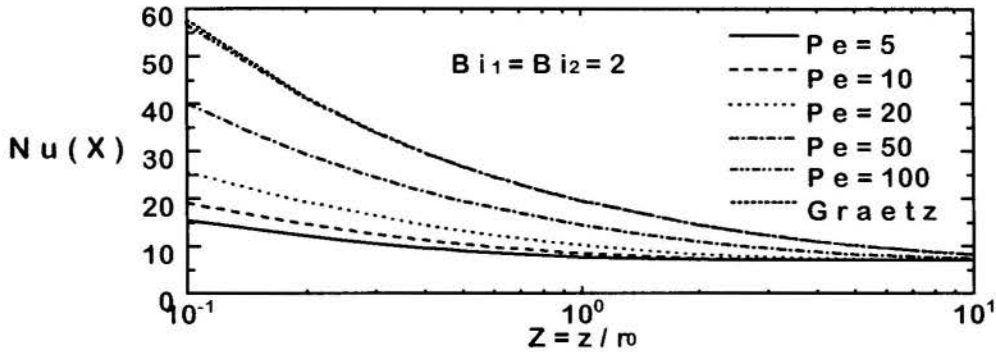


Figure 3: Axial distribution of the downstream Nusselt number for fixed Bi and some Pe.

from the one predicted in equation (14) to z / r_0 . The lower values for the Nusselt number associated to small Peclet numbers can be explained since under such conditions the fluid is more thermally developed when compared to the standard Graetz problem. Therefore, as the Peclet number increases, the thermal entry region becomes larger resulting in the distribution shown in this figure.

In closing, it should be noted that although the final form solution obtained here is valid only for slug flow conditions, the set of equations (35) and (36) together with the inlet, outlet and matching conditions, equations (39)-(42) can be numerical evaluated for any fully developed laminar velocity profile, as demonstrated in Castro (1997).

4. REFERENCES

- Bayazitoglu, Y. & Özisik, M. N. On the Solution of Graetz Type Problems with Axial Conduction, *Int. Journal Heat Mass Transfer*, vol.23, pp.1399-1402, 1980.
- Castro, A. C. R. *Análise Térmica em Canais com Efeitos de Difusão Axial no Fluido*. M. Sc. Thesis, IME, RJ, 1997 (in progress).
- Cotta, R. M. *Integral Transforms in Computational Heat and Fluid Flow*, CRC Press, Miami, 1993.
- Faghri, M. & Sparrow, E. M. Simultaneous Wall and Fluid Axial Conduction in Laminar Pipe-Flow Heat Transfer, *Journal of Heat Transfer*, vol. 102, pp.58-63, 1980.
- Nguyen, T. V. Laminar Heat Transfer for Thermally Developing Flow in Ducts, *Int. Journal Heat Mass Transfer*, vol. 35, No 7, pp.1733-1741, 1992.
- Özisik, M. N. & Vick, B. & Ullrich, D. F. Effects of Axial Conduction in Laminar Tube Flow with Convective Boundaries, *Journal of the Franklin Institute*, vol. 316, No. 2, pp.159-173, 1983.
- Shah, R. & London, A. L. *Laminar Flow Forced Convection in Ducts*, Academic Press, New York, 1978.



PAPER CODE: COB798

CONJUGATED HEAT TRANSFER IN PARALLEL PLATE CHANNELS SUBJECTED TO A PRESCRIBED FLUX AT THE WALL

R. C. de Araújo, R. O. C. Guedes & F. Scofano Neto
Departamento de Engenharia Mecânica e de Materiais, Instituto Militar de Engenharia - IME
Praça General Tibúrcio 80, Rio de Janeiro, RJ, 22290-270 - E-mail: d4guedes@epq.ime.br

ABSTRACT

Conjugated convective-conductive heat transfer in laminar flow inside a parallel-plates channel subjected to prescribed wall heat flux is investigated. The Generalized Integral Transform Technique is used to handle the mathematical formulation and results are presented in terms of the dimensionless parameters governing the problem.

KEYWORDS

Forced Convection, Thermal Entrance, Eigenfunction Expansion, Conjugate Problems

1. INTRODUCTION

Heat transfer by forced convection in internal laminar flow has several engineering applications, such as heat exchangers and solar collectors, and has been extensively analyzed for various boundary conditions. This problem has been solved either by neglecting the heat conduction at the wall and prescribing the temperature or the heat flux at the solid-fluid interface, or by treating the solid wall and the fluid a coupled system and specifying that both the temperature and the heat flux be continuous at the interface. The earlier approach is called a conventional problem while the latter is regarded as a conjugated problem.

The literature up to 1976 on analytical and numerical solutions for the thermal entrance region of ducts is reviewed by Shah and London (1978). Among those papers concerning conjugated problems, Luikov et al. (1971) achieved a solution based on the generalized Fourier sine transformation, which reduced the problem to a singular integral equation for the unknown temperature at the fluid-solid interface. The solution is presented in terms of complicated functions involving definite integrals and series, without numerical results, being too complex to permit comparisons with the conventional problem. Mori et al. (1974) investigated the effects of the boundary conditions at the outer wall on the Nusselt number, by using an approximate technique based on eigenfunction expansions. After the monograph by Shah and London, a few interesting papers on conjugated problems have been presented. For example, Wijesundera (1986) developed an analytical method using Duhamel's superposition technique for the situation of convective boundary conditions in circular and flat ducts. Pozzi and Lupo (1988) developed an analytical solution based on an asymptotic expansion of the Laplace transform of the temperature, for the situation of constant outer wall temperature in plane and circular ducts.

Numerical solutions were presented by Barrozi and Pagliarini (1984) and by Campo and Schuler (1988). The first deals with an iterative scheme based on Duhamel's superposition technique combined with the finite element method. The second one solves the same problem by using the control volume approach.

The present solution is obtained by means of the Generalized Integral Transform Technique (Cotta 1993) and so the temperature distribution is expressed in terms of a eigenfunction expansion. Such approach has been employed successfully by Guedes and Ozisik (1992) allowing for an analytical solution that automatically provides reliable numerical results at an accuracy and cost not so fairly comparable to purely numerical approaches.

2. ANALYSIS

In order to illustrate the solution methodology based on the Generalized Integral Transform Technique, we consider the situation of hydrodynamically fully developed but thermally developing laminar flow of a Newtonian fluid inside a parallel-plates channel of height $2R$. The external surface of the channel wall is subjected to a prescribed uniform heat flux q_0 . The fluid is at uniform inlet temperature T_0 and conductive heat transfer within the channel wall is taken into account. The fluid is assumed to have constant physical properties and viscous dissipation effects are neglected. With the above assumptions, the problem formulation for the dimensionless wall and fluid temperature fields, $\theta_w(X)$ and $\theta(\eta, X)$, is written as:

$$(1-\eta^2) \frac{\partial \theta(\eta, X)}{\partial X} = \frac{\partial^2 \theta(\eta, X)}{\partial \eta^2}; \quad 0 < \eta < 1; \quad X > 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta(0, X)}{\partial \eta} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\beta}{Pe^2} \frac{d^2 \theta_w(X)}{dX^2} - \frac{\partial \theta(1, X)}{\partial \eta} + 1 = 0 \quad (3)$$

$$\theta(\eta, 0) = 0; \quad \theta_w(0) = 0; \quad \frac{d\theta_w(\infty)}{dX} = \frac{d\theta(\eta, \infty)}{dX} = \frac{3}{2} \quad (4,5,6,7)$$

The outlet conditions, eqs. (6) and (7) are typical of the prescribed heat flux thermal entry problems according to Vick *et al.* (1980). The various dimensionless parameters are defined as:

$$\theta(\eta, X) = \frac{T(r, x) - T_0}{q_0 R / K}; \quad \theta_w(X) = \frac{T_w(x) - T_0}{q_0 R / K}; \quad \eta = \frac{r}{R} \quad (8)$$

$$X = \frac{x\alpha}{2u_{av}R^2}; \quad Pe = \frac{3}{2} \frac{u_{av}R}{\alpha}; \quad \beta = \frac{K_w t}{KR}; \quad U(\eta) = \frac{u_x(r)}{u_{av}} = \frac{3}{2}(1-\eta^2) \quad (9)$$

In order to obtain an homogeneous expression for Equation (3), we define a new variable $\phi(\eta, X)$ with the aid of the fully developed temperature profile $\theta_\infty(\eta, X)$, in a similar manner as Vick *et al.* (1980) for the case of tube geometry without heat diffusion in the walls, as:

$$\theta(\eta, X) = \phi(\eta, X) + \theta_\infty(\eta, X); \quad \theta_\infty(\eta, X) = \frac{3}{2}X + \frac{3}{2}\eta^2 - \frac{1}{8}\eta^4 - \frac{39}{280} + \frac{9}{4} \frac{\beta}{Pe^2} \quad (10,11)$$

and therefore, problem (1-7) is rewritten in the form:

$$(1-\eta^2) \frac{\partial \phi(\eta, X)}{\partial X} = \frac{\partial^2 \phi(\eta, X)}{\partial \eta^2}; \quad 0 < \eta < 1; \quad X > 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \phi(0, X)}{\partial \eta} = 0; \quad \beta \frac{d^2 \phi_w(X)}{dX^2} - \frac{\partial \phi(1, X)}{\partial \eta} = 0 \quad (13,14)$$

$$\phi(\eta, 0) = -\left(\frac{3}{2}\eta^2 - \frac{1}{8}\eta^4 - \frac{39}{280} + \frac{9}{4} \frac{\beta}{Pe^2} \right); \quad \phi_w(0) = -\left(\frac{17}{35} + \frac{9}{4} \frac{\beta}{Pe^2} \right) \quad (15,16)$$

$$\frac{d\phi(\eta, \infty)}{dX} = 0; \quad \frac{d\phi_w(\infty)}{dX} = 0 \quad (17,18)$$

According to the Generalized Integral Transform Technique, the basic idea for solving this problem is to express the fluid temperature in terms of an eigenfunction expansion, where the eigenfunctions $\psi_i(\eta)$ are related to a standard Sturm-Liouville problem given by:

$$\frac{d^2 \psi_i(\eta)}{d\eta^2} + \mu_i^2 (1-\eta^2) \psi_i(\eta) d\eta = 0; \quad 0 < \eta < 1 \quad (19)$$

$$\frac{d\psi_i(0)}{d\eta} = 0; \quad \frac{d\psi_i(1)}{d\eta} = 0 \quad (20,21)$$

Due to the orthogonality of the eigenfunctions, it is possible to derive the integral transform pairs:

$$\bar{\phi}_i(X) = \frac{1}{N_i^{1/2}} \int_0^1 (1-\eta^2) \psi_i(\eta) \phi(\eta, X) d\eta \quad (22)$$

$$\phi(\eta, X) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{N_i^{1/2}} \psi_i(\eta) \bar{\phi}_i(X) \quad (23)$$

where the norm is defined as

$$N_i = \int_0^1 (1-\eta^2) \psi_i^2(\eta) d\eta \quad (24)$$

The problem now lies on the determination of the equation that governs the transformed temperature $\bar{\phi}_i(X)$. This is accomplished by performing the following manipulations:

First, we operate on equation (12) with $\int_0^1 \frac{1}{N_i^{1/2}} \psi_i(\eta) d\eta$ and on equation (19) with $\int_0^1 \psi_i(\eta) d\eta$. Then, we sum the resulting equations and integrate by parts to obtain:

$$\frac{d\bar{\phi}_i(X)}{dX} + \mu_i^2 \bar{\phi}_i(X) = \frac{1}{N_i^{1/2}} \left(\psi_i(1) \frac{\partial \phi(1, X)}{\partial \eta} - \phi(1, X) \frac{d\psi_i(1)}{d\eta} \right) \quad (25)$$

Equation (25) contains two unknowns, $\bar{\phi}_i(X)$ and $\phi(1, X)$. An expression can be developed for the latter by integrating equation (12) and making use of the inverse formulae, eq. (23) to yield:

$$\frac{\partial \phi(1, X)}{\partial \eta} = \sum_{i=1}^{\infty} \bar{f}_i \frac{d\bar{\phi}_i(X)}{dX} \quad (26)$$

where

$$\bar{f}_i = \frac{1}{N_i^{1/2}} \int_0^1 (1 - \eta^2) \psi_i(\eta) d\eta \quad (27)$$

By integrating eq.(19) across the duct cross-section and substituting equation (26) into equation (25), we obtain:

$$\sum_{j=1}^{\infty} D_{ij} \frac{d\bar{\phi}_j(X)}{dX} + \sum_{j=1}^{\infty} F_{ij} \bar{\phi}_j(X) = G_i \phi_w(X) \quad (28)$$

where

$$D_{ij} = \delta_{ij} - \frac{\psi_i(1)\bar{f}_j}{N_i^{1/2}}; F_{ij} = \delta_{ij}\mu_i^2; G_i = \mu_i^2 \bar{f}_i \text{ and } \phi(1, X) = \phi_w(X) \quad (29,30,31,32)$$

The ordinary differential equation that governs the wall temperature is obtained by utilizing equations (14) and (26):

$$\frac{\beta}{Pe^2} \frac{d^2 \phi_w(X)}{dX^2} - \sum_{i=1}^{\infty} \bar{f}_i \frac{d\bar{\phi}_i(X)}{dX} = 0 \quad (33)$$

The expressions in (28) and (33) form an infinite system of ordinary differential equations for the determination of the unknowns, $\bar{\phi}_i(X)$ and $\phi_w(X)$. This system can be conveniently expressed, after some manipulations, as:

$$\frac{d\bar{\phi}_i(X)}{dX} + \sum_{j=1}^{\infty} J_{ij} \bar{\phi}_j(X) = M_i \phi_w(X) \quad (34)$$

$$\frac{d^2 \phi_w(X)}{dX^2} = \sum_{j=1}^{\infty} \alpha_j \bar{\phi}_j + T \phi_w \quad (35)$$

$$\bar{\phi}_i(0) = \bar{p}_i; \phi_w(0) = -\left(\frac{17}{35} + \frac{9}{4} \frac{\beta}{Pe^2} \right); \frac{d\phi_w(\infty)}{dX} = 0 \quad (36,37,38)$$

where the coefficients J_{ij} , M_i , α_j are determined from:

$$[J] = [D]^{-1}[F]; \tilde{M} = [D]^{-1}G; \alpha_j = -\frac{Pe^2}{\beta} \sum_{i=1}^{\infty} \bar{f}_i J_{ij} \quad (39,40,41)$$

and we define

$$\bar{p}_i = -\frac{1}{N_i^{1/2}} \int_0^1 (1-\eta^2) \psi_i(\eta) \left(\frac{3}{2} \eta^2 - \frac{1}{8} \eta^4 - \frac{39}{280} + \frac{9}{4} \frac{\beta^*}{Pe^2} \right) d\eta \quad (42)$$

In order to perform numerical computations, the above set of equations can be truncated to a sufficiently large order n and arranged in a matrix form such as:

$$Y' = AY \quad (43)$$

where the transposed solution vector Y is defined by :

$$Y = (\bar{\phi}_1, \bar{\phi}_2, \dots, \bar{\phi}_n, \phi_w, \phi'_w)^T \quad (44)$$

and the matrix of coefficients A is given by:

$$\left[\begin{array}{cccc|cc} J_{11} & J_{12} & \dots & J_{1n} & M_1 & 0 \\ J_{21} & J_{22} & \dots & \dots & M_2 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ J_{n1} & \dots & \dots & J_{nn} & M_n & 0 \\ \hline 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 1 \\ \alpha_1 & \alpha_2 & \dots & \alpha_n & T & 0 \end{array} \right] \quad (45)$$

where:

$$T = \frac{Pe^2}{\beta} \sum_{i=1}^n \bar{f}_i M_i \quad (46)$$

The eigenvalues λ and eigenvectors ξ of matrix A are determined by the solution of the following algebraic problem:

$$(A - \lambda I)\xi = 0 \quad (47)$$

and therefore, the solution for vector Y is constructed as:

$$Y = \sum_{i=1}^{n+2} C_i \xi_j^{(i)} e^{\lambda_i X} \quad (48)$$

where the constants C_i are computed by constraining $Y(X)$ to satisfy the boundary conditions given by equations (36-38). The following linear system of algebraic equations results for the determinations of constants C_i :

$$\sum_{i=1}^{n+2} C_i \xi_j^{(i)} = \bar{p}_i ; j = 1, 2, \dots, n \quad (49)$$

$$\sum_{i=1}^{n+2} C_i \xi_{n+1}^{(i)} = -\left(\frac{17}{35} + \frac{9}{4} \frac{\beta}{Pe^2}\right); \quad \sum_{i=1}^{n+2} C_i \xi_{n+2}^{(i)} e^{\lambda_i \infty} = 0 \quad (50,51)$$

Once the vector Y is obtained, the inversion formulae is applied in order to construct the solution for the original fluid temperature field while the wall temperature is directly obtained from the N+1 element of the solution vector Y(X). Also of interest are the fluid bulk temperature and Nusselt number, which are obtained from their definitions given by:

$$\theta_b(X) = \frac{3}{2} \sum_{i=1}^n \bar{\phi}_i(X) \bar{f}_i + \frac{3}{2} X + \frac{9}{4} \frac{\beta}{Pe^2}; \quad Nu(X) = \frac{4 \partial \theta(1, X) / \partial \eta}{\theta(1, X) - \theta_b(X)} \quad (52,53)$$

3. RESULTS AND DISCUSSION

Numerical computations are performed to study the effects of the conjugation parameter β on the wall and bulk temperatures, and on the local Nusselt number. The eigenvalue problem, Eq.(47), and the linear system of algebraic equations, Eqs.(49-51), are solved by IMSL subroutines while the Sign-Count Method (Cotta,1993) is used to solve the Sturm-Liouville problem for as many eigenquantities as needed, with no difficulty. The number of eigenvalues needed for a specified convergence depends on the location along the channel. In all cases studied, $n=80$ terms ensured convergence of at least four significant digits at distances very close to the inlet.

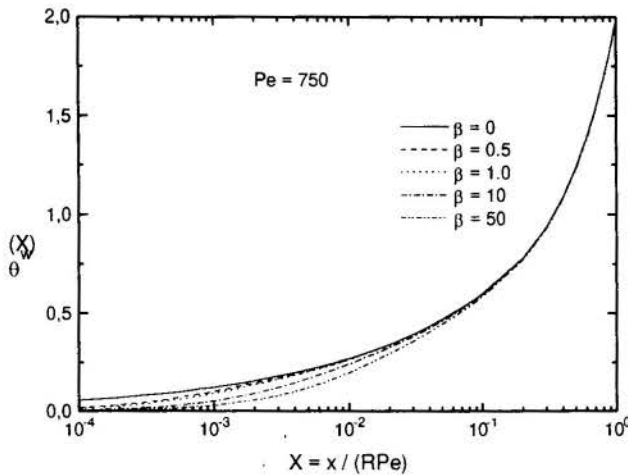


Fig.1 - Wall Temperature as a function of conjugation parameter β ($Pe = 750$).

Figure 1 shows the variation of wall temperature distribution along the duct length for representative values of the conjugation parameter β for the situation of $Pe=750$. In the thermal entry region, the curves for increasing β progressively deviates from the limiting situation of $\beta=0$, which corresponds to the Graetz problem with prescribed heat flux at the boundaries. As conjugation increases, the wall conduction causes a fin effect that carries heat supplied away to downstream regions, reducing the temperature level. For sufficiently large axial distances, heat diffused through the wall from previous positions, together with heat supplied, brings up the temperature and the curves for different values of β join the curve for no conjugation.

Figure 2 shows that the fluid bulk temperature distribution remains unaffected in the range of the β considered, indicating that only the fluid in the regions close to the wall are markedly affected by changes in wall temperature but, on the other hand, such layers have a minor contribution to the bulk temperature result.

Figure 3 shows the effects of the conjugation parameter on local Nusselt number. Increasing β increases the local Nusselt number near the inlet region. As β approaches zero, the local Nusselt number approaches that for the Graetz problem with prescribed uniform heat flux boundary condition. Since wall conduction reduces the wall temperature while having

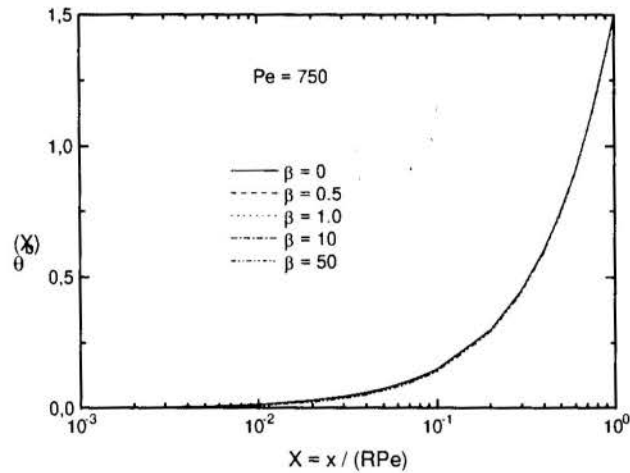


Fig.2 - Fluid Bulk Temperature as a function of conjugation parameter β ($Pe = 750$).

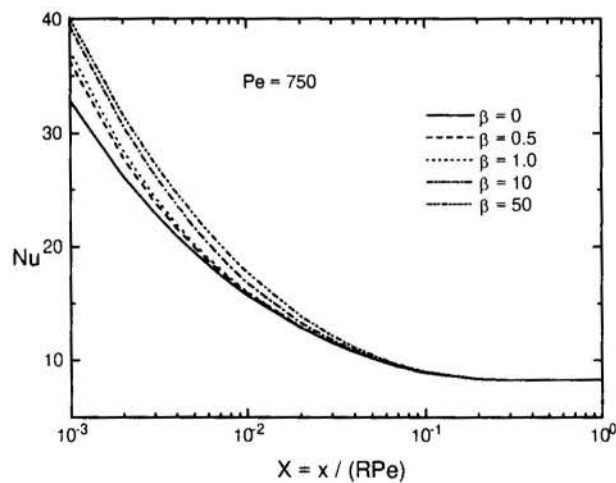


Fig. 3 - Nusselt Number as a function of conjugation parameter β ($Pe = 750$).

insignificant effects on bulk temperature, heat transfer rates at the solid-fluid interface increase. Actually, there is a direct correspondence between figures 3 and 1 once the wall heat flux is not so markedly affected by the conjugation parameter. This fact can be inferred from the fact the wall heat flux is directly proportional to the derivative of the expression for the fluid bulk temperature. Therefore, the conjugation parameter in the expression for the Nusselt number appears only in the wall fluid temperature furnishing the results displayed in figure 3. The simulations performed indicate that, as expected, results are not significantly affected by

changes in Peclet number. Here, the Peclet number is a mere dimensionless parameter and should not be understood as an indicator of fluid axial conduction effects which are neglected in the present analysis. Consequently, the values for the Pe number are taken between the range of 300 to 1000. For example, $Pe=750$ corresponds to a typical value for laminar flow of ordinary fluids at ambient temperature.

4. CONCLUSION

In this work, we have addressed the conjugated thermal entry problem in a parallel plate channel subjected to a prescribed heat flux at the wall through the use of the ideas of the Generalized Integral Transform Technique. In summary, the results reveal that the effect of the conjugation parameter on the Nusselt number distributions is strongly pronounced at the thermal entry region. As the flow becomes thermally developed, the wall conduction influence is diminished. Consequently, for flows inside ducts with highly conductive walls, the effects of conjugation cannot be neglected in regions close to the inlet.

5. REFERENCES

- Barrozi, G. S. & Pagliarini, G. Conjugated Heat Transfer in a Circular Duct with Uniform and Non-Uniform Wall Thickness, *Heat and Technology*, Vol.2, pp. 72-91, 1984.
- Campo, A. & Schuler, C. Heat Transfer in Laminar Flow Through Circular Tubes Accounting for Two-Dimensional Wall Conduction, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol.31, pp.2251-2259, 1988.
- Cotta, R. M. *Integral Transforms in Computational Heat and Fluid Flow*, CRC Press, 1993.
- Guedes, R. O. C. & Ozisik, M. N. Conjugated Turbulent Heat Transfer with Axial Conduction in Wall and Convection Boundary Conditions in a Parallel-Plate Channel, *Int J of Heat Fluid Flow*, Vol.13, pp.322-327, 1992.
- Luikov, A. V., Aleksashenko, V. A. & Aleksashenko, A. A. Analytical Methods of Solution of Conjugated Problems in Convective Heat Transfer, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol.14, pp. 1047-1056, 1971.
- Mori, S. , Sakakibara, S. & Tanimoto, A. Steady Heat Transfer to Laminar Flow in Circular Tube with Conduction in the Tube Wall, *Heat Transfer-Jap. Research*, Vol.3, pp.37-46, 1974.
- Pozzi, A. & Lupo, M. The Coupling of Conduction with Forced Convection in Graetz Problems, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 112, pp. 323-327, 1990.
- Shah, R.K. & London, A.L. *Laminar Flow Forced Convection in Ducts*, Academic Press, 1978.
- Vick, B. , Ozisik, M. N. & Bayazitoglu, Y. A Method of Analysis of Low Peclet Number Thermal Entry Region Problems With Axial Conduction, *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 7, pp. 235-248, 1980.
- Wijeysundera, N. E. Laminar Forced Convection in Circular and Flat Ducts with Wall Axial Conduction and External Convection, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol.29, pp.797-807, 1986.



PAPER CODE: COB904

CONJUGATE HEAT TRANSFER TO NEWTONIAN FLUIDS IN DUCTS BY FINITE ELEMENTS

JOSÉ KARAM FILHO¹ & NISIO C. LOBO BRUM²

¹ *Laboratório Nacional de Computação Científica (LNCC/CNPq-Brazil)*
Rua Lauro Muller 455, Botafogo, Rio de Janeiro, RJ, 22290-160, Brazil
e-mail: jkfi@alpha.lncc.br

² *Programa de Eng. Mecânica - COPPE/UFRJ*
Cidade Universitária, C. P. 68503, Rio de Janeiro, RJ, 21945-970, Brazil

Abstract

In this work, we analyse conjugate heat transfer problems to Newtonian fluids in ducts by an SUPG finite element method. The case of prescribed temperature at the outside surface wall is considered, as well as radial and axial conduction effects in both fluid and solid. Heat fluxes are calculated by a post-processing technique and numerical results are presented.

Keywords

Conjugate convection-diffusion heat transfer, finite element, post-processing method, SUPG-methods. Transferência conjugada de calor por convecção-difusão, elementos finitos, método de pós-processamento, métodos SUPG.

1. INTRODUCTION

During a long period of time, the heat transfer problem of a fluid flowing in the interior of a duct was treated by neglecting the wall thickness of the duct. The first works dealing with heat transfer in laminar flow inside ducts have been proposed by Graetz (1885), and Nusselt (1910), independently. They neglected the wall analysing the transfer of heat only in the fluid, and admitted different temperatures at the inlet section of the flow and along the wall, neglecting its thickness and material. Semi-analytical solutions have been proposed and, until about the final of the seventies, extensions of these solutions have been derived to modified problems, but none of them included wall effects. These problems are known as 'conventional convection problems'. Nevertheless, after that period, researches have shown that the wall might have considerable effect on the heat transferred to or from the fluid. As a result, it stimulated to analyse the problem solving for solid and fluid simultaneously. These problems are now being referred to as 'conjugate problems'. Then, several works have been done including radial conduction in the wall, but still not taking care of axial effects. However, some of those works predicted that axial conduction in the wall might be investigated, see Guedes, Cotta and Brum (1990). Numerical methods were proposed to deal with these problems and the majority of them fails to solve adequately at the very near inlet section of the flow;

but they confirmed the predictions of the importance in considering axial conduction in thick-walled ducts, and they evaluated accurately well this effect far from the critical inlet section. Two basic difficulties arise when one faces conjugate problems: a) the difficulty in obtaining precise solutions to the degenerated parabolic transport equation of the fluid; b) the satisfaction of compatibility conditions for temperature and fluxes at the solid-liquid interface. In case of heat fluxes prescribed at the outside surface wall, Campo and Morales (1991) worked with finite volume method and used a harmonic mean conductivity coefficient to approximate the temperature compatibility interface condition. Barozzi and Pagliarini (1985) proposed an iterative method combining a semi-analytical solution to the fluid with a conventional finite element to the pure conduction in the solid. Compatibility at the interface was done by the use of Duhamel theorem. Also prescribing heat flux at the outer surface wall, Pagliarini (1988) applied Galerkin finite element method and considered infinite axial duct length. In case of considering prescribed temperature at the outside wall, semi-analytical solutions were proposed by Mori et al. (1974) with accurate results obtained far from the flow entrance region.

In this work, we analyse conjugate heat transfer problems, considering radial and axial conduction in both solid and fluid, by an SUPG finite element method, not limited to low Péclet number. We study the case of prescribed temperature at the outside surface wall and calculate heat fluxes by a post-processing technique and numerical results are presented confirming the good performance of this procedure.

2. DIFFERENTIAL FORMULATION TO CONJUGATE PROBLEMS

Define $\Omega = (\Omega_s \cup \Omega_f) \subset \mathcal{R}^d$, with $d = 2$, for simplicity, a bounded domain, with $\Gamma_i = \Omega_s \cap \Omega_f$, and boundaries Γ_s and Γ_f such that $\Gamma_s = \Gamma_{s\theta} \cup \Gamma_{sq}$, $\Gamma_{s\theta} \cap \Gamma_{sq} = \emptyset$, $\Gamma_f = \Gamma_{f\theta} \cup \Gamma_{fq}$, $\Gamma_{f\theta} \cap \Gamma_{fq} = \emptyset$, where s, f, i, θ and q refer to solid, fluid, solid-fluid, interface, temperature and heat flux, respectively. Let f_s, f_f be the heat generations in the solid and in the fluid, respectively. Considering as known the velocity field, \mathbf{u} , and being w and e references to the external surface of a duct and to the entrance section, respectively, the conjugate heat transfer problem, with boundary conditions in temperature at the entrance and at the outside surface wall of the duct and insulated at the extremities of the wall, may be written as follows.

Problem P1: Given \mathbf{u} , f_s and f_f , find θ_s in Ω_s , θ_f in Ω_f , and θ_i on Γ_i , such that

$$-\text{div}(k_s \nabla \theta_s) = f_s, \quad \text{in } \Omega_s, \quad (1)$$

$$-\text{div}(k_f \nabla \theta_f) + m_e c_p \mathbf{u} \cdot \nabla \theta_f = f_f, \quad \text{in } \Omega_f, \quad (2)$$

with boundary conditions

$$\theta_s = \theta_w \quad \text{on } \Gamma_{s\theta}, \quad \theta_f = \theta_e \quad \text{on } \Gamma_{f\theta}, \quad (3)$$

$$q_s = \bar{q}_s \quad \text{on } \Gamma_{sq}, \quad q_f = \bar{q}_f \quad \text{on } \Gamma_{fq}, \quad (4)$$

and compatibility conditions

$$\theta_s = \theta_f \quad \text{on } \Gamma_i, \quad (5)$$

$$k_s \nabla \theta_s \cdot \mathbf{n} = k_f \nabla \theta_f \cdot \mathbf{n} \quad \text{-on } \Gamma_i. \quad (6)$$

The energy equation, which has to be solved for the liquid phase in the conjugate problem, may generate what is called the convection dominate problem, a degenerated parabolic one, when convection dominates. In the classical Graetz, or depending on the thickness of the wall considered, where boundary conditions impose a boundary layer at the entrance of the flow, it may happen a propagation of the effect of the boundary layer to the interior of the flow domain or spurious oscillations may occur when classical approximation methods are used to solve the problem.

To transport problems, stability of the Galerkin method depends on the coercivity of the stiffness matrix operator which is obtained in a way that, when convection dominates, the method tends to cause numerical instabilities and a poor approximation error estimate requires an impossible mesh refinement. In this case, Galerkin method is equivalent to central finite differences. The classical artificial diffusion method was proposed to alleviate these difficulties. It follows the idea of solving a modified problem by adding an extra diffusion term to the original differential problem. In spite of the fact that this method, which is inconsistent, solved some numerical oscillation problems, solutions are obtained with high diffusive effects and, for example in the one dimensional case, it propagates the diffusive effect even to regions in which convection is not critical. This method is equivalent to backward finite differences.

Stable finite element approximations may be generated via consistent variational formulations based on Petrov-Galerkin method. These formulations, in which the test functions belong to different spaces from the weighting ones, are based on the idea of adding a weighted residuous term to the Galerkin formulation. Depending on the choice for the weighing function different methods can be generated, as the SUPG method proposed by Brooks and Hughes (1982), the CAU or the CCAU methods developed by Galeão and do Carmo (1988).

3. SUPG FINITE ELEMENT APPLIED TO FIND TEMPERATURE IN CONJUGATE PROBLEMS

Considering known the velocity field in equation (2), and also considering homogeneous temperature boundary conditions, without loss of generalities, here we apply the SUPG method to obtain temperature fields to conjugate problems, not limited to creeping flow.

Finite element discretization allows to treat the problem as a single system of linear equations for both materials, solid and liquid, and the temperature compatibility condition (continuity) is naturally fulfilled at the interface as well as in all the domain Ω . The continuity compatibility condition for the heat flux at the interface will be obtained by a post-processing technique, since the temperature gradient previously obtained is discontinuous from element to element. Before introduce the formulations we need the following definitions. Let $C^m(\Omega)$ be the set of all real valued functions defined in Ω with continuous derivatives until order m , $C_0^m(\Omega)$ the subset of functions in $C^m(\Omega)$ with compact support in Ω and $D(\Omega) = C_0^\infty$ the space of trial functions to which the dual, $D^*(\Omega)$ is the space of linear functionals defined in $D(\Omega)$. Define the inner product

$$(\psi, \phi) = \int_{\Omega} \psi \phi \, d\Omega \quad \forall \psi, \phi \in D(\Omega). \tag{7}$$

Consider the usual finite element discretization where $\Omega = \cup_{e=1}^{Ne} \Omega^e$, and Ne is the number of elements and h is the mesh parameter given by $h = \max\{h_e\}$. Let

$P_h^k(\Omega)$: the space of continuous finite element polynomials of order k and class C^0 ;
 $Q_h^l(\Omega)$: the space of discontinuous finite element polynomials of order l and class C^{-1} .
 Then, define the following finite dimensional spaces:

$$\vartheta_h = \{\theta_h \in P_h^k(\Omega) \cap W_0^{1,2}(\Omega)\}, \quad \mathcal{H}_h(\text{div}) = \{\mathbf{q}_h \in (P_h^k(\Omega) \cap H(\text{div})(\Omega))^2\} \quad (8)$$

where $W_0^{1,2}$ is the usual H_0^1 -Hilbert space with its usual norm and $H(\text{div}) = \{g : g \in L^2(\Omega), \text{div}g \in L^2(\Omega)\}$ equipped with the norm $\|g\|_{H(\text{div})} = \|g\| + \|\text{div}g\|$, with $\|\cdot\|$ being the usual L^2 -norm. The conjugate problem may be written in the following SUPG formulation to determine temperatures.

Problem P2: Given f_f and \mathbf{u} , determine $\theta_h \in \vartheta_h$ such that

$$a_{sh}(\theta_h, \eta_h) = a_D(\theta_h, \eta_h) + a_{ch}(\theta_h, \eta_h) = R_h(\eta_h), \quad \forall \eta_h \in \vartheta_h, \quad (9)$$

with

$$a_D(\theta_h, \eta_h) = k_s(\nabla\theta_h, \nabla\eta_h) + k_f(\nabla\theta_h, \nabla\eta_h), \quad (10)$$

$$\begin{aligned} a_{ch}(\theta_h, \eta_h) &= m_e c_p (\mathbf{u} \cdot \nabla\theta_h, \eta_h) + (\xi_s \mathbf{u} \cdot \text{div}(-k_f \nabla\theta_h), \nabla\eta_h)_h + \\ &\quad + m_e c_p (\xi_s \mathbf{u} \mathbf{u}^T \nabla\theta_h, \eta_h)_h, \end{aligned} \quad (11)$$

$$R_h(\eta_h) = (f_f, \eta_h) + (\xi_s f_f \mathbf{u}, \nabla\eta_h)_h, \quad (12)$$

where $(\cdot, \cdot)_h$ is a scalar product dependent on the mesh and

$$\xi_s = \frac{h_e \xi_e}{2m_e c_p |\mathbf{u}|}, \quad \xi_e = \max\{0, 1 - \frac{k}{m_e c_p |\mathbf{u}| h_e}\}, e = 1, \dots, Ne. \quad (13)$$

For situations in which $k_f > m_e c_p |\mathbf{u}| h_e$, dominant diffusion, analysis follows as for the Galerkin method to strongly elliptical problems. In this case, the critical situation exists when the difference between the conductivity coefficients for fluid and solid wall is very high, what may cause an ill conditioned matrix, and the discretization has to compensate this difficulty. In case of $k_f < m_e c_p |\mathbf{u}| h_e$, $Pe > 1$, by defining the norm

$$\|\|\theta_h\|\|^2 = (k\nabla\theta_h, \nabla\theta_h) + (\xi_s \mathbf{u} \mathbf{u}^T \nabla\theta_h, \nabla\theta_h)_h, \quad (14)$$

and adapting the stability results of Johnson et al. (1984) we obtain

$$a_{sh}(\theta_h, \theta_h) \geq \min\{k_s, k_f, (m_e c_p)^2\} \|\|\theta_h\|\|^2, \quad (15)$$

$$a_{sh}(\theta_h, \eta_h) \leq \max\{k_s + k_f, (m_e c_p)^2\} \|\|\theta_h\|\| \|\|\eta_h\|\|, \quad (16)$$

and the error estimate

$$\|\|\theta - \theta_h\|\|^2 \leq Ch^{2r+1} |\theta|_{r+1}^2. \quad (17)$$

4. HEAT FLUX BY POST-PROCESSING

The classical way of obtaining heat flux is, once known the temperature field, going back to the constitutive equation and calculate heat via temperature gradient. From

the numerical point of view it is not very adequate. Here we recover heat fluxes by a post-processing technique inspired in Loula and Toledo (1988). We performe the post-process in $H(\text{div})$, taking into account not only the constitutive equation, Fourier law, but also the residuous of the governing equation, introducing the following problem.

Problem P3: Given $\{\mathbf{u}, \theta_h\}$, find $\mathbf{q}_h \in \mathcal{H}_h(\text{div})$ such that

$$Q_h(\mathbf{q}_h, \hat{\mathbf{q}}_h) = \mathcal{Q}(\hat{\mathbf{q}}_h), \quad \forall \hat{\mathbf{q}}_h \in \mathcal{H}_h(\text{div}), \quad (18)$$

with

$$Q_h(\mathbf{q}_h, \hat{\mathbf{q}}_h) = (\mathbf{q}_h, \hat{\mathbf{q}}_h) + \delta_q(\text{div}\mathbf{q}_h, \text{div}\hat{\mathbf{q}}_h)_h, \quad (19)$$

$$\mathcal{Q}(\hat{\mathbf{q}}_h) = \delta_q(m_e c_p \mathbf{u} \cdot \nabla \theta_h + \Phi, \text{div}\hat{\mathbf{q}}_h)_h - (\mathbf{K}\nabla\theta_h, \hat{\mathbf{q}}_h). \quad (20)$$

For $\delta_q > 0$, stability of Problem P3 is ensured by the following continuity and ellipticity conditions (see Karam Filho, 1996):

$$Q_h(\mathbf{q}_h, \hat{\mathbf{q}}_h) \leq \max\{1, \delta_q\} \|\mathbf{q}_h\|_{H(\text{div})} \|\hat{\mathbf{q}}_h\|_{H(\text{div})}, \quad \forall \mathbf{q}_h, \hat{\mathbf{q}}_h \in \mathcal{H}_h(\text{div}), \quad (21)$$

$$Q_h(\hat{\mathbf{q}}_h, \hat{\mathbf{q}}_h) \geq \min\{1, \delta_q\} \|\hat{\mathbf{q}}_h\|_{H(\text{div})}^2, \quad \forall \hat{\mathbf{q}}_h \in \mathcal{H}_h(\text{div}). \quad (22)$$

By using the properties above, being \mathbf{q}_h the solution of Problem P3, θ the solution of Problem P1 and θ_h the solution of the approximated Problem P2, the following estimate is obtained

$$\|\mathbf{q} - \mathbf{q}_h\|_{H(\text{div})} \leq C_q (\|\mathbf{q} - \hat{\mathbf{q}}_h\| + \|\nabla(\theta - \theta_h)\|), \quad \forall \mathbf{q}_h \in \mathcal{H}_h(\text{div}). \quad (23)$$

Note that (23) includes the error of the method used to calculate the temperature gradient, to which, in case of Problem P2, it applies (17).

5. NUMERICAL RESULTS

Here, numerical results for newtonian fluids flowing in circular ducts are presented in terms of the following dimensionless quantities. Being r the radial coordinate, z the longitudinal (or axial) one, L the finite length of the duct where heat is being transferred, d the thickness of the duct wall, D the internal diameter, K the conductivity ratio, u_m the axial mean velocity at the internal area A_c with perimeter P_c , Pe the Péclet number and Nu_z the local Nusselt number, define

$$r^* = \frac{r}{D}, \quad z^* = \frac{z}{L}, \quad z^{**} = \frac{z}{DPe}, \quad \theta^* = \frac{\theta - \theta_w}{\theta_e - \theta_w}, \quad K = \frac{k_s}{k_f}, \quad e = \frac{d}{L}, \quad (24)$$

$$Pe = \frac{m_e c_p u_m D}{k_f}, \quad \text{and} \quad Nu_z = \frac{D[(\frac{\partial \theta}{\partial r})_i]_z}{K(\theta_{m,i} - \theta_w)}, \quad (25)$$

$$\theta_{m,i} = \frac{1}{A_c u_m} \int_{A_c} u_r \theta dA_c \quad \text{and} \quad [(\frac{\partial \theta}{\partial r})_i]_z = \frac{1}{P_c} \int_{P_c} (\frac{\partial \theta}{\partial r})_i dP_c \quad (26)$$

In the first example, the Graetz problem is solved for $u_z = 1 - (r^*)^2$. Figure 1 resume the tendency of $Nu_z \times z^{**}$ to $Pe = 5, 10, 50$ and 500 . Figure 2 shows temperature behaviour at the interface including variation of the duct wall for $Pe = 10$ and $K = 10$. Figure 3 depicts axial to radial flux ratio along two radial positions of the wall for three

values of Pe . Next, $\frac{D}{L} = 0.05$, $u_z = 1 - (r^*)^2$ and $Pe = 500$ are fixed and the results of the conjugate problem are presented in terms of $\theta^* \times z^*$ for three different values of the wall thickness and $K = 0.1$ and 10 , illustrated in Figure 4.

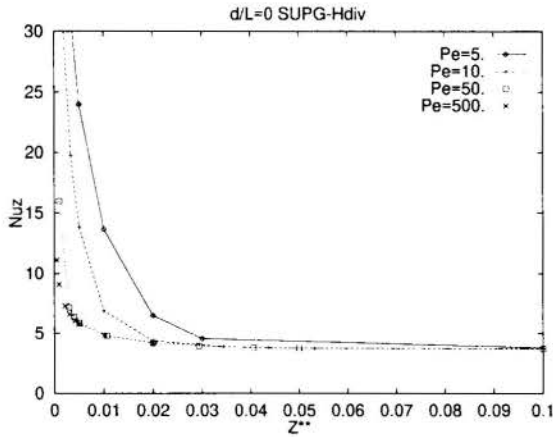


Figure 1 - Tendency of Nu_z with Pe

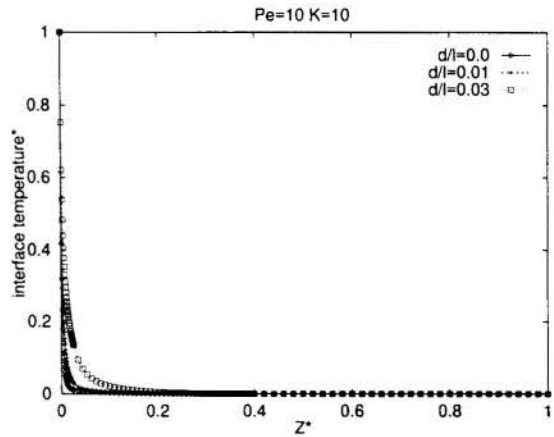
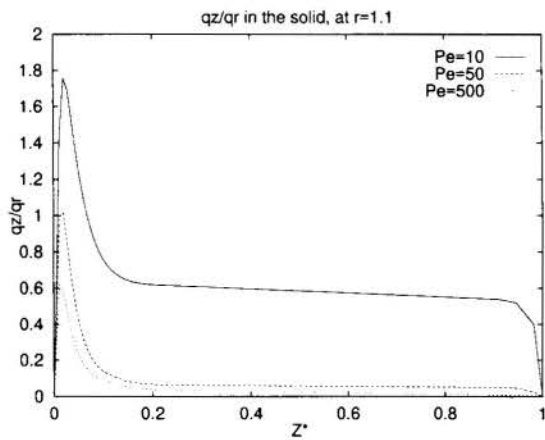
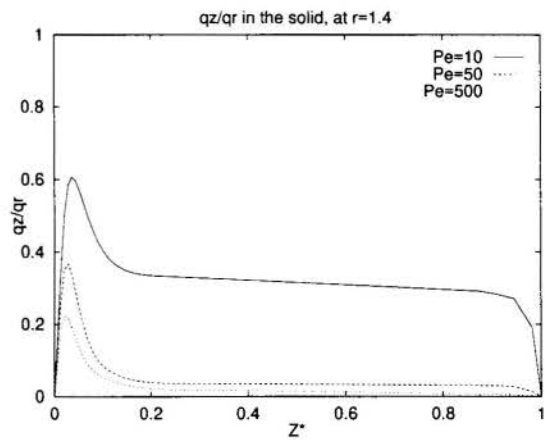


Figure 2 - Variable thickness

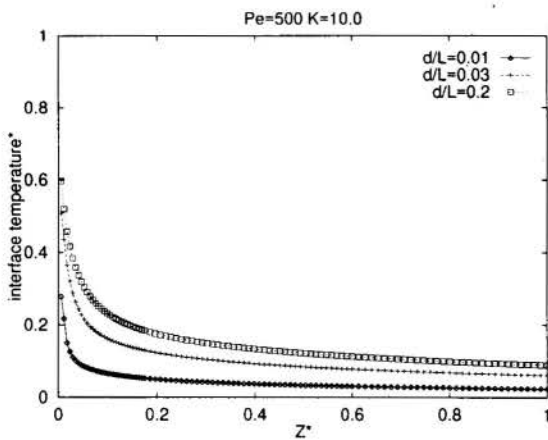


(a)

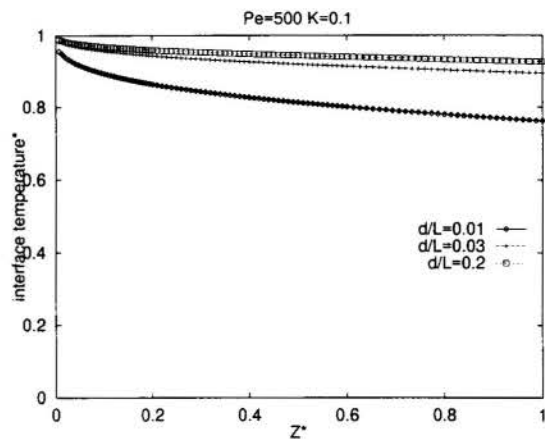


(b)

Figure 3 - Axial/radial flux in the solid, $K = 10, d/L = 0.03$



(a)



(b)

Figure 4 - θ^* for different thicknesses

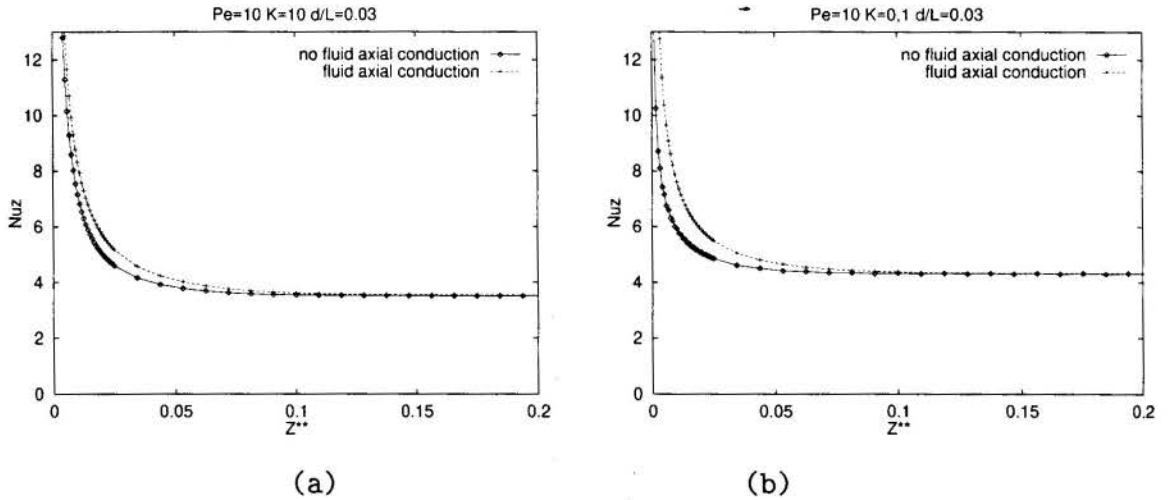


Figure 5 - Nu_z , axial conduction in the fluid

Another case was to compare, in Figure 5, the consideration of axial conduction also in the fluid for $Pe = 10$ and $K = 0.1$ and 10 .

6. CONCLUSIONS AND REMARKS

In this work we presented a procedure by using finite element methods to solve conjugate heat transfer problems to which boundary conditions are given in terms of temperature prescribed at the outside solid wall surface of a duct. The scheme is based on constructing a unique system of equations to solve temperature in the solid, in the fluid and in the interface, without the need of any interactive procedure to satisfy the compatibility condition at the interface, once the finite element method ensure the continuity of the temperature (primal variable) as one of its principle. The continuity of the heat flux has been approximated here by a post-processing technique which at the same time improves the approximation error estimate when compared to techniques based on differences. To treat possible high convection present in these problems, we used an SUPG formulation, able to capture the layer at the inlet section of the flow. The numerical results presented here were performed to cylinder ducts with newtonian fluids flowing in. In the first case we confirm the precision of the results by experiencing the no wall thickness case (Graetz problem). The tendency of local Nu_z with Pe is shown in Figure 1, and it is in good agreement with the semi-analytical results of Hennecke (1968). Varying the wall thickness to $Pe = 10, K = 10$ we can observe in Figure 2 a small difference in the interface temperature profiles. The importance in considering axial conduction in the wall is illustrated in Figure 3. Observe that axial effects are strong especially for low Pe to which the axial to radial flux ratio is greater than 1.7 near the interface, even to moderate wall thickness. The case of increasing Pe is illustrated in Figure 4, confirming the effect of the wall to $Pe = 500$ in the heat transfer for two values of conductivity ratios. The results in the region $z^* = (0.2; 1]$ may be compared with those of a semi-analytical solution of Mori et al.(1974) for the far entrance one. Here, we captured the entrance result. The last case presented here, in Figure 5, shows that axial conduction effects in the fluid may be important when Pe becomes small ($Pe < 10$). The case of $Pe = 500$ was also tested but no influence of axial conduction in the fluid was detected for $K = 0.1, 10$ and $d/L = 0.03$. We believe that this case need more investigations.

7. REFERENCES

- Barozzi, G. L. & Pagliarini, G. A Method to Solve Conjugate Heat Transfer Problems: The Case of Fully Developed Laminar Flow in a Pipe, *J. Heat Transfer*, 107, pp. 77-83, 1985.
- Brooks, A. & Hughes, T. J. R. Streamline Upwind/Petrov-Galerkin Formulations for Convection Dominated Flows with Particular Emphasis on the Incompressible Navier-Stokes Equations, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, V. 32, pp. 199-259, 1982.
- Campo, A. & Morales, J. C. Flow and Temperature Patterns in Thick-Walled Tubes: Inclusion of Diffusion Phenomena in Both-Media, *RBCM-J. of The Braz. Soc. Mech. Sc.*, V. XIII, no. 2, pp. 167-183, 1991.
- do Carmo, E. G. D. & Galeão, A. C. R. Feedback Petrov-Galerkin Methods for Convection-Dominated Problems, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, V.88, pp. 1-16, 1991.
- Graetz, L. Über die Wärmeleitungsfähigkeit von Flüssigkeiten (On the Thermal Conductivity of Liquids), Part 1 : *Ann. Phys. Chem.*, 18, pp. 79-94 (1883); Part 2 : *Ann. Phys. Chem.*, 25, pp. 337-357, 1885.
- Guedes, R. O. C., Cotta, R. M. & Brum, N. C. L. Heat Transfer in Laminar Flow with Wall Axial Conduction and External Convection, *J. Thermophysics*, V. 5, no. 4, pp. 508-513, 1990.
- Hennecke, D. K. Heat Transfer by Hagen-Poiseuille Flow in the Thermal Development Region with Axial Conduction, *Waerme-Stoffuebertrag*, 1, 177-184, 1968.
- Johnson, C., Nävert, U. & Pitkäranta, J. Finite Element Methods for Linear Hyperbolic Problems", *Comp. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 45, pp.287-312, 1984.
- Karam Filho, J. *Thermally Coupled Flow of Non-Newtonian Fluids in Conjugate Problems*, Doctoral Thesis, COPPE/UFRJ, Brazil (in Portuguese), 1996.
- Loula, A. F. D. & Toledo, E. M. Dual and Primal Mixed Petrov-Galerkin Finite Element Methods in Heat Transfer Problems, *Proceedings of II ENCIT*, Águas de Lindóia, SP, Brasil. pp. 176-179, 1988.
- Mori, S., Sakakibara, M. & Tanimoto, A. Steady Heat Transfer to Laminar Flow in a Circular Tube with Conduction in the Tube Wall, *Heat Transfer Japanese research*, V. 3, no. 2, pp. 37-46, 1974.
- Nusselt, W. Die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von der Rohrlänge (The Dependence of the Heat-Transfer Coefficient on the Tube Length), *VDI Z54*, 1154-1158, 1910.
- Pagliarini, G. Effects of axial conduction in the wall and the fluid on conjugate Heat Transfer in Thick-Walled Circular Tubes, *Int. Comm. Heat and Mass Transfer*, V.15, pp. 581-591, 1988.

Tema 24

Condução

PAPER CODE: COB905

**APLICAÇÃO DO MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS EM
PROBLEMAS DE MUDANÇA DE FASE COM PROPRIEDADES
FÍSICAS DEPENDENTES DA TEMPERATURA / *FINITE ELEMENT
METHOD APPLICATION IN PHASE CHANGE PROBLEMS WITH TEMPERATURE
DEPENDENT PHYSICAL PROPERTIES***

SCALON, V.L.¹, PADILHA, A.² & ISMAIL, K.A.R.³

¹ *Depto de Engenharia Mecânica - FET-UNESP-Bauru. Email: scalon@bauru.unesp.br*

² *Depto de Engenharia Mecânica - FET-UNESP-Bauru. Email: padilha@bauru.unesp.br*

³ *Depto De Eng. Térmica e de Fluidos - FEM-UNICAMP. Email: kamal@fem.unicamp.br*

Abstract

This work studies a solidification process with temperature-dependent physical properties for the solid region. Is developed a numerical unsteady model based upon an enthalpic approach and the finite element method. The obtained numerical results compare well with an analytical solution for a semi-infinite body and obtained experimental results.

Keywords

Mudança de Fase/Phase Change; Elementos Finitos/Finite Element; Método Entálpico/Enthalpic Method

1. INTRODUÇÃO

Problemas de condução de calor envolvendo o processo de mudança de fase ocorrem tanto na natureza como em aplicações industriais sendo considerável sua importância na indústria de vidros, aços, gelos e recentemente em sistemas de estocagens, de refrigeração de produtos e conservação de energia.

Devido a este grande número de processos que envolvem o fenômeno de mudança de fase, este tem sido, recentemente, objeto de um grande número de estudos. Este trabalho, especificamente, pretende acrescentar a estes estudos um tratamento para o referido fenômeno, quando as propriedades físicas do meio variam com a temperatura. Embora sejam conhecidas diversas soluções analíticas para o processo de mudança de fase, nenhuma delas é capaz de tratar a variação das propriedades físicas com a temperatura. Um "review" dos métodos de solução analíticos disponíveis pode ser encontrado em Alexiades & Solomon (1993).

Desta forma, a alternativa apresentada é a utilização de um método numérico. Os métodos numéricos para a solução de problemas de mudança de fase se dividem, basicamente, em dois grandes grupos: os métodos que tratam explicitamente a fronteira de mudança de fase e os métodos baseados na entalpia dos pontos.

Devido à sua maior simplicidade e em paralelo à grande evolução dos computadores atuais os métodos entálpicos tem se destacado. Recentes pesquisas mostram a grande evolução destes métodos, em Voller *et. al.* (1990) pode ser encontrado um review destas técnicas e da sua evolução. Lacroix & Solomon (1990) apresentaram um trabalho em que é feita uma análise comparativa entre os métodos de domínio transformado e os baseados na entalpia. Enfim, estes métodos estão em franco desenvolvimento e surgem, a cada momento, novas alternativas para o tratamento da capacidade térmica, como no trabalho apresentado por Rady & Mohanty (1996), ou ainda formas alternativas para o cálculo da entalpia, como no caso do trabalho de Pham (1986).

Este trabalho se utiliza destas técnicas na solução de um problema de supercongelamento de água, onde as propriedades do gelo são consideradas variando com a temperatura. Os resultados obtidos através desta formulação são comparados com os dados obtidos experimentalmente e com soluções tanto analíticas como numéricas, que se utilizam de valores médios para as propriedades físicas do gelo.

2. FORMULAÇÃO NUMÉRICA

A solução numérica do problema foi obtida baseando-se num método de balanço energético em torno de cada elemento e utilizando-se uma malha de 50 elementos com quatro nós. Este método foi utilizado por Pham (1986) com sucesso na solução de problemas de mudança de fase, e seu princípio é simples. Baseando-se na equação da condução tem-se que o balanço energético para um dado elemento pode ser expresso como:

$$\int_{\Omega} \psi \frac{\partial h}{\partial t} d\Omega = \int_{\Omega} \psi k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) d\Omega,$$

que na forma fraca, torna-se:

$$\int_{\Omega} \psi \frac{\partial h}{\partial t} d\Omega = - \int_{\Omega} k \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right) d\Omega + \int_{\Gamma} \psi k \frac{\partial T}{\partial n} d\Gamma. \quad (1)$$

Após a montagem da matriz o termo do lado direito representa os fluxos de calor em cada um dos nós integrados ao longo do volume que, na forma matricial, pode ser expresso por:

$$\{Q_i\} = [K] \{T_i\} - \Gamma_i.$$

NOMENCLATURA

[K]: matriz de condutividade,	[M]: matriz de massa,
{Q _i }: vetor de influxo de calor num nó,	c _p : calor específico [J/kg°C],
C: capacidade térmica [J/m ³ °C],	F(T): função para cálculo da entalpia,
h: entalpia [J/kg°C],	k: Condutividade [W/m°C],
L: calor latente de mudança de fase [J/kg],	t: tempo [s],
T: Temperatura [°C],	α: difusividade térmica [m ² /s],
ψ: função peso,	Γ: termos de superfície,
Ω: Domínio do problema.	
<i>Subscritos</i>	
i: referente ao ponto i,	l: líquido,
	s: sólido,
	m: mudança de fase.

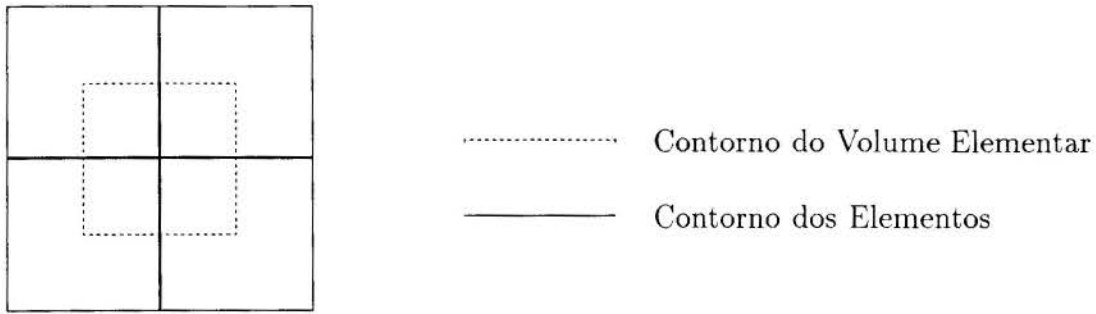


Figura 1- Diagrama representativo do volume elementar de um ponto.

Conhecido o calor trocado entre os nós, torna-se fácil calcular o fluxo de calor por unidade de volume e, conseqüentemente, a variação da entalpia para cada um dos pontos, ou seja:

$$\{\Delta h_i\} = -\frac{\Delta t Q_i}{\Omega_{e,i}} \quad (2)$$

É conveniente ressaltar que o valor do domínio em torno do nó central é idêntico ao volume de controle considerado, quando se trabalha com a formulação em volumes de controle como mostra a figura (1). No entanto a aplicação da equação (2) não está relacionada a nenhum dos conceitos de volume de controle e sim à formulação massa concentrada, que resulta numa matriz massa diagonal. Esta matriz possui, na sua diagonal principal, um valor equivalente ao dos volumes considerados e, quando invertida, também resulta na equação (2).

Conhecida a variação da entalpia de cada nó é possível estimar a nova entalpia do ponto como:

$$h_i^* = h_i^t + \Delta h_i.$$

Assim, pode-se adotar o procedimento explícito admitindo que o novo perfil de temperaturas possa ser calculado através deste campo de entalpias, ou então, que este novo campo de entalpias possa ser utilizado no cálculo do C na forma:

$$C_i^* = \frac{h_i^* - h_i^t}{T_i^* - T_i^t}, \quad (3)$$

sendo que o valor de T_i^* é calculado através da função inversa da entalpia $T_i^* = F^{-1}(h_i^*)$. Pode-se, então, utilizar esta expressão na equação da energia para se calcular as novas temperaturas, ou seja:

$$[M] C^* \frac{T_i^{t+\Delta t} - T_i^t}{\Delta t} + [K] \frac{T_i^{t+\Delta t} + T_i^t}{2} = \Gamma_i. \quad (4)$$

Resolvido este sistema de equações obtém-se um campo de temperaturas (T_i^*), que é corrigido novamente pelo balanço térmico utilizando-se as expressões:

$$h_i^{t+\Delta t} = h_i^t + C_i^* (T_i^* - T_i^t) \quad e \quad (5)$$

$$T_i^{t+\Delta t} = F^{-1}(h_i^{t+\Delta t}). \quad (6)$$

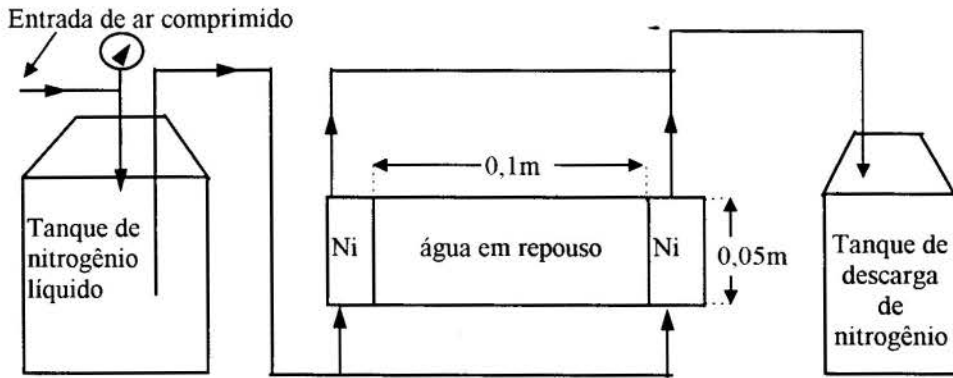


Figura 2- Esquema do aparato experimental.

As propriedades físicas do gelo são admitidas variando com a temperatura, segundo Padilha (1990), e as expressões, em unidades do S.I. para as temperaturas em °C, são dadas por:

$$\rho(T) = \frac{1}{1,0907 \times 10^{-3} + 1,4635 \times 10^{-7} T} \text{ [kg/m}^3\text{]}, \quad (7)$$

$$c_p(T) = 2116,56 + 7,2845 T \text{ [J/kg}^\circ\text{C]} \quad \text{e} \quad (8)$$

$$k(T) = 2,09 - 0,003553 T \text{ [W/m}^\circ\text{C]}. \quad (9)$$

A avaliação das propriedades físicas é feita substituindo-se a temperatura do ponto nas expressões (7) a (9). Como, nesse caso, o valor do \bar{c}_p varia com a faixa de temperatura considerada necessita-se de um cálculo iterativo para a função inversa da entalpia. O mesmo não ocorre quando se utiliza na solução valores constantes para as propriedades uma vez que o valor do c_p é avaliado pela temperatura média e válido em toda a faixa.

3. ANÁLISE EXPERIMENTAL

O objetivo do experimento, foi observar visualmente e registrar através de fotografias, obtidas em intervalos de 60 segundos, a razão de crescimento das camadas sólidas de gelo, formadas no interior de uma seção de teste.

A seção de teste de seção transversal retangular é ilustrada na figura (2), cujas dimensões internas são de 0,05 m de largura, 0,1 m de comprimento e 0,1 m de altura. As duas paredes laterais, através das quais é aplicado o super-resfriamento, são as próprias paredes dos canais distribuidores de nitrogênio. As paredes laterais, para a observação visual do fenômeno, foram construídas com placas de acrílico transparentes.

O refrigerante utilizado foi o nitrogênio (Ni) líquido, o qual foi bombeado sob pressão constante de 0,5 atm, do tanque principal para os tanques de resfriamento, sendo que, parte do nitrogênio líquido recuperado no tanque de descarga, como mostrado na figura (2).

As temperaturas nas paredes de cobre, em contato com a água em repouso, foram mantidas constantes, através de válvulas de pressão instaladas nas saídas dos tanques de resfriamento, para controlar a vazão de nitrogênio e conseqüentemente as temperaturas.

Os tanques de resfriamento, o topo e o fundo da seção de teste foram isolados com placas de isopor de espessura 0,05 m. Utilizou-se tanques de armazenagem de nitrogênio

com capacidade de 25 litros. A seção de teste com água confinada foi resfriada até que a água atingisse a temperatura inicial desejada, iniciando-se então o processo de super resfriamento.

Nestas condições, a temperatura da água em contato com as paredes super-resfriadas da seção de testes sofre uma queda brusca, abaixo da temperatura de solidificação, e a placa de gelo formada em cada parede lateral do canal cresce gradualmente, cujo encerramento ocorre com o encontro das duas interfaces no centro da seção de testes.

4. SOLUÇÃO ANALÍTICA

A solução analítica para o problema de super-resfriamento do gelo pode ser encontrada em Alexiades & Solomon (1993), utilizando-se dos valores médios das propriedades físicas. Nesta solução a posição da frente de solidificação, assim como o seu perfil de temperaturas são dados por:

$$S(t) = 2\lambda\sqrt{\alpha_s t}, \tag{10}$$

$$T_s(x, t) = T_w - (T_w - T_m) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_s t}}\right)}{\operatorname{erf}(\lambda)} \quad \text{e} \tag{11}$$

$$T_l(x, t) = T_0 - (T_0 - T_m) \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_l t}}\right)}{\operatorname{erfc}(\nu\lambda)}. \tag{12}$$

Os valores de λ podem ser encontrados através da solução da equação transcendental que, desconsiderando o efeito de expansão do gelo, é dada por:

$$\frac{\operatorname{Ste}_s}{\lambda e^{\lambda^2} \operatorname{erf}(\lambda)} - \frac{\operatorname{Ste}_l}{\lambda \nu e^{(\lambda\nu)^2} \operatorname{erf}(\lambda\nu)} = \sqrt{\pi},$$

sendo os parâmetros definidos por:

$$\operatorname{Ste}_l = \frac{c_{p,l}(T_l - T_m)}{L}, \quad \operatorname{Ste}_s = \frac{c_{p,s}(T_m - T_s)}{L} \quad \text{e} \quad \nu = \sqrt{\frac{\alpha_s}{\alpha_l}}.$$

Os valores médios considerados para as propriedades e os adimensionais, assim como os valores calculados para λ e $S(t)$ podem ser vistos na tabela (1).

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Utilizando as soluções propostas, em paralelo aos dados experimentais obtidos, foi possível obter uma série de gráficos, apresentados nas figuras (3), (4) e (5), mostrando a evolução transiente da posição da frente de solidificação. São apresentados resultados experimentais, analíticos para um meio semi-infinito, numéricos utilizando-se das propriedades médias para o gelo e outros, também numéricos, considerando-se a variação das propriedades físicas da camada de gelo com a temperatura.

Na figura (3) é possível notar a coincidência entre as soluções numéricas e analítica, sendo que ambas se utilizam dos valores das propriedades físicas numa temperatura média.

Tabela 1- Valores médios utilizados e resultados obtidos para o caso da solução analítica.

T_0	k_l	$c_{p,l}$	ρ_l	α_l	Ste_l	ν	$S(t)$
T_w	k_s	$c_{p,s}$	ρ_s	α_s	Ste_s	λ	
°C	[W/m°C]	[J/kg °C]	[m ³ /kg]	[m ² /s]			[mm]
1,5	0,566	4186	999,9	$1,352 \times 10^{-7}$	0,0188	3,63	$1,49091 \sqrt{t}$
-180	2,410	1461	926,8	$1,780 \times 10^{-6}$	0,7883	0,558786	
0,2	0,566	4186	999,9	$1,527 \times 10^{-7}$	0,0025	3,36	$1,27585 \sqrt{t}$
-130	2,321	1643	924,9	$1,780 \times 10^{-6}$	0,6403	0,51691	
8,0	0,566	4186	999,9	$1,527 \times 10^{-7}$	0,1004	3,36	$1,21968 \sqrt{t}$
-130	2,321	1643	924,9	$1,780 \times 10^{-6}$	0,6403	0,493467	

Com isto, pode-se afirmar que a solução, para um meio semi-infinito, pode ser estendida para problemas com simetria sem induzir erros significativos no cálculo da posição da fronteira. É apresentada também a solução numérica que considera a variação das propriedades físicas do gelo com a temperatura sendo que no caso da posição da frente, embora existam variações, estas não são significativas. Os valores numéricos e analíticos obtidos apresentam boa concordância com os dados experimentais.

A figura (4) apresenta um comportamento praticamente análogo ao da figura (3), servindo apenas para confirmar as observações já feitas anteriormente. A figura (5), por sua vez, apresenta concordância entre as soluções analíticas e numéricas, embora note-se um comportamento divergente dos valores experimentais. Isto implica que para esta temperatura inicial da água, o efeito convectivo de transferência de calor passa a ser predominante e a utilização de um modelo meramente condutivo acarreta erros significativos. Este comportamento é esperado e principalmente neste caso, onde o fluido de trabalho é a água que sofre acentuada variação de densidade, inclusive atingindo um valor máximo em torno de 4°C.

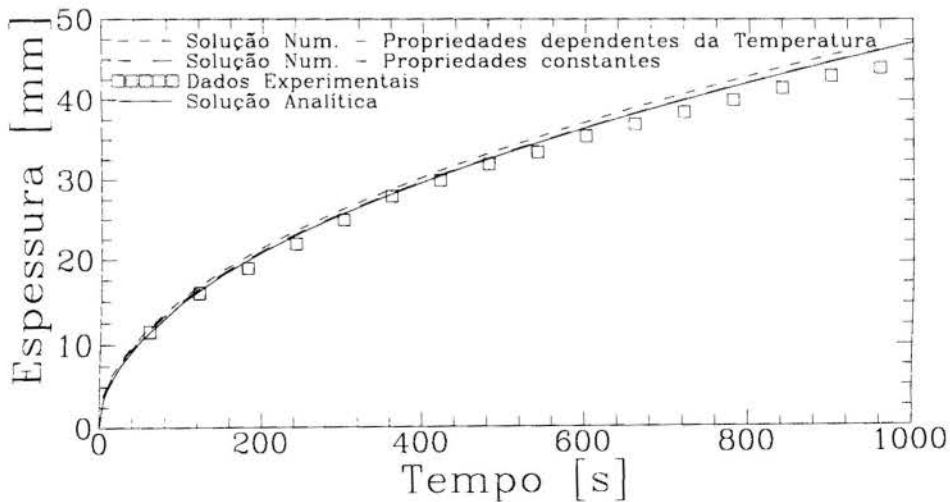


Figura 3- Espessura transiente da camada de gelo para temperatura inicial de 1,5°C e temperatura de super-resfriamento de -180°C.

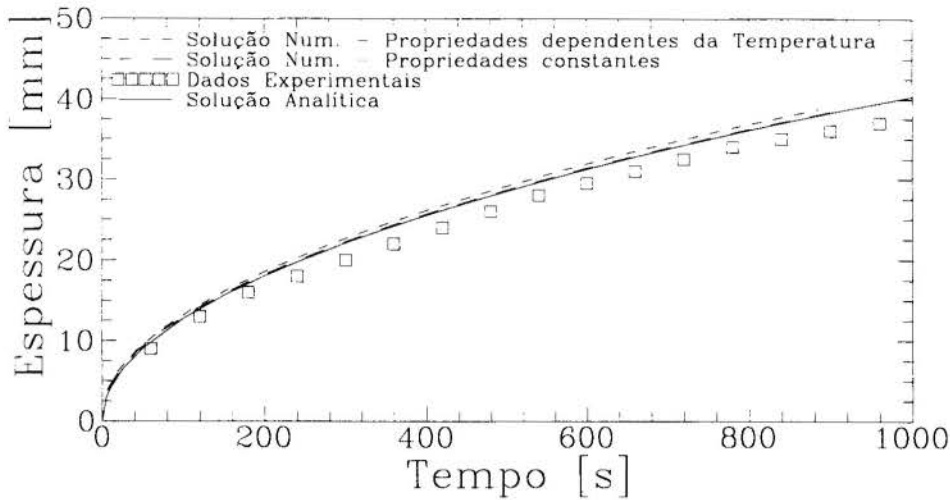


Figura 4- Espessura transiente da camada de gelo para temperatura inicial de 0,2°C e temperatura de super-resfriamento de -130°C.

Desta forma, pode-se afirmar que, em termos da posição da frente de solidificação, quando admitido o modelo puramente condutivo, não há diferenças significativas entre a formulação que considera as variações das propriedades do meio sólido e a que se utiliza de valores médios. Como somente esta constatação não é suficiente, é apresentado um gráfico com o comportamento transiente da temperatura no centro da região de simetria, mostrado na figura (6). Nesta figura percebe-se uma divergência na evolução dos perfis de temperatura entre os dois casos.

A partir desta análise é possível afirmar que o modelo condutivo oferece resultados com boa precisão, quando o material está inicialmente numa temperatura próxima da de mudança de fase. O modelo que considera variações das propriedades físicas com a temperatura, por sua vez, não apresenta grandes vantagens no que se refere ao cálculo

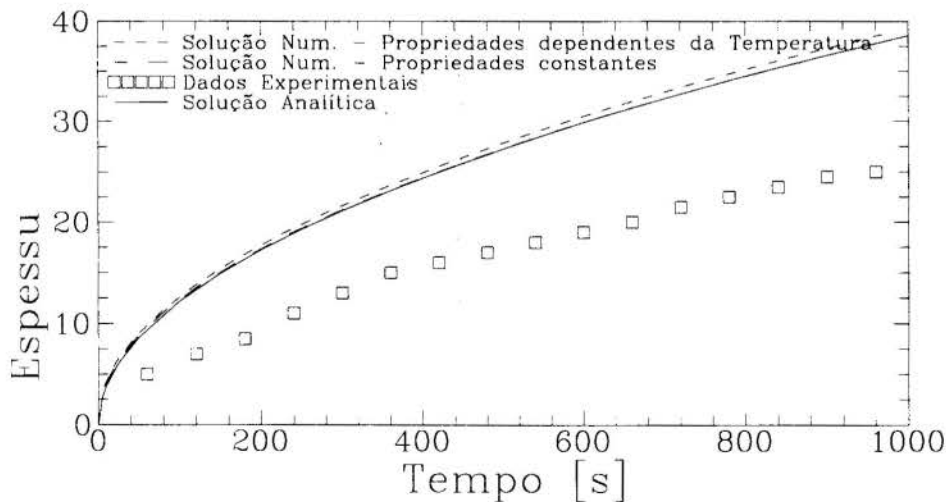


Figura 5- Espessura transiente da camada de gelo para temperatura inicial de 8°C e temperatura de super-resfriamento de -130°C.

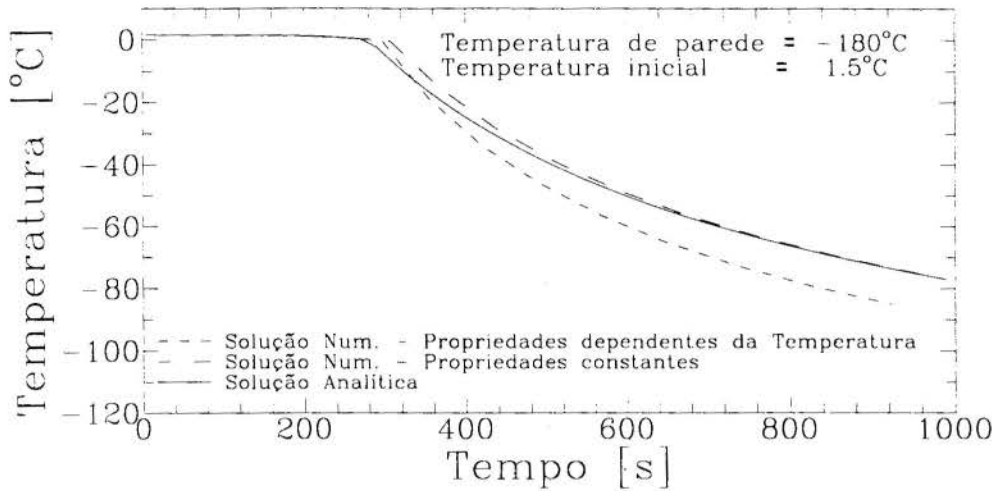


Figura 6- Evolução transiente do perfil de temperatura para um ponto afastado 25 mm da parede.

da posição da fronteira de solidificação. No entanto, o mesmo não acontece quando se considera a evolução transiente da temperatura num ponto. Neste caso as diferenças apresentadas são significativas e podem justificar a utilização deste tipo de formulação.

REFERÊNCIAS

- ALEXIADES, V. & SOLOMON, A.D. *Mathematical Modeling of Melting and Freezing Processes*, Hemisphere Publishing, 1993.
- LACROIX, M. & VOLLER, V.R. "Finite Difference Solutions of Solidification Phase Change Problems: Transformed Versus Fixed Grids", *Numerical Heat Transfer, Part B*, vol 17, pp. 25-41, 1990.
- PADILHA, A. *Estudo Teórico e Experimental do Movimento da Frente de Solidificação por Super Resfriamento de um Líquido no Interior de um Duto*, Tese de Doutorado, UNICAMP, 1990.
- PHAM, Q.T. "The Use of Lumped Capacitance in the Finite Element Solution of Heat Conduction Problems with Phase Change", *Int J. Heat Mass Transfer*, vol 29, pp. 285-291, 1986.
- RADY, M.A. & MOHANTY, A.K. "Natural Convection During Melting and Solidification of Pure Metals in Cavity", *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 29, pp. 29-49, 1996.
- VOLLER, V.R., SWAMIATHAN, C.R. & THOMAS, B.G. "Fixed Grid Techniques for Phase Change Problems: a Review", *Int. J. Num. Methods in Engineering*, vol 30, pp. 875-898, 1990.

PAPER CODE: COB324

**ESTIMADOR DE UMA FUNÇÃO OBJETIVO DE CORRELAÇÃO NA
MEDIÇÃO SIMULTÂNEA DE PROPRIEDADES TÉRMICAS /
SIMULTANEOUS THERMAL PROPERTIES ESTIMATION USING A
CORRELATION OBJECTIVE FUNCTION ESTIMATOR**

SANDRO M. M. DE L. E SILVA, GILMAR GUIMARÃES & MARCUS A. V. DUARTE
*Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia - UFU - Uberlândia
CEP 38400-902 Uberlândia, MG, Brasil - E-mail: gguima@ufu.br, metrevel@ufu.br*

Abstract

This paper describes an experimental technique to measure simultaneously the thermal diffusivity and thermal conductivity of nonmetallic materials. Thermal properties are estimated by using parameter estimation techniques with measured surface heat flux and temperature histories on only one surface of a perspex sample. In addition the golden section optimization technique is used with the parameter estimation for minimizing two different objective functions. Each of the thermal properties is estimated in a different way. The diffusivity estimation uses a correlation function estimator between the heat flux and temperature while a square function error of experimental and estimated temperatures is the objective function used for determining the conductivity. A comparison with the guarded hot plate method indicates a deviation of 2.1% of the thermal conductivity.

Palavras Chaves

Estimação de Parâmetros, Medição de Propriedades Térmicas, Condução, Problemas Inversos, Otimização.
Parameter Estimation, Thermal Properties Measurements, Heat Conduction, Inverse Problems, Optimization.

1. INTRODUÇÃO

O uso de técnicas de estimação de parâmetros a partir de medições discretas de temperatura no interior ou na superfície de um corpo tem sido bastante empregado. Encontram-se nesse sentido vários trabalhos que tratam da medição de propriedades térmicas como condutividade térmica, λ , e difusividade térmica, α , (Parker *et al.*, 1961), (Log, 1993), (Moreno & Trevisan, 1994), (Huang & Yan, 1995) e (Lima e Silva & Guimarães, 1996). Observa-se que a maioria desses trabalhos usam medições de temperatura no interior do meio investigado. Todavia para que haja a medição de propriedades térmicas de forma não destrutiva, exige-se o uso de medições de temperatura ou fluxo de calor apenas na superfície do meio investigado. Nota-se que, normalmente, as técnicas experimentais que são capazes da obtenção simultânea de λ e α usam medições interiores ou nas duas superfícies de trabalho como o método Flash (Parker *et al.*, 1961). Entretanto, para a investigação de propriedades térmicas *in situ*, como paredes construídas de grande espessura, dispõe-se apenas de uma superfície para a aquisição de sinais. Essa restrição representa uma limitação nas técnicas experimentais existentes, acarretando, em sua maioria a medição de apenas uma propriedade. Pode-se citar, nesse caso, a difusividade térmica obtida pelo método Flash (Parker *et al.*,

1961) ou a obtenção da efusividade térmica (Log, 1993). Entretanto, em ambos os casos a fonte de calor é aplicada na face oposta à face de aquisição de sinais requerendo assim duas superfícies de acesso. O interesse principal desse trabalho é o desenvolvimento de uma técnica que possibilite a obtenção simultânea de λ e α , porém com sinais provenientes a partir de somente uma face de acesso. Ou seja, tanto a excitação térmica quanto a sua resposta devem utilizar apenas uma superfície de trabalho do meio a ser investigado. Moreno & Trevisan (1994) e Lima e Silva & Guimarães (1996) têm trabalhado nessa direção. Contudo, para a obtenção das duas propriedades de forma simultânea Moreno e Trevisan necessitam que o estado permanente seja atingido. Ou seja, em seu trabalho Moreno e Trevisan obtêm α em regime transiente e λ em permanente. Por sua vez Lima e Silva & Guimarães (1996) usam dois modelos teóricos (o de uma placa finita e isolada o de uma placa semi-infinita) para os mesmos dados experimentais. Nesse caso, a técnica torna-se muito sensível a erros experimentais e somente em condições especiais de geometria e evolução temporal pode ser aplicada.

Esse trabalho propõe, assim, um procedimento alternativo conjugado ao método dos mínimos quadrados. Para isso, constroi-se uma função objetivo de correlação entre os sinais de temperatura experimentais e os previstos no modelo. A obtenção de uma correlação perfeita entre esses sinais pode ser apresentada como sendo uma função exclusiva da difusividade térmica, fornecendo, dessa forma, um caminho para a sua estimação. Desse modo, o valor de α é obtido através da correlação entre Y e T , que são respectivamente os sinais experimentais e simulados de temperatura. A consequente estimação de λ se dá através da definição de uma função objetivo de erro quadrático, entre Y e T . O procedimento para estimação de parâmetros através do uso de uma função objetivo baseada em correlação de sinais estocásticos foi inicialmente proposto por Duarte (1994) e aplicado na solução de sistemas não lineares de um modelo de rigidez cúbica com excitação impulsiva ideal.

2. APARATO EXPERIMENTAL

Como já foi mencionado, duas funções objetivos diferentes são usadas para a obtenção da condutividade térmica e da difusividade térmica. Entretanto os dados experimentais usados na definição dessas funções objetivos são provenientes do mesmo experimento. A

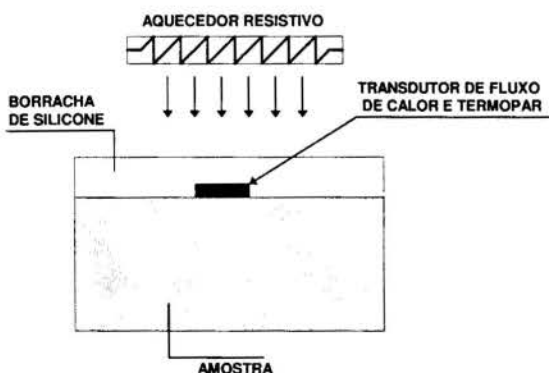


Figura 1: Aparato experimental

Figura 1 apresenta o aparato experimental. Uma amostra de perspex com dimensões 30 x 30 cm e 50 mm de espessura, inicialmente em equilíbrio a uma temperatura T_0 é submetida a um fluxo de calor unidirecional e uniforme em sua superfície superior. O calor é aplicado através de um aquecedor por resistência elétrica de 22 ohms, coberto com uma borracha de silicone, com espessura de 1.4 mm. O fluxo de calor aplicado é medido por um transdutor de fluxo de calor com dimensões laterais de 50 x 50 mm, espessura de 0.1 mm.

3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Apresenta-se na Figura 2 o modelo teórico equivalente que representa as condições obtidas pelo aparato experimental. Ou seja, uma amostra homogênea de espessura L e temperatura

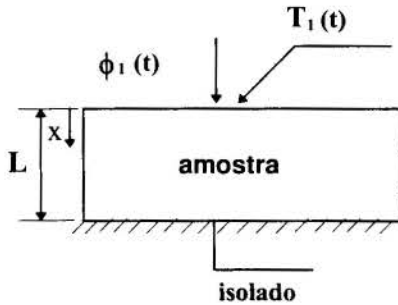


Figura 2: Amostra sujeita a uma evolução de um fluxo de calor

inicial T_0 é sujeita a um fluxo de calor transiente e unidimensional, $\phi_1(t)$, num instante $t = 0$ na superfície frontal e isolada na superfície oposta.

A solução do problema térmico representado pela Figura 2 pode ser obtida através do uso das funções de Green (Lima e Silva & Guimarães, 1996). Nesse caso, $T(0,t)$ pode ser escrito como sendo,

$$T(0,t) = T_1(t) = T_0 + \frac{\alpha}{\lambda L} \left[\int_0^t \phi_1(\tau) d\tau + 2 \sum_{m=1}^{\infty} e^{-\beta_m^2 \alpha t} \int_0^t e^{\beta_m^2 \alpha \tau} \phi_1(\tau) d\tau \right] \quad (1)$$

onde β_m são os autovalores definidos por $\beta_m = m\pi/L$, com $m=1,2,3,\dots,\infty$. Observa-se na Equação (1) que a forma de $\phi_1(t)$ deve ser conhecida para que as integrais envolvidas possam ser resolvidas analiticamente. Entretanto, nesse trabalho, as integrais são resolvidas numericamente utilizando-se o conceito de convolução (Bendat & Pierson, 1986). Observa-se ainda, da Equação (1), que a temperatura na superfície frontal $T_1(t)$ é função de α e λ . Nesse caso um procedimento para a obtenção desses dois parâmetros poderia ser o uso da técnica de estimação de parâmetros através da minimização de uma função S_{mq} definida por

$$S_{mq} = \sum_{i=1}^N [y_1(i) - T_1(i)]^2 \quad (2)$$

onde $y_1(i)$ representa a temperatura experimental, $T_1(i)$ a temperatura calculada pelo modelo teórico, e i o tempo discreto. Entretanto, a estimação de λ e α a partir da minimização da Equação (2) é de difícil execução. Observa-se que para obtenção da equação de recorrência para os dois parâmetros através do uso da linearização de Gauss e da minimização da função S_{mq} (Beck & Arnold, 1977) é necessário o cálculo dos coeficientes de sensibilidade. Esses coeficientes são definidos pela primeira derivada da variável calculada pelo modelo teórico, em relação aos parâmetros a serem determinados ou seja, $X_\lambda = \partial T_1 / \partial \lambda$, $X_\alpha = \partial T_1 / \partial \alpha$. Todavia, segundo o critério de identificabilidade descrito por Beck & Arnold (1977) os parâmetros λ e α só podem ser estimados simultaneamente caso não haja um comportamento de dependência linear entre esses coeficientes. Uma rápida inspeção na Equação (1) não nos permite, todavia, assegurar um comportamento independente entre esses coeficientes.

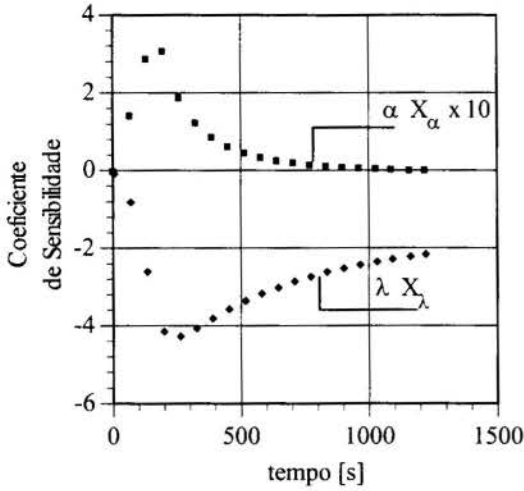


Figura 3: Evolução dos coeficientes de sensibilidade

Uma vez que a previsão do comportamento dos coeficientes são essenciais para o sucesso da estimação dos parâmetros, apresenta-se uma evolução desses coeficientes na Figura 3.

Pode-se observar dessa figura que os coeficientes X_α e X_λ apresentam um comportamento similar ao simétrico, ainda que não seja possível identificar tal dependência na Eq. (1).

Dessa forma, o uso da minimização de S_{mq} só permitiria a obtenção de apenas um dos parâmetros. Entretanto, rearranjando a Eq. (1) pode-se escrever

$$T(0,t) = T_1(t) = T_0 + \frac{1}{\lambda L} \left[\int_0^t \alpha \phi_1(\tau) d\tau + \alpha \sum_{m=1}^{\infty} e^{-\beta_m^2 \alpha t} \cdot \int_0^t e^{\beta_m^2 \alpha \tau} \phi_1(\tau) d\tau \right] \quad (3)$$

Observa-se que a partir de uma análise paramétrica da evolução $T(0,t)$ (Eq. (3)) pode-se concluir que a difusividade térmica é o parâmetro responsável pelo decaimento da temperatura com o tempo enquanto a condutividade térmica é responsável pela sua amplitude. Em outras palavras, identifica-se assim dois efeitos distintos e independentes entre as propriedades térmicas λ e α na evolução da Temperatura com o tempo. Essa observação, abre portanto a perspectiva da obtenção dos dois parâmetros simultaneamente: i) α através da forma da curva de temperatura; ii) λ através da amplitude dessa temperatura. Desse modo, torna-se necessário a obtenção de uma função que seja sensível à forma de decaimento da temperatura para a consequente estimação de α . Tal função é definida pela correlação entre as evoluções experimental e teórica da temperatura na superfície da amostra. A minimização da função S_{cor} definida por

$$S_{cor} = \sum_{j=1}^N [cor_m(j) - cor(j)]^2 \quad (4)$$

representa, assim, o procedimento para a obtenção da propriedade térmica α . Na Equação (4) $cor_m(j)$ e $cor(j)$ representam, respectivamente, as correlações experimental e teórica entre as evoluções das temperaturas $Y(i)$ e $T(i)$ sendo que j varia entre $j = 1, 2, 3 \dots NB$ e NB o número de blocos. Esse procedimento é descrito a seguir.

3.1 Maximização da Função Objetivo de Correlação

Para a construção da função objetivo de correlação, as curvas das respostas são divididas em NB blocos. Para cada bloco j , a função de correlação entre as respostas experimentais $Y(i)$ e calculadas $T(i)$, são definidas pelo coeficiente de correlação

$$Cor(j) = C_{YT} / (C_{YY} \times C_{TT}) \quad (5)$$

onde C_{YT} , C_{YY} e C_{TT} representam respectivamente a correlação cruzada e as auto correlações entre os sinais $Y(i)$ e $T(i)$ (Bendat & Pierson, 1986).

Quando as respostas experimentais e calculadas pelo modelo forem perfeitamente correlacionadas resulta em $Cor(j)$ igual a 1 (um) e quando não existir correlação, tem-se $Cor(j)$ igual a zero, (Bendat & Pierson, 1986). Consequentemente, pode-se definir um vetor de dados, η , com NB elementos, onde o i -ésimo elemento é dado por:

$$\eta(j) = \log(1,1 - Cor(j)) \quad (6)$$

onde \log significa a função logarítmica na base 10. O valor de 1,1 é usado para evitar indeterminação no cálculo do logaritmo (Duarte, 1994)

Definindo uma nova função erro quadrático, agora em função da variável η , pode-se escrever

$$S_\eta = \sum_{j=1}^{NB} [\eta_m(j) - \eta(j)]^2 \quad (7)$$

onde os elementos do vetor η_m são iguais a $\log(0,1)$, correspondendo às curvas de resposta perfeitamente correlacionadas.

De posse da função S_η o procedimento de mínimos quadrados não linear é usado para o ajuste do parâmetro de α . Assim, minimiza-se a função mínimos quadrados S_η , derivando-a em relação a α e igualando seu resultado a zero. Usando-se esse procedimento e aplicando a linearização de Gauss (Beck & Arnold, 1977) obtém-se a equação de recorrência para α , ou seja,

$$\alpha_{n+1} = \alpha_n + \sum_{i=1}^{NB} X_c [\log(0,1) - \eta(j)] / \sum_{i=1}^{NB} X_c^2 \quad (8)$$

onde X_c é o coeficiente de sensibilidade de $\eta(j)$ usados na estimação e n o número de iterações. A equação que define X_c é dada por

$$X_c = \partial \eta / \partial \alpha \quad (9)$$

Uma vez determinado o valor de α_{n+1} pode-se definir uma direção de busca ($\Delta\alpha$) para que se obtenha uma melhor estimação de α no intervalo limitado por

$$\Delta\alpha = \alpha_{n+1} - \alpha_n \quad (10)$$

Esse procedimento, de fato, representa a aplicação de uma técnica de otimização no processo de estimação de parâmetros. A sua função nesse sentido é a de impedir qualquer divergência no valor de α para a iteração $n + 1$. Nesse caso, usa-se o algoritmo da seção Áurea (Vanderplaats, 1984) no procedimento de busca unidimensional. Obtém-se assim, o valor ótimo de α que minimiza a função objetivo $S_\eta = \sum_{j=1}^{NB} [\eta_m(j) - \eta(j)]^2$ entre os valores limites de α_{n+1} e α_n . Dessa forma o valor ótimo de α é assumido como o valor de α na iteração atual n e a equação de recorrência (Eq. (8)) é usada para o cálculo do novo α_{n+1} .

Encerra-se o processo iterativo quando o valor de $\Delta\alpha$ for inferior a 0.0001. O coeficiente de sensibilidade X_c nesse caso é obtido numericamente.

3.2 Minimização da Função Objetivo de Erro Quadrático

Uma vez obtida a difusividade térmica, identificamos na Eq. (1) apenas a condutividade térmica como sendo o único parâmetro remanescente a ser estimado. Assim, analogamente à minimização de S_η , minimiza-se a função mínimos quadrados S_{mq} definida pela Eq. (2), obtendo-se a equação de recorrência

$$\lambda_{m+1} = \lambda_m + \frac{\sum_{i=1}^{Nt} X_\lambda(i) [y_1(i) - T_1(i)]^2}{\sum_{i=1}^{Nt} [X_\lambda(i)]^2} \quad (11)$$

onde Nt é o número total de medições de temperatura usadas na estimação e X_λ ($X_\lambda = \partial T_1 / \partial \lambda$) é o coeficiente de sensibilidade em relação a λ .

Similarmente ao procedimento de cálculo utilizado para a determinação da difusividade térmica a direção de busca para a condutividade térmica é definida por

$$\Delta\lambda = \lambda_{m+1} - \lambda_m \quad (12)$$

Todavia, ressalta-se que, nesse caso, para o procedimento de busca unidimensional o cálculo da função objetivo é definido pela Equação (2).

4. ANÁLISE DE RESULTADOS

Foram realizados 40 experimentos, onde a temperatura mínima e máxima através da amostra situaram-se entre 29,34 °C (302.50 K) e 37,84 °C (311 K), respectivamente. Foram adquiridos para cada experimento 4096 pontos com um intervalo de medição de 1 s. O tempo de duração do aquecimento foi de aproximadamente 150 s com um pulso de calor gerado da ordem de 40 V (DC), fornecendo um fluxo máximo de 350 W/m². A Tabela 1 apresenta o valor médio estimado de α e λ para os 40 experimentos e seus dados estatísticos.

Tabela 1: Valores estimados de α e λ para os 40 experimentos

	α [m ² /s]	S_η	λ [W/m.K]	S_{mq}
Inicial	1.000 x 10 ⁻⁸	0.482 x 10 ⁻¹	0.100	0.522 x 10 ⁵
Final	1.652 x 10 ⁻⁷ ± 0.06	0.421 x 10 ⁻¹	0.196 ± 0.039	0.208 x 10 ²

Apresenta-se na Figura 4 a evolução da função objetivo S_η em função de diferentes valores de α , indicando a sensibilidade de variação de α na função S_η . Observa-se, dessa forma, a existência do valor ótimo da difusividade térmica que minimiza a função objetivo de correlação. Entretanto, verifica-se que há uma pequena variação entre os valores de S_η (Tabela 1). Esse fato, demonstra a necessidade da utilização da técnica de otimização - seção Áurea - evitando-se assim qualquer divergência no processo de estimação de α . Assim, a partir do valor médio estimado, $\alpha = 1.652 \times 10^{-7}$ m²/s, o mesmo conjunto de experimentos recebe, como anteriormente descrito, um novo tratamento de dados para a obtenção de λ .

É mostrado na Figura 5 a evolução da função objetivo S_{mq} em função de diferentes valores de λ . Analogamente, fica caracterizado a existência do valor ótimo de λ que minimiza, agora,

a função S_{mq} . Verifica-se, também, uma grande variação entre os valores finais e iniciais da função objetivo S_{mq} (Tabela 1).

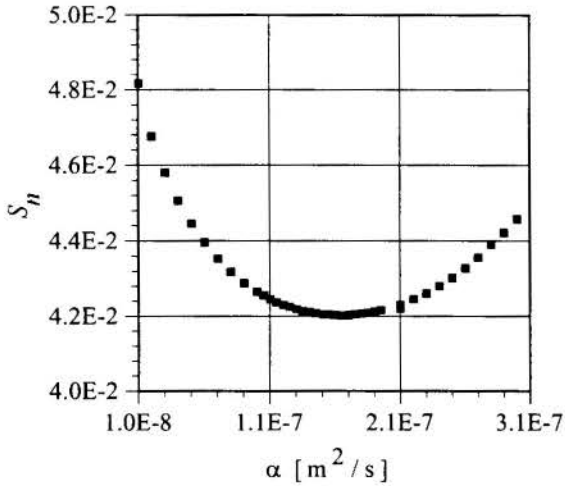


Figura 4: Função objetivo S_n

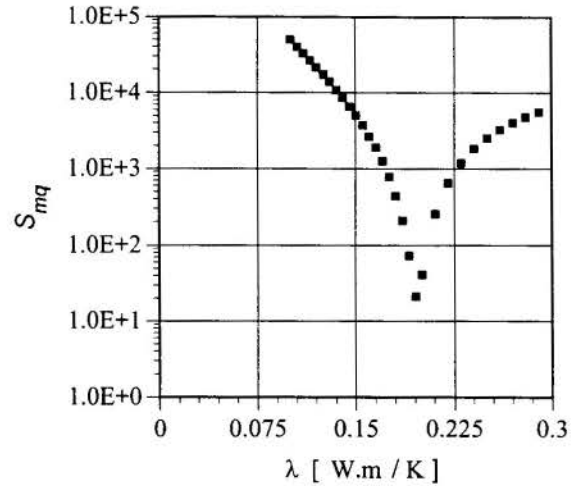


Figura 5: Função Objetivo S_{mq}

Conclui-se, a partir de uma comparação entre as Figuras 4 e 5, que a estimação de λ é relativamente mais simples que a estimação de α , uma vez que a sua variação implica numa maior variação da respectiva função objetivo. Esse fato, é consequência da maior magnitude dos coeficientes de sensibilidade X_λ em relação a X_α .

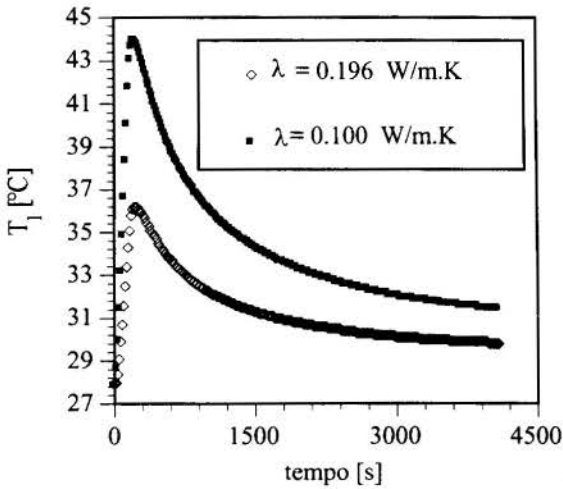


Figura 6: Evolução da Temperatura superficial ($\alpha = 1.652 \times 10^{-07} \text{ m}^2/\text{s}$)

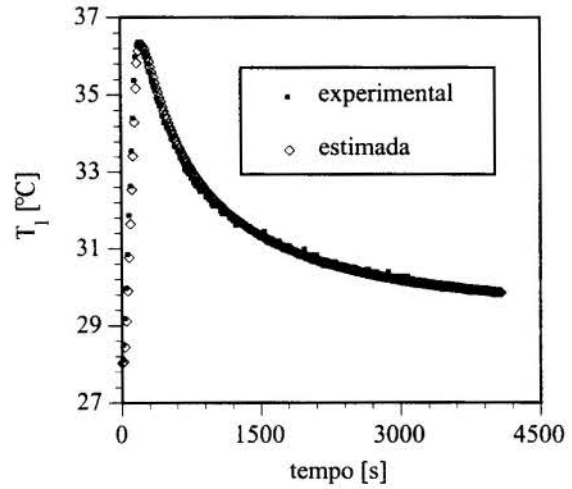


Figura 7: Evolução da temperatura superficial com λ e α estimados

A Figura 6 por sua vez, apresenta duas evoluções da temperatura superficial. Uma evolução intermediária da temperatura com o valor inicial de λ ($\lambda = 0.1 \text{ W/m.K}$). E outra com o valor estimado de λ ($\lambda = 0.196 \text{ W/m.K}$). Nota-se claramente, que a forma da evolução de temperatura superficial se mantém constante enquanto o perfil de temperatura muda em relação a sua magnitude. Em ambas as evoluções o valor de α usado é o valor médio estimado $\alpha = 1.652 \times 10^{-07} \text{ m}^2/\text{s}$.

A evolução experimental e estimada da temperatura é mostrada na Figura 7. Observa-se a boa concordância dos resultados. O valor de $\lambda = 0.196 \text{ W/m.K}$ apresenta um desvio de 2.1 % se comparado com o valor de referência fornecido pela National Physical Laboratory da

Inglaterra (Guarded Hot-Plate) (NPL, 1991). Infelizmente nenhum valor de referência para a difusividade térmica do Perspex, para fins de comparação foi encontrado na literatura.

6. CONCLUSÃO

O procedimento experimental para a obtenção simultânea da condutividade e difusividade térmica baseado no tratamento de sinais de temperatura e fluxo de calor a partir da definição de duas funções objetivos mostrou-se adequado para materiais não metálicos. O uso de técnicas de otimização como a seção Áurea tornou-se indispensável devido à baixa variação da função objetivo S_η em função da difusividade térmica. O valor estimado da condutividade térmica apresentou um desvio inferior a 2.1 % se comparado com métodos experimentais em regime permanente. Esse fato assegura uma grande confiabilidade ao método.

7. AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi realizado com o apoio do CNPq através do auxílio No.523122/95.

8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Beck, J. V., & Arnold, K. J. *Parameter Estimation in Engineering and Science*, Wiley, New York, 1977.

Bendat, J. S. & Pierson, A. G. *Analysis and Measurement Procedures*, Wiley - Interscience, 2nd Ed, USA, 1986.

Duarte, M. A. V. *Ajuste de Modelos Dinâmicos de Estruturas com não Linearidades Concentradas* Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, 1994.

Guimarães, G., Philippi, P. C. & Thery, P. Use of Parameters Estimation Method in the Frequency Domain for the Simultaneous Estimation of Thermal Diffusivity and Conductivity, *Review Scientific Instrument*, vol. 66, pp. 2582-2587, 1995.

Huang, C. H. & Yan, J. Y. An Inverse Problem in Simultaneously Measuring Temperature-Dependent Thermal Conductivity and Heat Capacity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 38, No 18, pp. 3433-3441, 1995.

Lima e Silva, S. M. M. & Guimarães G. Um novo Método para Estimação Simultânea de Propriedades Térmicas *in situ*, *Anais do VI Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, pp. 1747-1752, 1996.

Log, T. Transient One-Dimensional Heat Flow Technique for Measuring Thermal Conductivity of Solids, *Review Scientific Instrument*, vol 64, pp. 1956-1960, 1993.

Moreno, R. Z., & Trevisan, O. V. Convolução e Deconvolução no Domínio do Tempo para a Determinação de Propriedades Térmicas, *Anais do V Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, pp. 403-406, 1994.

National Physical Laboratory Certificate of Calibration. Thermal Conductivity of a pair Perspex Specimens, Reference 12321/90/024, England, 1991.

Parker, W. J., Jenkins, R. J., Butler, C. P. & Abbott, G. L. Flash method of determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity and Thermal Conductivity, *Journal of Applied Physics*, vol 32, pp. 1679-1684, 1961.

Vanderplaats G. N. *Numerical Optimization Techniques for Engineering Design*, McGraw-Hill, New York, USA, 1984.

PAPER CODE: COB299

**SOLUÇÃO VIA TRANSFORMADA INTEGRAL PARA PROBLEMA DE
CONDUÇÃO DE CALOR EM CHIPS COM ENCAPSULAMENTO
PLÁSTICO / AN INTEGRAL TRANSFORM SOLUTION FOR THE HEAT
CONDUCTION PROBLEM IN PLASTIC ENCAPSULATED CHIPS**L. B. Dantas, H. R. B. Orlande¹, R. M. Cotta and M. D. Mikhailov

PEM/COPPE/UFRJ, Cidade Universitária, Cx. Postal 68503

CEP 21.945-970 Rio de Janeiro, RJ - E-mail: helcio@serv.com.ufrj.br

Abstract

In this paper we study the steady-state heat conduction problem involving a plastic encapsulated chip. The two-region problem is solved as a single-region one, by assuming perfect contact between the chip and the encapsulant. The *Classical Integral Transform Technique* is used for the solution of the present problem, by using a two-dimensional auxiliary eigenvalue problem. The *Generalized Integral Transform Technique* is then applied for the solution of such eigenvalue problem. Results are presented for a typical test-case.

Keywords

Integral Transform Technique, Plastic Encapsulated Chips, Heat Conduction / Técnica de Transformação Integral, Chips com Encapsulamento Plástico, Condução de Calor.

1. INTRODUCTION

In the early developments of semiconductor applications, chips were housed in metallic transistor packages. For digital integrated circuit devices, these were rapidly replaced by the so-called Dual-in-Line packages (DIPs), encapsulated in alumina or plastic (Bar-Cohen, 1994). Plastics are now in common use as encapsulants because of their low-cost. However, plastics are low thermal conductivity materials, creating difficulties in the thermal management at package level. Thermal stresses resulting from the presence of different materials in the package are the major cause of failures in the range of chip operating temperatures, 65 - 100°C. Such a problem is aggravated because plastics are low physical strength materials, and because of the current trend towards miniaturization, generating very high heat fluxes to be dissipated at the chip surface (Hokanson and Bar-Cohen, 1994, Bar-Cohen and Mix, 1991). Therefore, an accurate thermal analysis of plastic encapsulated chips is of major importance to the modern electronic industry.

The heat transfer modeling at package level was usually based on low-order one-dimensional formulations, although finite-element solutions are also available for 2D models (Hokanson and Bar-Cohen, 1994, Bar-Cohen and Mix, 1991). In this paper, we apply the *Integral Transform Technique* to solve the two-dimensional heat conduction problem involving a plastic encapsulated chip. This is a powerful hybrid numerical-analytical

¹ Autor para envio de correspondência

approach, which has been successfully applied in the recent past to the solution of different diffusion/convection problems (Mikhailov and Ozisik, 1984, Cotta, 1993, Cotta and Mikhailov, 1997). Its semi-analytical character provides an error controlled solution, while maintaining computer costs at a moderate level, as described below.

2 - PHYSICAL PROBLEM AND MATHEMATICAL FORMULATION

The physical problem considered here involves the two-dimensional heat conduction in a chip encapsulated by a plastic material, as depicted in figure 1. The leadframe, which connects

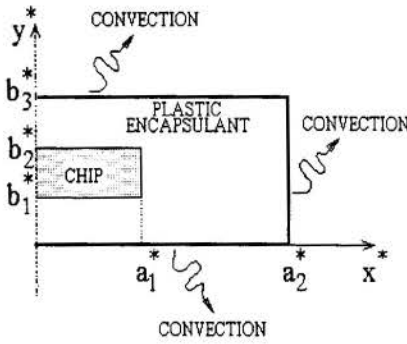


Figure 1 - Geometry and coordinates.

the chips to its pins, as well as the heatspreader are not taken into account in the analysis. The heat generated within the chip is conducted through the plastic encapsulant, and dissipated by convection at its surfaces. The contact between the chip and the encapsulant is assumed to be perfect, so that the present two-region problem can be modeled as a single-region with position-dependent thermal conductivity and source-term. The steady-state formulation of such a single-region problem is given in dimensionless form by:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(K(x, y) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K(x, y) \frac{\partial T}{\partial y} \right) + g(x, y) = 0 \quad \text{in } 0 < x < 1, \quad 0 < y < b_3 \quad (1.a)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \text{at } x = 0, \quad 0 < y < b_3 \quad (1.b)$$

$$K(x, y) \frac{\partial T}{\partial x} + Bi_1 T = 0 \quad \text{at } x = 1, \quad 0 < y < b_3 \quad (1.c)$$

$$-K(x, y) \frac{\partial T}{\partial y} + Bi_2 T = 0 \quad \text{at } y = 0, \quad 0 < x < 1 \quad (1.d)$$

$$K(x, y) \frac{\partial T}{\partial y} + Bi_3 T = 0 \quad \text{at } y = b_3, \quad 0 < x < 1 \quad (1.e)$$

where the following dimensionless groups were introduced:

$$T = \frac{T^* - T_\infty^*}{g_o^* a_2^{*2} / K_o^*}, \quad x = \frac{x^*}{a_2^*}, \quad y = \frac{y^*}{a_2^*}, \quad a_1 = \frac{a_1^*}{a_2^*}, \quad b_1 = \frac{b_1^*}{a_2^*}, \quad (2.a-e)$$

$$b_2 = \frac{b_2^*}{a_2^*}, \quad b_3 = \frac{b_3^*}{a_2^*}, \quad K = \frac{K^*}{K_o^*}, \quad g = \frac{g^*}{g_o^*}, \quad Bi = \frac{h^* a_2^*}{K_o^*} \quad (2.f-j)$$

The superscript “ * “ above denotes dimensional quantities, while K_o^* and g_o^* are reference values for the thermal conductivity and heat-source term, respectively. The fluid surrounding the package is assumed to be at the constant temperature T_∞^* .

3 - METHOD OF SOLUTION

The heat conduction problem (1) is solved by applying the *Classical Integral Transform Technique* (Mikhailov and Ozisik, 1984, Cotta, 1993, Cotta and Mikhailov, 1997). The basic steps of such solution technique are described below.

3.1 Auxiliary Eigenvalue Problem

In order to apply the *Integral Transform Technique*, it is preferable to choose an auxiliary problem that takes into account as much information from the original one as possible. The following auxiliary problem was chosen to be used in this paper:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(K(x, y) \frac{\partial \psi_i(x, y)}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K(x, y) \frac{\partial \psi_i(x, y)}{\partial y} \right) + \mu_i^2 \psi_i(x, y) = 0$$

in $0 < x < 1, 0 < y < b_3$ (3.a)

$$\frac{\partial \psi_i(x, y)}{\partial x} = 0 \quad \text{at } x = 0, 0 < y < b_3 \quad (3.b)$$

$$K(x, y) \frac{\partial \psi_i(x, y)}{\partial x} + Bi_1 \psi_i(x, y) = 0 \quad \text{at } x = 1, 0 < y < b_3 \quad (3.c)$$

$$-K(x, y) \frac{\partial \psi_i(x, y)}{\partial y} + Bi_2 \psi_i(x, y) = 0 \quad \text{at } y = 0, 0 < x < 1 \quad (3.d)$$

$$K(x, y) \frac{\partial \psi_i(x, y)}{\partial y} + Bi_3 \psi_i(x, y) = 0 \quad \text{at } y = b_3, 0 < x < 1 \quad (3.e)$$

The above problem (3) is a Sturm - Liouville problem. It is also called an eigenvalue problem, since it has solutions other than the trivial one except for particular values of the parameter μ_i . Such values are denoted eigenvalues, and the associated solutions $\psi_i(x, y)$ are denoted eigenfunctions (Mikhailov and Ozisik, 1984, Cotta, 1993, Cotta and Mikhailov, 1997).

We note that the eigenfunctions $\psi_i(x, y)$ satisfy the following orthogonality property:

$$\int_{x=0}^1 \int_{y=0}^{b_3} \psi_i(x, y) \psi_j(x, y) dy dx = \begin{cases} 0, & i \neq j \\ N_i, & i = j \end{cases} \quad (4)$$

where N_i is the normalization integral or norm.

3.2 Integral Transform Pair

We use here an integral transform pair with symmetrical kernel, defined as:

$$\bar{T}_i = \int_{x=0}^1 \int_{y=0}^{b_3} \bar{\psi}_i(x, y) T(x, y) dy dx \quad (\text{Transform}) \quad (5.a)$$

$$T(x, y) = \sum_{i=1}^{\infty} \bar{\psi}_i(x, y) \bar{T}_i \quad (\text{Inverse}) \quad (5.b)$$

where $\bar{\psi}_i(x, y)$ is the normalized eigenfunction, that is,

$$\bar{\psi}_i(x, y) = \frac{\psi_i(x, y)}{N_i^{1/2}} \quad (5.c)$$

3.3 Transformation of the Original Problem

The integral transformation of problem (1), by using the definition (5.a), reduces such partial differential problem to the following set of infinite decoupled algebraic equations:

$$\bar{T}_i = \frac{\bar{g}_i}{\mu_i^2} \quad \text{for} \quad i=1, 2, \dots \quad (6)$$

where \bar{g}_i is the integral transform of the source-term.

After computing the transformed potential \bar{T}_i , the inverse formula (5.b) is invoked in order to obtain the solution for the temperature field $T(x,y)$ in the region. The computation of $T(x,y)$ requires the eigenquantities μ_i and $\psi_i(x,y)$, as well as the norm N_i . They are obtained as described next.

4. SOLUTION OF THE AUXILIARY EIGENVALUE PROBLEM

Different methods can be used for the solution of problem (3). Here, we apply the *Generalized Integral Transform Technique* (GITT) (Cotta, 1993, Cotta and Mikhailov, 1997) and reduce this problem to a simple algebraic eigenvalue problem, that can easily be solved with well-tested subroutines available in commercial packages. The basic steps described above for the solution of problem (1) with the *Classical Integral Transform Technique* are also applicable here for the solution of problem (3) with the GITT.

For the sake of simplicity in the analysis, we assume that the dimensionless thermal conductivity can be written as

$$K(x,y) = K_1 + K_2(x,y) \quad (7)$$

where K_1 is taken as the encapsulant dimensionless thermal conductivity, which is assumed uniform. In order to avoid the discontinuity of the heat flux at the interface chip/encapsulant, we write the function $K_2(x,y)$ in the form

$$K_2(x,y) = \tilde{K}_2 f(x) g(y) \quad (8)$$

where \tilde{K}_2 is constant and

$$g(y) = \begin{cases} 0 & , 0 < y < b_1 - \varepsilon \text{ or } b_2 + \varepsilon < y < b_3 \\ 1 & , b_1 + \varepsilon < y < b_2 - \varepsilon \\ \frac{y - b_1 + \varepsilon}{2\varepsilon} & , b_1 - \varepsilon < y < b_1 + \varepsilon \\ \frac{-y + b_2 + \varepsilon}{2\varepsilon} & , b_2 - \varepsilon < y < b_2 + \varepsilon \end{cases} \quad (9.a)$$

$$f(x) = \begin{cases} 1 & , 0 < x < a_1 - \varepsilon \\ \frac{-x + a_1 + \varepsilon}{2\varepsilon} & , a_1 - \varepsilon < x < a_1 + \varepsilon \\ 0 & , a_1 + \varepsilon < x < 1 \end{cases} \quad (9.b)$$

The quantity ε is specified as a small number compared to the dimensions of the chip and package.

The following eigenvalue problems are utilized here for the x and y directions, respectively, in order to solve problem (3) with the GITT:

$$K_1 \left(\frac{d^2 X_m}{dx^2} \right) + \beta_m^2 X_m = 0 \quad \text{in } 0 < x < 1 \quad (10.a)$$

$$\frac{dX_m}{dx} = 0 \quad \text{at } x = 0 \quad (10.b)$$

$$K_1 \frac{dX_m}{dx} + Bi_1 X_m = 0 \quad \text{at } x = 1 \quad (10.c)$$

and

$$K_1 \left(\frac{d^2 Y_n}{dy^2} \right) + \gamma_n^2 Y_n = 0 \quad \text{in } 0 < y < b_3 \quad (11.a)$$

$$-K_1 \frac{dY_n}{dy} + Bi_2 Y_n = 0 \quad \text{at } y = 0 \quad (11.b)$$

$$K_1 \frac{dY_n}{dy} + Bi_3 Y_n = 0 \quad \text{at } y = b_3 \quad (11.c)$$

Both problems (10) and (11) have analytical solutions given, respectively, as (Ozisk, 1980):

$$X_m = \cos \left(\frac{\beta_m}{\sqrt{K_1}} x \right) \quad \text{and} \quad Y_n = \frac{\gamma_n}{\sqrt{K_1}} \cos \left(\frac{\gamma_n}{\sqrt{K_1}} y \right) + \frac{Bi_2}{K_1} \sin \left(\frac{\gamma_n}{\sqrt{K_1}} y \right) \quad (12.a,b)$$

where the eigenvalues β_m and γ_n are obtained as the positive roots of the following transcendental equations

$$\frac{\beta_m}{\sqrt{K_1}} \tan \left(\frac{\beta_m}{\sqrt{K_1}} \right) = \frac{Bi_1}{\sqrt{K_1}} \quad \text{and} \quad \tan \left(\frac{\gamma_n}{\sqrt{K_1}} b_3 \right) = \frac{\frac{\gamma_n}{\sqrt{K_1}} \left(\frac{Bi_2 + Bi_3}{K_1} \right)}{\frac{\gamma_n^2}{K_1} - \frac{Bi_2 Bi_3}{K_1^2}} \quad (13.a,b)$$

The norms M_m and P_n can be respectively obtained from

$$M_m = \frac{1}{2} \frac{K_1 \beta_m^2 + Bi_1^2 + K_1 Bi_1}{K_1 \beta_m^2 + Bi_1^2} \quad (14.a)$$

and

$$P_n = 2 \left\{ \left[\frac{\gamma_n^2}{K_1} + \frac{Bi_2^2}{K_1^2} \right] \left[b_3 + \frac{Bi_3/K_1}{\gamma_n^2/K_1 + Bi_3^2/K_1^2} \right] + \frac{Bi_2}{K_1} \right\} \quad (14.b)$$

The following integral transform pair for the solution of problem (3) is defined:

$$\bar{\bar{\Psi}}_{imn} = \int_{y=0}^{b_3} \int_{x=0}^1 \bar{X}_m(x) \bar{Y}_n(y) \psi_i(x, y) dx dy \quad (\text{Transform}) \quad (15.a)$$

$$\psi_i(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{X}_m(x) \bar{Y}_n(y) \bar{\psi}_{imn} \quad (\text{Inverse}) \quad (15.b)$$

where $\bar{X}_m(x)$ and $\bar{Y}_n(y)$ are the normalized eigenfunctions in the x and y directions, given respectively as:

$$\bar{X}_m = \frac{X_m}{M_m^{1/2}} \quad \text{and} \quad \bar{Y}_n = \frac{Y_n}{P_n^{1/2}} \quad (16.a,b)$$

By integral transforming Eq. (3.a), applying Green's theorem and substituting the inverse formula (15.b) into the non-transformable terms, the eigenvalue problem (3) reduces to:

$$\sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} H_{mnpq} \bar{\psi}_{ipq} = \mu_i^2 \bar{\psi}_{imn} \quad \text{for } m, n = 1, 2, \dots \quad (17.a)$$

where

$$\begin{aligned} H_{mnpq} = & \left\{ \left(\beta_m^2 + \gamma_n^2 \right) \delta_{mp} \delta_{nq} - \int_0^{b_3} \bar{Y}_n \bar{Y}_q \left[\int_0^{a_1 - \varepsilon} K_2(x, y) \frac{d^2 \bar{X}_m}{dx^2} \bar{X}_p dx + \right. \right. \\ & + \left. \int_{a_1 - \varepsilon}^{a_1 + \varepsilon} \left(\frac{\partial K_2(x, y)}{\partial x} \frac{d \bar{X}_m}{dx} + K_2(x, y) \frac{d^2 \bar{X}_m}{dx^2} \right) \bar{X}_p dx \right] dy - \\ & - \int_0^{a_2} \bar{X}_m \bar{X}_p \left[\int_{b_1 - \varepsilon}^{b_1 + \varepsilon} \left(\frac{\partial K_2(x, y)}{\partial y} \frac{d \bar{Y}_n}{dy} + K_2(x, y) \frac{d^2 \bar{Y}_n}{dy^2} \right) \bar{Y}_q dy + \right. \\ & \left. + \int_{b_1 + \varepsilon}^{b_2 - \varepsilon} K_2(x, y) \frac{d^2 \bar{Y}_n}{dy^2} \bar{Y}_q dy + \int_{b_2 - \varepsilon}^{b_2 + \varepsilon} \left(\frac{\partial K_2(x, y)}{\partial y} \frac{d \bar{Y}_n}{dy} + K_2(x, y) \frac{d^2 \bar{Y}_n}{dy^2} \right) \bar{Y}_q dy \right] dx \left. \right\} \end{aligned} \quad (17.b)$$

Therefore, μ_i^2 , the square of the eigenvalues of problem (3), are the eigenvalues of the matrix H_{mnpq} , while the eigenfunctions $\psi_i(x, y)$ are obtained from the eigenvector associated with μ_i , by using the inverse formula (15.b). The normalization integral is obtained by substituting Eq. (15.b) into Eq. (4). By invoking the orthogonality property of $\bar{X}_m(x)$ and $\bar{Y}_n(y)$, the normalization integral reduces to

$$N_i = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [\bar{\psi}_{imn}]^2 \quad (18)$$

5. RESULTS AND DISCUSSION

For computational purposes, the matrix H_{mnpq} was rearranged as H_{rs} , where the index r is a combination of the indexes m and n, while s is a combination of p and q. Both r and s were truncated at a sufficiently large order NR. However, for the computation of the temperature $T(x, y)$ with Eq. (5.b), only the first NT eigenquantities were used, where $NT < NR$. Such is the case because the eigenquantities in the neighborhood of NR are generally not fully converged, creating difficulties in the convergence of $T(x, y)$ (Cotta, 1993). The subroutine DEVCRG of

the IMSL (1987) was used for the solution of the eigenvalue problem (17), while analytical expressions for the elements of the matrix H_{rs} were obtained by symbolic manipulation with the software *Mathematica* (1991).

The present solution approach was verified against an analytical solution, for a case involving a single region with heat generation in the whole domain. The results obtained with the two approaches were identical. Also, the results obtained here for a typical plastic encapsulated chip, as shown below, were compared to the results obtained by symbolic manipulation of the present solution approach by using *Mathematica* (1991). The agreement between the results obtained by numerical and symbolic computations was perfect.

Generally, for the results presented below we used the encapsulant thermal conductivity as the reference thermal conductivity K_0^* , so that $K_1 = 1$. The dimensionless thermal conductivity of the chip $K_1 + \tilde{K}_2$ was taken as 200, which corresponds to typical materials used in the electronic industry. We also take $a_1 = 0.3$, $b_1 = 0.5$, $b_2 = 0.6$, $b_3 = 1.12$ and $Bi_1 = Bi_2 = Bi_3 = 0.3$ (Bar-Cohen and Mix, 1991) and assume a uniform heat generation within the chip.

Table 1: Convergence of the solution.

NT = 330				
y	x = 0.20	x = 0.40	x = 0.60	x = 0.80
0.20	0.03859	0.03685	0.03463	0.03231
0.40	0.04319	0.04013	0.03617	0.03315
0.60	0.04547	0.04141	0.03645	0.03327
0.80	0.04071	0.03837	0.03559	0.03296
1.00	0.03750	0.03571	0.03306	0.03119
NT = 300				
Y	x = 0.20	x = 0.40	x = 0.60	x = 0.80
0.20	0.03859	0.03685	0.03462	0.03231
0.40	0.04319	0.04013	0.03617	0.03315
0.60	0.04547	0.04141	0.03645	0.03327
0.80	0.04071	0.03837	0.03559	0.03296
1.00	0.03750	0.03571	0.03306	0.03119
NT = 250				
Y	x = 0.20	x = 0.40	x = 0.60	x = 0.80
0.20	0.03860	0.03685	0.03462	0.03234
0.40	0.04319	0.04012	0.03617	0.03315
0.60	0.04546	0.04141	0.03645	0.03324
0.80	0.04072	0.03837	0.03559	0.03294
1.00	0.03751	0.03571	0.03306	0.03121
NT = 20				
Y	x = 0.20	x = 0.40	x = 0.60	x = 0.80
0.20	0.03900	0.03664	0.03436	0.03235
0.40	0.04353	0.04038	0.03606	0.03328
0.60	0.04487	0.04200	0.03646	0.03303
0.80	0.04108	0.03833	0.03528	0.03312
1.00	0.03761	0.03550	0.03325	0.03120

Table 1 illustrates the convergence of the solution with respect to the number of terms NT retained in the inversion formula (5.b), for different positions inside the package. We note that the solution is converged to 5 decimal places with NT=300; but even for a very low number of terms, such as NT=20, the solution is converged to 3 decimal places. The CPU time for the solution obtained with NT=300 was around 600 seconds on a Pentium 166 MHz - 32 Mb RAM, while the solution with NT=20 took only few seconds. Therefore, quite accurate solutions for engineering purposes can be obtained with NT=20 and with a small CPU time. The accuracy of the solution can be greatly improved by increasing the number of terms to NT=300, while maintaining the CPU time at a moderate level. The results shown in table 1 were obtained with $\epsilon = 10^{-4}$ in Eqs. (9). Smaller values of ϵ were also tested, but no changes were observed on the final results. For all cases shown in table 1 we have computed a total of NR=400 eigenquantities.

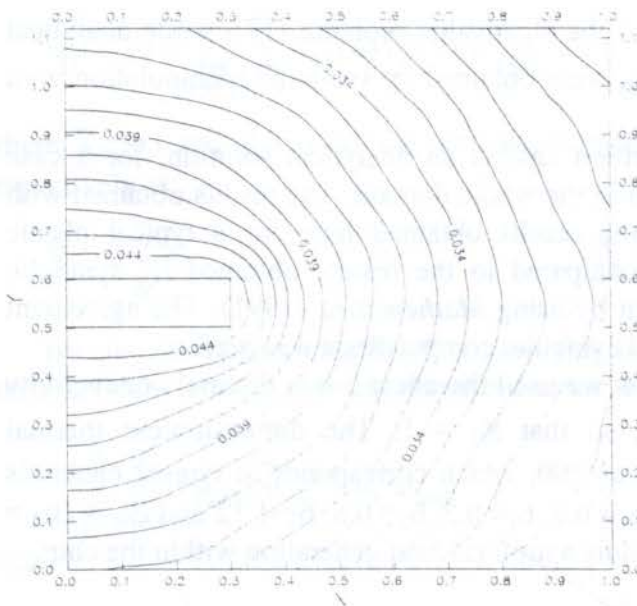


Figure 2 - Temperature distribution in the package.

Figure 2 illustrates the temperature distribution in the package for the same case shown in table 1. We note that the chip temperature is practically uniform, because its thermal conductivity is much larger than that of the encapsulant.

6. CONCLUSIONS

The two-region problem involving a chip in a plastic encapsulant is modeled as a single-region, by assuming perfect contact between the two media. The Classical Integral Transform Technique is applied for the solution of such single-region problem, while the Generalized Integral Transform

Technique is applied for the solution of the auxiliary eigenvalue problem. The present approach is shown to be accurate, while maintaining the computational costs at a moderate level.

7. REFERENCES

- Bar-Cohen, A. & Mix, D. E., Thermal Modeling of Plastic IC Packages, Proc. Mat. Res. Soc. Symposium, vol. 226, *Materials Research Society*, 1991.
- Bar-Cohen, A., *Thermal Design and Control*, in Physical Architecture of VLSI Systems, ed. R. Hannemann, A. D. Kraus and M. Pecht, Wiley & Sons, New York, 1994.
- Cotta, R. M., *Integral Transforms in Computational Heat and Fluid Flow*, CRC Press, Boca Raton, 1993.
- Cotta, R. M. & Mikhailov, M. D., *Heat Conduction: Lumped Analysis, Integral Transforms, Symbolic Computation*, John Wiley & Sons, New York, 1997.
- Hokanson, K. E. & Bar-Cohen, A., Shear Based Thermal Optimization of Heat Sink/Die-Attach Layers, *ASME EEP-8*, 1994.
- IMSL Library - MATH/LIB, Houston, Texas, 1987.
- Mikhailov, M. D. & Özisik, M. N., *Unified Analysis and Solutions of Heat and Mass Diffusion*, John Wiley, New York, 1984.
- Özisik, M. N., "*Heat Conduction*", John Wiley, New York, 1980.
- Wolfram, S., *MATHEMATICA - A System for Doing Mathematics by Computer*, The Advanced Book Program. Addison - Wesley Publishing Co., Redwood City, California, 1991.



PAPER CODE: COB288

TWO-DIMENSIONAL SIMULATION OF HEAT CONDUCTION IN ORDERED COMPOSITES WITH A THERMALLY-CONDUCTING DISPERSED PHASE

MANUEL ERNANI DE CARVALHO CRUZ

Department of Mechanical Engineering, EE/COPPE/UFRJ, CP 68503

CEP 21945-970 Rio de Janeiro, RJ, Brazil — E-mail: manuel@serv.com.ufrj.br

Abstract

In this paper we extend a finite-element-based methodology to simulate two-dimensional heat conduction in ordered composites with a thermally-conducting dispersed phase. The method of homogenization is employed to derive the continuous cell problem and an expression for the effective thermal conductivity. Finite elements are used for numerical solution of the cell problem. Our formulation is applicable to both ordered and random composites; however, here we only compute the effective conductivity of the former, and validate our results against well-known analytical solutions to the same problem. Future research will extend the current implementation to random composites, which model real composite materials more closely.

Keywords

Heat Conduction; Finite Elements; Thermal Composites; Ordered Media; Numerical Methods /
Condução de Calor; Elementos Finitos; Compósitos Térmicos; Meios Ordenados; Métodos Numéricos

1. INTRODUCTION

Composite materials, or simply composites, are characterized by the presence of several macroscopic phases and/or dissimilar constituents; typically, one or more components are dispersed in a continuous matrix of another component. Composites can attain a wide range of properties, usually at a lower cost and higher efficiency as compared to the individual components. Transport phenomena in composite materials are present in many practical applications (Kelly, 1987). Because of the complex microstructure typically exhibited by composite systems, it is often the *macroscopic*, rather than local, behavior that is of primary interest. Engineering analyses (Hashin, 1983) thus focus on the determination of effective (bulk) properties, such as the effective thermal conductivity.

A crucial aspect of composite materials is the microstructure, characterized by the size, geometry, and spatial distribution of the components. Bound methods (Torquato, 1991) aim at determining upper and lower bounds for the effective property of interest, while requiring little microstructural information. Bound methods can yield sharp results provided high-order correlation functions are either known or measured. In analytical, semi-analytical, or computational studies, the microstructure is usually prescribed (Perrins *et al.*, 1979; Sangani & Yao, 1988; Cruz & Patera, 1995). Since to date there is much uncertainty on determining the microstructure of a real composite-material system, comparison of theoretical and simulation results to experimental data remains a non-trivial task.

Purely analytical or semi-analytical treatments of problems of the type considered here are primarily restricted to linear phenomena, dilute concentrations, or simple single-particle (ordered) periodic-cell models (Sangani & Yao, 1988; Davis, 1986; Perrins *et al.*, 1979). Phenomenological approaches (Acrivos & Chang, 1986) can address more complex problems, but must introduce simplifying, heuristic assumptions. More recently, a finite-element-based methodology for the analysis of multicomponent random media has been presented in Cruz & Patera (1995). The methodology combines the relative strengths of earlier analytical and computational studies, and has been applied to the problem of heat conduction in *random* composites with a *thermally-insulating* dispersed phase.

In this paper we extend the methodology of Cruz & Patera (1995) to solve the problem of two-dimensional heat conduction in *ordered* composites with a *thermally-conducting* dispersed phase. Specifically, we are interested in composites whose periodic cell consists of a circular cylinder placed at the center of a regular polygon. The effective property of interest is the effective thermal conductivity. We emphasize that, although in this paper we only simulate ordered composites, the formulation we present is general, and future research will extend the current implementation to simulate random composite materials, which model real composites more closely.

The paper is organized as follows. In Section 2, we first describe the multiscale periodic heat conduction problem in an ordered composite; next, the continuous formulation of the cell problem is carried out by applying the method of homogenization (Bensoussan *et al.*, 1978), and an expression for the effective thermal conductivity is derived. In Section 3, the numerical methods (mesh generation, finite-element discretization, and iterative solution) used for solving the problem are briefly described. Finally, in Section 4, we present and validate our results.

2. CONTINUOUS FORMULATION: HOMOGENIZATION

2.1 Description of the Multiscale Periodic Problem

We consider a two-dimensional periodic ordered composite, whose continuous and distributed components are, respectively, a matrix of thermal conductivity k_c and circular cylindrical inclusions (or fibers) of thermal conductivity k_d ; we define $\alpha \equiv k_d/k_c$, $k_c > 0$, $0 \leq \alpha \leq \infty$. It is assumed that the components have a perfect thermal contact, and are solid, homogeneous, and isotropic. The geometric regions occupied by the continuous and dispersed components are, respectively, Ω_c and Ω_d . The composite extends throughout a macroscale region $\Omega_{ma} = \Omega_c \cup \Omega_d$ of dimension L , over which external temperature gradients $\Delta T/L$ are imposed. The periodic cell, denoted by Ω_{pc} , consists of a cylinder of diameter d placed at the center of a regular polygon (a square or a hexagon) of area λ^2 (see Figure 1); we define the small parameter $\epsilon \equiv \lambda/L \ll 1$. The cylinder-to-cell area ratio defines the (dispersed-phase) volume fraction, or concentration, c .

The multiscale periodic heat conduction problem in the medium described above, under steady-state conditions, can be mathematically expressed by:

$$-\frac{\partial}{\partial x_j} \left[k \frac{\partial T_\epsilon}{\partial x_j} \right] = \dot{g} \quad \text{in } \Omega_{ma}, \quad (1)$$

$$[T_\epsilon]_{\partial\Omega_\epsilon} = 0, \quad (2)$$

$$\left[-k \frac{\partial T_\epsilon}{\partial x_j} \right]_{\partial\Omega_\epsilon} n_j = 0, \quad (3)$$

$$T_\epsilon \text{ subject to Dirichlet boundary conditions on } \partial\Omega_{ma}, \quad (4)$$

$$k, T_\epsilon, \dot{g} = \begin{cases} k_c, T^c, \dot{g}_c & \text{in } \Omega_c \subset \Omega_{ma} \\ k_d, T^d, \dot{g}_d & \text{in } \Omega_d \subset \Omega_{ma}. \end{cases} \quad (5)$$

Here, the space coordinates are $(x_1, x_2) = \mathbf{x} \in \mathbb{R}^2$; T^c, \dot{g}_c and T^d, \dot{g}_d are, respectively, the temperature field and the volumetric rate of heat generation in the continuous and distributed

components; $\partial\Omega_s$ is the union of all the interfaces between the matrix and the fibers; \mathbf{n} is the unit vector locally normal to $\partial\Omega_s$ and pointing into Ω_d ; the notation $[\phi]_{\partial\Omega_s}$ is used to indicate the discontinuity (or jump) of the function ϕ at $\partial\Omega_s$; and, finally, $\partial\Omega_{ma}$ in (4) is the union of the external boundaries of Ω_{ma} , where the temperature gradients are imposed.

2.2 Variational Formulation and Asymptotic Expansion

We apply the method of homogenization (Bensoussan *et al.*, 1978) to the variational formulation of the heat conduction problem. The variational formulation, relative to the strong formulation (1)–(4), is advantageous because, first, the flux boundary condition at the inclusion surfaces, equation (3), is naturally enforced, and, second, the resulting equations are well-suited for subsequent finite-element treatment (see Section 3).

We consider the function space $X(\Omega_{ma}) = \{w \in H_0^1(\Omega_{ma}) \mid w|_{\Omega_c \subset \Omega_{ma}} = w^c, w|_{\Omega_d \subset \Omega_{ma}} = w^d, [w]_{\partial\Omega_s} = 0\}$, where $H_0^1(\Omega_{ma})$ is the space of all functions which vanish on $\partial\Omega_{ma}$, and for which both the function and derivative are square-integrable over Ω_{ma} (Adams, 1975). (Henceforth, ϕ^c and ϕ^d refer to values of the function ϕ , respectively, over the continuous- and dispersed-component domains.) Multiplying (1) by $v \in X(\Omega_{ma})$, integrating over Ω_{ma} , applying Green's theorem, and considering the continuity condition (3) and the definition of the space X , we derive

$$\int_{\Omega_{ma}} k \frac{\partial T_c}{\partial x_j} \frac{\partial v}{\partial x_j} dx = \int_{\Omega_{ma}} v \dot{g} dx \quad \forall v \in X(\Omega_{ma}). \quad (6)$$

We now introduce the multiple-scale asymptotic expansions

$$T_c(\mathbf{x}) = T_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + \epsilon T_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + \epsilon^2 T_2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + O(\epsilon^3), \quad (7)$$

$$v(\mathbf{x}) = v_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + \epsilon v_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + \epsilon^2 v_2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + O(\epsilon^3), \quad (8)$$

where $\epsilon = \lambda/L$ and $\mathbf{y} \equiv \mathbf{x}/\epsilon$ is the fast scale. Inserting (7) and (8) into equations (6), (2), and (3), and using the chain rule $(\partial/\partial x_j) = (\partial/\partial x_j) + 1/\epsilon(\partial/\partial y_j)$, yields, to order ϵ ,

$$\int_{\Omega_{ma}} k \left(\frac{\partial T_0}{\partial x_j} + \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial T_0}{\partial y_j} + \epsilon \frac{\partial T_1}{\partial x_j} + \frac{\partial T_1}{\partial y_j} + \epsilon \frac{\partial T_2}{\partial y_j} \right) \left(\frac{\partial v_0}{\partial x_j} + \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial v_0}{\partial y_j} + \epsilon \frac{\partial v_1}{\partial x_j} + \frac{\partial v_1}{\partial y_j} + \epsilon \frac{\partial v_2}{\partial y_j} \right) dx = \int_{\Omega_{ma}} (v_0 + \epsilon v_1) \dot{g} dx \quad \forall v_0, v_1 \in X(\Omega_{ma}), \quad (9)$$

$$[T_0 + \epsilon T_1]_{\partial\Omega_s} = 0, \quad (10)$$

$$\left[-k \left(\frac{\partial T_0}{\partial x_j} + \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial T_0}{\partial y_j} + \epsilon \frac{\partial T_1}{\partial x_j} + \frac{\partial T_1}{\partial y_j} + \epsilon \frac{\partial T_2}{\partial y_j} \right) \right]_{\partial\Omega_s} n_j = 0. \quad (11)$$

Collecting terms of order 1 in (10), of order $1/\epsilon$ in (11), and of order $1/\epsilon$ in (9), and choosing $v_0 = 0 \in X(\Omega_{ma})$ in the resulting equation, we conclude that (Auriault, 1983)

$$\frac{\partial T_0}{\partial y_j} = 0, \quad \text{or} \quad T_0 = T_0^c = T_0^d = T_0(\mathbf{x}). \quad (12)$$

Equation (12) can be motivated physically: the behavior of the function $T_0(\mathbf{x})$ is dictated by the external boundary conditions on $\partial\Omega_{ma}$, over the macroscale L , so that the behavior of $T_0(\mathbf{x})$ is the same in both components.

Collecting terms of order 1 in (9), using $\partial T_0/\partial y_j = \partial v_0/\partial y_j = 0$, and breaking the resulting equation by choosing, first, $v_1 = 0$ and, second, $v_0 = 0$, we obtain

$$\int_{\Omega_{ma}} k \left(\frac{\partial T_0}{\partial x_j} + \frac{\partial T_1}{\partial y_j} \right) \left(\frac{\partial v_0}{\partial x_j} \right) dx = \int_{\Omega_{ma}} v_0 \dot{g} dx \quad \forall v_0 \in X(\Omega_{ma}), \quad (13)$$

$$\int_{\Omega_{ma}} k \left(\frac{\partial T_0}{\partial x_j} + \frac{\partial T_1}{\partial y_j} \right) \left(\frac{\partial v_1}{\partial y_j} \right) dx = 0 \quad \forall v_1 \in X(\Omega_{ma}); \quad (14)$$

for boundary conditions, collecting terms of order ϵ in (10) and of order 1 in (11), we obtain

$$[T_1]_{\partial\Omega_s} = 0 \quad \text{and} \quad \left[-k \left(\frac{\partial T_0}{\partial x_j} + \frac{\partial T_1}{\partial y_j} \right) \right]_{\partial\Omega_s} n_j = 0. \quad (15)$$

2.3 Cell and Homogenized Problems, and Effective Conductivity

We next assume, motivated by solvability (Bensoussan *et al.*, 1978; Auriault, 1983), that we can separate the functional dependence of T_1 on the variables \mathbf{x} and \mathbf{y} :

$$T_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = -\chi_p(\mathbf{y}) \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial T_0(\mathbf{x})}{\partial x_p}, \quad (16)$$

where the unknown function χ_p is a λ -doubly periodic solution (to (14)) corresponding to a temperature gradient $\Delta T/L$ imposed in the x_p direction, and summation over p , $p = 1, 2$, is implied. Note that, since χ_p is a temperature, the inverse of the external-temperature-gradient scaling factor, $L/\Delta T$, is necessary on the right-hand side of (16) to preserve dimensionality. Inserting (16) into (14), we arrive at

$$\int_{\Omega_{ma}} k \left(\delta_{jp} - \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_p}{\partial y_j} \right) \frac{\partial v_1}{\partial y_j} \frac{\partial T_0}{\partial x_p} dx = 0 \quad \forall v_1 \in X(\Omega_{ma}), \quad (17)$$

where δ_{ij} is the Kronecker delta. We can now apply the *periodicity property* (Auriault, 1983) to equation (17) (this property transforms, as $\epsilon \rightarrow 0$, the integral of a quantity over Ω_{ma} into the integral, over Ω_{ma} , of the *average* of the quantity over a periodic cell, Ω_{pc}), to obtain

$$\int_{\Omega_{ma}} \left[\frac{1}{|\Omega_{pc}|} \int_{\Omega_{pc}} k \left(\delta_{jp} - \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_p}{\partial y_j} \right) \frac{\partial v_1}{\partial y_j} dy \right] \frac{\partial T_0}{\partial x_p} dx = 0 \quad \forall v_1 \in X(\Omega_{ma}), \quad (18)$$

where $|\Omega_{pc}| \equiv \int_{\Omega_{pc}} dy$ is the total volume measure of the cell Ω_{pc} . From (18), we conclude that the inner integral must be zero for any λ -doubly periodic test function, or

$$\int_{\Omega_{pc}} k \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_p}{\partial y_j} \frac{\partial v}{\partial y_j} dy = \int_{\Omega_{pc}} k \frac{\partial v}{\partial y_p} dy \quad \forall v \in Y(\Omega_{pc}), \quad (19)$$

where $Y(\Omega_{pc}) = \{w \in H^1_{\#}(\Omega_{pc}) \mid w|_{\Omega_{pc,c} \subset \Omega_{pc}} = w^c, w|_{\Omega_{pc,d} \subset \Omega_{pc}} = w^d, [w]_{\partial\Omega_{pc,s}} = 0\}$, $H^1_{\#}(\Omega_{pc})$ is the space of all λ -doubly periodic functions (subscript $\#$) in Ω_{pc} for which both the function and derivative are square-integrable over Ω_{pc} ($H^1(\Omega_{pc})$), $\Omega_{pc,c}$ and $\Omega_{pc,d}$ are, respectively, the portions of Ω_{pc} in the continuous and dispersed components, and $\partial\Omega_{pc,s}$ is the portion of $\partial\Omega_s$ in the cell. Equation (19) is the appropriate *cell problem*, which is clearly solvable: setting $v = 0 \in Y(\Omega_{pc})$, both sides of (19) vanish. Note that the left-hand side of (19) is the standard (negative) Laplacian operator, and the right-hand side, although slightly non standard, is easily computed for a chosen test function (Section 3).

The cell problem can be rewritten in the equivalent form

$$\int_{\Omega_{pc,c}} k_c \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_p^c}{\partial y_j} \frac{\partial v^c}{\partial y_j} dy + \int_{\Omega_{pc,d}} k_d \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_p^d}{\partial y_j} \frac{\partial v^d}{\partial y_j} dy = \int_{\Omega_{pc,c}} k_c \frac{\partial v^c}{\partial y_p} dy + \int_{\Omega_{pc,d}} k_d \frac{\partial v^d}{\partial y_p} dy \quad \forall v \in Y(\Omega_{pc}); \quad (20)$$

the boundary conditions are: periodicity of χ_p^c at opposite edges of the cell; and, from (12), (15), and (16),

$$\chi_p^c = \chi_p^d \quad \text{and} \quad -k_c \left(\delta_{jp} - \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_p^c}{\partial y_j} \right) n_j = -k_d \left(\delta_{jp} - \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_p^d}{\partial y_j} \right) n_j \quad \text{on } \partial\Omega_{pc,s}. \quad (21)$$

In (20)–(21), the functions χ_p^c and χ_p^d are determined up to a (common) constant; thus, we further require for uniqueness that

$$\int_{\Omega_{pc,c}} \chi_p^c \, d\mathbf{y} + \int_{\Omega_{pc,d}} \chi_p^d \, d\mathbf{y} = 0. \quad (22)$$

By first inserting (16) into (13), and subsequently applying the periodicity property, we derive the *homogenized problem* for the function $T_0(\mathbf{x}) = T_0^c(\mathbf{x}) = T_0^d(\mathbf{x})$,

$$\int_{\Omega_{ma}} k_{epq} \frac{\partial T_0}{\partial x_p} \frac{\partial v_0}{\partial x_q} \, d\mathbf{x} = \int_{\Omega_{ma}} \left(\frac{1}{|\Omega_{pc}|} \int_{\Omega_{pc}} v_0 \, d\mathbf{y} \right) \, d\mathbf{x} \quad \forall v_0 \in X(\Omega_{ma}); \quad (23)$$

the quantity k_{epq} in (23) is the (tensorial) *effective thermal conductivity* of the composite medium,

$$\begin{aligned} k_{epq} &\equiv \frac{1}{|\Omega_{pc}|} \left(\int_{\Omega_{pc}} k \left[\delta_{pq} - \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_q}{\partial y_p} \right] \, d\mathbf{y} \right) \\ &= \frac{1}{|\Omega_{pc}|} \left(\int_{\Omega_{pc,c}} k_c \left[\delta_{pq} - \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_q^c}{\partial y_p} \right] \, d\mathbf{y} + \int_{\Omega_{pc,d}} k_d \left[\delta_{pq} - \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial \chi_q^d}{\partial y_p} \right] \, d\mathbf{y} \right), \end{aligned} \quad (24)$$

where χ_p^c and χ_p^d constitute the solution to the cell problem. Clearly, the ordered composites considered here (Figure 1) are isotropic (Perrins *et al.*, 1979), so that $k_{e11} = k_{e22} = k_e$, and $k_{e12} = k_{e21} = 0$; it thus suffices to solve the cell problem for, say, $p = 1$.

3. NUMERICAL TREATMENT

3.1 Mesh Generation

The geometry generation procedure for the domains of our problem is fairly simple, and it simply consists of generating a circular cylinder inside a regular polygon (a square or a hexagon). For the finite–element corner–node distribution on the boundaries of the polygon and cylinder, we use the same boundary–node distribution function of Cruz & Patera (1995), given by

$$h_r^*(\mathbf{y}_b) \equiv \frac{h_r(\mathbf{y}_b)}{d} = \frac{1}{r} \left[\frac{(1/d)}{2/d_H(\mathbf{y}_b) + 1/h_0} \right], \quad (25)$$

where \mathbf{y}_b denotes a boundary corner–node on either the polygon or the cylinder surface; h_r is the actual mesh spacing between two boundary corner–nodes; $d_H(\mathbf{y}_b)$ is the distance between the corner–node \mathbf{y}_b on one boundary (either the polygon or the cylinder surface) and the closest point on the other boundary; h_0 is the input default mesh spacing; and r is the global mesh refinement parameter. As discussed in Cruz & Patera (1995), equation (25) possesses many desirable characteristics for our problem geometry, and, by varying r , allows for uniform mesh refinement throughout the entire domain (useful for convergence tests, see Section 4).

The interior mesh generation procedure takes as input the positions of the corner–nodes on the boundaries as governed by equation (25). We use a FORTRAN implementation of a Delaunay triangulation algorithm, MSHPTG (Hecht, 1990), to perform the mesh generation both inside the cylinder, and outside the cylinder but within the polygon. Figure 1(b) shows a typical mesh for the hexagonal cell, for the concentration $c = 0.7$.

3.2 Finite Element Discretization and Iterative Solution

The field variable of interest in the periodic cell is the temperature $\chi = \chi_1$, $\chi \in Y(\Omega_{pc})$, given by equation (19), rewritten here in the non–dimensional form

$$a(\chi^*, v) = l(v) \quad \forall v \in Y(\Omega_{pc}), \quad (26)$$

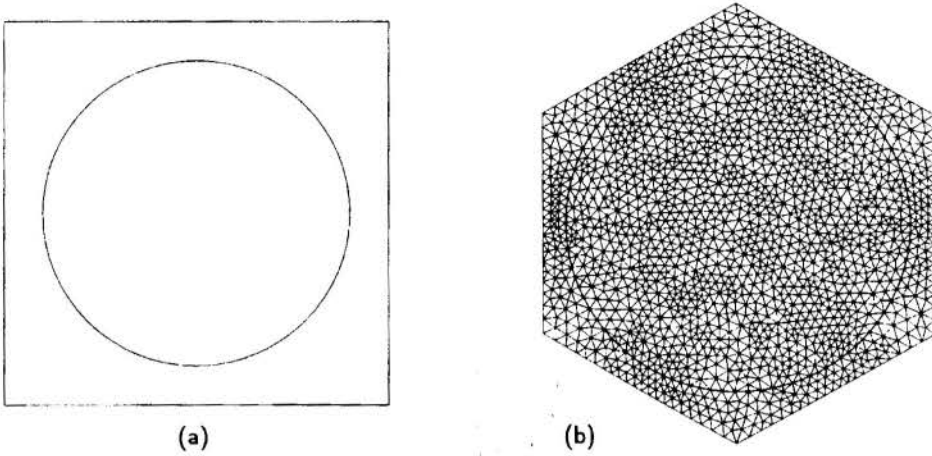


Figure 1: (a) Geometry of the square cell domain, $c = 0.5$. (b) Finite-element mesh for the hexagonal cell, $c = 0.7$: $h_0^* = 0.1$, $r = 1$, total of 3152 triangles and 1576 global corner-nodes.

where $\chi^* = (\chi/\Delta T)(L/d)$, $a(w, v) = \int_{\Omega_{pc}} k^*(\partial w/\partial y_j^*)(\partial v/\partial y_j^*) dy^*$ is the bilinear form, $k^* = k/k_c$, $y^* = y/d$, and $l(v)$ is the (non-dimensionalized) linear functional on the right-hand side of (19). The Galerkin approximation (Strang & Fix, 1973) to (26) is given by

$$a(\chi_h^*, v) = l(v) \quad \forall v \in Y_h(\Omega_{pc,h}), \quad (27)$$

where χ_h^* is the discrete approximation to χ^* , $Y_h(\Omega_{pc,h}) = \{w|_{t_k} \in \mathcal{P}_1(t_k)\} \cap Y(\Omega_{pc,h})$, $\mathcal{P}_1(t_k)$ is the space of all polynomials of degree 1 defined on the k th finite element (here a triangle) t_k , and the numerical domain $\Omega_{pc,h}$ is the linear “skin” of Ω_{pc} .

Expressing χ_h^* and v in (27) in terms of the usual nodal Lagrangian interpolants, and performing all the quadratures exactly, we obtain the discrete linear system of equations

$$\underline{A} \underline{\chi}_h^* = \underline{F}, \quad (28)$$

where \underline{A} is the global system matrix corresponding to the discrete (negative) Laplacian operator, and $\underline{\chi}_h^*$ and \underline{F} are, respectively, the vectors of unknown global nodal values of the scalar field χ_h^* and of the inhomogeneity $l(v)$. The uniqueness condition (given in continuous form in equation (22)) is discretely imposed by requiring that χ_h^* have zero algebraic average.

The discrete equation for k_{e_h} is obtained by substituting χ_h^* for χ in equation (24),

$$k_{e_h} = \frac{1}{(\lambda/d)^2} \left(\int_{\Omega_{pc,h}} k \left[1 - \frac{\partial \chi_h^*}{\partial y_1^*} \right] dy^* \right). \quad (29)$$

The numerically determined effective conductivity, k_{e_h} , is optimally approximated by the finite-element method — in particular, for linear triangles, although the error in the derivative of χ_h^* decreases only linearly with nominal mesh spacing h (proportional to h_0), we obtain quadratic convergence of k_{e_h} with h ; this property, a well-known result for the finite-element method (Strang & Fix, 1973), is verified numerically in Section 4.

Finally, we choose the well-known conjugate gradient algorithm (Golub & Van Loan, 1989), with no preconditioning, for iterative solution of the discrete problem (28). Similarly to the procedure in Cruz & Patera (1995), the iteration proceeds until a criterion for the incomplete-iteration error is satisfied; for the present conduction problem, the stopping criterion can be transformed into a direct relative error control on the discrete effective conductivity k_{e_h} .

4. RESULTS AND CONCLUSIONS

Our simulation results for the effective conductivity, non-dimensionalized with respect to the matrix conductivity, $k_{e_h}^* \equiv k_{e_h}/k_c$, are presented in Tables 1 and 2, respectively, for the square and hexagonal periodic arrays of cylinders; also shown in the tables are the corresponding non-dimensional analytical results of Perrins *et al.* (1979), k_e^* . The results are tabulated for various values of the concentration, c , and the ratio of inclusion to matrix conductivities, α . In Cruz & Patera (1995), values of $k_{e_h}^*$ were computed for $\alpha = 0$ only. It is clearly seen that our numerical results (obtained for $h_0^* \equiv (h_0/d) = 0.08$) agree with the analytical results for all tabulated values of c and α . More importantly, Figure 2 shows the behavior, for the square array, of the absolute error, defined by

$$E_h \equiv |k_{e_h}^* - k_e^*|, \quad (30)$$

as a function of the nominal mesh spacing, $h^* = (1/r)h_0^*$ ($h_0^* = 0.5$, $r \in [1, 2.5]$), for three values of the concentration, $c \in \{0.1, 0.4, 0.7\}$, and three values of the conductivity ratio, $\alpha \in \{2, 10, 50\}$. The behavior of the error E_h is consistent with the expected second order convergence of $k_{e_h}^*$ with mesh spacing, indicated in section 3.2.

Table 1: Numerical, $k_{e_h}^*$, and analytical, k_e^* , effective conductivity results for the square array, for various values of the concentration, c , and the conductivity ratio, α .

c	α							
	2		5		10		50	
	k_e^*	$k_{e_h}^*$	k_e^*	$k_{e_h}^*$	k_e^*	$k_{e_h}^*$	k_e^*	$k_{e_h}^*$
0.1	1.0690	1.0688	1.1429	1.1427	1.1782	1.1781	1.2126	1.2126
0.2	1.1429	1.1426	1.3078	1.3075	1.3915	1.3912	1.4760	1.4759
0.3	1.2223	1.2220	1.5007	1.5003	1.6520	1.6518	1.8125	1.8126
0.4	1.3080	1.3077	1.7307	1.7303	1.9806	1.9804	2.2633	2.2634
0.5	1.4010	1.4007	2.0130	2.0126	2.4155	2.4153	2.9146	2.9152
0.6	1.5028	1.5025	2.3744	2.3741	3.0372	3.0374	3.9881	3.9898
0.7	1.6154	1.6152	2.8709	2.8710	4.0617	4.0629	6.3359	6.3417
0.77	1.7023	1.7022	3.3747	3.3748	5.4674	5.4687	12.7411	12.7517

Table 2: Numerical, $k_{e_h}^*$, and analytical, k_e^* , effective conductivity results for the hexagonal array, for various values of the concentration, c , and the conductivity ratio, α .

c	α							
	2		5		10		50	
	k_e^*	$k_{e_h}^*$	k_e^*	$k_{e_h}^*$	k_e^*	$k_{e_h}^*$	k_e^*	$k_{e_h}^*$
0.1	1.0690	1.0688	1.1429	1.1427	1.1782	1.1781	1.2126	1.2126
0.2	1.1429	1.1426	1.3077	1.3074	1.3913	1.3911	1.4757	1.4757
0.3	1.2222	1.2219	1.5000	1.4996	1.6506	1.6503	1.8100	1.8099
0.4	1.3077	1.3073	1.7274	1.7269	1.9733	1.9729	2.2490	2.2490
0.5	1.4001	1.3997	2.0008	2.0002	2.3865	2.3861	2.8530	2.8531
0.6	1.5002	1.4999	2.3368	2.3364	2.9376	2.9374	3.7433	3.7441
0.7	1.6095	1.6092	2.7631	2.7628	3.7190	3.7191	5.2147	5.2164
0.8	1.7295	1.7293	3.3311	3.3312	4.9489	4.9499	8.2600	8.2657
0.88	1.8349	1.8349	3.9645	3.9648	6.7225	6.7242	16.1565	16.1695

Our results show that we have successfully extended the methodology of Cruz & Patera (1995) to study heat conduction in composites with a thermally-conducting dispersed phase. Future work

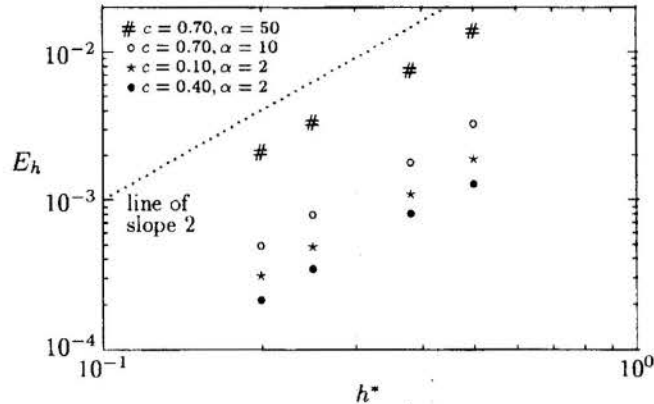


Figure 2: Convergence of the effective conductivity $k_{c_h}^*$ with mesh spacing h^* for the square array: the absolute error E_h decreases as h^{*2} when linear triangles are used.

will extend the current implementation to calculate the effective conductivity of two-dimensional random arrays, which are more relevant to the study of real composite materials.

5. REFERENCES

- ACRIVOS, A. & CHANG, E. A model for estimating transport quantities in two-phase materials, *Phys. Fluids*, vol. 29, pp. 3-4, 1986.
- ADAMS, R. *Sobolev spaces*. Academic Press, Inc., New York, NY, 1975.
- AURIAULT, J. L. Effective Macroscopic Description for Heat Conduction in Periodic Composites, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 26, pp. 861-869, 1983.
- BENSOUSSAN, A., LIONS, J.-L. & PAPANICOLAOU, G. C. *Asymptotic Analysis for Periodic Structures*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1978.
- CRUZ, M. E. & PATERA, A. T. A Parallel Monte-Carlo Finite-Element Procedure for the Analysis of Multicomponent Random Media, *Int. J. Numer. Methods Engng.*, vol. 38, pp. 1087-1121, 1995.
- DAVIS, R. H. The Effective Thermal Conductivity of a Composite Material with Spherical Inclusions, *Int. J. Thermophysics*, vol. 7, pp. 609-620, 1986.
- GOLUB, G. H. & VAN LOAN, C. F. *Matrix Computations*, 2nd edn, The Johns Hopkins University Press, Baltimore, Maryland, 1989.
- HASHIN, Z. Analysis of Composite Materials - A Survey, *Trans. ASME, J. Applied Mechanics*, vol. 50, pp. 481-505, 1983.
- HECHT, F. & SALTEL, E. Emc2: Editeur de maillages et de contours bidimensionnels, Manuel d'utilisation, *Rapport Technique No. 118*, INRIA, France, 1990.
- KELLY, A. Composites for the 1990s, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, vol. 322, pp. 409-423, 1987.
- PERRINS, W. T., MCKENZIE, D. R. & MCPHEDRAN, R. C. Transport properties of regular arrays of cylinders, *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 369, pp. 207-225, 1979.
- SANGANI, A. S. & YAO, C. Transport processes in random arrays of cylinders. I. Thermal conduction, *Phys. Fluids*, vol. 31, pp. 2426-2434, 1988.
- STRANG, G. & FIX, G. J. *An Analysis of the Finite Element Method*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1973.
- TORQUATO, S. Random heterogeneous media: Microstructure and improved bounds on effective properties, *Appl. Mech. Rev.*, vol. 44, pp. 37-76, 1991.

MACRO- TO MICROSCALE HEAT TRANSFER: THE LAGGING BEHAVIOR

DA YU TZOU

Department of Mechanical and Aerospace Engineering

University of Missouri-Columbia

Columbia, MO 65211, USA - E-mail: tzou@riscl.ecn.missouri.edu

Abstract

Thermal lagging is a physical phenomenon in heat transport that becomes pronounced as the physical scale and/or transient time shorten. The resulting phase-lag concept extends the macroscopic approach that is familiar, and probably more palatable, to practicing engineers to accommodate the thermalization and relaxation behavior in small-scale heat transport. Several sets of experimental results, including femtosecond ultrafast laser heating on metal films, fast-transient heat transport in amorphous materials, heat propagation in superfluid liquid helium, and energy dissipation in sand are revisited to reveal the insufficiencies in the existing models and the need for a more refined approach. The dual-phase-lag model then follows, aiming at accurate descriptions of the salient features that reflect the interweaving behavior of thermalization and relaxation in these experiments. Physical meanings of phase lags are summarized, with emphasis on the interrelations with the existing macroscopic and microscopic models. Lagging behavior in rapid thermal oxidation in silicon dielectrics is demonstrated, which appears as the counterpart of thermal lagging, but occurs in mass transport with time delays due to species diffusion and chemical reactions.

Keywords

Thermal lagging, relaxation, thermalization, phase lags, microscale.

1. INTRODUCTION

Microscale heat transfer is a newly emerging area of research that has attracted much attention in recent years, due to rapid advancement of technologies in short-pulse laser processing of materials, manufacturing of nanostructures, and dramatically increasing demands for the high-speed performance of microelectronic devices. Typical examples include laser micromachining (Kanpp *et al.*, 1990; Zhang *et al.*, 1996) and doping (Zhang and Grigoropoulos, 1995), laser patterning (Elliott and Piwczyk, 1989), laser synthesis and processing of diamond films on carbon-ion implanted copper substrates (Narayan *et al.*, 1991), thermal designs of high- T_c thin-film superconductors (Flik and Tien, 1990), and damage prevention of gold-coated metal mirrors (Qiu and Tien, 1994; Qiu *et al.*, 1994). In these applications, especially for the ones involving short-pulse lasers, the thermal response time may occur in nano- to picoseconds (ns to ps), and the physical dimension of treated areas may range from tens to hundreds of nanometers (nm). Thermal responses in such small scales bring in two major challenges to macroscale heat transfer: First, the nanometer physical domain eliminates the averaged concept employed over the control volume that is usually consisted of tens to hundreds of grains. Second, especially for the picosecond transient process of heat transport (Brorson *et al.*, 1987; Elsayed-Ali, 1991; Qiu *et al.*, 1994), thermodynamic equilibrium may be difficult to achieve in transition of thermodynamic states. The classical Fourier's diffusion and Cattaneo-Vernotte's thermal wave (CV-wave, Cattaneo, 1958; Vernotte, 1958, 1961)¹ models, therefore, are not expected to work well when applied to predict the thermal responses in microscale. To identify the dominating physical mechanisms

¹ Though addressing the relaxation behavior in heat transport, a microscale effect in *time*, Cattaneo-Vernotte thermal wave model is still insufficient when describing the microscale effect in *space* (Goodson and Flik, 1992; Özisik and Tzou, 1992).

as the physical scale and/or transient time shorten, in fact, The American Society of Mechanical Engineers (ASME) offered a special session, named Fundamental Issues in Small Scale Heat Transfer, in the 1992 ASME Winter Annual Meeting (Bayazitoglu and Peterson, 1992).

Research of microscale heat transfer can be classified into two categories: Effects of microstructures on thermal properties, and the heat transport processes that take place in microscale. For metals, size effect on thermal conductivity of thin films is a representative in the first category, including both steady-state values (Flik and Tien, 1990) and transient values reflecting the effect of nonequilibrium heating (Qiu and Tien, 1993b). Model development in the second category includes the relaxation behavior activating in the short-time response (Kim *et al.*, 1990; Tzou, 1992), the nonequilibrium two-step heating models of microscopic energy carriers (Kaganov *et al.*, 1957; Anisimov *et al.*, 1974; Qiu and Tien, 1994), the ballistic behavior of heat transport near the Fermi surface (Qiu and Tien, 1993a), and the phonon radiative transport model (Joshi and Majumdar, 1993). Thermal properties (the first category) and heat transfer models (the second category) in microscale may be interweaving in the development, exemplified by the determination of the phonon-electron coupling factor in the microscopic two-step models.

This work is concerned with the recently developed phase-lag concept in microscale heat transfer (Tzou, 1995a to c, 1997), with emphasis on the salient features of thermal lagging that interpret the experimental results in a wide range of response times. Of particular interest include (i) the short-time thermalization/relaxation in electron-phonons dynamics, (ii) anomalous diffusion in amorphous material, (iii) heat propagation in superfluid liquid helium, (iv) transient energy dissipation in discrete media, and (v) rapid thermal oxidation in silicon dielectrics. The first four subjects deal with the lagging behavior in the fast-transient process of heat transport across a wide variety of materials with distinct internal structures. The fifth subject further stretches the phase-lag concept to describe the transient process of mass transport where both interstitial diffusion and chemical reactions are involved.

2. THERMAL LAGGING

The lagging behavior results from the *insufficient* response time in a physical system due to the fast pace of thermal excitations. Any physical process, first of all, requires a finite period of time to take place. As the thermal energy distributes within a conductor, it takes a finite period of time for the energy carriers to exchange thermal energy with the other pieces (such as electron-phonon interaction in metal films), to activate low-temperature molecules for an efficient heat transport (heat propagation in liquid helium at 4K), to circulate around internal cavities (transient heat transport in sand), and to walk along a long conducting path (transient heat transport in amorphous media). Whether such finite times are important or not depends on the time-scale of physical observations in heat transport, called the response time in this work. If the response time is much longer than the finite times required for these processes to occur, obviously, these effects can be neglected in modeling the process of heat transport. The classical Fourier's law assuming an averaged behavior of heat conduction in both space and time can be applied in this case without causing a significant error. In pulsed laser applications, however, the response time of major concern follows the pulse width of lasers. Should the laser pulse be sufficiently short, the response time may be of the same order of magnitude as the finite times required for these intrinsic processes to take place, resulting in special behavior that cannot be described by the macroscopic models implanting with an averaged concept. Note that "short" or "long" is relative in essence. A response time

is short if comparable with the finite times required for the occurrence of microstructural processes (including phonon-electron interaction in metals, thermal activation of low-temperature molecules in liquid helium, thermal circulation around internal pores, and long conducting path in amorphous media). It is in this sense that a thermal response on the order of seconds is considered to be "short" in sand because the thermal-energy circulation around the interstitial gas occurs in seconds. A thermal response on the order of nanoseconds is considered to be "long" in metals because thermal-energy exchange between phonons and electrons occurs in picoseconds.

The dual-phase-lag model, which describes the delayed response between the heat flux vector and the temperature gradient, is an attempt accommodating the finite times required for the microstructural processes to take place, Tzou (1995a to c, 1997). Under constant thermal properties, the resulting energy equation reflecting the lagging behavior is of the form

$$\nabla^2 T + \tau_T \nabla^2 T = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\tau_q}{\alpha} \right) \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \quad (1)$$

with τ_T and τ_q , respectively, measuring the delay times of the temperature gradient (τ_T) and the heat flux vector (τ_q), in the heat transport process occurring at time t . In addition to the familiar thermal diffusivity (α), τ_T and τ_q are two additional intrinsic thermal properties characterizing the fast-transient response in small scale in the dual-phase-lag model. Adopting different expressions in correspondence, as summarized in Table 1, the dual-phase-lag model shown by Eq. (1) reduces to six (6) representative macroscopic and microscopic models in heat transport.

Table 1: Correspondence between the dual-phase-lag model (DPL) and the existing macroscopic and microscopic models.

DPL	Fourier	Thermal Wave	Jeffrey	Two-Step (Parabolic)	Two-Step (Hyperbolic)	Phonon Scattering
τ_q	0	α/C^2	τ	$C_e C_l / [G(C_e + C_l)]$	$\tau_f + C_e C_l / [G(C_e + C_l)]$	τ_R
τ_T	0	0	$k\tau$	C_l / G	C_l / G	$9\tau_N / 5$
α	α	α	α	$K / (C_e + C_l)$	$K / (C_e + C_l)$	$c^2 \tau_R / 3$

$C \equiv$ thermal wave speed, $k \equiv$ ratio of time constants, $C_e, C_l \equiv$ volumetric heat capacities of electrons (e) and metal lattice (l), $G \equiv$ electron-phonon coupling factor, $K \equiv$ thermal conductivity of electron gas, $\tau_f \equiv$ relaxation time of electron gas on the Fermi surface, $\tau_R \equiv$ relaxation time in the umklapp process, $\tau_N \equiv$ relaxation time in the normal process, $c \equiv$ mean phonon speed. In correspondence with the hyperbolic two-step model, an extra term, $(\tau_q^2 / 2\alpha)(\partial^3 T / \partial t^3)$, needs to be added into the right side of Eq. (1), forming a new type T -wave equation.

The wave term in Eq. (1), $(\tau_q / \alpha) \partial^2 T / \partial t^2$, makes contact with the CV -wave model, with $C = (\alpha / \tau_q)^{1/2}$ being the thermal wave speed. The delay time τ_q , therefore, is recognized as the mean free time in phonon (electron-phonon) collisions that describes the relaxation behavior in heat transport. The delay time τ_T stretches the thermalization time, C_l / G defined by Qiu and Tien (1993a,b), by a factor of (C_l / C_e) . It is recognized as the finite time required for electrons and phonons to arrive at thermal equilibrium.

Addressing the finite times required for the thermalization (τ_T) and relaxation (τ_q) processes to occur is the merit in the dual-phase-lag model. From the interrelations shown in Table 1 and the experimentally determined macroscopic/microscopic parameters, Tzou (1995a to c, 1997), the values of τ_T and τ_q range from picoseconds for pure gold to seconds for

medium-sized blasting sand. Eq. (1), most important, provides a quantitative basis for identifying the dominating mechanisms in heat transport as the transient time shortens. Denoting the characteristic time of diffusion by t_D , $t_D = L^2/\alpha$, with L being the characteristic length (such the thickness of metal films) of the conductor,

$$\left\{ \begin{array}{l} t_D \ll \tau_T \text{ and } t_D \gg \tau_q; \text{ thermalization dominates,} \\ t_D \ll \tau_q \text{ and } t_D \gg \tau_T; \text{ relaxation dominates,} \\ t_D \gg \tau_T \text{ and } \tau_q; \text{ Fourier's diffusion dominates,} \\ t_D \cong \tau_T \text{ and } \tau_q; \text{ Mixed behavior of thermalization and relaxation.} \end{array} \right. \quad (2)$$

The first condition in Eq. (2) describes the flux-precedence type of heat flow ($\tau_T > \tau_q$). The second condition in Eq. (2) describes the gradient-precedence type of heat flow ($\tau_q > \tau_T$). Phenomenologically, the temperature level established in the heat affected zone is higher than that of Fourier's diffusion due to the activation of thermalization. A sharp wavefront, on the other hand, may be formed in the physical domain as the relaxation behavior becomes pronounced. In most cases, thermalization and relaxation behaviors coexist in the process of heat transport, shown by the fourth condition in Eq. (2). Equation (1) needs to be solved for the lagging temperature, which reflects the interweaving behavior of thermalization and relaxation in small scale.

3. MATHEMATICAL STRUCTURE

Equation (1) displays a new type of mathematical equation in heat conduction. In addition to the wave (relaxation) term containing the second-order derivative in time, with the coefficient corresponding to the reciprocal of thermal wave speed squared, i. e., $\tau_q/\alpha = 1/C^2$, the *mixed* derivative term containing the second-order derivative in space and the first-order derivative in time describes the thermalization behavior in heat transport.

Characteristics of lagging temperature are dramatically altered by the relaxation and thermalization behaviors. Due to the presence of the mixed derivative term in Eq. (1), analytically, the method of separation of variables assuming a product solution of space and time for temperature ceases to apply. The method of integral transform can be applied as usual, but an efficient algorithm for the inversion of integral transform needs to be developed, due to the oscillatory kernel obtained in the Laplace transformed domain resulting from the interaction between the relaxation and thermalization behavior. The Riemann-sum approximation for the Laplace inversion was developed for this purpose, Tzou (1995a to c, 1997). The solution for temperature is first obtained in the Laplace transform domain as usual, where all the boundary conditions are satisfied. The Laplace inversion then follows by the use of variable transformations along with the Riemann-sum approximations for the temperature response in the physical domain:

$$T(x, t) \cong \frac{e^{\gamma t}}{t} \left[\frac{\bar{T}(x, \gamma)}{2} + \text{Re} \sum_{n=1}^N \bar{T}(x, \frac{i n \pi}{t}) (-1)^n \right]. \quad (3)$$

In Eq. (3), γ is the real value in the Bromwich contour, N is the number of terms used for series truncation, \bar{T} is the transformed solution obtained in the Laplace transform domain, and "Re" stand for the real part of the series. In principle, any value of γ enclosing the branch

points in the Laplace transform domain can be used in Eq. (3). For faster convergence of Laplace inversion, however, it has been suggested that a criterion (Tzou, 1995a to c, 1997),

$$\gamma t \cong 4.7 \quad \text{or} \quad \gamma \cong \frac{4.7}{t}, \quad (4)$$

needs to be followed. The appropriate value of γ for a faster convergence is inversely proportional to the instant of time (t) at which the temperature response in the physical time-domain is sought.

Due to the complicated nature of Eq. (1), it is also desirable to develop an efficient finite difference algorithm for obtaining its solutions in more complicated cases. The stability and convergence criteria depicting the appropriate space and time grids in discretizations, however, have not been well-understood yet.

4. EXPERIMENTAL EVIDENCE

As robust as the dual-phase-lag model could be, evidenced by the analytical correlations to a wide variety of macroscopic and microscopic models in limiting cases shown in Table 1, a more important task is to interpret the experimental results in terms of the two time constants, τ_T and τ_q , that reflect the thermalization and relaxation behaviors in heat transport.

The analytical results of thermal lagging obtained in the sequel eventuate from the method of Laplace transform, along with the use of Eqs. (3) and (4) for the Riemann-sum approximation of Laplace inversion. Detained solutions in each case will be omitted here for simplicity, but they are derived in detail in the book by Tzou (1997).

4.1 Ultrafast Laser Heating on Gold Films

Employing a 96 femtosecond (fs) pulsed laser, Brorson *et al.* (1987) and Qiu *et al.* (1994) measured the fast-transient surface temperature of a gold film of thickness $0.1 \mu\text{m}$ in terms of the normalized surface reflectivity changes. Time delays between pumping and probing were produced by changing the light path in the experimental setup. Their results are reproduced in Figure 1. During the picosecond (ps) short-time transient, coincidence between the two sets of independently performed experiments is most remarkable. Fourier's law assuming an instantaneous response between the temperature gradient and the heat flux vector ($\tau_T = \tau_q = 0$) overestimates the transient temperature by as much as 200%. The CV-wave model reinstates the relaxation behavior ($\tau_T = 0$ ps, $\tau_q = 8.5$ ps) in heat transfer, reducing the deviation by about 100%. The remaining 100% deviation, however, is suppressed until the thermalization behavior ($\tau_T = 90$ ps, $\tau_q = 8.5$ ps) is reinstated simultaneously, which renders a lagging temperature close to the experimental result. Eq. (1) in this case is

Figure 1. Front-surface temperature of a gold film ($0.1 \mu\text{m}$) excited by a 96 fs pulsed laser.

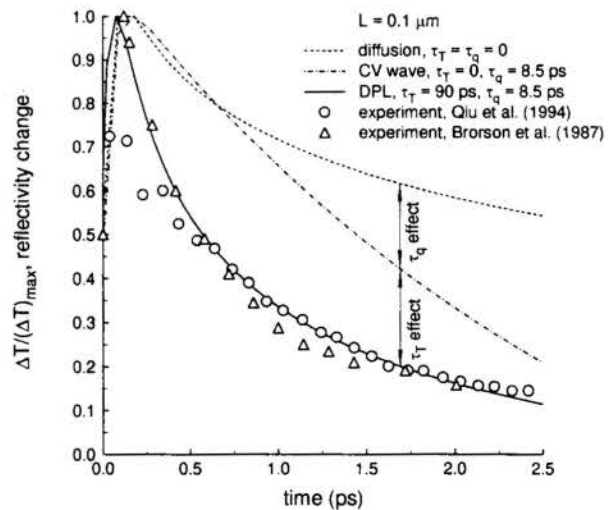


Figure 1. Front-surface temperature of a gold film ($0.1 \mu\text{m}$) excited by a 96 fs pulsed laser.

solved by the Riemann-sum approximation for the Laplace inversion, Tzou (1997). Both τ_r and τ_q are inversely proportional to the electron-phonon coupling factor G , referring to Table 1. As the value of G approaches infinity, implying an infinite rate of energy exchange between electrons and phonons, both values of τ_r and τ_q approach zero and Fourier's law is retrieved. In view of the two-step model, it is impossible to find a case that renders a zero value for τ_r ($\tau_r = 0$) and a nonzero value for τ_q ($\tau_q \neq 0$). The CV-wave model accommodating the small-scale effect in *time* alone, therefore, is insufficient. This can also be argued from a physical point of view. Suppose the thermal wave speed is of the order of 10^6 m/s in gold, Brorson *et al.* (1987), the thermal penetration depth in picoseconds would be of the order of microns (10^{-6} m). Such a physical dimension is comparable to the grain size of gold, necessitating a simultaneous consideration of the small-scale effect in *space*, such as phonon/electron scattering from grain boundaries and free surfaces.

Supported by the close results to the experimental data for gold films, the dual-phase-lag model seems to well-describe the thermalization/relaxation behaviors that are activated in picoseconds. The approach employing the phase-lag concept, namely finding the solution of Eq. (1) like the routine effort in classical diffusion, is believed to be more familiar to practicing engineers. Comparing to the microscopic approach involving the solutions of semi-classical Boltzmann transport equation coupled with statistical thermodynamics and quantum mechanics, this may be another attractive feature of the dual-phase-lag model.

4.2 Anomalous Diffusion in Amorphous Media

When traveling through an amorphous medium, motion of energy carriers is highly restricted by the existing clusters, bottlenecks, and deadends. The conducting path is thus dictated by the solid tissues, which is randomly connected in nature. Two challenges result: First, the comparable size of the correlation length to the characteristic length of the solid tissues declines the macroscopic models assuming continuity. Second, the random structure of the solid tissues desists the microscopic models assuming periodicity. Fractal geometry (Fournier and Boccara, 1989; Majumdar, 1992) along with the fracton theory (Goldman *et al.*, 1995), in fact, has been adopted to describe the process of anomalous diffusion in this type of medium.

Fournier and Boccara (1989) performed transient experiments of heat transport on rough carbon samples and an assembly of copper spheres of a mean diameter $100 \mu\text{m}$. Pulsed heating (90 ns) was applied to one-dimensional specimens and the surface temperatures, which decay with time after the heating duration, were recorded by infrared detectors. The results are shown in Figure 2(a) (for the rough carbon sample) and Figure 2(b) (for the copper

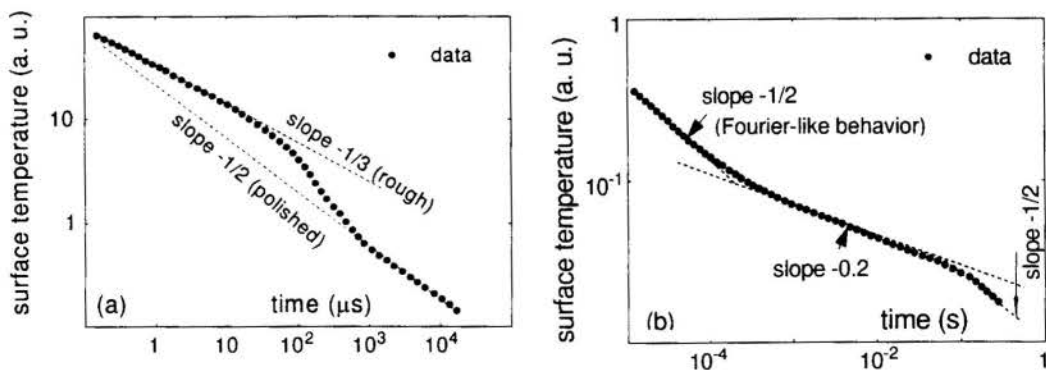


Figure 2. Anomalous diffusion (a) on a rough carbon sample and (b) in an assembly of weakly bounded copper sphere of mean diameter $100 \mu\text{m}$. Reproduced from Fournier and Boccara (1989). 6

bed). Steady-state response at relatively long times is described by Fourier's diffusion, i. e., $T_{\text{surface}} \sim t^{1/2}$, which gives a straight line of slope being $-1/2$ on a logarithmic scale. Unusual behavior in Figure 2 includes the slower rate of energy dissipation at intermediate times, shown by the smaller slopes ($-1/3$ and -0.2) in Figure 2(a) and (b), and the Fourier-like behavior at extremely short times, shown by the early-time slope of $-1/2$ in Figure 2(b). Two immediate question arise: What happen in the process of anomalous diffusion at intermediate times? What is the dominating mechanism of heat transport at extremely short times, realizing that Fourier diffusion cannot be the case because the response time is too short.

Without switching from one model (microscopic approach) to another (fractal approach), Eq. (1) has been universally applied to describe the unusual behavior observed in Figure 2. The pulsed heating (90 ns) was approximated by a Dirac-delta function ($\delta(t)$) due to the response time of primary concern on the order of 0.1 milliseconds. The transient response is dictated by the ratio of τ_r to τ_q , $Z = \tau_r/\tau_q$, as shown in Figure 3. On the same logarithmic scale, a region of anomalous diffusion where the slope of the response curve is smaller than one-half clearly exists. The slope decreases as the value of z increases. The time domain in which anomalous diffusion prevails lengthens as the value of z increases. This region describes the slower rate of heat transport as observed in Figure 2. At extremely short times (small values of β), in addition, the response curve is parallel to that of Fourier diffusion ($Z = 1$, $\tau_r = \tau_q$). The early-time slope being one-half, Figure 2(b), is thus well supported in the dual-phase-lag model. Though having the same slope in the temperature response, the lagging temperature at early times is much lower than that predicted by Fourier's law. At relatively long times, in addition, the lagging temperature ($Z > 1$) shoots over the Fourier temperature ($Z = 1$) by a factor of two. This overshooting behavior must be carefully considered in thermal design employing amorphous media, such as amorphous silicon layers in CCD sensors, to prevent thermal damage.

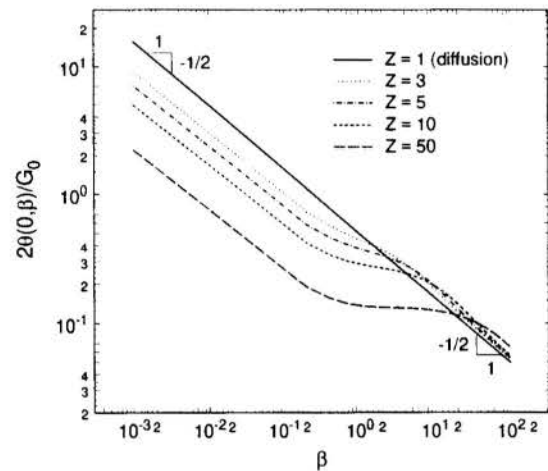


Figure 3. Transient response in amorphous media predicted by the dual-phase-lag model. $Z = \tau_r/\tau_q$, $\beta \equiv$ nondimensional time, $\theta \equiv$ nondimensional surface temperature.

4.3 Heat Propagation in Superfluid Liquid Helium

Heat propagation in liquid helium II has been viewed as an example illustrating the wave behavior in heat conduction. Though in an approximate sense neglecting all the nonlinear effects, Landau and Lifshitz (1959) derived a wave equation that governs the propagation of a temperature disturbance in helium II (isotope of helium ^4He). The finite speed of heat propagation was found to be proportional to the square root of mass density of the superfluid component, showing that the wave behavior can only be present as a result of superfluidity below the λ -point of 2.19 degrees Kelvin.

Bertman and Sandiford (1970) performed an transient experiment to illustrate the wave behavior of heat propagation in Helium II. A resistor-type of heater was used to generate heat in Helium II in a short duration, and the temperature at a *fixed* location from the heater was measured in the time history. Their results are reproduced in Figure 4. Temperature at the probed location remains undisturbed for a finite period of time, which is a clear evidence that

the thermal disturbance emanating from the heater takes a finite period time to arrive at the probed location. The local temperature then suddenly rises and falls as the thermal signal passes, resulting in a temperature ripple that cannot be depicted by the classical theory of diffusion.

The temperature ripple shown in Figure 4 was reexamined in the framework of thermal lagging, under the premises that a wave term does appear in the energy equation describing the lagging behavior (Eq. (1)) and the wave equation obtained by Landau and Lifshitz is indeed a linear approximation neglecting the nonlinear effects. Heating supplied to Helium II, as an extreme case, was modeled as a Dirac-delta function of time, which may be a close description due to the large temperature difference between the heater and Helium II sample in the experiment. The results of thermal lagging, along with those from Fourier's law and CV-wave model, are displayed in Figure 5 for comparison. Fourier's law assuming an instantaneous response results in an early response of temperature that was not observed in the experiment. The CV-wave model, on the other hand, results in an *infinite* temperature rise on arrival of the thermal disturbance. While the CV-wave model does remove the paradox of heat propagation at an infinite speed assumed in Fourier's law, unfortunately, it introduces another paradox that the time-rate of change of temperature approaches infinity on arrival and departure of thermal wavefront, i. e., $\partial T/\partial t \rightarrow \infty$ at $x = Ct$, with C being the thermal wave speed. The dual-phase-lag model, under the same extreme conditions, nicely spread the temperature response into a bell-shaped curve just like that observed in Figure 4. The response curve, again, is dictated by the ratio of τ_T to τ_q . The width of spread increases as the ratio of τ_T/τ_q increases. Time-rate of change of temperature is bounded everywhere. If the thermal wave model is believed to be acceptable in explaining the temperature ripple existing in Helium II, obviously, the dual-phase-lag model explains the phenomenon even better.

More realistic simulations to the source of heating have also been made, including heating pulses with square and Gaussian distributions (Tzou, 1997). While an early-time response (in Fourier diffusion) and an infinite time-rate of change of temperature at the thermal wavefront (in the thermal wave model) persist in all cases, the dual-phase-lag model always describes a bell-shaped curve (with different degrees of spread in

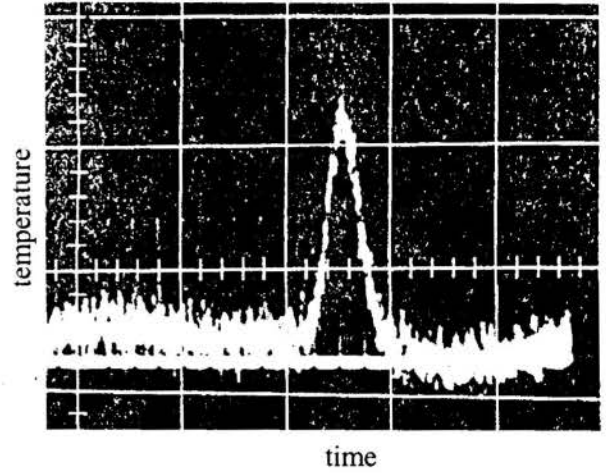


Figure 4. Temperature response at a fixed location inside Helium II. Experimental result obtained by Bertman and Sandiford (1970).

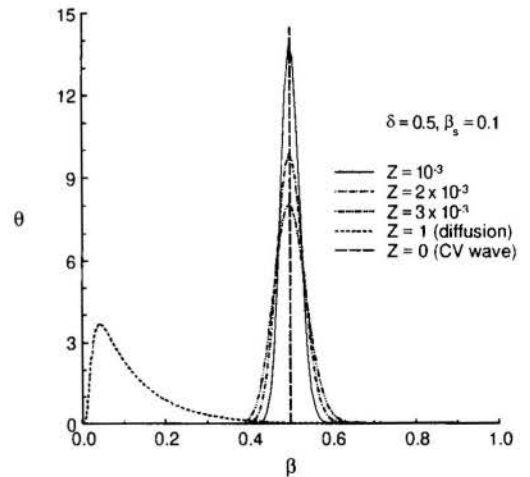


Figure 5. Temperature response at a fixed location inside Helium II. The results predicted by the dual-phase-lag model, with $Z = \tau_T/\tau_q$, $\delta \equiv$ nondimensional space, $\beta \equiv$ nondimensional time, $\theta \equiv$ nondimensional surface temperature. Time instant $\beta = \delta$ corresponds to $t = x/C$.

width) as that shown in Figure 4.

4.4 Energy Dissipation in Sand

Energy dissipation in the medium blasting sand has also been studied to explore the possible lagging behavior of heat transport at short times. The experiment involved the use of eight thermocouples that were buried beneath a large thin-film heater at different locations in the sand bed (Tzou, 1997). Size of the sand particles ranges from dust to 0.8 mm. The closest thermocouple was located at a distance of 0.4 mm from the heater, covering only several sand particles in the physical domain of primary interest. Error threshold in the time measurement is less than 0.01 s, and that in the temperature measurement is within ± 0.15 °C.

For the case of a short heating pulse of 0.14 s, Figure 6 displays the experimental result recorded by the closest thermocouple placed beneath the heater, at $x = 0.4$ mm. In spite of the resemblance between the experimental and analytical curves, the classical diffusion model assuming Fourier's law significantly overestimates the temperature-rate at short times. The thermal wave model assuming Cattaneo-Vernotte law, once again, results in an infinite temperature-rate on arrival and departure of the thermal disturbance. Both conventional models predict significantly higher temperatures than those measured experimentally at short times ($t < 1.5$ s). On the contrary, the dual-phase-lag model accurately describes the transient response of temperature, even in a physical domain containing only several sand particles in the near field close to the thin-film heater.

The values of $\tau_T \cong 4.48$ s and $\tau_q \cong 8.94$ s, most important, reveals the probability of thermal lagging in the regular time domain of *seconds*. The process time less than 1.5 seconds is comparable to the values of τ_T and τ_q in Figure 6. It is thus not surprising to observe a pronounced lagging behavior in this domain of time.

When thermal energy is transported through a porous medium, such as sand, pulsed heat propagates along the solid phase while thermalization occurs between sand particles and aerial pores. The phase lag of the temperature gradient, τ_T , measures the finite time required for the thermalization process. The phase lag of the heat flux vector, τ_q , on the other hand, measures the finite time required for the relaxation process.

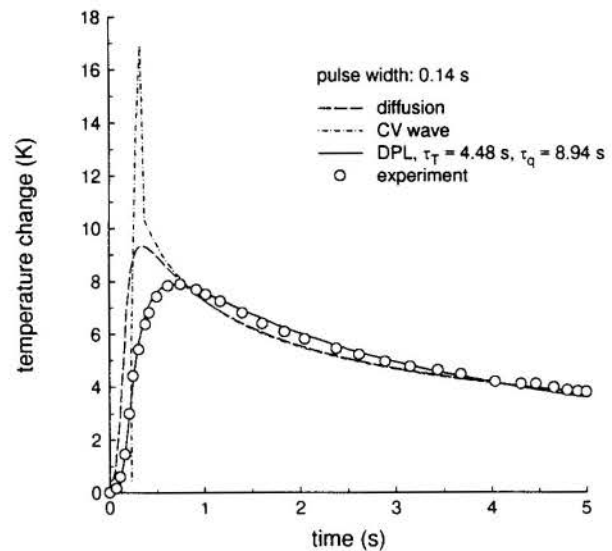


Figure 6. Transient response of temperature in the medium blasting sand. Near field response at 0.4 mm beneath the heater. Reproduced from Tzou (1997).

5. RAPID THERMAL OXIDATION IN SILICON DIELECTRICS

Lagging behavior is not a monopoly in the fast-transient process of heat transport. Since mass transport occurs at a much slower rate than heat transport, in fact, the problems dealing with species diffusion and chemical reactions may be even better for illustrating the lagging behavior at short times. Rapid thermal oxidation in silicon dielectrics is a typical example in hand (). Silicon wafer is first raised to a high temperature, usually ranging from 800 to 1200

°C. The heated silicon is then placed in an oxygen chamber, forming a layer of silicon dioxide (SiO₂) through the chemical reaction process: $\text{Si} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SiO}_2$. Thickness of the silicon-dioxide layer grows with time, as a combined result of chemical reaction and oxygen diffusion through the silicon lattice. Comparing to the traditional furnace technology that produces silicon dioxides of a desirable content in hours, the rapid thermal oxidation process produces the same content in minutes.

Numerous experiments have been performed to study the growth behavior of SiO₂-layer at short times in silicon wafers. Figure 7(a) reproduced the results obtained by Nulman (1987) where the film thickness of SiO₂ is plotted as a function of the oxidation time. Though

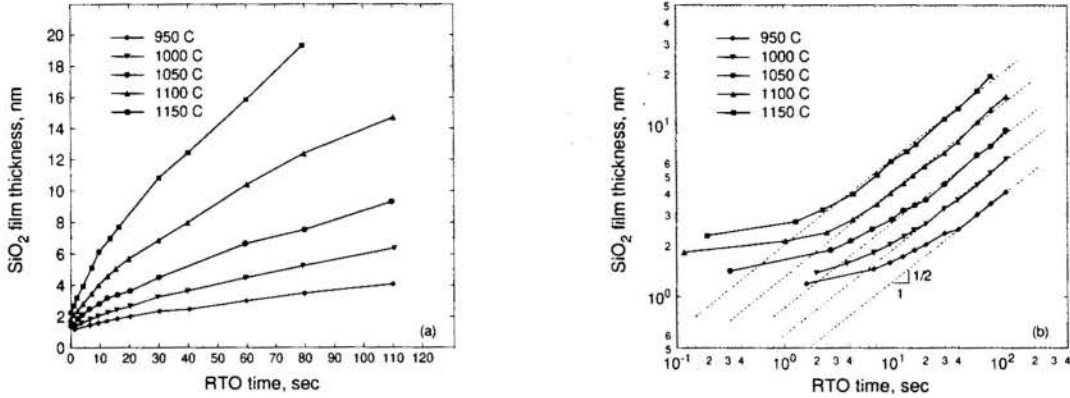


Figure 7 Time histories of film growth data for silicon dioxide in Rapid thermal oxidation (RTO). (a) The raw data reproduced from Nulman's work (1987) and (b) the logarithmic representation of (a) showing strong non-Fickian behavior in RTO.

bearing a parabolic shape like that expected from Fick's law in mass diffusion, a closer examination reveals that the response curves are *non-Fickian*. This is illustrated in fig 7(b) in greater detail. Should the film growth of SiO₂ be governed by Fick's law, the film-thickness would increase with the square root of the oxidation time (\sqrt{t}). In terms of a logarithmic representation, in other words, the response curve should be a straight line with a slope being one-half. This is indeed the case in Figure 7(b) as the oxidation time exceeds about 35 seconds at all processing temperatures. For oxidation time shorter than 10 seconds, all the response curves approach the straight line (Fickian behavior) from above, implying the existence of *anomalous* diffusion that is similar to the one shown in Figure 3 for heat transport in amorphous materials.

Physically, two major processes are involved in rapid thermal oxidation. First, oxygen molecules must walk through the silicon lattices for effective contact. Second, oxygen (O₂) must chemically react with silicon (Si) to form a layer of silicon dioxide (SiO₂), i. e., $\text{Si} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SiO}_2$. Both processes require a finite period of time to take place. Should the phase-lag concept in heat transport be extended to describe the process of rapid thermal oxidation in silicon wafers, the mass transport equation in correspondence with Eq. (1) can be established:

$$\nabla^2 \rho + \tau_p \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \rho = \frac{1}{D} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\tau_j}{D} \right) \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \tag{5}$$

where ρ is the mass density of oxygen, D is the diffusion coefficient of oxygen into silicon, τ_p is the phase lag of the density gradient (corresponding to τ_r in thermal lagging), and τ_j is the phase lag of the relative mass flux vector (corresponding to τ_q). From a physical point of view, the phase lag of the density gradient (τ_p) measures the finite time required for the chemical reaction ($\text{Si} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SiO}_2$) to take place. The phase lag of the relative mass flux vector (τ_j), on the other hand, measures the finite time required for the oxygen molecules to walk through the silicon lattice.

Thermal oxidation in silicon wafers can be modeled by a one-dimensional system, as shown in Figure 8, with the spatial coordinate (x) aligned at the moving oxidation front. The one-dimensional form of Eq. (5) reduces to

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \tau_p \frac{\partial^3 \rho}{\partial x^2 \partial t} = \frac{1}{D} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\tau_j}{D} \right) \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2}. \quad (6)$$

Assuming thermal oxidation starts from a stationary state, the initial conditions are

$$\rho = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad \text{and} \quad L = 0 \quad \text{as} \quad t = 0. \quad (7)$$

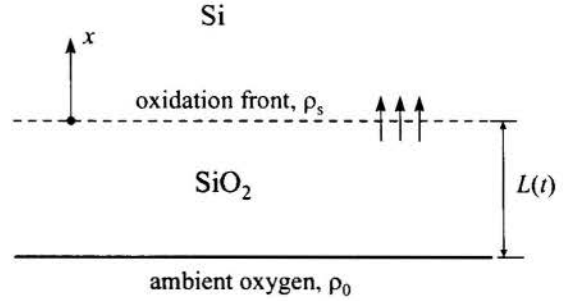


Figure 8 One-dimensional model for rapid thermal oxidation in silicon wafers.

The silicon wafer is assumed to be much larger than the film-thickness of silicon dioxide developed at short times. The boundary conditions are thus

$$\rho = \rho_s \quad \text{at} \quad x = 0; \quad \rho \rightarrow 0 \quad \text{as} \quad x \rightarrow \infty. \quad (8)$$

Based on the mass density of oxygen obtained from Eqs. (6) - (8), the film-thickness of SiO_2 can be calculated from the surface recession rate (Incropera and DeWitt, 1985):

$$\frac{d(\rho_0 L)}{dt} = -D \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad \text{at} \quad x = 0. \quad (9)$$

Equations (6) to (9) can be solved by the method of Laplace transform. The result for the film-thickness in the physical time-domain is, referring to Eqs. (3) and (4),

$$l(\beta) \cong \frac{e^{4.7}}{\beta} \left[\frac{1}{2} \bar{l} \left(\frac{4.7}{\beta} \right) + \text{Re} \sum_{n=1}^N \bar{l} \left(\frac{4.7 + in\pi}{\beta} \right) (-1)^n \right], \quad \text{with} \quad \bar{l}(p) = \frac{1}{p^2} \sqrt{\frac{p(1+p)}{1+pZ}} \quad (10)$$

where $\beta = t/\tau_p$, $Z = \tau_p/\tau_j$, and $l = L(\rho_0/\rho_s)/(D\tau_j)^{1/2}$ are the nondimensional variables characterizing the film growth of SiO_2 . Figure 9 displays the graphical results on a logarithmic scale, corresponding to the film-growth curve developed at a constant temperature shown in Figure 7(b). The response curves with $Z < 1$, Figure 9(a), closely resembles the experimental results shown in Figure 7(b), where the film-growth curves approach the straight line (with a slope being one-half) reflecting the Fickian behavior from above. The film thickness developed at short times is dictated by the ratio of Z . At a fixed instant of time, thickness of the SiO_2 -layer increases as the value of Z decreases. The response curves at

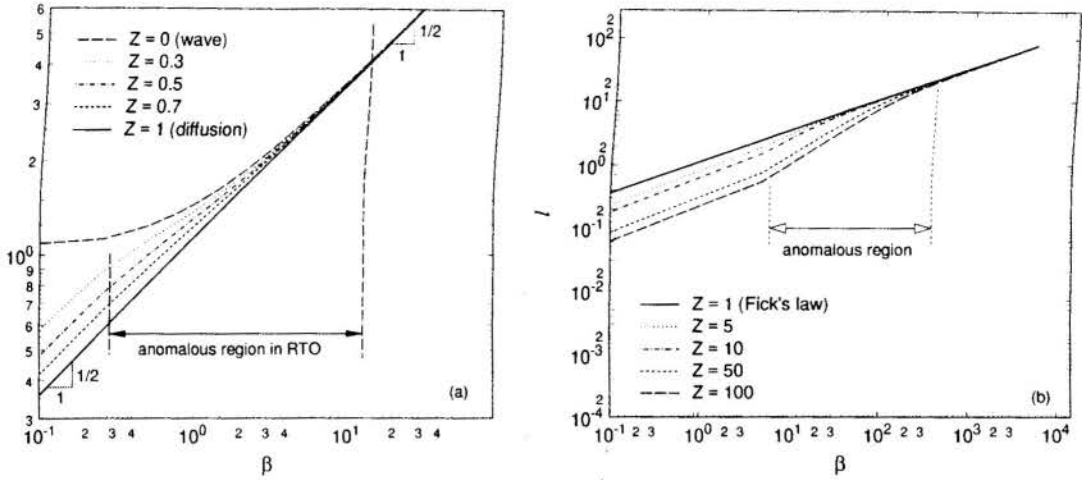


Figure 9 Anomalous behavior of SiO₂-film growth in RTO described by the lagging response with (a) $Z < 1$ and (b) $Z > 1$. Note also the early-time response curves parallel to the straight line reflecting the Fickian behavior (slope being one-half, $Z = 1$).

extremely short times are noteworthy. They appear to be a set of parallel straight lines with a common slope of one-half, just like that in Fickian diffusion. The film thickness developed at extremely short times, however, are several times greater than that expected from Fickian diffusion. This peculiar regime, unfortunately, may be difficult to be observed experimentally due to intrinsic difficulties in measuring the film thickness in tenths of a second.

The response curves for the case of $Z > 1$ are displayed in Figure 9(b), for the sake of completeness of the study. The asymptotic trend is reversed, with the Fickian behavior retrieved from below at long times. The other features remain the same.

6. CONCLUSION

A new concept of thermal lagging has been developed in transition of heat transport from macro- to microscale. The resulting dual-phase-lag model implies two additional thermal properties, phase lag of the temperature gradient τ_T and phase lag of the heat flux vector τ_q , that characterize the fast-transient response in small-scale. In large, the phase lag of the heat flux vector, τ_q , characterizes the relaxation behavior (a microscale effect in *time*) and the phase lag of the temperature gradient, τ_T , characterizes the thermalization behavior (a microscale effect in *space*). The parabolic version of the dual-phase-lag model, Eq. (1), has been used to describe the interweaving behavior of relaxation and thermalization in ultrafast laser heating on metal films, Figure 1, anomalous diffusion in amorphous materials, Figure 3, heat propagation in superfluid liquid helium II, Figure 5, and transient energy dissipation in discrete media, Figure 6. Success of the dual-phase-lag model in these problems implies the existence of thermal lagging from picoseconds (gold film in Figure 1), milliseconds (amorphous material in Figure 3), to seconds (sand in Figure 6). Picoseconds are considered to be long if the process time is comparable to the relaxation and thermalization times in metals. Seconds, on the other hand, are considered to be short if the process time is comparable to the relaxation and thermalization times in sand. Equation (2) provides a mathematical form illustrating such a relative concept. Relaxation and thermalization, therefore, are not monopoly in microscale heat transport involving phonons and electrons. It

could occur in all types of composite materials and ceramic materials involving internal pores. More experimental results have now been reexamined, emphasizing the existence of thermal lagging in a wide variety of engineering environments.

Rapid thermal oxidation of silicon dielectrics has been shown to display a lagging behavior at short times. Rather than tracking the detailed mechanisms in chemical reactions and the ways in which oxygen molecules diffuse through the silicon lattices, the phase-lag concept addresses the delayed response in *time*, resulting from these complicated internal structures in space. Coincidence between Figure 7(b) (experimental results) and Figure 9(a) (dual-phase-lag model) supports such a "trade-off" concept between space and time. Another successful example is the growth of intermetallic compound layers in metal matrix composites. It has been shown that the dual-phase-lag model closely describes the transient growth of interfacial layers, including SiC/Ti, SiC/Ti-6Al-4V, SS316, Incoloy 907, Fe-Cr-Al-Y, Waspaloy, and SCS-6/ β 21S. In these problems, the typical thickness of interfacial layers is of the order of several tens of microns and the growth time is of the order of several to hundreds of hours. The resulting values of τ_j and τ_p are of the same orders of magnitude. For SiC/Ti, as an example, $\tau_j = 250$ hours and $\tau_p = 42.5$ hours. Lagging behavior, for both heat and mass transport, can no longer be viewed as a unique belonging to picosecond responses.

Equation (1) introduces a new type of differential equation in heat conduction. Various methods have been developed to provide solutions in different engineering systems (Tzou, 1997). Equation (1), however, is the simplest form capturing the linearized behavior of thermalization and relaxation in heat transport. As the transient time continuously shortens, for example, *T*-wave may become activated, resulting in an additional third-order derivative of temperature with respect to time in Eq. (1), as shown by Tzou (1995b, c, 1997). The *T*-wave equation, again, introduces another new type of energy equation in heat conduction, with the thermal wave speed faster than the classical *CV*-wave speed by as much as one order of magnitude, depending on the ratio of τ_r to τ_q . Physically, in fact, the speed of *T*-wave should correspond to the thermal wave speed determined in gold films by Brorson *et al.* (1987), because the classical *CV*-wave neglects the microscale effect in space, which is not suitable for use in interpreting the ultrafast experimental results in small scale. A rigorous study on the general lagging behavior is underway, which completely removes the assumption of small values of τ_r and τ_q comparing to the response time. Mathematically, the challenge lies in obtaining the solutions for a set of coupled partial differential equations with general time delays. I shall leave this subject to future communication.

7. REFERENCES

- ANISIMOV, S. I., KAPELIOVICH, B. L. & Perel'man, T. L. Electron Emission From Metal Surfaces Exposed to Ultrashort Pulses, *Soviet Physics JETP*, vol. 39, pp. 375-377, 1974.
- BAYAZITOGU, Y. & PETERSON, G. P. (Editors) Fundamental Issues in Small Scale Heat Transfer. *The Winter Annual Meeting of the American Society of Mechanical Engineers*, HTD-Vol. 227, Anaheim, California, 1992.
- BRORSON, S. D., FUJIMOTO, J. G. & IPPEN, E. P. Femtosecond Electron Heat-Transport Dynamics in Thin Gold Film, *Physical Review Letters*, vol. 59, pp. 1962-1965, 1987.
- CATTANEO, C. A Form of Heat Conduction Equation Which Eliminates the Paradox of Instantaneous Propagation, *Compte Rendus*, vol. 247, pp. 431-433, 1958.

- ELLIOTT, D. J. & PIWCZYK, B. P. Single and Multiple Pulse Ablation of Polymeric and High Density Materials with Excimer Laser Radiation at 193 nm and 248 nm, *Symposia Proceedings of Materials Research Society*, vol. 129, pp. 627-636, Materials Research Society, Pittsburgh, 1989.
- ELSAIED-ALI, H. E. Femtosecond Thermorefectivity and thermotransmissivity of Polycrystalline and Single-Crystalline Gold Films, *Physical Review B*, vol. 43, pp. 4488-4491.
- FLIK, M. I. & TIEN, C. L. Size Effect on the Thermal Conductivity of High- T_c Thin-Film Superconductors, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 112, pp. 872-881, 1990.
- FOURNIER, D. & BOCCARA, A. C. Heterogeneous Media and Rough Surfaces: A Fractal Approach for Heat Diffusion Studies, *Physica (A)*, vol. 157, pp. 587-592, 1989.
- GOLDMAN, C. H., NORRIS, P. M. & TIEN, C. L. Picosecond Energy Transport By Fractons in Amorphous Materials. 1995 National Heat Transfer Conference, Portland, Oregon.
- GOODSON, K. E. & FLIK, M. I. Microscale Phonon Transport in Dielectrics and Intrinsic Semiconductors, *Fundamental Issues in Small Scale Heat Transfer*, Edited by Bayazitoglu, Y. and Peterson, G. P., 1992 ASME Winter Annual Meetings, HTD-Vol. 227, pp. 29-36, 1992.
- INCROPERA, F. P. & DEWITT, D. P. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, Wiley, New York, pp. 745-747, 1985.
- JOSHI, A. A. & MAJUMDAR, A. Transient Ballistic and Diffusive Phonon Heat Transport in Thin Films, *Journal of Applied Physics*, vol. 74, pp. 31-39, 1993.
- KAGANOV, M. I., LIFSHITZ, I. M. & TANATAROV, L. V. Relaxation Between Electrons and Crystalline Lattices. *Soviet Physics JETP*, vol. 4, pp. 173-178, 1957.
- KANPP, J. A., BØRGESEN, P. & ZUHR, R. A. (Editors) Beam-Solid Interactions: Physical Phenomena. *Symposia Proceedings of Materials Research Society*, vol. 157, Materials Research Society, Pittsburgh, 1990.
- KIM, W. S., HECTOR, L. G., JR. & ÖZISIK, M. N. Hyperbolic Heat Conduction Due to Axisymmetric Continuous or Pulsed Surface Heat Source, *Journal of Applied Physics*, vol. 68, pp. 5478-5485, 1990
- LANDAU, L. D. & LIFSHITZ, E. M. *Fluid Mechanics*, Course of Theoretical Physics, Vol. 6, Pergamon Press, London, pp. 507-522, 1959.
- MAJUMDAR, A. Role of Fractal Geometry in the Study of Thermal Phenomena. *Annual Review of Heat Transfer*, Edited by Tien, C. L., Hemisphere, Washington, DC, Vol. IV, pp. 51-110, 1992.
- NARAYAN, J., GODBOLE, V. P. & WHITE, G. W. Laser Method for Synthesis and Processing of Continuous Diamond Films on Nondiamond Substrates, *Science*, vol. 52, pp. 416-418, 1991.

- NULMAN, J. *Rapid Thermal Processing of Electronic Materials*, Materials Research Symposium, Vol. 92, pp. 141-147, 1987.
- ÖZISIK, M. N. & TZOU, D. Y. On the Wave Theory in Heat Conduction, *Fundamental Issues in Small Scale Heat Transfer*, Edited by Bayazitoglu, Y. and Peterson, G. P., 1992 ASME Winter Annual Meetings, HTD-Vol. 227, pp. 13-27, 1992.
- QIU, T. Q. & TIEN, C. L. Heat Transfer Mechanisms During Short-Pulse Laser Heating of Metals, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 115, pp. 835-841, 1993a.
- QIU, T. Q. & TIEN, C. L. Size Effects on Nonequilibrium Laser Heating of Metal Films, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 115, pp. 842-847, 1993b.
- QIU, T. Q. & TIEN, C. L. Femtosecond Laser Heating of Multi-Layer Metals – I. Analysis, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, pp. 2789-2797, 1994.
- QIU, T. Q., JUHASZ, T., SUAREZ, C., BRON, W. E. & TIEN, C. L. Femtosecond Laser Heating of Multi-Layer Metals – II. Experiments, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, pp. 2799-2808, 1994.
- TZOU, D. Y. Thermal Shock Phenomena Under High Rate Response in Solids. *Annual Review of Heat Transfer*, Edited by Tien, C. L., Hemisphere, Washington, DC, Vol. IV, pp. 111-185, 1992.
- TZOU, D. Y. A Unified Field Approach for Heat Conduction From Macro- to Micro-scales, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 117, pp. 8-16, 1995a.
- TZOU, D. Y. The Generalized Lagging Response in Small-Scale and High-Rate Heating, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 38, pp. 3231-3240, 1995b.
- TZOU, D. Y. Experimental Support for the Lagging Response in Heat Propagation, *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 9, pp. 686-693, 1995c.
- TZOU, D. Y. *Macro- to Microscale Heat Transfer: The Lagging Behavior*, Taylor & Francis, Washington, DC, 1997.
- VERNOTTE, P. Les Paradoxes de la Théorie Continue de l'équation de la Chaleur, *Compte Rendus*, vol. 246, pp. 3154-3155, 1958.
- VERNOTTE, P. Some Possible Complications in the Phenomena of Thermal Conduction, *Compte Rendus*, vol. 252, pp. 2190-2191, 1961.
- ZHANG, X., GRIGOROPOULOS, C. P., TAM, A. C. & KRAJNOVICH, D. J. Excimer Laser Micromachining of Thin Film Polyimide Annealed at Different Temperatures, *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology*, vol. 19 (C), pp. 201-13, 1996.

ZHANG, X. AND GRIGOROPOULOS, C. P. Thermal Conductivity and Diffusivity of Free Standing SiN Thin Films," *Review of Scientific Instrumentation*, vol. 66, pp. 1115-1120, 1995.

PAPER CODE: COB1228

**ESTUDO DE TÉCNICA PARA SOLUÇÃO DE PROBLEMA INVERSO
DE CONDUÇÃO DE CALOR BIDIMENSIONAL /STUDING OF TWO-
DIMENSIONAL IHCP TECHNIQUES**

FREDERICO ROMAGNOLI SILVEIRA LIMA & GILMAR GUIMARÃES

*Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Bloco 1M, Campus Santa
Mônica CEP 38-400 089 Uberlândia M. G. - E-mail: gguima@ufu.br; romagnol@ufu.br.***Abstract**

This work treats techniques for solving inverse heat conduction problems (IHCP) related to tools used in machining. The surface heat flux can be estimated from experimental and calculated temperature data. An evaluation of boundary conditions of metal cutting indicates the complexity of the thermal problem and a 3-D analysis is necessary. However, in a first study, the use of a simplified hypothesis enables two-dimensional (2D) analysis initially. The heat source due the machining process was simulated numerically to permit a great flexibility in the analysis of the technique used. The results of the 2D analysis are presented in several graphics. In this case, the linear imposed heat transfer history varies with time and position and the heat appeared to be lost laterally. The evaluation of results indicates the cases that the methods can be applied successfully.

Palavras Chaves

Inverse problems – parameter estimation – heat conduction – two-dimensional – cutting.

Problemas inversos – estimação de parâmetros – condução de calor – bidimensional – usinagem.

1. INTRODUÇÃO

A obtenção dos campos térmicos superficiais durante o processo de usinagem permite uma melhor avaliação sobre o desempenho da ferramenta. Além disso, o emprego de métodos de refrigeração mais eficientes permitem a redução do desgaste da ferramenta e o aumento de sua vida útil. Verifica-se que a superfície de corte da ferramenta é de difícil acesso ao monitoramento. Nesse caso, o uso de técnicas de problemas inversos de condução de calor apresenta-se como uma boa alternativa para a obtenção dos campos térmicos superficiais.

Na literatura são encontrados vários métodos que propõem a obtenção da temperatura na face de corte da ferramenta. Dentre as técnicas experimentais, pode-se citar o uso de sensores ópticos (Lin *et al.*, 1992), a inserção de termopares no interior da ferramenta (Lin, 1995) e o efeito termopar na interface peça/ferramenta (Eu-Gene, 1995 e Trent, 1984). Entretanto, todos estes métodos apresentam alguma inconveniência. Nos métodos de solução analítica e métodos numéricos e elementos finitos, verifica-se que a solução da equação da difusão somente é obtida estabelecendo-se as condições de contorno. Sendo que em alguns casos, essas podem não ser facilmente obtidas devido à complexidade da geometria do corpo ou dificuldade de obtenção de dados experimentais. Nesse sentido, propõe-se neste trabalho a utilização de técnicas inversas de solução de problemas de condução de calor propostas por Beck *et al.* (1985) e Kurpisz e Nowak (1990), uma vez que não se faz necessário o conhecimento das condições de contorno e deseja-se obter os campos térmicos superficiais.

2. METODOLOGIA

O método de função especificada seqüencial consiste basicamente na minimização de uma função erro, definida pelo quadrado da diferença entre temperaturas experimentais e temperaturas calculadas. O termo função especificada refere-se a atribuição de uma forma funcional, que descreve o fluxo de calor desconhecido em intervalos de tempos futuros ao instante de calculo. Nesse sentido, pode-se considerar que o fluxo de calor tenha comportamento constante, linear, parabólico ou qualquer outro tipo de perfil.

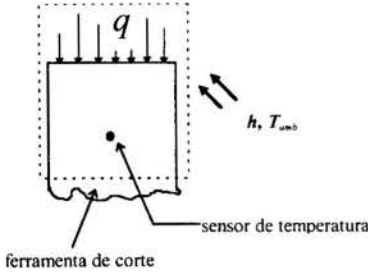


Figura 1: Ferramenta de corte de usinagem submetida a um fluxo de calor

O problema de usinagem em questão, originalmente tridimensional, pode ser representado esquematicamente pela Figura (1). Ou seja, simula-se a ferramenta de corte como sendo uma placa plana submetida a um fluxo de calor arbitrário. Logo, a minimização da função erro pode ser dada por

$$S = \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^J (Y_{M+i-1,j} - T_{M+i-1,j})^2 \quad (1)$$

onde $i = 1, 2, \dots, r$ tempos futuros, $j = 1, 2, \dots, J$ sensores de temperatura, M é o instante de calculo, Y e T representam respectivamente a distribuição de temperatura experimental e temperatura calculada. Logo, derivando-se S em relação as componentes de fluxo de calor e igualando-se a zero obtém-se

$$0 = -2 \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^J (Y_{k,j} - T_{k,j}) \times \frac{\partial T_{k,j}}{\partial q_{k,s}} \quad s = 1, 2, \dots, J \quad (2)$$

onde o índice s indica as componentes de fluxo calor discretizadas espacialmente e $k = M + i - 1$. Conforme definido anteriormente, faz-se necessário a atribuição de uma forma funcional que descreva o comportamento do fluxo de calor para as componentes de tempo futuras ao instante de calculo. Nesse sentido, considera-se que as componentes de fluxo de calor sejam constantes temporariamente (Figura 2), logo

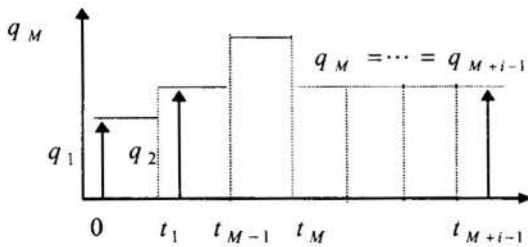


Figura 2 : Forma funcional de fluxo de calor constante para procedimento seqüencial (Beck et al., 1985).

$$q_{M+1} = \dots = q_{M+i-1} = q_k = q_M \quad (3)$$

As temperaturas experimentais são geralmente obtidas através da colocação de termopares na amostra. Entretanto, por se tratar de uma simulação numérica, as temperaturas experimentais simuladas foram obtidas através da solução direta do problema térmico em função de um fluxo de calor imposto. Nesse sentido, empregou-se o método de solução por diferenças finitas, proposto por Patankar (1980).

A temperatura calculada, T , pode ser expandida numa série de Taylor em função de um arbitrário mas conhecido fluxo de calor $q_{M,j}^*$, logo

$$T_{k,j} = T_{k,j}^* + \sum_{s=1}^J \frac{\partial T_{k,j}}{\partial q_{k,s}} \bigg|_{q_{M,s}=q_{M,s}^*} (q_{M,s} - q_{M,s}^*) \quad (4)$$

onde $T_{k,j}^*$ é uma temperatura arbitrária no instante t_k e localização \mathbf{r} quando $q_{M,s} = q_{M,s}^*$ sobre o intervalo de tempo $t_{k-1} < t < t_k$. Os valores do fluxo de calor $q_{M,s}^*$ são arbitrários, mas podem ser escolhidos adotando-se os seguintes critérios

$$q_{M,s}^* = q_{M-1,s} \quad \text{para } j = 1, 2, \dots, s \quad \text{e} \quad M > 1 \quad (5)$$

$$q_{1,s}^* = 0 \quad \text{para } j = 1, 2, \dots, s \quad \text{e} \quad M = 1. \quad (6)$$

Definindo-se a primeira derivada da temperatura, $T_{k,j}$, em relação a componente de fluxo de calor, $q_{M,s}$, como o coeficiente de sensibilidade, $\phi_{k,j}^{k,s}$, pode-se reescrever a Equação (4) como

$$T_{k,j} = T_{k,j}^* + \sum_{s=1}^J \phi_{k,j}^{k,s} (q_{M,s} - q_{M,s}^*) \quad (7)$$

Introduzindo-se a Equação (7) na Equação (2) e reescrevendo-a rearranjada obtém-se

$$\sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^J \sum_{s=1}^J \phi_{k,j}^{k,s} \phi_{k,j}^{k,l} q_{M,s} = \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^J (Y_{k,j} - T_{k,j}^*) \times \phi_{k,j}^{k,l} + \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^J \sum_{s=1}^J \phi_{k,j}^{k,s} \phi_{k,j}^{k,l} q_{M,s}^* \quad (8)$$

ou sob uma forma matricial

$$\mathbf{A}_M \times \mathbf{Q}_M = \mathbf{B}_M \quad (9)$$

onde

$$[\mathbf{A}_M]_{s,l} = \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^J \phi_{k,j}^{k,s} \phi_{k,j}^{k,l} \quad s, l = 1, 2, \dots, J \quad (10)$$

$$[\mathbf{Q}_M]_s = q_{M,s} \quad s = 1, 2, \dots, J \quad (11)$$

$$[\mathbf{B}_M]_l = \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^J (Y_{k,j} - T_{k,j}^*) \times \phi_{k,j}^{k,l} + \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^J \sum_{s=1}^J \phi_{k,j}^{k,s} \phi_{k,j}^{k,l} q_{M,s}^* \quad l = 1, 2, \dots, J \quad (12)$$

A solução do sistema de equações lineares, Equação (9) pode ser obtida através da aplicação de métodos iterativos, eliminação de Gauss, método de inversão de matrizes, dentre outros. Nesse trabalho, optou-se pela utilização do método de eliminação de Gauss (Rajaraman, 1983).

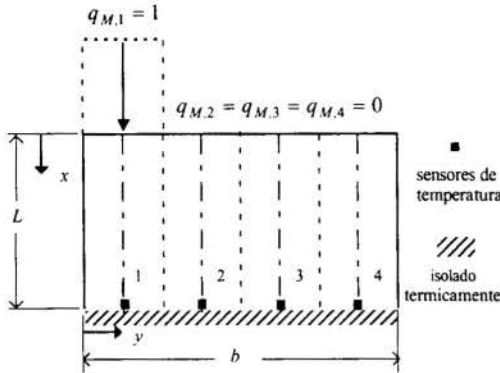


Figura 3: - Evolução de fluxo de calor em regiões definidas por blocos.

Os coeficientes de sensibilidade representam fisicamente a resposta do sistema a uma excitação unitária relacionada ao parâmetro a ser estimado. Nesse trabalho, os coeficientes de sensibilidade são obtidos resolvendo-se o problema térmico em função de um fluxo de calor unitário. Devido a linearidade da distribuição do problema, aplicou-se o princípio de superposição. O procedimento consiste na discretização de solução de fluxo de calor em segmentos constantes no espaço. Assim, aplica-se separadamente cada segmento de fluxo de

calor unitário na região discreta da superfície da ferramenta e verifica-se a influência desta excitação sobre todo o domínio (Figura (3)). Logo, $q_{M,1} = 1$ na região $j=1$ e $q_{M,2} = q_{M,3} = q_{M,4} = 0$ para as demais regiões. Este procedimento é repetido alternando-se o ponto de aplicação da excitação até que se tenha a solução completa do problema para todo domínio espacial e temporal.

Da Equação (7) verifica-se a necessidade de uma expressão que calcule a temperatura arbitrária, $T_{k,j}^*$. Observa-se através da definição dos coeficientes de sensibilidade que a temperatura numa localização discreta j é função de todas componentes de fluxo de calor. Nesse sentido, pode se calcular a distribuição de temperatura arbitrária em função do fluxo de calor arbitrário utilizando-se técnicas analíticas ou numéricas. Nesse trabalho, optou-se pelo uso de uma aproximação numérica do teorema de Duhamel proposta por Beck *et al.* (1985) para o caso unidimensional e estendida ao caso bidimensional. A aplicação desta expressão torna-se conveniente, uma vez que se aplica a problema lineares e fornece a temperatura em função das componentes de fluxo de calor. A aproximação numérica do teorema de Duhamel generalizada para a análise bidimensional (Lima, 1996) pode ser dada por

$$T_{k,j}^* = T_0 + \sum_{n=1}^k \sum_{s=1}^J q_{n,s}^* \Delta \phi_{k-n,j}^{k-n,s} \quad (13)$$

$$\Delta \phi_{i,j}^{i,s} = \phi_{i+1,j}^{i+1,s} - \phi_{i,j}^{i,s} \quad (14)$$

onde $n = 1, 2, \dots, k$, ou seja, que a temperatura arbitrária calculada no instante $k = N$ é uma função de todas as componentes de fluxo de calor desde o instante inicial $k = 1$ até o tempo final de cálculo N , e $s = 1, 2, \dots, J$, refere-se a variação espacial da evolução de fluxo de calor arbitrária.

A utilização do método de função especificada seqüencial pode ser resumida nos seguintes passos:

- i) Obtenção dos coeficientes de sensibilidade aplicando-se o método de diferenças finitas (Patankar, 1980) para todo o domínio do tempo;
- ii) Atribuição de uma forma funcional para $q(t, y)$ (Equação (3));
- iii) Minimização da função S (Equação (2));
- iv) Estimativa das componentes de fluxo de calor (Equação (9));
- v) Retenção da componentes de fluxo de calor $q_{M,j}$;
- vi) Adição de uma unidade ao índice M e repetição dos passos ii a vi até que se obtenha a evolução de fluxo de calor superficial para todo o domínio do tempo.

3. PROBLEMA TÉRMICO

Simulando-se a ferramenta é representada como uma placa plana (Figura (4)) de largura $L = 1,5 \times 10^{-2}$ m e comprimento $b = 1,0 \times 10^{-2}$ m, construída em aço, cujas propriedades térmicas são $k = 40,0$ W/(m°C) e $\alpha = 1,0 \times 10^{-5}$ m²/s e sob a qual se impõe uma evolução de fluxo de calor linear em $x = 0$ (face de corte). Em $x = L$ (face oposta) considera-se isolada termicamente e simula-se a presença de quatro sensores de temperatura dispostos de forma equidistante. Nas faces laterais ($y = 0$ e $y = b$), existe um meio convectivo $h = 20,0$ W/(m² °C). A formulação matemática para este problema térmico é dada por

$$\nabla^2 T(y, t) = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(y, t)}{\partial t} \quad (15)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = q(y, t) \quad (16)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=L} = 0 \quad (17)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = h(T - T_\infty) \quad (18)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=b} = h(T - T_\infty) \quad (19)$$

$$T(x, y, 0) = T_0, \quad t = 0 \quad (20)$$

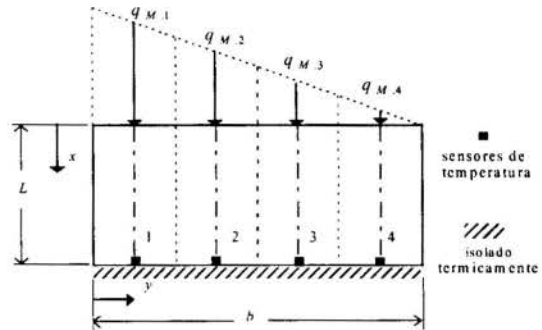


Figura 4: - Representação esquemática de uma evolução de fluxo de calor linear aplicada sobre a superfície de corte da ferramenta.

As temperaturas experimentais simuladas obtidas através da solução direta do problema térmico (Equações (15-20)) foram acrescidas de pequenas perturbações, isto é

$$Y(x, y, t) = T(x, y, t) + \varepsilon \quad (21)$$

onde ε é uma função erro aleatório com distribuição gaussiana que simula as incertezas presentes numa medição experimental. Observa-se nesse caso, que o valor ε situa-se na faixa $-0,25^\circ C < \varepsilon < 0,25^\circ C$, cujos valores são normalmente encontrados em medições de temperatura através do uso de sensores como termopares.

Para a obtenção das temperaturas experimentais simuladas quatro casos testes foram usados como fluxo de calor imposto

$$a) q = 5 \times 10^5 \quad [W / m^2] \quad (22)$$

$$b) q = 5 \times 10^5 y \quad [W / m^2] \quad (23)$$

$$c) q = 5 \times 10^4 t \quad [W / m^2] \quad (24)$$

$$d) q = 5 \times 10^4 y \cdot t \quad [W / m^2] \quad (25)$$

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

No caso **a**, fluxo de calor constante, verifica-se que o problema possui comportamento unidimensional em relação ao eixo y , uma vez que não existe variação do fluxo de calor imposto em $x = 0$. Os valores estimados aplicando-se o modelo proposto foram satisfatórios quando comparados com os valores exatos, isto é do fluxo de calor imposto (Figura (5)).

Para o caso **b**, o fluxo de calor imposto varia linearmente somente com a posição. A Figura (6) mostra a evolução de fluxo de calor estimada para cada localização dos sensores $j = 1,2,3,4$, num instante t qualquer.

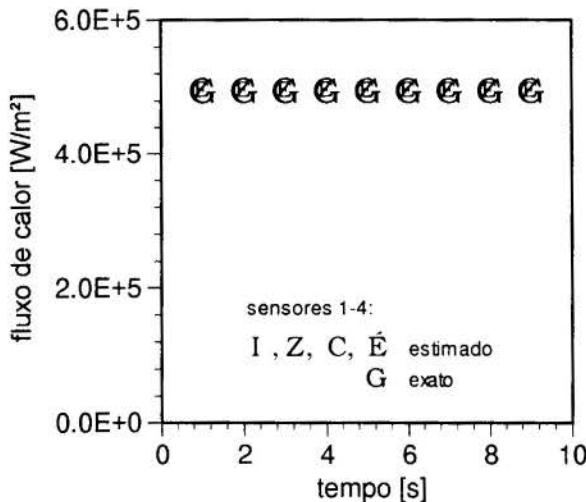


Figura 5: Evolução de fluxo de calor, caso a.

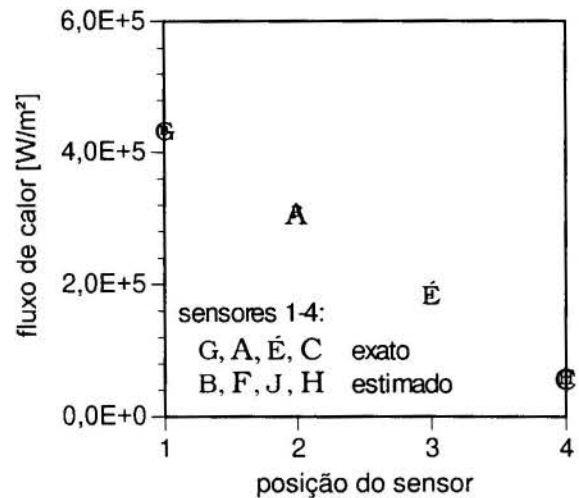


Figura 6: Evolução de fluxo de calor para qualquer instante, t , caso b.

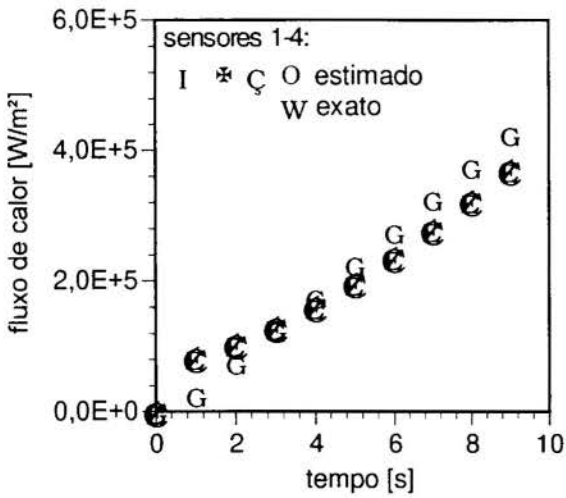


Figura 7: Evolução de fluxo de calor, caso c, $\Delta t = 1$ s.

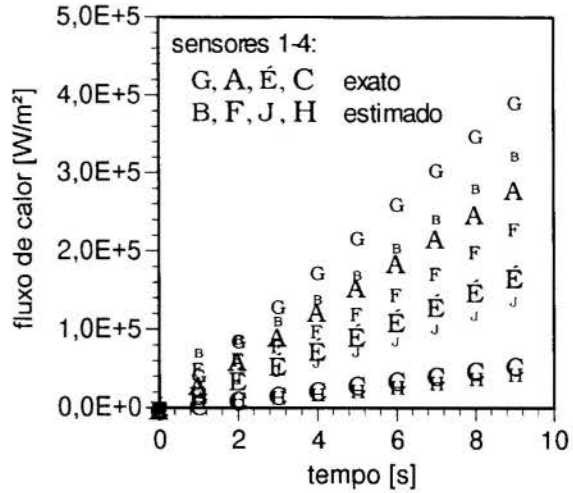


Figura 8: Evolução de fluxo de calor, caso d, $\Delta t = 1$ s.

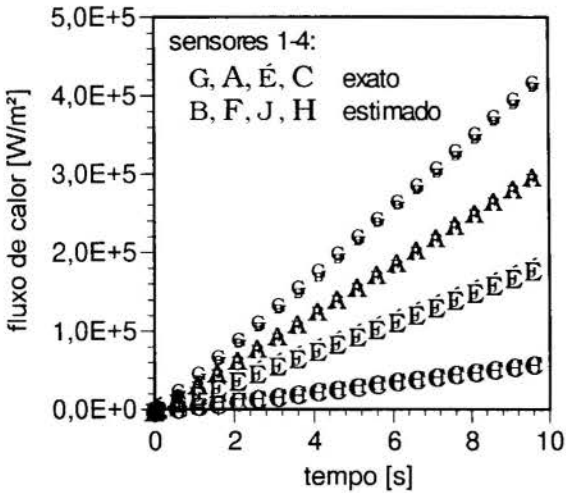


Figura 9: Evolução de fluxo de calor, caso d, $\Delta t = 0,1$ s.

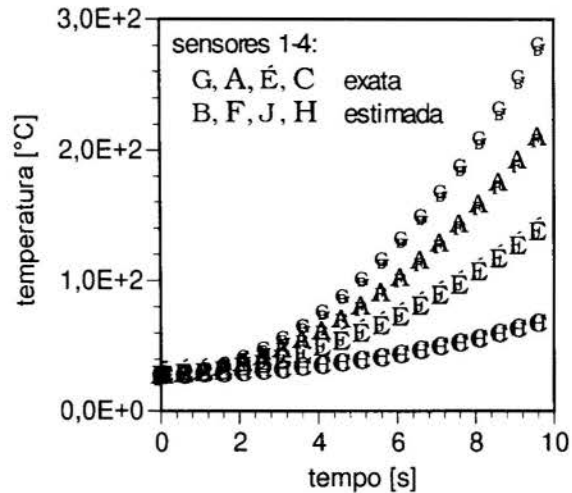


Figura 10: Evolução de temperatura, caso d, $\Delta t = 0,1$ s.

Observa-se na Figura (7) caso **c**, que existe alguma dispersão entre os valores estimados e esperados. Ou seja, a introdução da variação temporal no fluxo de calor imposto representa uma fonte de instabilidade nos resultados estimados se compararmos aos casos anteriores. Uma explicação para esse fato deve-se a natureza transiente do problema térmico e aos elevados gradientes de temperatura. Logo, o intervalo de tempo $\Delta t = 1$ s deve ser reduzido em busca de melhores resultados. Essa investigação é apresentada a seguir no caso **d**.

No caso **d**, para $\Delta t = 1$ s (Figura (8)), verifica-se uma pequena dispersão nos valores estimados em relação às componentes de fluxo de calor exatas. Na tentativa de se obter resultados mais precisos, reduziu-se o intervalo para $\Delta t = 0,1$ s. Verifica-se na Figura (9) uma sensível melhoria nos resultados obtidos. Uma justificativa para a otimização dos resultados com a redução do intervalo tempo se deve ao refinamento dos dados experimentais em relação ao tempo. Nesse caso, devido a característica transiente do fenômeno e ao procedimento seqüencial, os intervalos menores de medição permitem uma melhor correção nos fluxos de calor estimados. Uma vez estimado o fluxo de calor superficial (Figura (9)), pode-se obter a evolução de temperatura superficial em $x=0$ aplicando-se a solução direta dada pelas

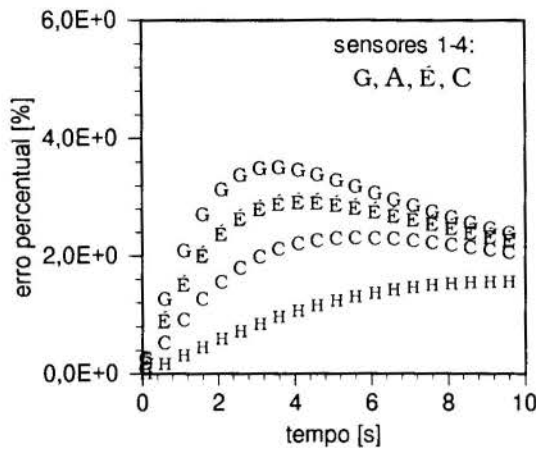


Figura 11: - Erros percentuais entre temperaturas experimentais simuladas e estimadas caso d, $\Delta t = 0,1$ s.

Equações-(15-20). Apresenta-se esses resultados na Figura (10).

Observa-se, que o erro percentual máximo entre as componentes de temperatura exata e calculada foi aproximadamente 3,6% no instante $t = 3$ s e posição 1. Nota-se ainda, que os erros percentuais tendem a estabilizar-se a valores próximos a 2%, como mostra a Figura (11).

5. CONCLUSÃO

Avaliando os resultados obtidos, verifica-se que a aplicação do método de função especificada seqüencial em problemas de usinagem apresenta-se como

uma poderosa técnica numérico-experimental, visto que, na análise bidimensional os resultados obtidos são estáveis e relativamente precisos. Ainda que a geometria da ferramenta e as condições de contorno do problema térmico tenham sido simplificadas este tipo de análise demonstra ser uma alternativa e promissora metodologia.

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BECK, J.V., BLACKWELL, B. & ST. CLAIR, C. R., *Inverse Heat Conduction, Ill-posed Problems*, Wiley Interscience Publication, New York, 1985.
- EU-GENE, N. G., *Measurement of Tool/Workpiece Interface Temperature When Turning Hardened Tool Steel with PCBN*, Final Year Project, The University of Birmingham, England, 1995.
- KURPISZ, K. & NOWAK, A. J., Applying BEM and the Sensitivity Coefficient Concept to Inverse Heat Conduction Problems, *Advanced Computational Methods in Heat Transfer*, vol.1, pp.17-20, 1990.
- LIMA, F. R. S., *Estudo de Técnicas de Problemas Inversos Bidimensionais: Aplicação em Processos de Usinagem*, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, 1996.
- LIN, J., Inverse Estimation of the Tool-work Interface Temperature in End Milling, *International Journal Mach. Tools Manufact*, vol.35, n.5, pp.751-760, 1995.
- LIN, J., LEE, S. & WENG, C., Estimation of Cutting Temperature in Speed Maching, *ASME Journal of Engineering Materials and Technology*, vol.114, pp.289-296, 1992.
- PATANKAR, S. V., *Numerical Heat Transfer*, Hemisphere, Washington, 1980.
- RAJARAMAN, V., *Computer Oriented Numerical Methods*, Prentice-Hall of India Private Limited, New Delhi, 1983.
- TRENT, E. M., Metal Cutting and the Tribology of Seizure: III Temperatures in Metal Cutting, *WEAR*, vol.128, pp.65-81, 1984.

Tema 25

Ebulição e Condensação



PAPER CODE: COB537

A MODEL FOR THE ICE CRYSTAL GROWTH IN LAMINAR FALLING FILMS

KAMAL A. R. ISMAIL & MUSA M. RADWAN

*Departamento de Engenharia Térmica e de Fluidos – FEM – UNICAMP Caixa Postal 6122,
CEP 13083-970 – Campinas (SP) – Brasil E-mail: kamal@fem.unicamp.br*

Abstract

A finite volume numerical code has been developed to numerically approximate the rate of ice crystal growth in a laminar falling film flowing down a cooled vertical plate. The governing energy equation contains the phase energy as the source term. Enhancement of heat transfer due to suspended ice crystals is accounted for in the use of effective values of thermal conductivity, viscosity, thermal diffusivity, and specific heat as function of volumetric concentration of ice crystals in the falling film. Nusselt numbers, overall heat transfer coefficients between the fluid and cooled plate, and ice crystal growth rate were calculated for different film thicknesses with and without axial diffusion. Nusselt numbers and ice crystal growth rate were found to be dependent on film thickness. Axial diffusion effects were found to be negligible for larger film thickness (large flowrate).

Keywords

Energy storage, heat transfer enhancement

1. INTRODUCTION

Recently phase change materials in particular ice have been used extensively in energy storage and control systems. The major attractive factors that make phase change material useful are high-energy storage density and small temperature variation. As a result a wide variety of applications have been suggested and implemented in practice. Over the past decade several techniques of utilizing phase change material in energy storage and thermal control systems have been investigated. In these techniques the phase change material is microencapsulated and suspended in a heat transfer fluid to form a phase-change slurry. With all the preliminary studies have concentrated on encapsulating the phase change material, as a heat transfer and storage medium, data for using phase change materials in a binary fluids without encapsulating them had received little attention. A numerical model to approximate the rate of ice crystal growth on a cooled vertical plate has been proposed by Stewart et al. to study the growth of ice particles suspended in a supercooled liquid film, by regarding them as equivalent heat sources, distributed uniformly in a water based solution. Fully developed fluid velocity was assumed in their analysis, the increase of particle size (concentration) and variable effective thermophysical properties of the slurry along the plate were considered. In their study, the effects of controlling parameters on heat transfer enhancement were also discussed. In this paper, the heat transfer characteristic of a laminar falling-film ice crystal growth on a cooled vertical plate including axial diffusion is studied numerically. The results are compared with those of Stewart et al.(1993) in which axial diffusion effects were assumed negligible.

2. FORMULATION AND NUMERICAL METHO -

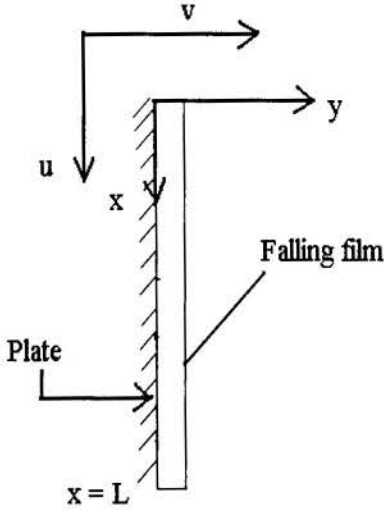


Fig. 1: Schematic of falling film model

The same physical model and assumptions as that proposed by Stewart et al.(1993) are being considered. Very briefly, the model considers the ice crystals as well-dispersed heat sources in the falling film. Heat is transferred from the suspended ice crystals to the super-cooled fluid and to the plate surface, and the subsequently generated solid phase (particle size increase) is maintained at the freezing temperature of the solution. The schematic diagram of the falling film and plate is shown in Figure 1. For a steady slow motion the liquid film surface remains parallel to the surface of the plate. In this case, the falling film thickness remains constant and capillary surface forces are not present (Levich 1962).

In the present study, the inlet temperature of the fluid was set at the initial freezing temperature of the solution (271 k°), and an axial diffusion term was included in the governing energy equation. Only the constant temperature condition on the cooled plate is considered here. Neglecting radiant and evaporative gains and losses, the governing equations and boundary conditions are:

The fully developed velocity profile (Levich 1962) is:

$$v_x = \frac{ghy}{\nu_e} \left(1 - \frac{y}{2h} \right) \tag{1}$$

where v_x is constant in the lengthwise x- direction and v_y , perpendicular to the plate in the y direction, is assumed to be negligible. The governing steady state energy equation is:

$$\rho c_e v_x \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_e \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_e \frac{\partial T}{\partial y} \right) + s \tag{2}$$

subject to the following boundary conditions:

$$T(x,0) = T_w, \tag{3}$$

$$T(0,y) = T_m = T_{in}, \tag{4}$$

$$k_e \frac{\partial T(x,h)}{\partial y} = h\infty (T(x,h) - T_\infty) \tag{5}$$

where, T_m and S , are the initial freezing point temperature of the mixture and phase change source term, respectively.

Equation 5 accounts for the convective heat transfer between the falling film and the surroundings. The effective bulk dynamic viscosity of the slurry is assumed to be a function of ice crystal volumetric concentration, C , (Stewart et al. 1993) as

$$\frac{\mu_b}{\mu_f} = (1 - C - 118C^2)^{2.5}, C \leq 0.45 \quad (6)$$

and the effective kinematic viscosity is defined as

$$v_e = \frac{\mu_b}{\rho} \quad (7)$$

where ρ is a constant fluid - ice density. The effective specific heat, c_e , is defined as the mass or volume averaged specific heats of the ice particles and fluid:

$$c_e = Cc_p + c_f(1 - C) \quad (8)$$

where c_p and c_f are the particle and fluid specific heats, respectively. The effective thermal conductivity, k_e , is related to the bulk fluid thermal conductivity by the relation

$$\frac{k_e}{k_b} = 1 + BCPe_p^m \quad (9)$$

where the constants, B and m , have the assigned values of 1.8 and 0.18, respectively, based upon the work of Sohn and Chen (1981) and Charunyakorn et al. (1990) for moderate to large Peclet numbers.

The source term, S , of equation 2 can be represented (Charunyakorn et al. 1990) as:

$$nQ_{\text{crystal}} = \rho h_{if} v_x \left(\frac{n\pi}{2} \right) d^2 \frac{\partial d}{\partial x} \quad (10)$$

$$\frac{\partial d}{\partial x} = \frac{2h_d(T_m - T)}{\rho h_{if} v_x} \quad (11)$$

The local concentration, C , is defined as

$$C = n \frac{\pi d^3}{6} \quad (12)$$

2.1 Solution methodology and model validation

Finally by defining the following dimensionless variables:

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{L}, & Y &= \frac{y}{h}, & D &= \frac{d}{h}, \\ V &= \frac{v_x}{v_{y=h}}, & \phi &= \frac{T - T_w}{T_{in} - T_w}, & \Gamma &= \frac{k_e}{k_b} \end{aligned} \quad (13)$$

Eqs. (1-5), equation 11, and equation 12 become

$$V = 2Y - Y^2 \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial X}(\rho V \phi) = \frac{\partial}{\partial X}(\eta \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X}) + \frac{L^2}{h^2} \frac{\partial}{\partial Y}(\eta \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y}) + \frac{\rho V c_f}{Ste c_e} \frac{\partial C}{\partial X} \quad (15)$$

$$\phi(X, 0) = 0 \quad (16)$$

$$\phi(0, Y) = 1 \quad (17)$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial Y} \right)_{Y=1} = \frac{h_\infty \cdot h}{\Gamma} (\phi_{Y=1} - \phi_\infty) \quad (18)$$

$$\frac{\partial D}{\partial X} = \frac{2 Ste L}{\rho V v_h h c_f} h_d (\phi_m - \phi) \quad (19)$$

$$C = \frac{n \pi h^3}{6} D^3 \quad (20)$$

where

$$\eta = \frac{1}{V_h \cdot L \cdot c_e}; \quad Ste = \frac{c_f (T_{in} - T_w)}{h_{if}}; \quad \Gamma = 1 + BC 2^m (Pe_f (1 - y))^m d^{2m} \quad (21)$$

$$S = \frac{\rho V c_f}{Ste c_e} \frac{\partial C}{\partial X}; \quad \frac{\partial C}{\partial X} = \left(\frac{n \pi h^3}{2} \right) D^2 \frac{\partial D}{\partial X} \quad (22)$$

The heat transfer coefficient, h_d , between the ice crystals and the fluid was determined using the natural convection correlation for spheres as a particle Nusselt number, Nu_p ,

$$Nu_p = 2 + 0.5 Ra_a^{0.25} \quad (23)$$

The local plate (wall) Nusselt number is defined as

$$Nu_x = \frac{h_x x}{k_f} \quad (24)$$

where, k_f , is the thermal conductivity of the fluid near the plate surface, since it is assumed that there are no ice crystals adjacent to the plate surface.

The local heat transfer coefficient is evaluated as

$$h_x = \frac{q_w}{T_w - T_{in}} \quad (25)$$

The heat transfer at the wall is defined as

$$q_w = \frac{k_f (T_w - T_{i,2})}{\Delta y} \quad (26)$$

where $T_{i,2}$ is the fluid temperature at the control volume next to the wall.

The overall heat transfer coefficient is calculated as

$$U = \frac{1}{L} \int_0^L h_x dx \quad (27)$$

The total mass of ice within the flow per width of plate at any instant is

$$m = \frac{\pi \rho}{6hL} \int_0^h \int_0^L (d_{ij}^3 - d_{in}^3) dx dy \quad (28)$$

The growth rate of ice crystal at any y location is calculated as

$$\dot{m} = \frac{(L1-1)\pi\rho}{6L} \left(\frac{W}{\Delta z} \right) \sum_{j=2}^{M1} (d_{L1}^3 - d_{1j}) v_{xj} \quad (29)$$

Since the source term in the governing energy equation, equation 15, is an implicit function of the slurry temperature, the axial and vertical coordinate, and ice crystal diameter distribution, no analytical solution exists and, therefore, a steady-state control-volume finite-difference approach described by Patankar (1981) was used to predict the dimensionless temperature, ϕ , from equation 15 and ice crystal diameter from equation 19 throughout the flow field at steady-state conditions. The solution was considered complete when the change in ϕ values upon subsequent iterations was less than 10^{-6} . In this solution methodology the discretized forms of equation (15) - (19) are obtained by applying the conservation laws over a finite control volume surrounding each grid node and integrating over the control volume. The harmonic mean of thermal conductivity is used at the control volume faces. The sequence of numerical calculations is identical to that used to solve conventional single-phase problems. The Coupling that exists between the energy and ice crystal diameter equations is accommodated through iteration, and under relaxation. Within the iterative scheme, equations (15) - (20) provide necessary descriptions of the temperature fields, as well as the ice crystal diameter distributions for the evaluation of the effective values of the thermal conductivity, thermal diffusivity, kinematic viscosity, and the specific heat. Supplementary numerical calculations performed on grids ranging from 20×20 to 75×75 suggested that satisfactory grid independence could be achieved using a 50×50 grid.

The film thickness in the y direction was taken as 0.5mm, 0.75mm, and 1.0mm corresponding to a Reynolds of 137, 451, and 1058, respectively. A constant plate length of 1.0 m was used for all simulations. The inlet diameter of each ice crystal, d_i , was 0.025mm to initialize the calculations. Assuming there are 2500 ice crystals for each 0.1mm of film thickness per $1m^2$ of plate surface area, there are 2.5×10^7 crystals per m^3 of film. The inlet temperature was set at the initial freezing point temperature of the solution ($271 K$) which corresponds to the initial concentration of ice crystals, but the freezing point temperature, T_m , decreases as the concentration of ice crystals increases during growth in the x- direction. At the film free surface (boundary), the heat transfer coefficient, h_∞ , was assumed as $10 w/m^2k$. The freezing (melting) temperature of the solution, T_m , is a function of ice crystals concentration (Burns et al. 1992). The relationship between ice concentration and freezing (melting) temperature of the solution was assumed as a polynomial relationship of the form

$$T_m = a_0 + a_1 C + a_2 C^2 \tag{30}$$

where the coefficients, a_i , are calculated from the phase diagram of NaCl-H₂O system (Fang et al. 1984). The continuum formulation and numerical results have been verified through comparison with Stewart et al. (1993) benchmark solution, for the special case of negligible axial diffusion, predictions of particle size and temperature distributions were indistinguishable from their solution. Further validation of the numerical code for diffusion dominated situations was achieved through agreement with the analytical solution of two-dimensional heat conduction problem of vertical plate with prescribed boundary conditions.

3. Results and discussion

The solutions are presented in terms of the local (wall) Nusselt number, particle Nusselt number, and local super-cooling with the flow for different film thickness.

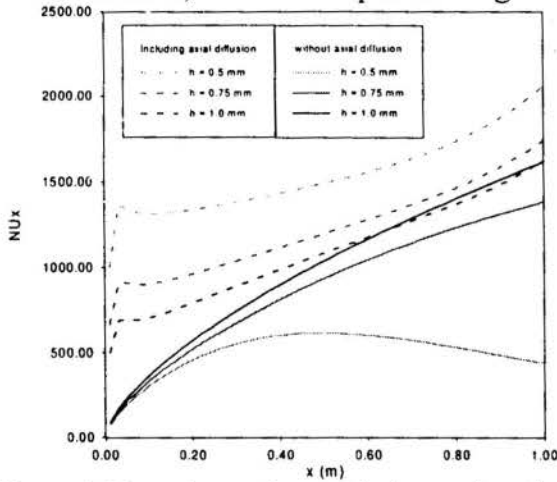


Figure 2-Nusselt number variation at the plate surface with plate length for three film thicknesses and Ste = 0.05, $d_{in} = 0.025$ mm

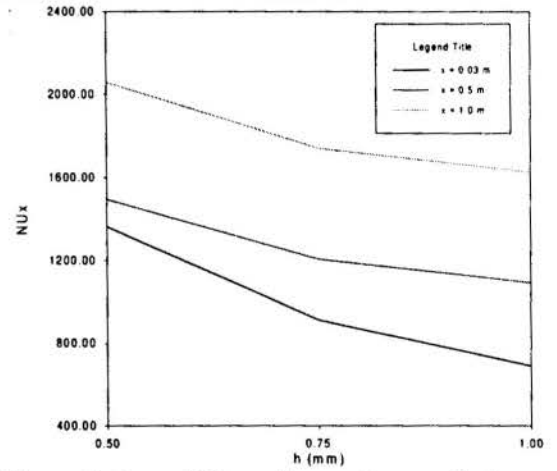


Figure3- Local Nusselt number variation at the plate surface with film thickness, h , at distances, x , from the top of the plate, for Ste = 0.05, $d_{in} = 0.025$ mm

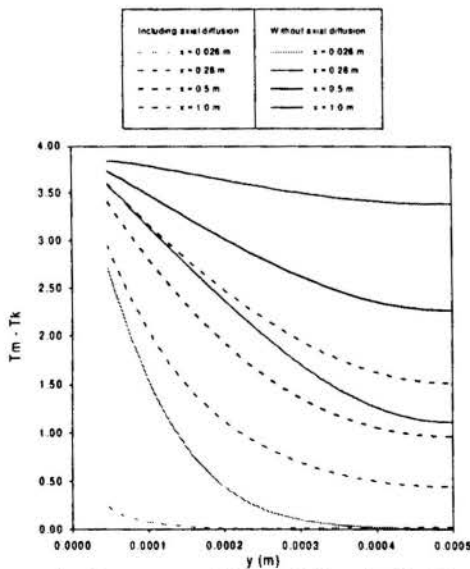


Figure 4- Super-cooling of the fluid, $T_m - T$, within the film thickness, y , at distances, x , from the top of the plate, for $h = 0.5$ mm, Ste = 0.05, and $d_{in} = 0.025$ mm

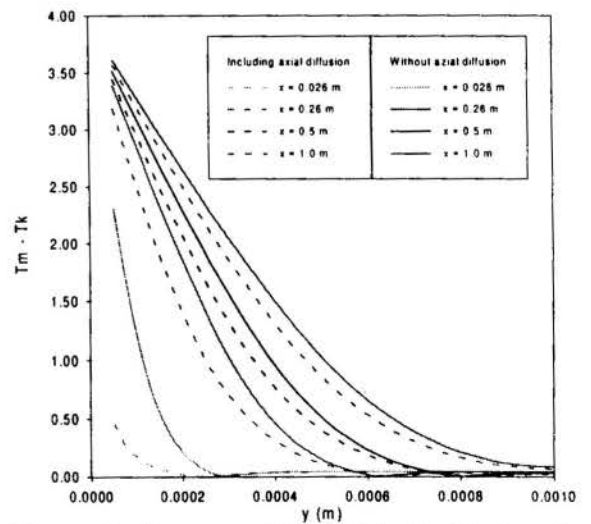


Figure 5- Super-cooling of the fluid, $T_m - T$, within the film thickness, y , at distances, x , from the top of the plate, for $h = 1.0$ mm, Ste = 0.05, and $d_{in} = 0.025$ mm

Figure 2 depicts the variation of local (wall) Nusselt number along the axial direction for constant plate temperature conditions. It is noted that; including the axial diffusion, the local Nusselt number increases with increasing distance along the plate, x , and decreases with increasing film thickness

Figure 3 shows the variation of local Nusselt number with film thickness at different film cross sections. As can be seen from figures 2 and 3, including the axial diffusion resulted in a higher Nusselt numbers (local heat transfer coefficient) specially for the 0.5 mm and 0.75 mm film thicknesses.

Figures 4 and 5 show the local super-cooling variation at different distance along the plate length. Axial diffusion effects result in reducing super-cooling of the fluid. This could be attributed to possible minor depression of freezing point temperature of the solution, it can also be seen that, axial diffusion effects are more pronounced in the 0.5 mm film thickness (small Peclet number).

Figures 6 and 7 depict the variation of ice crystal Nusselt numbers at different x -locations. Since particle Nusselt number is a function of both ice crystal diameter and super-cooling of the fluid, the calculated particle Nusselt numbers are smaller in the case of included axial diffusion.

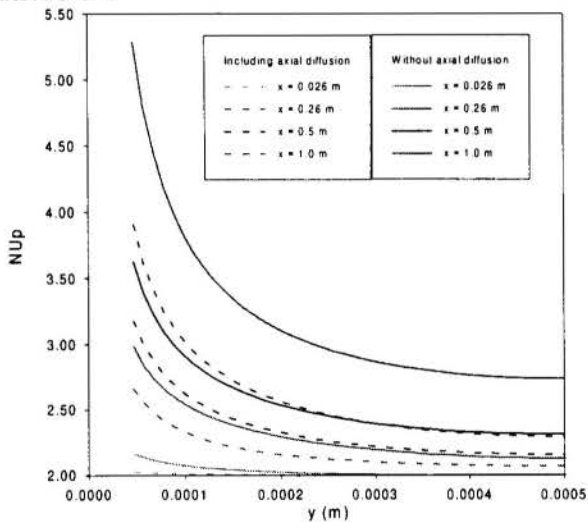


Figure 6- Ice crystal Nusselt number, Nu_p , within the film thickness, y , at distances, x , from the top of the plate, for $Ste = 0.05$, $h = 0.5$ mm, and $d_{in} = 0.025$ mm

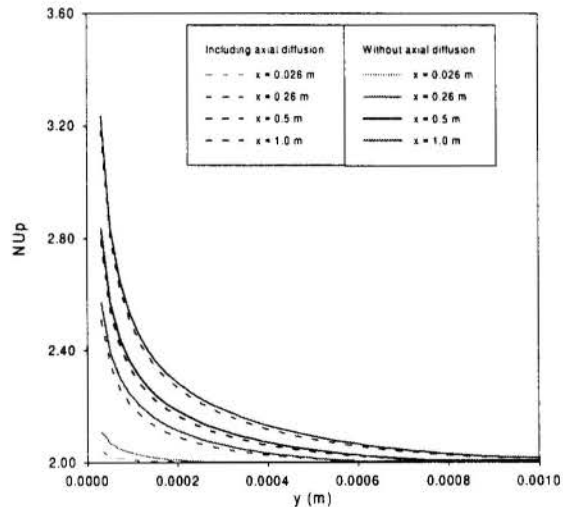


Figure 7- Ice crystal Nusselt number, Nu_p , within the film thickness, y , at distances, x , from the top of the plate, for $Ste = 0.05$, $h = 1.0$ mm, and $d_{in} = 0.025$ mm

CONCLUSION

A finite-volume numerical scheme was used to study ice crystal growth in a laminar falling-film down the surface of a cooled plate. For the special case of neglecting axial-diffusion in the governing energy equation, the results of the present model were indistinguishable from that of Stewart et al (1993). It is concluded that the effect of axial diffusion on the ice crystal growth and heat transfer of laminar falling film is only important in the range of film thickness 0.5 mm to 0.75 mm, say $h \leq 0.75$ mm. Beyond this value, the axial diffusion has less influential effect on the heat transfer results.

NOMENCLATURE -

A, B	constant coefficients	V	Dimensionless velocity
A	ice crystal surface area	V_{crystal}	ice crystal volume
b	velocity gradient	W	plate width
c	specific heat	x	vertical coordinate
C	ice volumetric concentration	y	perpendicular coordinate
D	dimensionless ice crystal diameter	z	horizontal coordinate
d	dimensional ice crystal diameter		
h	film thickness perpendicular to plate		
h_d, h_∞	heat transfer coefficients	Greek symbols	
h_{if}	latent heat of liquid solvent	α	thermal diffusivity
k	thermal conductivity	μ	dynamic viscosity
L	vertical height of falling film and plate	ν	kinematic viscosity
m	mass of ice	ρ	density
\dot{m}	rate of ice mass growth	ϕ	dimensionless temperature
n	number of ice crystal	Subscripts	
Nu	Nusselt number	b	Bulk value
Pe	Peclet number	d	Based upon diameter
Q	heat transfer per ice crystal	e	Effective value
q	heat transfer per unit time	f	Fluid
R_a	Rayleigh number	h	Value at film free surface
S	heat source Term	in	inlet value
Ste	Stefen number	m	Melting
t	time	P	ice crystal (particle)
T	Temperature	w	at the solid surface
U	overall heat transfer coefficient	∞	film free surface condition
v_x	dimensional velocity	Exponent	
		m	Constant

REFERENCES

- Burns, A.S. & Stickler, L.A. and Stewart, W.E. Solidification of an aqueous Salt Solution in a Circular Cylinder. *Asme Transactions. J. Heat Transfer* 114 pp 30-33 (1992).
- Charunyakorn, P. & Roy, S.K. Forced Convection Heat transfer in Microencapsulated phase change material Slurries, Flow in Circular ducts, *Int.J.Heat Mass Transfer*, 34, pp 819-832 (1990).
- Fang, L.J., Cheung, F.B., Linehan, J.H. & Pedersen, D.R. Selective Freezing of a Dilute Salt Solution on a Cold Ice Surface. *Journal of Heat Transfer* 106, pp 385-393 (1984)
- Goel, M., & Roy, S.K., Laminar Forced Convection Heat Transfer in Microencapsulated Phase-change material Suspension, *Int.J.Heat Mass Transfer*, 37, pp 539 -604 (1994).
- Levich, V. G. *Physiochemical Hydrodynamics*, Prentice-Hall, NJ. (1962)
- Patankar, S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1980.
- Stewart, W.E. & Stickler, L.A. An Approximate Numerical Model of Falling - Film Ice Crystal Growth For Cool Thermal Energy Storage, *Ashare Transactions Research* (1993).



PAPER CODE: COB271

CONDENSAÇÃO PELICULAR SOBRE TUBOS INCLINADOS ANISOTÉRMICOS / FILM CONDENSATION OVER ANISOTHERMAL INCLINED TUBES

FIGUEIREDO, ANTONIO MACDOWELL & ALDÉLIO BUENO CALDEIRA

Programa de Engenharia Mecânica, COPPE/UFRJ

CP 68.503 CEP 21.945 Rio de Janeiro

E-mail: amdjf@serv.com.ufrj.br

Abstract

A model is presented for the steady laminar film flow of a newtonian liquid condensing from a steady saturated vapor over the non-isothermal external surface of an inclined tube. The analysis results in a universal and non-dimensional semi-analytical solution in respect to Ra and Ja numbers and the duct inclination. The wall temperature variation must be given as a function of the angular position. Calculations are presented for a cosine local temperature distribution. The results are expressed in terms of the dimensionless local film thickness, local and averaged Nusselt numbers, and the temperature distribution parameter. The film thickness is found to depend significantly on the temperature non-uniformity, whereas the effect on the average Nusselt number depends on the intensity of this temperature variation.

Keywords

Inclined Tubes, Film Condensation, Condensation.

1. Introdução

O modelo clássico de Nusselt é a base de praticamente todas as análises do processo de condensação pelicular. O modelo tem sido extensivamente aperfeiçoado para atender a inúmeras situações cujas condições não são satisfeitas pelas hipóteses simplificadoras originais. Tais aperfeiçoamentos incluem genericamente as condições do vapor - quiescente ou em movimento, saturado ou superaquecido, mono- ou multi-componente; as condições do escoamento da película de condensado - laminar ou turbulento, com ou sem advecção de energia, mono- ou multi-componente; as condições interfaciais - efeito da tensão superficial, perturbações interfaciais, etc.; a geometria da superfície de condensação - placas planas ou curvas, dutos de seção circular ou elipsoidais, esferas, corpos axi-simétricos, aletas, etc.; a orientação da superfície em relação à direção do campo gravitacional - vertical, horizontal ou inclinada; e vários outros efeitos.

No presente trabalho, é investigado o efeito conjunto de duas condições que ocorrem frequentemente no processo de condensação sobre dutos cilíndricos, por exemplo, um tubo reto de seção circular constante: a inclinação do eixo do tubo em relação à direção do campo

gravitacional; a anisotermicidade da superfície de condensação. A primeira destas condições impõe um escoamento tridimensional ao líquido, caracterizado por uma ação gravitacional de intensidade axialmente constante, mas circunferencialmente variável. Esta situação pode ocorrer, por exemplo, se há interesse em aumentar a superfície de condensação por unidade de volume do condensador. A segunda condição decorre da ação de uma resistência térmica variável através da película, combinada ao processo utilizado para manter a superfície subresfriada em relação à temperatura de saturação nas condições vigentes de pressão.

Para dutos horizontais de perímetro anisotérmico, Memory & Rose (1991) apresentam uma solução analítica com seções circulares, enquanto Yang & Chen (1994) propõem uma solução semi-analítica para seções elípticas. A inclinação do eixo do tubo é objeto dos trabalhos de Fieg & Roetzel (1994) e Karimi (1977), que estabelecem soluções para dutos isotérmicos de seção elíptica e circular, respectivamente, analítica e numérica. Caldeira (1997) reúne estas condições numa mesma análise. O objetivo principal destes trabalhos, é verificar alterações sobre o comportamento do coeficiente de transferência de calor em relação às situações convencionais de tubos isotérmicos de eixo vertical ou horizontal.

2. Modelo

O sistema analisado está representado na Figura 1. O eixo de um tubo reto com seção circular de raio R alinha-se à direção x , inclinada de um ângulo $\pi/2 - \psi$ em relação à direção vertical. O ângulo θ mede a distância angular, a partir da linha dorsal superior. O campo gravitacional é suposto constante e com intensidade g . O tubo atravessa um meio infinito onde há vapor saturado de uma substância simples, em repouso. A temperatura da superfície do duto varia ao longo da circunferência, mantida sempre inferior à temperatura do vapor. Esta diferença de temperatura provoca a condensação do vapor.

O condensado assume a forma de uma película escoando sobre a superfície do tubo. Devido à inclinação do eixo, o escoamento é tridimensional, sendo decomposto nas direções x , axial, y , normal, e z , perimetral, esta referida à seção transversal, expressa também pela distância angular θ . Os vetores unitários destas direções são \vec{i} , \vec{j} e \vec{k} , respectivamente. A espessura local da película é $\delta(x,z)$.

Os processos termo e fluidodinâmicos em ambas as fases e na sua interface devem satisfazer os princípios gerais de conservação.

Para consideração das equações de balanço de massa, quantidade de movimento e energia, são feitas algumas hipóteses relativas às características do sistema, às condições do processo e ao comportamento termomecânico dos fluidos e da interface:

- h1. O processo ocorre em regime permanente;
- h2. O vapor permanece estagnado, em repouso;
- h3. Próximo à interface, o vapor é seco e mantém-se à temperatura constante e uniforme;
- h4. A temperatura da interface é a de saturação correspondente à pressão local do vapor;
- h5. Os fluidos são incompressíveis;
- h6. O comportamento reológico do líquido é newtoniano;
- h7. O comportamento térmico do líquido é de Fourier;
- h8. A viscosidade dinâmica e a condutividade térmica do líquido são constantes;
- h9. O vapor não oferece resistência viscosa ao escoamento do condensado;

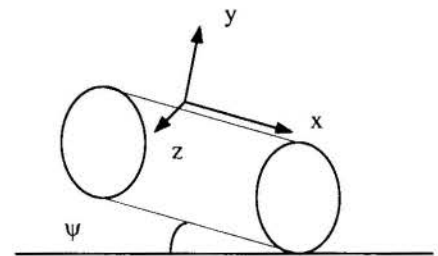


Figura 1

- h10. O escoamento do condensado não é acelerado;
- h11. O escoamento do condensado é laminar;
- h12. Não há dissipação viscosa no escoamento do condensado;
- h13. Não há efeito advectivo de energia interna no escoamento do condensado;
- h14. Não há condução de calor axial e perimetral na película de condensado;
- h15. A espessura da película de condensado é muito menor que o raio do tubo;
- h16. A curvatura da superfície da película é pequena, tornando desprezível a influência da tensão superficial.

2.1 Vapor

Aplicando as hipóteses h1, h2 e h3, resulta para as equações de balanço do vapor:

$$0 = \rho_v \bar{g} - \nabla p_v \quad , \quad (1)$$

onde ρ denota a massa específica, p a pressão, \bar{g} o vetor aceleração da gravidade e ∇ o operador gradiente. O subscrito v refere-se ao vapor.

2.2 Líquido

Considerando as hipóteses h1, h5, h6, h7, h8, h10, h11, h12 e h13, as equações de balanço para o condensado ficam reduzidas a:

$$0 = \nabla \cdot \rho \bar{u} \quad , \quad 0 = \rho \bar{g} - \nabla p + \mu \nabla \cdot \nabla \bar{u} \quad \text{e} \quad 0 = k \nabla^2 T \quad . \quad (2a-c)$$

Em adição à simbologia já definida, \bar{u} denota o vetor velocidade, μ a viscosidade cinemática e k a condutividade térmica. A ausência de subscrito assinala variáveis e propriedades do líquido.

2.3. Análise Fluidodinâmica

Para determinar o fluxo de condensado, é necessário recorrer à conservação da massa na interface e em qualquer seção transversal da película. A hipótese h15 permite expressar as equações (1) e (2) em termos de coordenadas retangulares. Em particular, sendo \vec{j} o vetor unitário na direção y , normal à superfície do tubo, o fluxo mássico de condensado por unidade de área interfacial é calculado através do perfil de velocidade, $\bar{u} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$, obtido pela integração da equação do movimento. Para o termo de cisalhamento, a hipótese h15 permite adotar as simplificações características dos modelos de camada limite (Caldeira, 1997). As condições de contorno expressam a aderência do líquido à parede do tubo e a ausência de resistência viscosa na interface, hipótese h9:

$$y = 0 \quad : \quad \bar{u} \cdot \vec{i} = u = 0 \quad , \quad \bar{u} \cdot \vec{k} = w = 0 \quad , \quad (3)$$

$$y = \delta(x,z) \quad : \quad [(\nabla \bar{u}) \cdot \vec{j}] \cdot \vec{i} = 0 \quad , \quad [(\nabla \bar{u}) \cdot \vec{j}] \cdot \vec{k} = 0 \quad . \quad (4)$$

Da solução da equação (2b), resultam os perfis de velocidade

$$u = \frac{\rho g_x}{\mu} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho}\right) \left(\delta y - \frac{1}{2} y^2\right) \quad \text{e} \quad w = \frac{\rho g_z}{\mu} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho}\right) \left(\delta y - \frac{1}{2} y^2\right). \quad (5a-b)$$

As velocidades médias são, respectivamente,

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u dy = \frac{1}{3} \frac{\rho g_x}{\mu} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho}\right) \delta^2 \quad \text{e} \quad \bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w dy = \frac{1}{3} \frac{\rho g_z}{\mu} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho}\right) \delta^2. \quad (6a-b)$$

A condensação na interface provoca uma variação do fluxo mássico na película, dada por

$$d\dot{m} = \frac{\partial \dot{m}_x}{\partial x} dx + \frac{\partial \dot{m}_z}{\partial z} dz \quad (7a)$$

$$d\dot{m} = \frac{\partial \rho \bar{u} \delta}{\partial x} dx dz + \frac{\partial \rho \bar{w} \delta}{\partial z} dz dx \quad (7b)$$

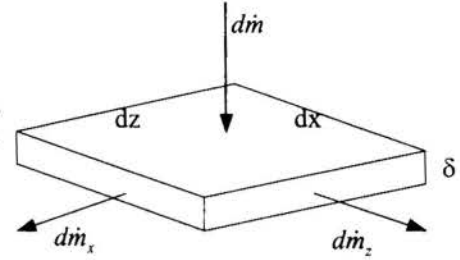


Figura 2

2.4. Análise Termodinâmica

A intensidade do processo de condensação depende da resistência térmica à transferência de energia através da película, representada pela equação (2c). Para sua resolução, faz-se uso da hipótese h14. Suas condições de contorno, hipóteses h3 e h4 são:

$$y = 0 \quad : \quad T = T_0(\theta) \quad , \quad y = \delta(x,z) \quad : \quad T = T_i = T_{\text{sat}}(p_v) \quad , \quad (8a-b)$$

onde $T_0(\theta)$ é a temperatura da superfície do tubo, especificada adiante. Resulta

$$q = -k \frac{dT}{dy} = \frac{k}{\delta} (T_i - T_0) = \frac{k}{\delta} \Delta T = h \Delta T \quad , \quad (9)$$

onde é introduzido o coeficiente local de transferência de calor $h = k/\delta$. O fluxo de calor que atravessa a película, da interface para a parede, provem da energia liberada pela condensação do vapor, ou seja,

$$q dx dz = h_{lv} d\dot{m} \quad , \quad (10)$$

onde h_{lv} representa a entalpia específica de mudança de fase líquido-vapor. As análises fluido e termodinâmicas são agora acopladas mediante as equações (6), (7), (9) e (10), resultando

$$\frac{4\mu}{\rho^2 \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho}\right)} \frac{k\Delta T}{h_{lv}} = g_x \frac{\partial \delta^4}{\partial x} + g_z \frac{\partial \delta^4}{\partial z} + \frac{4}{3} \delta^4 \frac{\partial g_z}{\partial z} \quad , \quad (11)$$

$$g_x = g \sin \psi \quad , \quad g_z = g \cos \psi \sin \theta \quad , \quad dz = R d\theta \quad . \quad (12a-c)$$

Aqui, a componente axial da aceleração da gravidade é constante. Sob a condição $\Delta T = \text{cte.}$, para tubos verticais, $\psi = \pi/2$ e $g_x = 0$, ou tubos horizontais, $\psi = 0$ e $g_x = 0$, a equação (11) conduz às soluções clássicas de Nusselt. Para o caso geral em que a superfície do tubo é anisotérmica, tem-se (Memory & Rose, 1991; Yang & Chen, 1994)

$$\Delta T = \Delta \bar{T} F(\theta) \quad , \quad \Delta \bar{T} = T_i - \bar{T}_o \quad , \quad F(\theta) = 1 - A \cos \theta \quad . \quad (13a-c)$$

A função $F(\theta)$ reproduz a informação experimental disponível, segundo a qual o variação da temperatura da parede pode ser representada com uma oscilação no entorno doseu valor médio \bar{T}_o . Verifica-se que o valor do coeficiente A depende fortemente da razão entre os coeficientes de transferência de calor nas superfícies interna e externa do tubo, cuja natureza não é considerada neste trabalho.

2.5 Adimensionalização e Comparação de Efeitos

A equação (11) é reconfigurada, considerando os parâmetros e variáveis adimensionais:

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{x}{R \operatorname{tg} \psi} \quad , \quad \zeta = \frac{z}{R} \quad , \quad D = 1 - \frac{\rho_v}{\rho} \quad , \\ \operatorname{Pr} &= \frac{\mu c_p}{k} \quad , \quad Ja = \frac{c_p \Delta \bar{T}}{h_{lv}} \quad , \quad Ra = \frac{\rho^2 D g R^3}{\mu^2} \operatorname{Pr} \quad , \\ \Lambda &= \frac{\delta}{R} \quad , \quad \Gamma = \frac{Ra}{Ja} \Lambda^4 \cos \psi \quad , \quad Nu = \frac{hR}{k} \quad . \end{aligned} \quad (14a-i)$$

A espessura adimensional da película Λ depende dos números adimensionais de Jacob, Raleigh e Bond e do parâmetro de massa específica D. A orientação do eixo do tubo determina a intensidade da ação gravitacional. O coeficiente adimensional de transferência de calor é o número de Nusselt, Nu . Procedendo à adimensionalização, resulta a equação diferencial parcial linear de primeira ordem para a espessura da película $\Gamma(\chi, \theta)$,

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial \chi} + \frac{\partial \Gamma}{\partial \theta} \operatorname{sen} \theta + \frac{4}{3} \Gamma \cos \theta - 4F(\theta) = 0 \quad , \quad (15)$$

que deve ser resolvida numericamente para as condições de contorno:

$$\Gamma(0, \theta) = 0 \quad \text{e} \quad \Gamma(\chi, 0) = 3F_{(\theta=0)} \left(1 - e^{-\frac{4}{3}\chi} \right) \quad . \quad (16a-b)$$

A primeira condição corresponde ao início do processo de condensação, se a temperatura da superfície do tubo passa a ser $T_0 < T_i$ a partir da seção $\chi = 0$. A segunda condição de contorno decorre da aplicação da condição de simetria $\partial \Gamma / \partial \theta = 0$ à equação (15), em $\theta = 0$, ou seja, ao longo da linha dorsal superior. A solução da equação (15) é, então,

$$\Gamma = 4 \text{sen}^{-4/3} \theta \left[\int_{\theta^*}^{\theta} \text{sen}^{1/3} \theta d\theta - \frac{3}{4} (\text{sen}^{4/3} \theta - \text{sen}^{4/3} \theta^*) \right] \quad (17a)$$

$$\theta^* = 2 \text{arctg} \left(\frac{1}{e^{\chi}} \text{tg} \frac{\theta}{2} \right) \quad (17b)$$

Determinada a espessura da película, pode-se calcular o número de Nusselt local

$$\left(\frac{Ja}{Ra} \cos \psi \right)^{1/4} Nu(\chi, \theta) = \frac{1}{\Gamma^{1/4}} \quad (18)$$

enquanto o número de Nusselt médio sobre a superfície do tubo é dado por

$$\left(\frac{Ja}{Ra} \cos \psi \right)^{1/4} Nu_m(\chi, \theta) = \frac{1}{\chi} \frac{1}{\theta} \int_0^{\chi} \int_0^{\theta} \frac{1}{\Gamma^{1/4}} d\theta d\chi \quad (19)$$

4. Resultados

O modelo desenvolvido apresenta uma formulação universal se a parede do tubo é mantida isotérmica. Para esta condição, a Figura 3 mostra o perfil da película em sucessivas posições axiais do tubo. Na dorso superior, a espessura mantém-se praticamente inalterada, ou seja, o fluxo mássico tende a escoar na direção circunferencial. Na parte inferior, a evolução das curvas mostra a ação da gravidade: o acúmulo de condensado leva ao rompimento da película. Na Figura 4, é mostrada a influência da variação de temperatura sobre a película, numa posição axial onde há que da da película. É significativo o crescimento da espessura quando a temperatura da superfície decresce. Próximo ao topo do tubo, este efeito aumenta a intensidade da condensação, sobrepujando o efeito negativo que teria uma maior resistência térmica na película. Este efeito é corroborado na Figura 4, que mostra o número de Nusselt médio.

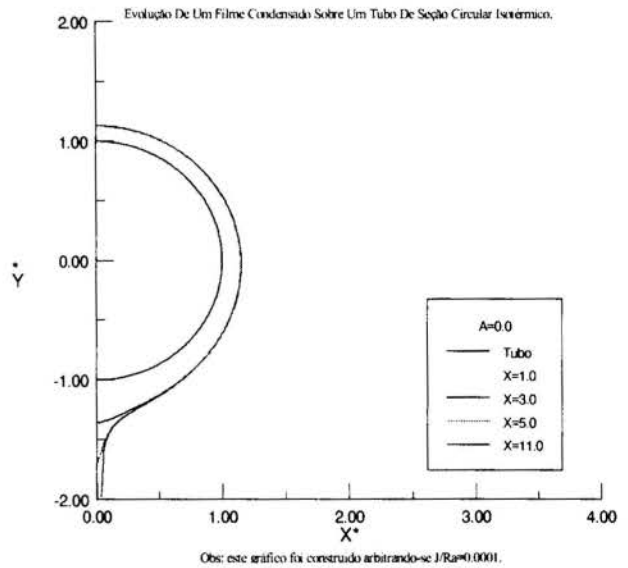


Figura 3

A não uniformidade da temperatura não é signicatica na faixa A = 0,0 a 0,5. Quando A → 1, praticamente não há condensação no dorso superior do tubo. Os altos valores do número de Nusselt devem-se a uma resistência térmica muito reduzida.

5. Conclusão

O modelo formulado para o processo de condensação pelicular é universal em relação à inclinação do tubo e permite levar em conta a variação da temperatura da superfície de condensação no cálculo do coeficiente médio de transferência de calor. Os resultados foram

obtidos para uma variação cossenoidal em torno da temperatura média da superfície. Os resultados evidenciam que há significativa influência desta variação para altos valores do parâmetro A que, se não considerada, tende a subestimar o valor do coeficiente médio de transferência de calor.

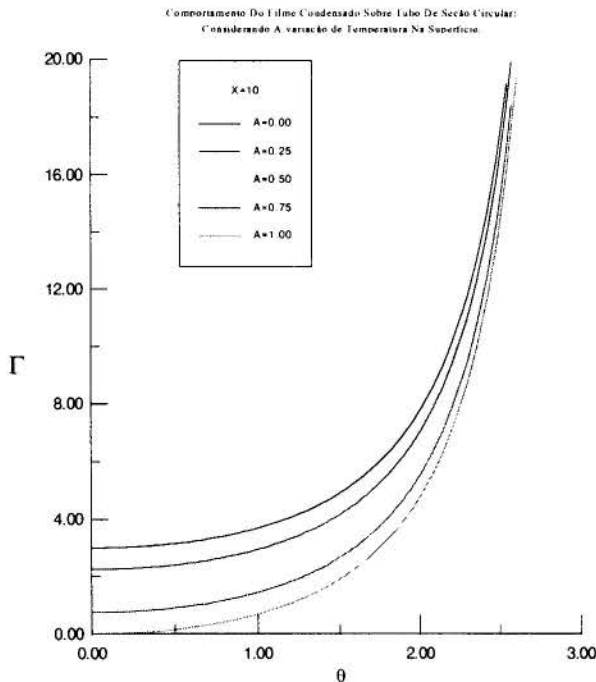
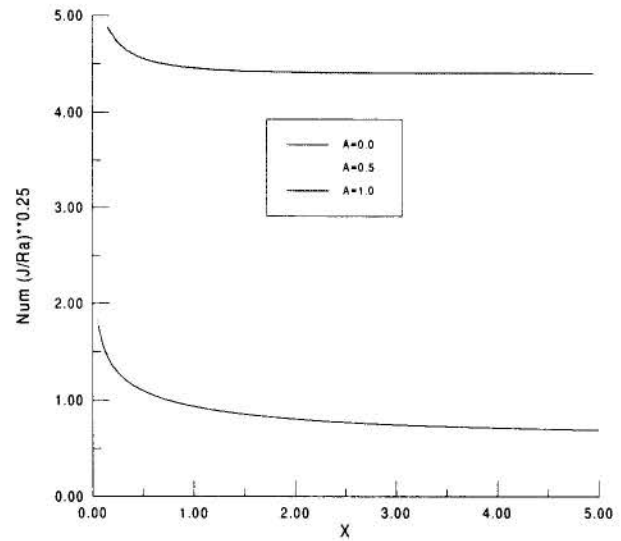


Figura 4



Número de Nusselt médio em função da posição axial.

Figura 5

6. Bibliografia

CALDEIRA, A.B. (1997) *Efeito da Tensão Superficial sobre a Condensação Pelicular em Dutos Inclinação de Seção Arbitrária e Superfície Anisotérmica*, Dissertação, MSc, COPPE/UFRJ [em preparação].

FIEG, G.P. & ROETZEL, W. (1994) Calculation of Laminar Film Condensation in/on Inclined Elliptical Tubes, *Int.J.Heat Mass Transfer*, 37, 4, 619.

KARIMI, A. (1977) Laminar Film Condensation on Helical Reflux Condensers and Related Configurations, *Int.J.Heat Mass Transfer*, 20, 1137.

MEMORY, S.B. & ROSE, J.W. (1991) Free Convection Laminar Film Condensation on a Horizontal Tube with Variable Wall Temperature, *Int.J.Heat Mass Transfer*, 34, 11, 2775.

YANG, S.A. & CHEN, C.K. (1994) Laminar Film Condensation on a Horizontal Elliptical Tube with Variable Wall Temperature, *J. Heat Transfer*, 116, 11, 1046.



PAPER CODE: COB247

TURBULENT WAKE OF AN AXISYMMETRIC BLUFF BODY

PHILIPPE P. M. MENUT[†], JOEL DELVILLE[‡] & JACQUES BORÉE

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, ENSEEIHT-INPT-URA CNRS 005, Allée C. Soula, 31400 Toulouse, France.

(†)Present address: Mechanical Engineering Program - PEM / COPPE / UFRJ, CP 68503, CEP 21945-970, Rio de Janeiro, Brazil.

(‡)CEAT / LEA - CNRS 191 - Université de Poitiers, 43 rue l'Aérodrome, 86036 Poitiers, France.

Abstract

This work deals with the aerodynamic behaviour of new wind sensor balloons which are to be used to evaluate with high precision the atmospheric conditions before Ariane V launches. Due to the high complexity of the system, we undertook an experimental analysis of a model situation. The diagnostic methods used involved global and local detection by hot wire measurement techniques. The Strouhal number of the vortex shedding remains around 0.2 even in a three-dimensional axisymmetric configuration. A spatio-temporal correlation analysis of the data and the application of the POD reveals a strong influence of the drag transition over the near wake. The periodic component of the near wake shows, in the subcritical range, a high level of coherence which strongly decreases over the transition. The coupling of these results with the shape evolution contribute to a better knowledge and control of the stability in high altitude of these new balloons.

Keywords

Axisymmetric bluff body, Turbulent wake, Transition, Coherent structures, Hot wire measurement.

1. INTRODUCTION

The atmospheric conditions that precede launches of the European Ariane Rocket are currently evaluated with wind sensor balloons. These balloons are known to have a high level of aerodynamic instability, so that a new type of balloon, the "Rubsonde", had to be developed to be used with future Ariane V launches.

Several works have detected the dynamic instability of wind sensor balloons. The Rubsonde balloons, developed by the CNES (Centre National d'Études Spatiales, France) are very stable in low atmosphere, but the data processing of horizontal velocities measured in live test conditions has allowed Barat & Cot (1993) to identify a balloon dynamic instability associated to the ascension motion. This instability increases steeply above a certain altitude.

Calvert (1967), Flemmer & Banks (1986), Monkewitz (1988) and numerous other authors define a transition regime for various axisymmetric bluff bodies at critical Reynolds numbers¹ ranging from 10^5 to 2.10^5 . This range includes the critical Reynolds number that corresponds to the altitude where the perturbations impinged on the balloons increase. The dynamic instability of the balloon is weak in atmosphere conditions corresponding to the super-critical regime. After a transition to the subcritical regime, the instabilities increase strongly. This

¹ $Re = U.d / \nu$ with, U = up-wind velocity, d = reference length and ν = air kinematic viscosity.

analysis and the verification that the transition regime occur due to an aerodynamic effect were presented in Menut (1994) and Menut (1995).

The motion instability presents a significant periodic component clearly linked to the periodic movement of the wake. The aim of this study is to carry out an analysis of the periodic structures of the wake and, in particular, of the strong effects of the transition on the wake. The two-dimensional wake of a bluff body is known to have embedded in its structure the so-called Kármán street, whose vortical structures are originated by a Kelvin-Helmholtz type instability. In the case of an axisymmetric wake, the shape of the vortical structures is much more difficult to be identified. Tombazis & Bearman (1997) verified that the concept of a universal Strouhal number² holds even in their three-dimensional configuration flow. Cannon & Champagne (1991) studied the far wake behind porous discs with a hot wire rake. The structures were shown to have an helicoidal shape with azimuthal modes +1 and -1.

The Strouhal number remains relatively constant and around 0.2 over a large portion of the Reynolds numbers range including the range used in this study. The transition process does not change this value. Moreover, the transition is usually detected by a variation of the drag coefficient, which sharply decreases for a variety of bluff bodies. In Menut (1994), the transition of the flow over a balloon model was detected to be around $0.8 \cdot 10^5$ to 10^5 and the drag coefficient dropped from 0.8 to 0.2. Here, we concentrate on the study of the near wake of an elongated axisymmetric bluff body and on the effect of the transition. The investigation is realised by the way of two different wind tunnel devices. We detect the transition and study the frequency shape of the wake in a large wind tunnel of the I.M.F.T. (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Toulouse, France). The spatial shape of the near wake and the coherence level of the organised motion are investigated in a wind tunnel of the C.E.A.T. (Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques, Université de Poitiers, France).

2. EXPERIMENTAL SET-UP

2.1 Wind tunnel of the I.M.F.T.

This installation was used because its large dimensions allow measurements well over the transition regime. The Eiffel wind tunnel of the I.M.F.T. offers an open test section, 2.20 m diameter and 1.90 m length. It is provided with an aerodynamic six components balance with shaped tough masts. The wind tunnel and the instrumentation have been fully described by Menut (1995). Two cylindrical balloon models were used in order to reach subcritical and super-critical regimes. The aspect ratio (L/d) of the models is 3. The Reynolds number attains $1.5 \cdot 10^5$ with a 25 cm diameter Plexiglas model and $6 \cdot 10^4$ with a 10 cm diameter wood model. The hot wire anemometry acquisition chain consists on DANTEC 55P11 probes, home made anemometers and analog filters.

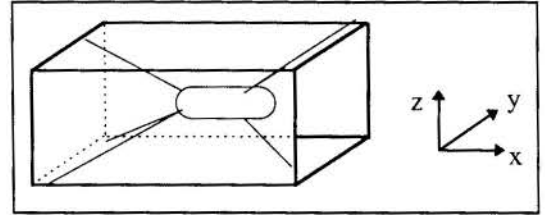
2.2 Wind tunnel of the C.E.A.T.

A deeper investigation of the three-dimensional axisymmetric turbulent wake needed the hot wire rake experimental installation of the C.E.A.T. This centre devised a specific technique for hot wire rake measurements. The technique allows the simultaneous measurement of 48 velocity profiles. The installation consists of an open-circuit wind tunnel with test section of 30 cm^2 cross section area and length of 1.7m. The Plint and Partner wind tunnel and the instrumentation have been fully described by Delville (1994). The tunnel has a

² $St = f \cdot d / U$ with, f = frequency of the periodic phenomenon, d = reference length and U = up-wind velocity.

feed back control for the flow rate. The ceiling and floor of the test section can gradually diverge downstream to remove the streamwise pressure gradient associated with the wall boundary-layer growth. The room where the tunnel is sited is thermally controlled with a tolerance of 0.5°C . This prevents any thermal deviation of the hot wire anemometry measurements. A traversing system with stepper motors allows the sensors to be accurately moved in all three directions. The instrumentation of the tunnel, anemometry and traversing system are assisted by computer.

The balloon model is a 5cm diameter cylinder with 15cm overall length, hemispherical front and rear parts. We opted to maintain the model in position with 6 pairs of fine stainless steel wires of 0.1mm diameter. Three pairs of wire maintain the front of the model in position, whereas the remaining three others maintain the rear part. The wires are placed so that the central horizontal plane - the one to be studied - in the wake of the model is not perturbed by the wakes emanating from the wires. The alignment of the model within the flow and the verification of the weak influence of the wire wakes on the measurements are described in Menut (1995).



2.2.1 Instrumentation

The home made hot wire rake is an electronic board on which sixteen hot wires are fitted keeping 0.69cm apart each other. The $5\mu\text{m}$ wires were made in the laboratory. They are connected to T.S.I. modular anemometers. The acquisition data set chain is fully assisted by computer. The chain, in the CAMAC standard, consists of an analog filter, two Analog / Numeric converters, a 512 k tampon memory and a controller CAMAC/IEEE488. The acquisition system separates the mean and fluctuating values of the signal in order to obtain the best resolution. This is achieved by the use of a watch signal system which controls, in real time, the level of the fluctuations and sends the optimal value of the gain to the calculator. The best sampling dynamics is then assumed for the acquisition of the mean and fluctuating values. The acquisition parameters are listed in Table 1.

Table 1: Acquisition parameters

Number of realisations	8
Number of points	32768
Acquisition frequency	20 kHz
Flow velocity	15.5 - 39 m/s
Reynolds number	$0.52 \cdot 10^5$ - $1.3 \cdot 10^5$
Position x/d	3 - 4 - 5 - 6 - 7 - 8

3. RESULTS

The occurrence of transition was assessed through a visualisation of the flow on the walls of the model. In test conditions, the flow had to remain attached on the model for the supercritical regime and to separate for the subcritical regime. Through statistical analysis, the Gaussian shapes of the downstream velocities on the horizontal central plane wake for various downstream positions were also checked.

3.1 Kelvin-Helmholtz instability

We firstly discuss about the instability occurrence of the wake in the two regimes from the results of the I.M.F.T. wind tunnel installation. Figures 1 and 2 present longitudinal velocity spectra profiles for $x/d = 3$ ($\text{Re} = 0.6 \cdot 10^5$) and $x/d = 2$ ($\text{Re} = 1.5 \cdot 10^5$) versus the

Strouhal number. We observe a Strouhal number around 0.2 for the periodic component of the axisymmetric wake. These results are in good agreement with those of Achenbach (1972) for a sphere, of Calvert (1967) for a circular cylinder, a cone or a disc, and of Monkewitz (1988) for a body of revolution. This preponderant frequency is more notable for $y/r = 0.6$ corresponding to the wake frontier. The periodic character of the central part of the wake is less notable. It is noteworthy pointing out to the reader that, in the low frequency range, the level of the spectrum is lower in the centre part of the wake. We also observed that the decay in turbulence follows a Kolmogorov (-5/3) law.

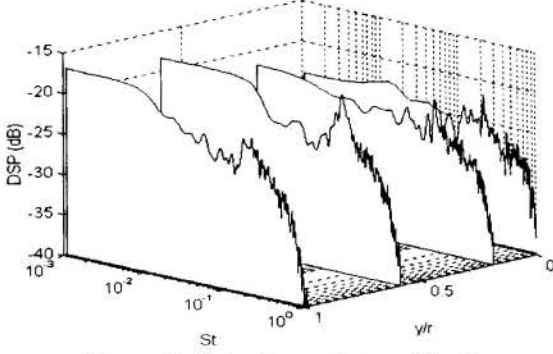


Figure 1: Velocity spectra profiles for the subcritical regime.

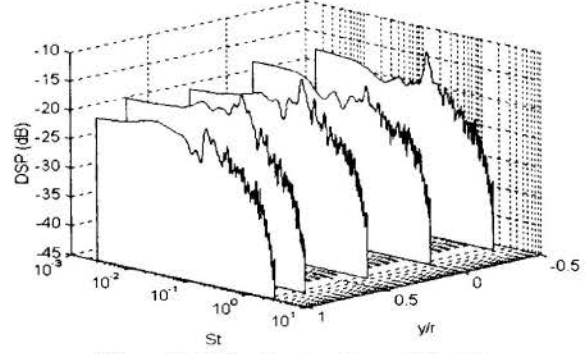


Figure 2: Velocity spectra profiles for the super-critical regime.

In order to quantify the transition effect, we compared the intensity of a peak for $St = 0.2$ over the total intensity of the spectrum between the two regions for a similar position y/r . The fact that St remains constant across the transition allows one to calculate the peak intensity over a similar range of Strouhal number. The periodic phenomenon was found to be three times less energetic for the super-critical regime than for the subcritical regime:

$$\left. \frac{I_{peak}}{I_{tot}} \right|_{subcritical} = 3 \times \left. \frac{I_{peak}}{I_{tot}} \right|_{super-critic} \quad (1)$$

3.2 Antisymmetric wake

We will now present the experimental results from the C.E.A.T. The detection and analysis of coherent structures need spatial and temporal information. The velocity correlation on two points

$$R_{ij}(\vec{x}, \vec{r}, t) = \langle U_i(\vec{x}, t) U_j(\vec{x} + \vec{r}, t) \rangle \quad (2)$$

furnishes the spatial coherence of the kinematic flow. Prasad & Gupta (1977) use this technique for two-dimensional near wakes. They noticed that vortical structures extend more in the shear layer than in the centre of the wake. We can also obtain spatio-temporal correlations in two points for downstream velocity using the inverse Fourier transform of the interspectrum $\hat{R}_{11}(y, y', f)$. $\hat{\cdot}$ stands for the Fourier transform of a function.

$$\hat{R}_{11}(y, y', t) = \int_0^\infty \hat{R}_{11}(y, y', t) e^{2i\pi ft} df \quad (3)$$

$$\hat{R}_{11}(y, y', f) = \langle \hat{U}(y, f) \hat{U}(y', f) \rangle \quad (4)$$

In this way we can obtain spatio-temporal correlation over almost one characteristic period of the observed phenomenon. A Strouhal number of 0.2 will define the period of time to be analyzed.

The spatio-temporal correlations obtained for $x/d=3$ and for two different Reynolds numbers are presented in figures 3 and 4. This downstream position was chosen because it provides the best ground for discussion on the occurrence of transition. The correlations are evaluated in reference to wire number 6, plane $y/r=-0.823$. We qualified the axial antisymmetry of the graphs by evoking the alternated mode of the Kármán street in the wake of a 2D cylinder. In the axial three-dimensional configuration, the modes presented themselves like a signature of the helicoidal shape of the structures of the wake. The range of time presented in figures 3 and 4 is the same in order to allow any faithful comparison. The number of levels of correlation presented is also the same. This explains the strong concentration of positive correlations in the second case. The arrows show the characteristic period time (T_s) for each case. The corresponding frequencies are listed in Table 2.

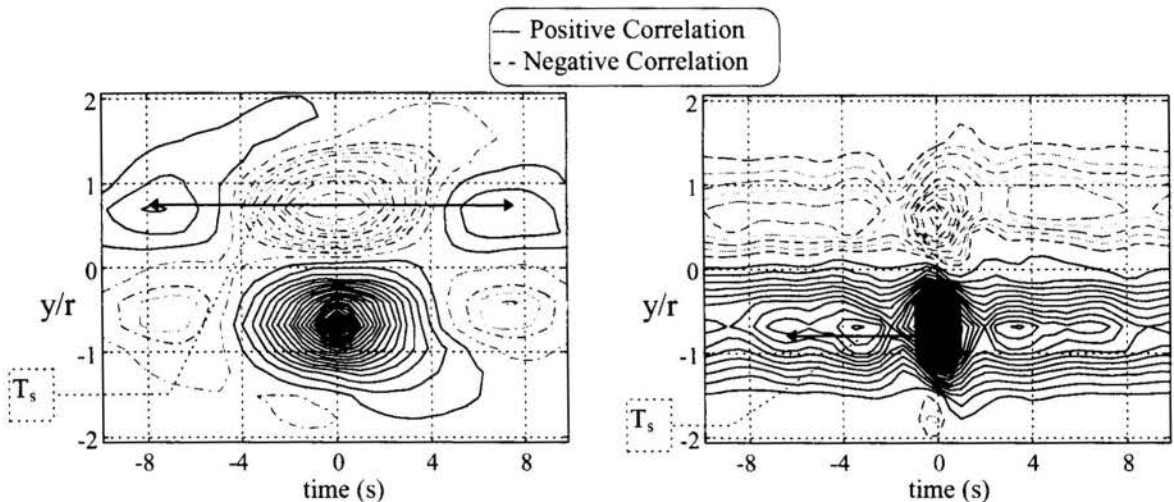


Figure 3 - Spatio-temporal correlations of the wake in the subcritical regime.

Figure 4 - Spatio-temporal correlations of the wake in the super-critical regime.

Table 2: Characteristic periods of the wake

Re	Period (s)	f (Hz)	St
$0.5 \cdot 10^5$	0.016	62	0.207
$1.33 \cdot 10^5$	0.006	170	0.213

The negative correlations in the lower part of the wake are no longer present in the graph of figure 4. This can be explained by a strong degradation of the temporal periodicity of the wake for the super-critical regimes. The higher the velocity, the more the coherent signal is drown in the turbulence. However, one can notices the persistence of the antisymmetry of the wake.

3.3 Coherence level

The periodic component of the wake was identified around the critical regime without, however, separating this component from the turbulence. In order to derive this result, we

applied a Proper Orthogonal Decomposition - POD - on the wake to study the spatio-temporal organisation of the field. Following Lumley (1967), the dominating coherent structure of a turbulent flow can be defined as the one that has the highest projection on the velocity field least squares. This method originates from the theory of probabilities, being based on the Karhunen-Loève decomposition theorem. It consists on searching proper functions, not correlated between each other, which can be calculated from the correlation tensor on two measured points in the flow. We then obtain a new base of orthogonal functions. The ones with the highest eigenvalues correspond to the stronger components of the flow.

The first difficulty in the implementation of this method lies in the determination of the correlation tensor in two points. Only the development of new measurement techniques together with the use of hot wires rakes, has allowed few laboratories to apply this decomposition to various configurations of flows - Glauser *et al.* (1985), Glezer *et al.* (1989), Delville (1994). These authors fully developed this method, its definition and implementation. We will not develop it here, but lets just point out that contrary to eigenvectors, which only give a predominant direction of the realisations of the flow, eigenvalues give information on the level of energy contained in each mode. If the flow is strongly turbulent and disorganised, the energy will be spread over all modes. However, few energetic modes reveal great organisation.

The problem consists of solving the Fredholm equation for one velocity component:

$$\int \hat{R}(y, y', f) \Phi(y', f) dy' = \lambda(f) \Phi(y, f). \quad (5)$$

One has to determine the eigenvalues $\lambda(f)$ and the eigenvectors $\Phi(y, f)$ of the spectral correlation matrix $\hat{R}(y, y', f)$. Each mode is divided by the turbulent energy of the wake because POD method optimises the energy field. A property of the eigenvalues is that the sum of the integral of the eigenvalues on each mode over the spectrum is identical to the mean turbulent kinetic energy of the wake, here denoted by ε_T :

$$\varepsilon_T = \sum_n \int_0^\infty \lambda^{(n)}(f) df \quad (6)$$

Figures 5 and 6 present the evolution of each eigenvalue normalised by ε_T versus the Strouhal number. The lowest regime presents a strong peak for $St=0.2$ only for the first mode. The corresponding periodic component of the wake is totally contained in the first mode. This component is strongly coherent. The peak does not appear for the super-critical regime. Nevertheless, another one is present for a Strouhal number around 0.33. The coherence level of the corresponding component of the wake is weaker because it appears in the first and second modes. The transition effect is clearly seen from this graphs. The results given by the POD method are very sensitive to the transition, particularly on the first mode. In the subcritical regime, the POD reveals the component of the wake linked to the vortical structures generated by the wake. In the super-critical regime this component is spread over various modes. The vortice generation seems to lose coherence across the transition.

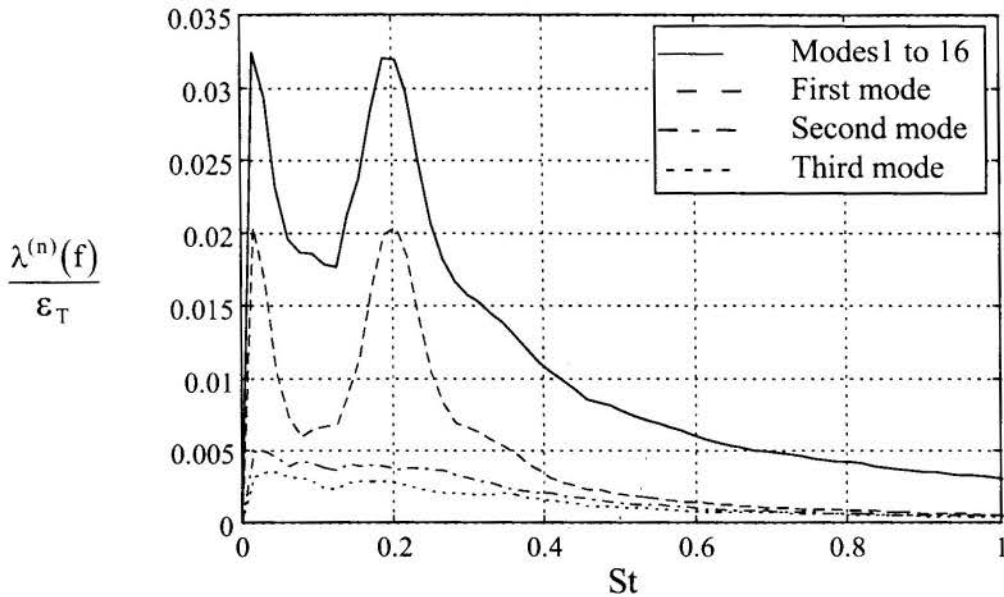


Figure 5 - Spectra of the eigenvalues of the wake in the subcritical regime.

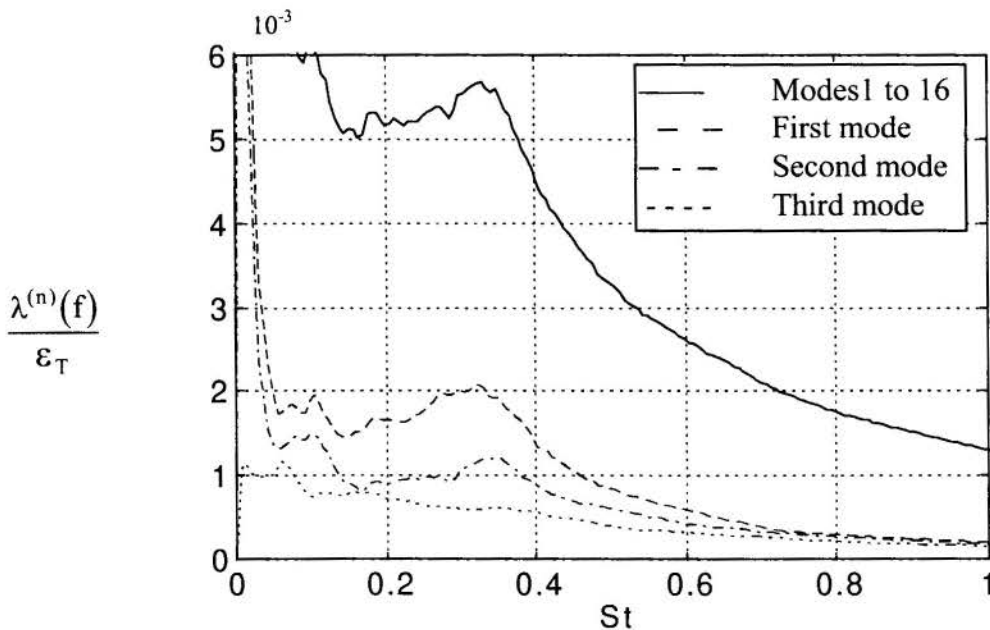


Figure 6 - Spectra of the eigenvalues of the wake in the super-critical regime.

4. CONCLUSION

The actual flow around a wind sensor balloon is three-dimensional, developing in a very complex transitional regime. This fact renders the problem very difficult to be numerically simulated.

Tests in the atmosphere have shown an important perturbation in the ascending motion of wind sensor balloons. The periodic component of these perturbations is due, not to atmospheric turbulence, but to an inherent unstablens of these balloons. We have simulated tests in a wind tunnel in order to understand this phenomenon and find a manner to limit these random motions. The transition regime has been detected and assessed. Here, we have also

developed a spectral analysis of the axisymmetric near wake to investigate the transition effects on the flow.

The spatio-temporal correlations clearly degenerate in the time scale across the transition regime. The periodic component of the wake was found to be three times less energetic in the super-critical regime than in the subcritical regime. However, the Strouhal number stayed at around 0.2 and the vortex shedding still remained antisymmetric. The POD analysis pointed to very different wake organisations depending on the regime of the flow. The notable effect of the transition is expressed by a loss of coherence in the periodic component of the wake in the sense of energy. The present study has permitted one to quantify the loss of energy and the loss of organisation in the periodic structures of the wake induced by the transition.

5. REFERENCES

- Achenbach, E. Experiments on the flow past spheres at very high Reynolds numbers. *J. Fluids mech.*, vol.54, pp 565, 1972.
- Barat, J. & Cot, C. Evaluation du système Rubsonde-GPS. *Document final*, Campagne Rubsonde CEL, 1993.
- Calvert, J. R. Experiments on the low-speed flow past cones. *J. Fluid Mech.*, vol. 27, part. 2, pp 273, 1967.
- Cannon, S. & Champagne, F. Large-scale structure in wakes behind axisymmetric bodies. *Eight symposium on turbulent shear flows*, Technical University of Munich, 1991.
- Delville, J. Characterization of the organisation in shear layers via the proper orthogonal decomposition. *J.P. Bonnet and M.N. Glauser Editors*, Kluwer Academic pub., pp 225, 1994.
- Flemmer, R., L., C., Banks, C., L. On the drag coefficient of a sphere. *Powder Technology*, pp 217, 1986.
- Glauser, M., Lieb, S. & George, W., K. Coherent structures in the axisymmetric turbulent jet mixing layer. *Fifth Symp. on Turb. Shear Flows*, Ithaca, N.Y., 1985.
- Glezer, A., Kadioglu, A., J. & Pearlstein, A., J. Development of an extended proper orthogonal decomposition and its application to a time periodically forced plane mixing layer. *Physics of Fluids*, A 1, pp 1363, 1989.
- Lumley, J. L. The structure of inhomogeneous turbulent flows. *Atm. Turb. and Radio Wave Prop.*, Yaglom & Tartarsky eds Nauka, Moscow, pp 166, 1967.
- Menut, P., Barat, J., Boisson, H. C., Charnay, G., Cot, C., Schon, J. P. Aerodynamic behavior of a Rubsonde wind sensor balloon. *Int. Conf. AERALL LTA 2000*, Toulouse, 1994.
- Menut, P. Sillage turbulent d'un obstacle axisymétrique: Application à la stabilité de ballons sondes cylindriques. *PhD. Thesis*, I.N.P.T., 1995.
- Monkewitz, P., A. A note on vortex shedding from axisymmetric bluff bodies. *J. Fluid Mech.*, vol. 192, pp 561, 1988.
- Prasad, J., K. & Gupta, A., K. Velocity correlation structure in the turbulent near wakes of bluff bodies. *AIAA Journal*, vol. 15, n. 11, pp 1569, 1977.
- Tombazis, N. & Bearman, P., W. A study of three-dimensional aspects of vortex shedding from a bluff body with a mild geometric disturbance. *J. Fluid Mech.*, vol. 330, pp 85, 112.

PAPER CODE: COB1137

**MODELO NUMÉRICO PARA PREVISÃO DE INSTABILIDADES
MORFOLÓGICAS NA SOLIDIFICAÇÃO DE LIGAS BINÁRIAS /
NUMERICAL MODEL TO EVALUATE MORPHOLOGICAL INSTABILITIES
DURING SOLIDIFICATION OF BINARY ALLOYS**

ROMULO HERINGER FERREIRA

Departamento de Física, Universidade Federal do Espírito Santo
29060-900 Vitória, ES - E-mail: romulo@cce.ufes.br

ALVARO TOUBES PRATA

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina
88040-900 Florianópolis, SC - E-mail: prata@nrva.ufsc.br

Abstract

A numerical model is proposed to explore heat and mass transfer during the unidirectional solidification of binary metallic alloys in presence of morphological instabilities. The basic hypothesis adopted in the work is that the most important effect in the transport of energy and chemical species during the solidification is the increasing in the solid liquid interface area. With this hypothesis in conjunction with the linear stability theory proposed by Mullins and Sekerka, as well as the conclusions of Langer and Muller-Krumbhaar related to the criterion of marginal stability, the instability effect was included at thermal and solute balances across the solid liquid interface. The energy and solute transport equations were solved simultaneously for both solid and liquid regions using the finite volume methodology. The present model allows to predict interface velocity, enthalpy and solute fields, as well as the primary dendrite arm spacing.

Keywords

alloy solidification, heat and mass transfer in solidification, morphological instabilities, dendrite growth
solidificação, instabilidades morfológicas, crescimento dendritico

1. INTRODUÇÃO

1.1 Solidificação de Ligas Binárias

O problema completo da solidificação em casos gerais é de difícil solução. De fato, soluções analíticas são disponíveis apenas para alguns casos mais simples tais como os problemas de Neuman e Stefan (Vielmo, 1993) para a solidificação unidirecional de metais puros. Modelos matemáticos para solução numérica do problema de solidificação de ligas binárias têm sido desenvolvidos, e dentre eles, existem os restritos à macrossegregação, à

microsegregação ou a ambas (Sundarraj e Voller, 1992). Vielmo (1993) traz uma ampla revisão sobre as soluções disponíveis.

Simplificações importantes são possíveis nas equações de transporte quando se trata da solidificação unidirecional, em que o corpo é resfriado por baixo e isolado nas demais faces, de forma que a convecção é inibida. Via de regra, os modelos para solidificação unidirecional dedicados a resolver o conjunto de equações de transporte trabalham com interface plana, e nenhuma informação acerca da microestrutura pode ser obtida. O modelo de Vielmo, no entanto, prevê a possibilidade da inclusão de um tratamento neste sentido. É um dos objetivos deste trabalho propor um tratamento formal para o balanço térmico e mássico na interface sólido/líquido, mesmo se ocorrerem instabilidades morfológicas, o que aliás, é a maioria dos casos em solidificação de ligas.

1.2 Instabilidades Morfológicas

Para determinadas condições de solidificação unidirecional de ligas, uma interface sólido/líquido plana pode não ser a configuração mais estável. Neste caso, surgirão morfologias complexas tais como células e dendritas, esta última podendo apresentar ramos primários, secundários e até de ordens superiores (Kurz e Fischer, 1986). A abordagem matemática na solidificação de ligas em que podem surgir morfologias complexas tem sido feita mediante a obtenção de critérios de estabilidade, a fim de estabelecer sob quais circunstâncias ocorrem interfaces planas, celulares ou dendríticas.

Tiller et al (1953) apresentaram um critério que define o estado de sub-resfriamento constitucional como a condição para a formação de morfologias complexas. No entanto, tal critério não permite obter qualquer informação acerca dos parâmetros de crescimento dendrítico, tais como o espaçamento primário.

Mullins e Sekerka aplicaram a teoria das perturbações para uma interface sólido/líquido esférica (1963) e plana (1964), cujo formalismo permitiu a obtenção de um critério de estabilidade morfológica, e serviu de base para vários estudos posteriores. A teoria de estabilidade linear de Mullins e Sekerka, além de fornecer um critério satisfatório de estabilidade, permite a obtenção de uma faixa de frequências em função da velocidade da interface e dos gradientes térmico e mássico, dentre as quais, uma é a frequência assumida pelas perturbações. A escolha de uma particular frequência implica na adoção de algum critério de crescimento dendrítico. Por exemplo, Mullins e Sekerka assumiram que as perturbações evoluem com uma frequência espacial correspondente à máxima velocidade de crescimento destas perturbações.

Glicksman et al (1976), citados por Kurz e Fisher (1981) e Biloni (1992), trazem comparações entre resultados experimentais e soluções de modelos baseadas no critério de crescimento dendrítico da máxima velocidade de evolução. Eles concluíram que a relação funcional entre taxa de crescimento e gradiente térmico é corretamente predita pelos modelos, diferindo apenas por fatores de proporcionalidade (Kurz e Fisher, 1981).

Atualmente aceita-se o *critério marginal de estabilidade*, que consiste na consideração de que a dendrita crescerá com o mais estável raio de curvatura do seu topo (Biloni, 1992). Baseados neste critério, Langer e Muller-Krumbhaar (1978), propuseram um critério de crescimento dendrítico que estabelece que o raio de curvatura do topo da dendrita é proporcional ao comprimento de onda limite de instabilidade, λ_s , que é o maior comprimento de onda a partir do qual a interface plana é estável (ou a menor frequência espacial a partir da qual a interface plana é instável), segundo a teoria de estabilidade linear baseada no formalismo de Mullins e Sekerka.

2. ANÁLISE DE ESTABILIDADE NA SOLIDIFICAÇÃO DE LIGAS BINÁRIAS

2.1 Teoria de Estabilidade Linear de Mullins e Sekerka

Uma técnica largamente usada no estudo da instabilidade, é a de submeter o sistema a uma perturbação, cuja amplitude é pequena o bastante para que se possa desprezar termos de segunda ordem, e verificar se esta crescerá em amplitude, indicando haver instabilidade, ou será anulada, indicando estabilidade. Matematicamente isto é possível pela teoria das perturbações. Estas perturbações induzidas substituem aquelas presentes no fenômeno real, cujas causas foram desprezadas na formulação do problema. Mullins e Sekerka aplicaram esta técnica na análise de estabilidade de interface sólido/líquido esférica (1963) e plana (1964). Tal teoria foi desenvolvida considerando constantes os gradientes térmicos na região líquida e sólida junto à interface, respectivamente G_L^T e G_S^T , bem como o gradiente de espécie química no líquido, G_L^f e a velocidade de avanço da interface, V_i (a difusão mássica no sólido foi desprezada). O efeito devido a tensão superficial foi levado em conta. Mullins e Sekerka encontraram perfis de temperatura e de soluto que satisfizessem as equações de transporte e as condições impostas, para uma interface submetida a uma determinada perturbação. A perturbação imposta foi uma função periódica com determinada frequência espacial ω . Puderam, então, obter uma função ζ envolvendo os parâmetros da solidificação, tal que

$$\zeta = (1/\phi)(d\phi/dt), \quad (1)$$

onde ϕ é o perfil da perturbação. Desta forma, se ζ é positivo, a interface plana é instável, pois a perturbação tende a crescer em amplitude. Esta função é dada por Mullins e Sekerka (1964) como sendo

$$\zeta(\omega) = V_i \omega \left\{ -2\Gamma \omega^2 [q - (V_i/D_L)p] - \right. \\ \left. (\bar{G}_S^T + \bar{G}_L^T) [q - (V_i/D_L)p] + 2m' G_L^f [q - (V_i/D_L)] \right\} \\ \left\{ (\bar{G}_S^T - \bar{G}_L^T) [q - (V_i/D_L)p] + 2\omega m' G_L^f \right\}^{-1} \quad (2)$$

onde $q(\omega) = (V_i/2D_L) + [(V_i/2D_L)^2 + \omega^2]^{1/2}$, $p = 1 - K_p$, $\bar{G}_L^T = [2k_L / (k_L + k_S)] G_L^T$, $\bar{G}_S^T = [2k_S / (k_L + k_S)] G_S^T$; k_L e k_S são, respectivamente, a condutividade térmica no líquido e no sólido; D_L e D_S são as difusividades do soluto na liga, respectivamente no líquido e no sólido; V_i é a velocidade avanço da interface sólido/líquido; Γ é a constante de tensão superficial (constante de capilaridade), m' é a inclinação da linha liquidus e K_p é o fator de partição de fases.

Se a interface plana for instável, existe uma faixa de valores de ω para os quais $\zeta(\omega)$ é positivo. Existem casos em que a função $\zeta(\omega)$ não apresenta um máximo. Mullins e Sekerka estudaram seu comportamento e concluíram que, ou ela apresenta um e somente um máximo para $\omega > 0$, ou é monotonicamente decrescente a partir de zero. Este último caso ocorre quando há estabilidade absoluta. Já no caso de haver um máximo, pode-se ter instabilidade se este máximo for maior do que zero.

2.2 Critério Marginal de Estabilidade

O *critério marginal de estabilidade* consiste na consideração de que a dendrita crescerá com o mais estável raio de curvatura do seu topo (Biloni, 1992). Baseados nisto, Langer e Muller-Krumbhaar (1978) propuseram um critério de crescimento que estabelece que o raio de curvatura do topo da dendrita, R , é proporcional ao comprimento de onda limite da instabilidade, λ_S , obtido da teoria de estabilidade linear. Apresentaram este critério na seguinte forma:

$$\left(\lambda_S / (2\pi R)\right)^2 = \sigma^* , \quad (3)$$

onde σ^* é uma constante que para alguns materiais é estimada em $(2,5 \pm 0,7) \times 10^{-2}$. Com este valor para σ^* , a Eq. (3) reduz-se à forma utilizada por Kurz e Fisher (1981) na elaboração de um modelo para caracterização de microestruturas de solidificação, qual seja, $\lambda_S = R$.

3. CÁLCULO DA ÁREA DA INTERFACE PERTURBADA

3.1 Espaçamento Primário

O espaçamento primário, λ_1 , que é a distância entre cada tronco primário (Kurz e Fisher, 1986), é uma das características mais importantes para determinação da microestrutura, e, conseqüentemente, das propriedades da liga. No presente trabalho o espaçamento primário é determinado para que se possa obter a área da interface.

Foi visto que o critério marginal de estabilidade estabelece que λ_S é proporcional a R , onde R é o raio de curvatura do topo da dendrita. Kurz e Fisher avaliaram λ_S como sendo o maior comprimento de onda para o qual existe instabilidade de uma interface plana. Este ponto em particular é a menor raiz de $\zeta(\omega)$. A função $\zeta(\omega)$ representa a taxa de variação da amplitude da perturbação, ou seja, a velocidade com que a dendrita cresce (Ferreira, 1996). Portanto, escrevendo

$$\frac{d}{d\omega} \zeta(\omega) = \left(\frac{d}{dt} \zeta(\omega) \right) \left(\frac{d\omega}{dt} \right)^{-1} , \quad (4)$$

pode-se pensar na derivada de $\zeta(\omega)$ com ω como a taxa de variação da velocidade de crescimento da dendrita. Ou seja, a aceleração no crescimento da dendrita causada por uma variação na frequência espacial. O ponto de máxima aceleração será tal que $d^2\zeta(\omega)/d\omega^2 = 0$, que corresponde a um ponto de inflexão de $\zeta(\omega)$. Da análise de $\zeta(\omega)$ e suas derivadas (Ferreira, 1996), conclui-se que os pontos de inflexão de $\zeta(\omega)$ são também raízes.

A combinação da análise anterior com a análise de Langer e Muller-Krumbhaar e com as considerações de Kurz e Fisher, implica em dizer que o ponto de operação da dendrita é tal que o raio de curvatura é proporcional ao comprimento de onda no limite de instabilidade morfológica. E que *esta curvatura do topo proporciona o crescimento mais acelerado possível* (Ferreira, 1996). Com isto, para o presente trabalho será tomada da teoria de estabilidade a frequência espacial ω_S , tal que $d^2\zeta(\omega_S)/d\omega^2 = 0$, e o correspondente comprimento de onda limite de estabilidade $\lambda_S = 2\pi/\omega_S$. Note-se que λ_S não caracteriza

diretamente nenhuma dimensão física da microestrutura, diferentemente de λ_1 , que é o espaçamento primário das estruturas (Fig. 1).

Com λ_S , o raio de curvatura do topo da dendrita pode ser determinado pela Eq. (5), rearranjada como segue (note-se que no presente trabalho a equação $R = \lambda_S$ não é usada, por σ^* não ser igual a 0,025 neste caso)

$$R = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma^*}} \lambda_S . \quad (5)$$

De posse do raio de curvatura do topo da dendrita, a obtenção do espaçamento primário dependerá de sua forma real. Não obstante a área da interface seja obtida no presente trabalho substituindo as dendritas por semi-elipsóides de revolução (conforme será visto posteriormente), a obtenção do espaçamento primário baseou-se na consideração de que λ_S é proporcional ao raio de curvatura do topo da dendrita, R . Como, por sua vez, R é proporcional a λ_S segundo a Eq. (5), pode-se escrever $\lambda_1 = (n_f / 2\pi) \lambda_S$; onde n_f é uma constante cujo valor está relacionado à forma da dendrita. Dados experimentais relativos a apenas um ponto do espaçamento primário em função da velocidade da interface, são suficientes para determinação de n_f . Para o Al2,4%Cu foi estimado $n_f \approx 19,74$, usando dados de Young e Kirkwood (1975), citados por Kurz e Fisher (1981).

3.2 Avaliação da Dimensão Longitudinal das Perturbações

A amplitude das microestruturas, na forma obtida pela teoria de Mullins-Sekerka, tem crescimento exponencial. Assim, mesmo para valores relativamente baixos de $\zeta(\omega)$, a amplitude atingirá valores em que a teoria linear pela qual foi deduzida perderá a validade. Devido a este comportamento não realístico da amplitude calculada pela teoria das perturbações, será necessário avaliar a dimensão longitudinal da célula de outra maneira.

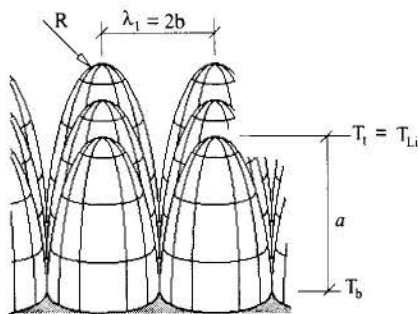


Fig. 1: Forma assumida para a interface instável.

Considera-se que a última região interdendrítica solidificada mantém a concentração da fase líquida ali retida, e solidifica-se à temperatura correspondente a esta concentração. Isto permite a determinação do comprimento longitudinal das células, já que o campo de temperatura é obtido com a solução das equações de transporte. Portanto, pode-se adotar como parte da solução do problema, que o comprimento longitudinal das perturbações, a , é dado por $a = y_i(t) - y_b(t)$, onde $y_b(t)$ é a posição cuja temperatura no sólido é T_b , conforme a Fig. 1, e $y_i(t)$ é a posição da frente de solidificação, o topo das estruturas. A Fig. 1 ilustra a forma adotada para a interface.

3.3 Área da interface

Representando as estruturas dendríticas por formas cilíndricamente simétricas, a área de cada uma delas será a superfície de revolução gerada pela rotação, em torno do eixo y , da curva assumida para seu perfil. A exemplo do modelo proposto por Kurz e Fisher (1981), no

presente trabalho as microestruturas de solidificação são substituídas por semi-elipsóides. Assim, a curva geratriz é o ramo do primeiro quadrante de uma elipse canônica. Pode-se, então, escrever

$$A_{\text{semi-elipsóide}} = 2\pi \int_0^{\lambda_1/2} x \sqrt{1 + \frac{16 a^2}{\lambda_1^2} \frac{x^2}{(\lambda_1^2 - x^2)}} dx, \quad (6)$$

onde o semi-eixo menor da elipse é igual a $\lambda_1/2$, e, a é o semi-eixo maior, ou seja, o comprimento da microestrutura conforme visto na seção anterior.

As células podem estar dispostas em um arranjo quadrado, hexagonal ou aleatório (McCartney e Hunt, 1981). Assumindo que as células crescem em um arranjo quadrado, deve-se adicionar à superfície do semi-elipsóide a área plana correspondente aos espaços entre as células, qual seja, $A_{\text{base}} = \lambda_1^2(1 - \pi/4)$. O resultado é a área total de cada perturbação, que, se for ainda normalizada com a área de uma porção quadrada de lado λ_1 de uma interface não perturbada (plana), pode ser escrita como

$$\frac{A_{i,\text{perturb.}}}{A_{\text{plana}}} = \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) + \frac{2\pi}{\lambda_1^2} \int_0^{\lambda_1/2} x \sqrt{1 + \frac{16 a^2}{\lambda_1^2} \frac{x^2}{(\lambda_1^2 - x^2)}} dx \quad (7)$$

A Eq. (7) é usada no presente modelo para caracterizar os efeitos de instabilidade morfológica sobre os fluxos térmico e mássico através de uma interface sólido/líquido, na solidificação unidirecional de ligas binárias.

4. MODELO PARA SOLIDIFICAÇÃO UNIDIRECIONAL DE LIGAS BINÁRIAS, CONSIDERANDO INSTABILIDADES MORFOLÓGICAS

O modelo proposto por Vielmo (1993) para o problema de solidificação unidirecional de ligas binárias consiste na solução das equações de difusão térmica e de espécie química, na região líquida, na sólida e através da interface que as separa. São determinadas a entalpia e a concentração de soluto, bem como a velocidade de avanço da interface de solidificação. Para tanto, são usadas também equações fornecidas pelo diagrama de equilíbrio de fases, que relacionam as propriedades junto à interface.

As equações das linhas *liquidus* e *solidus* são consideradas retas. Os efeitos bidimensionais decorrentes da deformação da interface plana são excluídos. Isto porque, na solidificação unidirecional, sob o ponto de vista macroscópico, há uma orientação preferencial para os fluxos térmico e mássico mesmo com interfaces irregulares. Os transportes convectivos são desprezados. O domínio de solução é unidimensional, uma vez que as paredes laterais do molde são impermeáveis e termicamente isoladas. O calor é retirado por baixo do molde por um fluido a uma dada temperatura, com um dado coeficiente global de transferência de calor. Os calores específicos de cada fase são considerados constantes, bem como o calor latente de fusão.

Com as considerações anteriores Vielmo (1993) obteve um sistema de equações cuja solução permitiu determinar o campo de entalpia, de concentração de soluto e a dinâmica do crescimento do sólido, com a interface plana. As equações usadas por Vielmo foram modificadas de forma a permitem a abordagem do problema mesmo nos casos em que ocorrem instabilidades morfológicas (Ferreira, 1996).

5. RESULTADOS E DISCUSSÃO

O sistema de equações que governa o problema foi resolvido numericamente a partir de uma discretização segundo o método dos volumes finitos (Patankar, 1980). A definição da malha computacional com pontos nodais coincidentes com a fronteira livre (interface de solidificação) permitiu resolver as equações de transporte, simultaneamente, para as regiões líquida e sólida (Ferreira, 1996).

Os resultados da Fig. (2) foram obtidos variando-se as condições iniciais e de contorno (as condições usadas são apresentados na Tab (4) de Ferreira, 1996). Isto foi necessário pois os dados experimentais disponíveis são referentes a um valor constante para o gradiente térmico na região líquida junto à interface, G_L^T . No presente modelo computacional este gradiente é obtido da solução das equações de transporte, de forma que não se pode arbitrariamente mantê-lo constante ao longo da solidificação. Assim, para cada simulação com o Al2,4%Cu, foram extraídos dos resultados aqueles valores de V_i e λ_1 correspondentes a $G_L^T \approx 2,7\text{K/mm}$, que é o valor para o qual os dados experimentais eram disponíveis (Fig. 12 de Kurz e Fisher, 1981).

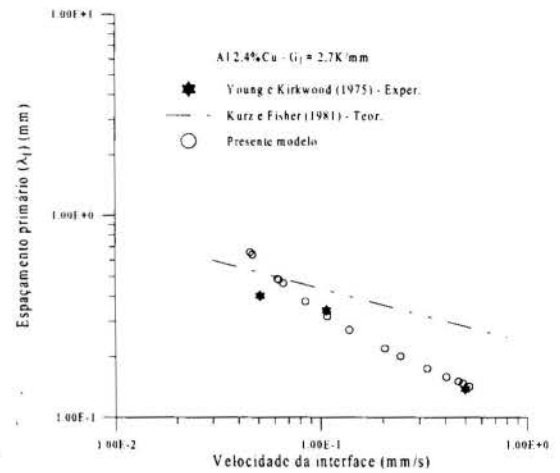


Fig. 2: Microestrutura de solidificação do Al 2,4%Cu.

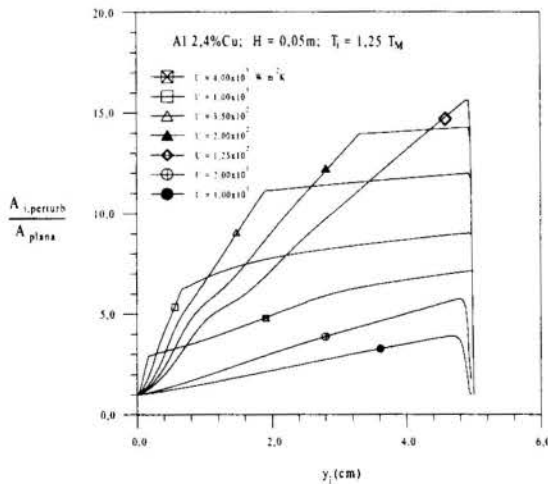


Fig. 3: Tendência à interface plana para os dois extremos da taxada troca de calor

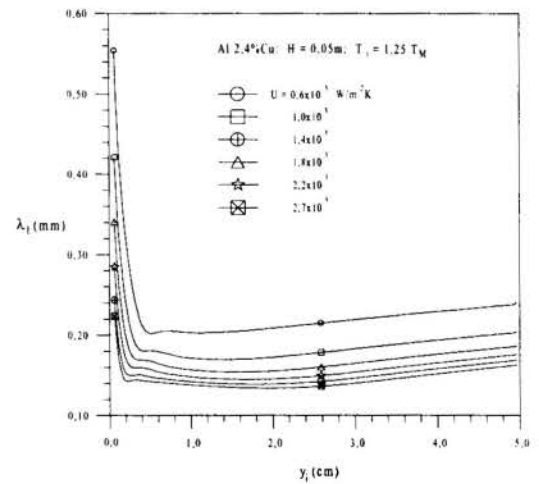


Fig. 4: Espaçamento primário de células e dendritas.

Na maioria dos processos de solidificação em condições usuais ocorrem instabilidades morfológicas, com a formação de células ou dendritas. Isto também pode ser notado na Fig. (3), onde para todos os coeficientes globais de troca térmica usuais houve aumento na área da interface. Nesta figura., a inclinação maior no início e no fim do processo devem-se à taxas de variação mais acentuadas, nos transientes inicial e final, tanto do espaçamento primário quanto da amplitude das células/dendritas. Nas Figs. (3) e (4) a temperatura do fluido refrigerante na solidificação foi mantida em $T_\infty = 20^\circ\text{C}$ e a liga estudada é o Al-Cu, cujas

propriedades termofísicas usadas podem ser obtidas em Ferreira (1996). O coeficiente global de transferência de calor é variado parametricamente. A altura do reservatório, H, é igual a 5 cm.

É bem conhecido (Kurz e Fisher, 1986) que uma vez estabelecido o espaçamento primário, este se mantém aproximadamente constante durante a solidificação. Isto é confirmado pelo presente modelo (ver Fig. 4). No início do processo, sem abordar a ocorrência de nucleações equiaxiais junto à parede, a interface é necessariamente plana ($\lambda_1 \rightarrow \infty$). A partir de uma certa distância da superfície resfriada há o crescimento de estruturas celulares que mantêm um espaçamento aproximadamente uniforme ao longo da solidificação.

6. REFERÊNCIAS

Biloni, H. *Solidification*, In: *Physical Metallurgy*, Cahn, R. W. Haasen, P. eds. Elsevier Science Publishers, 3th ed. Amsterdam, 1992.

Ferreira, R. A. H. *Simulação Numérica da Transferência de Calor e Massa na Solidificação de Ligas Binárias, Considerando Instabilidades Morfológicas*, Dissertação de Mestrado, Florianópolis - SC, 1996.

Glicksman, M. E., Schaefer, R. J., Ayers, J. D. *Metall. Trans.* 7A, p. 1747, 1976.

Kurz, W.; Fisher, D. J. Dendrite Growth at the Limit of Stability: Tip Radius and Spacing, *Acta Metallurgica*, vol. 29, pp. 11-20, 1981.

Kurz, W.; Fisher, D. J. *Fundamentals of Solidifications*, Trans Tech. Publications, Switzerland, 1986.

J. S. Langer e H. Muller-Krumbhaar, *Acta Metall.* vol. 26, 1681, 1689, 1697, 1978.

McCartney, D. G.; Hunt, J. D. Measurements of Cell and Primary Dendrite Arm Spacings in Directionally Solidified Aluminium Alloys, *Acta Metallurgica*, vol. 29, pp. 1851-1863, 1981.

Mullins, W. W.; Sekerka, R. F. Morphological Stability of a Particle Growing by Diffusion or Heat Flow, *Journal Applied Physics*, vol. 34, pp. 323-329, 1963.

Mullins, W. W.; Sekerka, R. F. Stability of a Planar Interface During Solidification of a Dilute Binary Alloy, *Journal Applied Physics*, vol. 35, pp. 444-451, 1964.

Patankar, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw Hill, New York, 1980.

Sundarraaj, S.; Voller V. R. The Binary Alloy Problem in an Expanding Domain: the Microsegregation Problem, *Heat and Mass Transfer*, pp. 713-723, 1992.

Tiller, W. A.; Rutter, J. W.; Jackson, K. A.; Chalmers, B. *Acta Metallurgica*, vol. 1, pp. 428, 1953.

Vielmo, H. A. *Simulação Numérica da Transferência de Calor e Massa na Solidificação de Ligas Binárias*, Tese de Doutorado, Florianópolis - SC, 1993.

Young, K. P. Kirkwood, D. H. *Metall. Trans. A.* pp.197, 1975.

Tema 26

Compresores



PAPER CODE: COB313

**ESCOAMENTO DE ÓLEO E REFRIGERANTE PELA FOLGA
RADIAL EM COMPRESSORES ROTATIVOS DE PISTÃO ROLANTE/
OIL AND REFRIGERANT FLOW THROUGH RADIAL CLEARANCE IN
ROLLING PISTON COMPRESSORS**

JOSÉ LUIZ GASCHE, ÁLVARO TOUBES PRATA* & ROGÉRIO TADEU DA SILVA FERREIRA*

Departamento de Engenharia Mecânica, Faculdade de Engenharia - UNESP - Ilha Solteira

CEP 15.385-000 - Ilha Solteira-SP, Brasil - E-mail: gasche@feis.unesp.br

**Departamento de Engenharia Mecânica - NRVA, UFSC*

CEP 88.040-900 - Florianópolis-SC, Brasil - E-mail prata@nrva.ufsc.br, rogerio@emc.ufsc.br

Abstract

In this work, important points associated with the leakage of the refrigerant gas through the radial clearance in rolling piston compressors are discussed. This leakage is the main cause of volumetric efficiency loss. The principal characteristic of this leakage flow is its transient behavior since the chamber compression pressure, the absolute tangential velocity of the piston surface and the radial clearance, all vary with time during the compression cycle. These parameters must be determined by modeling the gas compression process and the piston dynamics, and by knowing the pump geometric characteristics. Another important aspect in this flow modeling is related to the nature of the leaking fluid: a mixture composed by oil and dissolved refrigerant. As this mixture flows through a low pressure region, the dissolved refrigerant separates from the oil, forming bubbles, so that the mixture shifts to a new equilibrium condition, and a two-phase flow is created. Also foam may form in the flow due to the large number of bubbles. Following this discussion, the importance of the inertial forces in the flow is analyzed and a first model to calculate the oil and refrigerant flow through radial clearance is presented.

Keywords

Compressor (*Compressor*), Refrigeração (*Refrigeration*), Refrigerante (*Refrigerant*), Óleo (*Oil*), Folga (*Clearance*)

1 INTRODUÇÃO

Até a metade dos anos 70 a indústria da refrigeração geralmente utilizava os compressores alternativos. A durabilidade era o maior fator de interesse e parâmetros como eficiência, peso e tamanho possuíam importância secundária. O rápido aumento do preço do combustível convencional em 1974 e a necessidade da sociedade de preservar energia, estimularam a procura por compressores de maior eficiência. Como resultado disso, o compressor alternativo convencional sofreu mudanças substanciais de projeto, e novas tecnologias de compressor foram desenvolvidas. Parâmetros como eficiência, durabilidade, tamanho, número de componentes e produtividade tornaram-se importantes. Estas tendências levaram ao desenvolvimento de compressores rotativos tais como os de palheta, parafuso e *scroll*. Dentre os compressores rotativos de palheta, encontram-se os compressores de palheta simples, também conhecidos como compressores de pistão rolante. Segundo Puff e Krueger (1992), atualmente, o compressor rotativo de pistão rolante está direcionado, principalmente,

ao mercado de condicionadores de ar de pequeno e médio porte, onde sua aplicação é competitiva.

O compressor rotativo de pistão rolante apresenta uma concepção inovadora, cujas características de construção e funcionamento são bastante distintas das do compressor alternativo convencional. A Figura 1(a) mostra o esquema típico deste compressor com seus principais componentes e a Figura 1(b) apresenta um detalhe do mecanismo de bombeamento. Durante a operação do compressor, as câmaras de sucção e de compressão recebem uma quantidade razoável de lubrificante, que vem acompanhado de uma quantidade significativa de gás refrigerante dissolvido. Este lubrificante tem como finalidade lubrificar o contato entre a extremidade da palheta e o pistão rolante e selar o vazamento de gás refrigerante pela folga radial, da câmara de compressão para a de sucção. A eficiência volumétrica do compressor é grandemente afetada por este vazamento. Portanto, um entendimento profundo de seu mecanismo torna-se importante no sentido de se aumentar a eficiência do compressor.

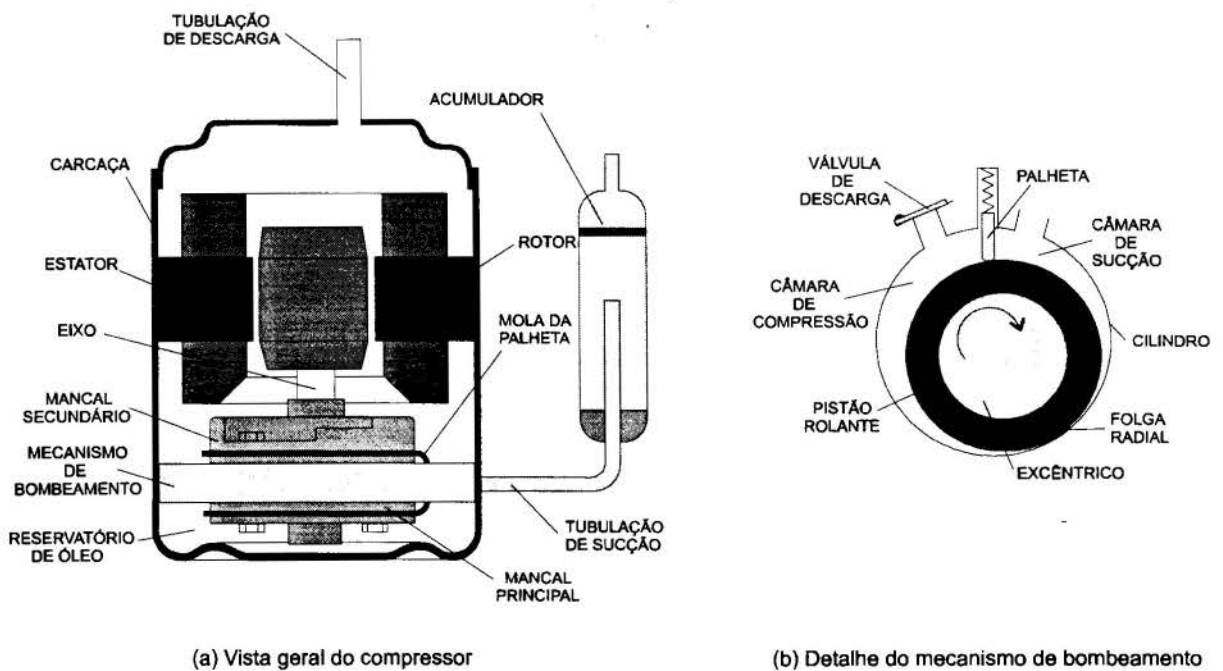


Figura 1 - Compressor de pistão rolante

1.1 Trabalhos anteriores

Os vazamentos de gás refrigerante da câmara de compressão para a de sucção através das várias folgas do compressor de pistão rolante são os principais responsáveis pela redução de sua eficiência volumétrica. Dentre eles, o vazamento pela folga radial constitui-se em um dos mais importantes para o bom desempenho deste tipo de compressor. Segundo Krueger (1988), 30% das perdas internas totais de gás refrigerante são devidas a este vazamento. Apesar de sua importância, poucos trabalhos trataram deste problema. Uma revisão dos principais trabalhos publicados nos últimos 20 anos, com relação à modelagem do vazamento pela folga radial, mostra que muitos pesquisadores trataram este problema assumindo o escoamento compressível de gás refrigerante puro, sem levar em conta a presença do lubrificante: Pandeya e Soedel (1978), Yanagisawa Shimizu (1985), Xiuling *et al.* (1992), Zhen e Zhiming (1994) e Huang (1994). Outros, entretanto, consideraram a presença de óleo, mas desenvolveram modelos simplificados e não incluíram a influência do refrigerante dissolvido nas propriedades físicas da mistura óleo-refrigerante: Lee e Min (1988) e

Leyderman e Lisle (1995). Nenhum trabalho considerou a hipótese de escoamento bifásico, visualizado por Costa *et al.* (1990). Portanto, muito ainda deve ser feito no sentido de melhor compreender este fenômeno, tão importante para a maximização da eficiência do compressor, mesmo porque este estudo pode ser aplicado em outros tipos de folga e em outros tipos de compressor.

1.2 Escopo do trabalho

O escoamento real pela folga radial em compressores rotativos de pistão rolante envolve uma série de fenômenos que ainda não foram devidamente explorados nos modelos até agora desenvolvidos. Um desenho esquemático ilustrativo deste escoamento é apresentado na Figura 2. Conforme notado na figura, um aspecto importante é o caráter transiente do escoamento, uma vez que a pressão na câmara de compressão e o valor da folga radial são variáveis durante o ciclo de compressão. Além disso, existe a influência da velocidade tangencial do pistão sobre o

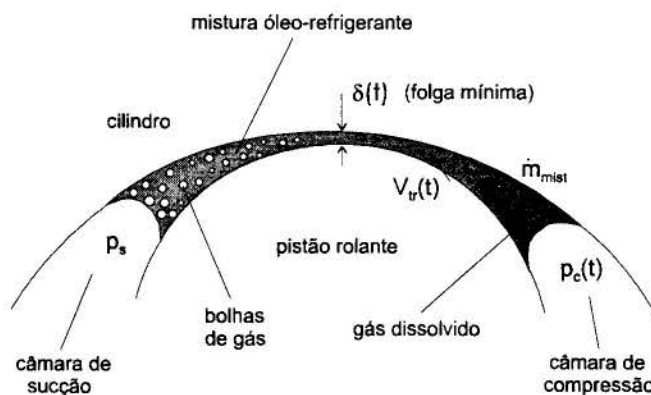


Figura 2 - Configuração do escoamento pela folga radial

escoamento do fluido, que também é variável durante o ciclo. Estas duas variáveis, por sua vez, devem ser determinadas através das modelagens do processo de compressão do gás e da dinâmica do pistão rolante. Um outro aspecto importante na modelagem deste escoamento está relacionado à natureza do fluido de vazamento, uma mistura composta de óleo e refrigerante dissolvido. Quando submetido a uma redução brusca de pressão, que é o que acontece no vazamento pela folga radial, este refrigerante se desprende do óleo, dando origem à formação de um escoamento bifásico, podendo, inclusive, haver a formação de espuma. Todos estes aspectos são apresentados e discutidos neste trabalho, que também apresenta um primeiro modelo para calcular o vazamento pela folga radial, no qual é avaliada a importância das forças inerciais na modelagem do escoamento.

2 O CARÁTER TRANSIENTE DO VAZAMENTO PELA FOLGA RADIAL

O escoamento pela folga radial do compressor de pistão rolante resulta da diferença entre as pressões nas câmaras de compressão e de sucção e da velocidade tangencial do pistão rolante, que são parâmetros variáveis ao longo de uma revolução completa do pistão. Para a análise deste escoamento em regime transiente, a determinação destes parâmetros é essencial, visto que são usados como condições de contorno para o problema do escoamento. A determinação destes parâmetros é realizada através das análises do processo de compressão do gás e da dinâmica das partes móveis do compressor, ou seja, palheta, pistão rolante e excêntrico. Essa análise é bastante complexa devido ao acoplamento existente entre essas três peças. A variação de pressão e a presença de óleo na câmara de compressão, a condição de lubrificação e a temperatura na interface entre palheta e pistão, o efeito da rugosidade superficial e as vibrações tornam a análise da dinâmica do compressor ainda mais difícil. Além disso, a folga radial não é constante ao longo do ciclo devido ao ajuste da bomba (*pump setting*) durante sua montagem.

2.1 O processo de compressão

A Figura 3 apresenta um esquema mostrando o gás refrigerante sendo comprimido na câmara de compressão e descarregado através da válvula de descarga. Para a determinação da pressão do gás na câmara de compressão durante uma revolução completa do pistão rolante, $p_c(t)$, é necessário modelar o processo de compressão, o escoamento do gás pela válvula de descarga e a dinâmica da válvula de descarga. O processo de compressão pode ser modelado usando-se o princípio da conservação da energia, aplicada a um volume de controle composto pelo gás contido na câmara de compressão, juntamente com as relações geométricas da câmara, equação de estado para o gás e equações para as suas propriedades termodinâmicas. O escoamento do gás pela válvula de descarga durante o processo de descarga, por sua vez, pode ser modelado como um escoamento compressível, isentrópico e subsônico através de um bocal convergente, com condições de estagnação dentro da câmara de compressão. A modelagem de placa rígida com um único grau de liberdade para a válvula fornece boa informação sobre o efeito da válvula no escoamento. Neste caso, a válvula pode ser modelada como um sistema massa-mola-amortecedor e, através de um equilíbrio de forças, determinado o seu deslocamento instantâneo a partir da integração de sua aceleração. A Figura 4 apresenta um resultado típico para $p_c(t)$. Os detalhes do processo de modelagem podem ser vistos em Gasche (1996).

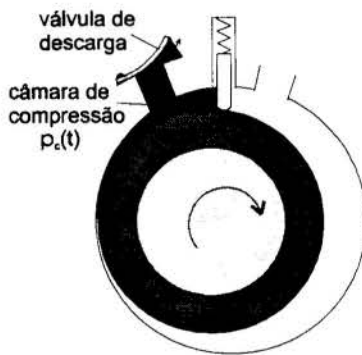


Figura 3 - Processos de compressão e descarga do gás refrigerante

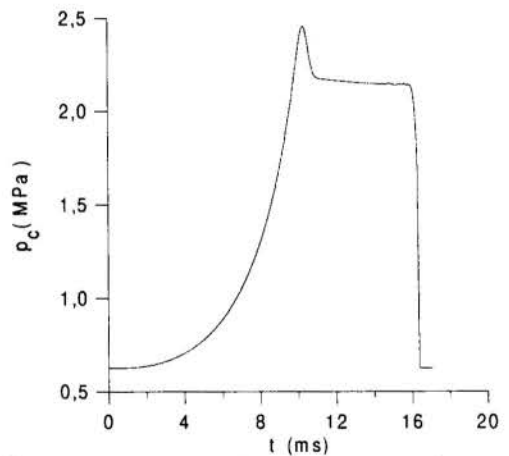


Figura 4 - Pressão de compressão durante um ciclo do pistão rolante

2.2 A Dinâmica do pistão Rolante

Para a solução do escoamento em regime transiente é necessário conhecer-se, também, a velocidade tangencial absoluta do pistão rolante, $V_{tr}(t)$, durante o ciclo de compressão, que é causada pelo deslizamento da superfície externa do pistão em relação à superfície interna do cilindro. Sua determinação é realizada a partir da análise da dinâmica do pistão, que está acoplada à dinâmica da palheta, devido ao contato existente entre essas duas peças. Inicialmente, é necessário proceder a análise da dinâmica da palheta, que fornece a força de atrito tangencial atuando sobre o pistão, f_b , única variável desconhecida para a análise da dinâmica do pistão rolante. A Figura 5 mostra um esquema onde são mostradas todas as forças atuando sobre a palheta e, a Figura 6, as forças e momentos que atuam sobre o pistão rolante.

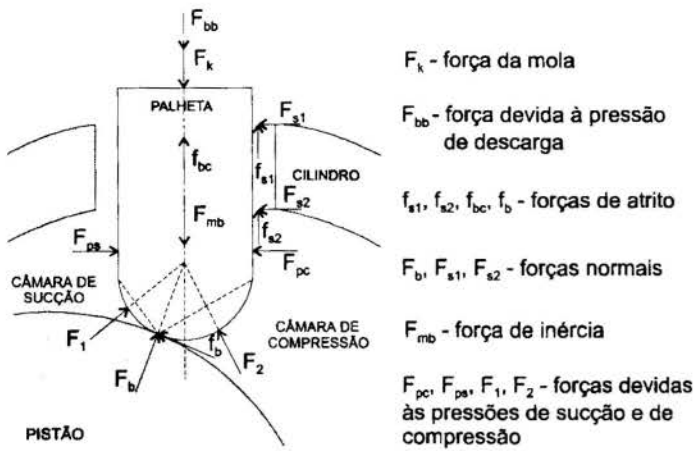


Figura 5 - Forças atuando sobre a palheta

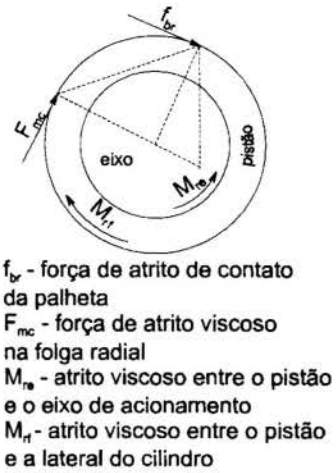


Figura 6 - Forças e momentos sobre o pistão

O equilíbrio de forças e momentos sobre estas peças fornece o valor da velocidade angular do pistão e, conseqüentemente, da velocidade tangencial absoluta da superfície do pistão em relação ao cilindro, $V_{tr}(t)$. Esta velocidade influencia diretamente sobre o vazamento pela folga radial, originando um escoamento do tipo Couette, Gasche *et al.* (1994). A Figura 7 apresenta um resultado típico para esta variável durante um ciclo completo do pistão.

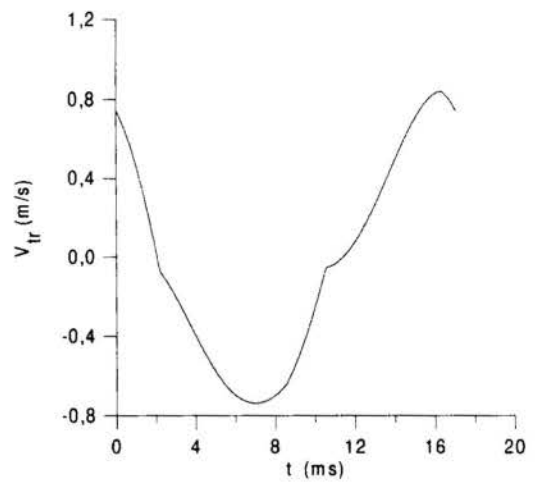


Figura 7 - Velocidade tangencial absoluta do pistão durante o ciclo

2.2 O Ajuste da Bomba (pump setting)

Um outro fator importante, que possui grande influência sobre o vazamento pela folga radial, é a variação do valor da folga radial entre pistão e cilindro durante o ciclo de compressão. O compressor de pistão rolante é montado usando uma metodologia que tenta manter uma folga radial mínima exatamente na região de máxima pressão de compressão durante sua operação. Este procedimento tem como objetivo reduzir o vazamento de gás refrigerante pela folga. A folga radial mínima é determinada pela escolha adequada do conjunto cilindro-pistão-eixo de acionamento de tal forma que exista um desalinhamento, f , entre a linha de centro do cilindro, ponto A da Figura 8, e o

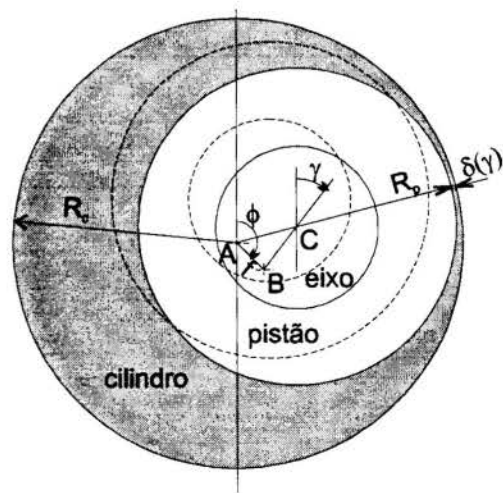


Figura 8 - Ajuste da bomba

centro de rotação do eixo, ponto B. Este procedimento de montagem é denominado de ajuste da bomba e produz uma variação da folga radial durante o ciclo, $\delta(t)$, como mostrado na Figura 9 para um caso típico. Na abcissa da Figura 9 está o tempo em milissegundos, na ordenada está a folga radial mínima e o parâmetro de curva f é o desalinhamento entre o centro do cilindro e o centro de rotação do eixo.

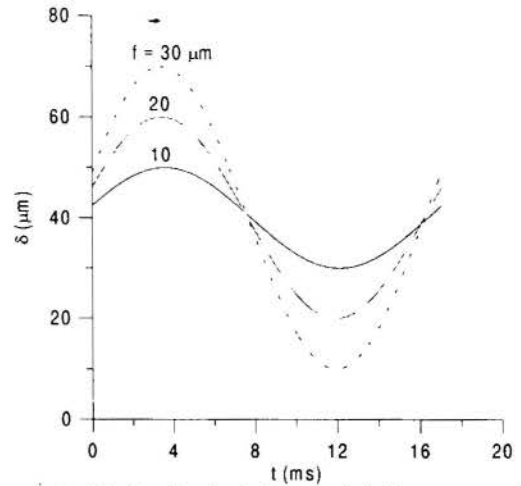


Figura 9 - Variação da folga radial durante o ciclo

3 A MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE

Os fluidos refrigerantes normalmente usados nos sistemas de refrigeração por compressão de vapor são solúveis, em diversos graus, nos óleos lubrificantes, o que altera as propriedades físicas da mistura óleo-refrigerante resultante. Em geral, a viscosidade do óleo torna-se menor devido à presença do refrigerante dissolvido. A solubilidade do refrigerante no óleo é função da pressão, da temperatura e da natureza destes fluidos. Quanto maior é a pressão e menor a temperatura, maior é a concentração de refrigerante, ou seja, maior é sua solubilidade. Isto prejudica a lubrificação e afeta os vazamentos de gás refrigerante pelas diversas folgas do compressor. Segundo Yanagisawa *et al.* (1994), a eficiência volumétrica do compressor tende a diminuir com o aumento da solubilidade do refrigerante no óleo, para baixas velocidades de operação. Desta forma, o cálculo do vazamento de gás refrigerante pela folga radial deve considerar o escoamento da mistura óleo-refrigerante, e não apenas do óleo puro, como muitos pesquisadores fizeram.

Duas metodologias podem ser aplicadas para modelar este escoamento. Um primeiro modelo pode considerar simplesmente o escoamento monofásico e homogêneo da mistura, no qual o único efeito do refrigerante dissolvido é verificado no cálculo das propriedades físicas da mistura (viscosidade e massa específica),

que são assumidas constantes ao longo de todo o escoamento. Segundo Gasche (1996), o aumento da vazão de refrigerante, calculada com este modelo, em relação ao modelo de escoamento de óleo puro, varia de 40 a 250%, de acordo com o valor da folga e da temperatura assumidos. Ainda, de acordo com este modelo monofásico e homogêneo, se a folga radial for considerada variável devido ao ajuste da bomba, a massa total de vazamento de refrigerante (R22) durante o ciclo de compressão reduz de 26 a 81%, em relação a uma situação em que a folga é considerada fixa. Portanto, tanto a influência do refrigerante nas propriedades da mistura como a influência da variação da folga radial são aspectos importantes que devem ser incluídos nos modelos de vazamento.

Um segundo modelo, mais complexo, pode ser elaborado. Ao invés de assumir um valor uniforme para a concentração de refrigerante no óleo (modelo anterior), pode-se calcular a concentração local ao longo do escoamento em função da temperatura e da pressão da mistura. Para isto, é necessário acrescentar as equações da conservação da energia (para o cálculo da temperatura) e da conservação da espécie química (para o cálculo da concentração) às equações normais da conservação da massa e da quantidade de movimento, suficientes no

modelo anterior. Além disso, é preciso modelar o processo de transferência de calor no cilindro e no pistão rolante para que se possa prescrever as condições de contorno para a equação da conservação da energia. Este modelo é designado por Gasche (1996) como escoamento monofásico e heterogêneo da mistura, pois as propriedades físicas, agora, são variáveis ao longo da folga. Em suas conclusões o autor expõe que, para o caso de pequenas vazões, as variações de concentração ao longo do escoamento são pequenas, podendo-se admitir, com boa precisão, a hipótese de escoamento uniforme, ou seja, pode-se usar o modelo homogêneo. Contudo, a utilização do modelo de escoamento homogêneo nos casos de vazões maiores não é adequada, pois a variação da concentração ao longo do escoamento é acentuada, não permitindo o uso de uma concentração média para o cálculo das propriedades físicas.

4 A FORMAÇÃO DE BOLHAS DE GÁS REFRIGERANTE

4.1 A formação de bolhas

Em função dos pequenos valores da folga radial, da ordem de dezenas de micrometros, a queda de pressão ao longo do escoamento é abrupta, como mostrado na Figura 10, para um caso típico de escoamento de óleo puro, apresentado por Gasche (1996). Como a concentração de refrigerante no óleo diminui com a redução da pressão, a mistura deve perder parte do refrigerante dissolvido à medida que escoar pela folga.

Nos modelos de escoamento monofásico, assume-se que a liberação deste excesso de refrigerante ocorre apenas no final do escoamento, na câmara de sucção. Entretanto, em seu experimento de visualização, Costa *et al.* (1990) observaram uma grande formação de bolhas logo a jusante da folga mínima (região onde ocorre a queda brusca de pressão), como mostrado esquematicamente na Figura 2.

4.2 O escoamento bifásico

Um modelo mais realista para o escoamento na folga radial deve prever o comportamento bifásico da mistura, no qual o refrigerante pode ser liberado enquanto escoar pela folga, formando bolhas de gás. Este é um avanço importante no processo de modelagem, visto que possibilita prever a influência da formação das bolhas no comportamento do escoamento e, conseqüentemente, no vazamento do gás refrigerante. Gasche (1996) apresenta um modelo de escoamento bifásico, homogêneo, unidimensional e estacionário para prever este vazamento. Os resultados obtidos com este modelo mostraram que a formação de bolhas ao longo do escoamento altera significativamente as propriedades da mistura, mudando as características do escoamento e reduzindo a vazão, tanto da própria mistura, como do gás refrigerante, sobretudo, quando a mistura está em baixas temperaturas. Em relação ao escoamento monofásico homogêneo, verificou-se com o modelo bifásico uma redução da vazão de refrigerante na faixa de 9 a 30%, dependendo da temperatura da mistura.

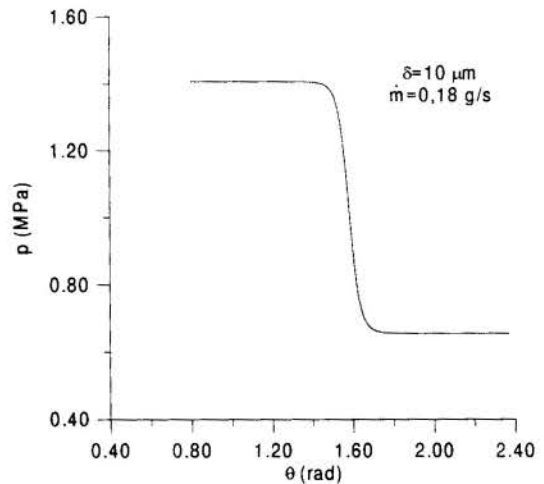


Figura 10 - Perfil de pressão típico ao longo da folga radial

4.3 A formação de espuma

Os resultados obtidos com o modelo de escoamento bifásico homogêneo também mostraram que a jusante da folga mínima há uma grande formação de bolhas, haja visto o alto valor alcançado pela fração de vazio, em torno de 80%. Este fato pode caracterizar a formação de espuma e, conseqüentemente, alterar significativamente o escoamento, visto que uma espuma possui um comportamento não-newtoniano e é um fluido compressível. Gasche (1996) também apresentou um modelo para o escoamento bifásico com formação de espuma e os resultados mostraram que estudos nesta direção podem contribuir muito para o melhor entendimento do escoamento pela folga radial, visto que os resultados foram bastante modificados em relação ao escoamento bifásico convencional (sem formação de espuma).

5 EFEITO DAS FORÇAS INERCIAIS NA MODELAGEM DO ESCOAMENTO DE ÓLEO PURO

Costa *et al.* (1990) elaboraram um modelo unidimensional puramente viscoso de óleo puro para prever o escoamento em regime permanente pela folga radial com o objetivo de estimar o vazamento de gás refrigerante. Os resultados deste modelo, para folgas de até 33 μm , mostraram uma boa concordância com os resultados experimentais obtidos pelos mesmos autores. Outros resultados experimentais, levantados pela EMBRACO (Empresa Brasileira de Compressores) para folgas radiais maiores e, conseqüentemente, para maiores vazões, são apresentados por Gasche (1996). Num primeiro momento, o mesmo modelo unidimensional proposto por Costa *et al.* (1990) foi utilizado para confrontar os resultados. Obteve-se boa concordância para os baixos valores de folga radial, mas para folgas radiais maiores, o que significa maiores vazões, observou-se uma maior discrepância entre os resultados. Em função disso, desenvolveu-se um modelo unidimensional simplificado, incluindo as principais forças inerciais da equação da conservação da quantidade de movimento, e também um modelo bidimensional completo com o objetivo de diminuir a discrepância entre os resultados teórico e experimental, suspeitando-se que a diferença nas maiores vazões residisse na ausência destas forças inerciais no modelo unidimensional inicialmente proposto. Tais modelos serão explorados a seguir.

5.1 O modelo unidimensional puramente viscoso

Este modelo considera simplesmente um balanço entre forças de pressão e viscosas na obtenção da equação da conservação da quantidade de movimento em coordenadas cilíndricas. A combinação desta equação com a equação da continuidade, integradas ao longo da secção transversal do escoamento, resulta numa equação diferencial ordinária para a pressão, conforme Costa *et al.* (1990), e apresentada a seguir,

$$\frac{dp}{d\theta} = - \frac{2 \mu Q}{H_p R_c^2} \left[1 - \left(\frac{a}{R_c} \right)^2 + \frac{2(1 - a/R_c)^2}{\ln(a/R_c)} \right]^{-1} \quad (1)$$

na qual Q é a vazão volumétrica, H_p é a largura do pistão, R_c é o raio do cilindro e o parâmetro "a" é dado por:

$$a = e \sin\theta + \sqrt{R_p^2 - e^2 \cos^2\theta} \quad (2)$$

onde "e" é a excentricidade entre o eixo de acionamento e o pistão e R_p é o raio do pistão. Para uma dada vazão, Q, pode-se obter a distribuição de pressão ao longo da folga através do método de Runge-Kutta.

5.2 O modelo unidimensional com as principais forças inerciais

Para escoamento incompressível, a equação da conservação da quantidade de movimento, escrita no sistema de coordenadas cilíndricas, simplificada para escoamentos em pequenas folgas e considerando as principais forças inerciais é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial r}(\rho r v u) + \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho u u) = -\frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial r}(r \tau_{r\theta}) \quad (3)$$

onde $\tau_{r\theta} = \mu(\partial u / \partial r)$ e $\sigma_{\theta\theta} = -p$. Integrando esta equação e a equação da continuidade de R_p a $b(\theta)$, o qual representa o raio do cilindro visto do centro do pistão rolante, $b(\theta) = \sqrt{e^2 \sin^2 \theta + R_c^2 - e^2} - e \sin \theta$, obtém-se uma equação diferencial para a pressão em função da tensão na parede. Usando a definição do fator de atrito de Darcy para escoamento plenamente desenvolvido entre placas planas paralelas de largura infinita, obtém-se a seguinte equação diferencial para a pressão:

$$\frac{dp}{d\theta} = -\frac{6 \mu (a + R_p) \bar{u}}{\delta^2(\theta)} + \frac{\rho \bar{u}^2}{\delta^2(\theta)} \frac{da}{d\theta} \quad (4)$$

onde $\delta(\theta) = b(\theta) - R_p$ e \bar{u} é a velocidade média do escoamento na direção θ . Esta equação também pode ser resolvida pelo método de Runge-Kutta para a obtenção da distribuição da pressão.

5.3 O modelo bidimensional completo

Este mesmo problema pode ser resolvido através de um modelo 2D completo, no qual as equações da continuidade e da conservação da quantidade de movimento são escritas no sistema de coordenadas bicilíndricas sem qualquer simplificação. Estas equações são descritas detalhadamente por Gasche (1996) e Ferreira et al. (1992), que usam o método dos volumes finitos para resolver o escoamento.

É importante salientar que, tanto nos modelos unidimensionais dados pelas equações (1) e (4), como no modelo bidimensional, o cálculo do vazamento de refrigerante é efetuado usando-se a diferença entre as concentrações de refrigerante no óleo nas câmaras de compressão e de sucção e a vazão do fluido escoando pela folga, Q.

5.4 Comparação entre os modelos numéricos e os resultados experimentais

A Figura 11 apresenta uma comparação entre os resultados obtidos pelos três modelos descritos nas seções 5.1 a 5.3 e os resultados experimentais de Gasche (1996). Uma análise desta figura mostra que a inclusão das forças inerciais na modelagem não altera os resultados, de onde pode-se concluir que não são estes termos os responsáveis pela discrepância entre os resultados quando a vazão é majorada. Esta discrepância talvez resida na medição do valor da folga radial. Uma análise de sensibilidade apresentada por Gasche (1996) mostra que a incerteza de medição da folga radial deve ser menor do que 1µm para que se obtenha bons

resultados experimentais. Uma variação de $\pm 1\mu\text{m}$ no valor da folga radial, produz uma diferença média de 8% na queda de pressão, considerando-se as três folgas analisadas. Variações desta ordem podem aproximar muito os resultados. A Figura 12 apresenta resultados obtidos pelos modelos 1D sem as forças inerciais e 2D completo, mostrando que as forças inerciais são importantes somente para vazões muito maiores (acima de 100 g/s) do que aquelas encontradas nos vazamentos pela folga radial.

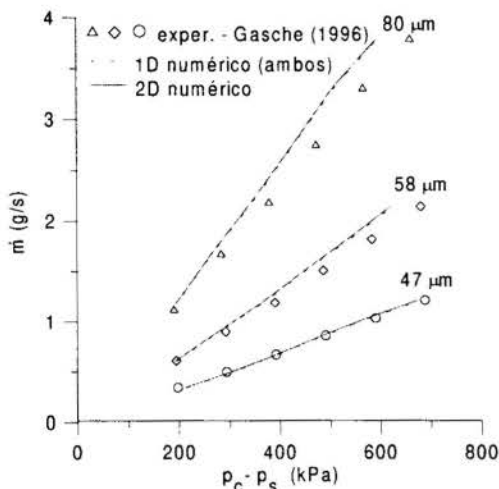


Figura 11 - Validação dos modelos numéricos

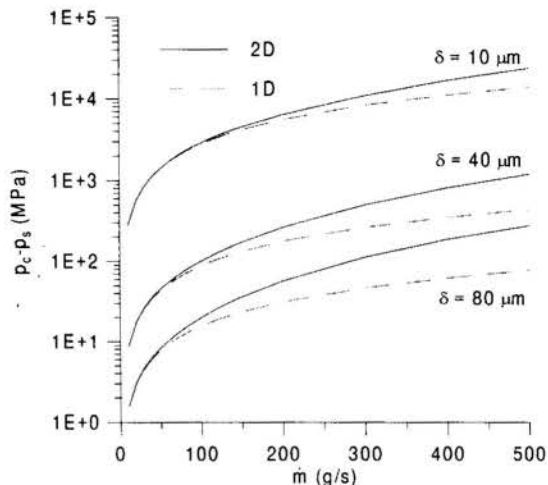


Figura 12 - Influência dos termos inerciais

6 CONCLUSÕES

Este trabalho apresenta uma discussão dos fenômenos mais importantes que ocorrem no vazamento de gás refrigerante pela folga radial de compressores rotativos de pistão rolante, um dos vazamentos que mais contribui para a perda da eficiência volumétrica deste tipo de compressor. Discute-se, desde o tipo de fluido que realmente escoava pela folga, passando-se pelo caráter transiente do escoamento, pelo aspecto da solubilidade do refrigerante no óleo lubrificante, até à formação de bolhas de gás refrigerante durante o escoamento. Além disso, apresenta-se um primeiro modelo para o vazamento de gás refrigerante, assumindo como fluido de vazamento apenas o óleo lubrificante. Uma análise da importância das forças inerciais da equação da conservação da quantidade de movimento na modelagem deste escoamento também é realizada, mostrando que estas forças não interferem no escoamento para as vazões normalmente encontradas no vazamento pela folga radial.

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

COSTA, C. M. F. N., FERREIRA, R. T. S., PRATA, A. T., Considerations About the Leakage Through the Minimal Clearance in a Rolling Piston Compressor, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, Vol. II, p. 853-863, 1990.

FERREIRA, R. T. S., LILIE, D. E. B., GASCHÉ, J. L., PRATA, A. T., Bicylindrical Coordinate Formulation for the Leakage Flow Through the Minimal Clearance in a Rolling Piston Compressor, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, Vol. II, p. 393-401, 1992.

GASCHE, J. L., FERREIRA, R. T. S., PRATA, A. T., Influence of the Roller Velocity on the Flow of Lubricating Oil in a Rolling Piston Compressor. *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, Vol. I, p. 347-352, 1994.

GASCHE, J. L., *Escoamento de Óleo e Refrigerante pela Folga Radial de Compressores Rotativos de Pistão Rolante*, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis - SC, 238 p., 1996.

HUANG, Y., Leakage Calculation Through Clearances, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, Vol. I, p. 35-40, 1994.

KRUEGER, M., *Theoretical Simulation and Experimental Evaluation of an Hermetic Rolling Piston Rotary Compressor*, Thesis (Master of Science in Mechanical Engineering) School of Mechanical Engineering, Purdue University, West Lafayette, 1988.

LEE, J., MIN, T. S., Performance Analysis of Rolling Piston Type Rotary Compressor, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, p. 154-162, 1988.

LEYDERMAN, A. D., LISLE, H. H., Modeling of Leakage Through Small Clearances in a Hermetic Rotary Compressor, *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Symposium in Heat Pump and Refrigeration Systems Design, Analysis and Applications - ASME/AES - Vol. 34*, p. 99-106, 1995.

PANDEYA, P., SOEDEL, W., Rolling Piston Type Rotary Compressors with Special Attention to Friction and Leakage, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, p. 209-218, 1978.

PUFF, R., KRUEGER, M., Aspectos Gerais de um Compressor Rotativo de Pistão Rolante para Refrigeração Doméstica, *Anais do III Congresso Brasileiro de Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar, CONBRAVA*, São Paulo, p. 61-64, 1992.

XIULING, Y., ZHIMING, C., ZHEN, F., Calculating Model and Experimental Investigation of Gas Leakage, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, Vol. IV p. 1249-1255, 1992.

YANAGISAWA, T., SHIMISU, T., Leakage Losses with a Rolling Piston Type Rotary Compressor. I. Radial Clearance on the Rolling Piston, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 8 n2 , p. 75-84, 1985.

YANAGISAWA, T., FUKUTA, M., SHIMIZU, T., ZUSHI, T., Influence of Oil-Refrigerant Solubility on the Performance of Rotary Compressors, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, Vol. I, p. 109-114, 1994.

ZHEN, F., ZHIMING, C. A., Calculating Method for Gas Leakage in Compressor, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, West Lafayette, Vol. I p. 47-53, 1994.



PAPER CODE: COB346

FORÇA AXIAL ATUANDO NUM DIFUSOR RADIAL DEVIDO AO MOVIMENTO SÚBITO DA PALHETA/AXIAL FORCE ON THE FRONTAL DISK OF A AXIALLY FED RADIAL DIFFUSER WITH MOVING BOUNDARY

CARLOS F. E. ALVES^{1,*}, WASHINGTON BRAGA FILHO¹ & CARLOS A. THOMPSON²

¹Departamento de Engenharia Mecânica, PUC-Rio - Rua Marques de São Vicente, 225
CEP 22453-900 Rio de Janeiro, Brasil - E-mail: wbraga@rdc.puc-rio.br

²Centro Universitário Augusto da Motta - Rua Paris 72

CEP 21041-020 Rio de Janeiro, Brasil - E-mail: cthompson@openlink.com.br

Abstract

This paper reports preliminary numerical results of some aspects of the axially fed radial flow between parallel disks. Particularly, the characteristics of the axial force on a situation in which the frontal disk is suddenly moved to a new location (closer or further apart) is studied. The flow is assumed incompressible, laminar and isothermal.

Keywords

compressor; radial flow; finite volume; moving grid; space conservation/
compressores; escoamento radial; volumes finitos; fronteiras móveis; conservação de espaço

1. INTRODUÇÃO

A partir da década de 80, o interesse pelo conhecimento do escoamento radial entre dois discos concêntricos e paralelos foi motivado por suas inúmeras aplicações tecnológicas. Apesar dos inúmeros estudos feitos, diversos conceitos relacionados a este tipo de escoamento ainda não estão completamente determinados, como a validade da aproximação usualmente utilizada do escoamento ser hidrodinamicamente desenvolvido, que pode levar a inconsistências físicas, Bird *et al* (1960), ou as diferentes características que o escoamento pode assumir dependendo do número de Reynolds, Langer *et al* (1990). Quando o fluido escoar radialmente entre dois discos paralelos, o aumento da área do escoamento radial pode provocar situações nas quais os efeitos viscosos passam a predominar os efeitos de inércia (baixos números de Reynolds). A diminuição de velocidade do fluido leva a um aumento de pressão à jusante do escoamento e o fluxo passa por uma situação de pressão adversa, dando origem a situações de separação.

* Aluno de Doutorado do DEM da PUC-Rio, também ligado ao Instituto Politécnico da UERJ. Caixa Postal 97282, CEP 28614-900, Nova Friburgo, Brasil, email: cfea@iprj.uerj.br

Em particular, o estudo de difusores radiais alimentados axialmente tem sido utilizado como um modelo para o estudo de problemas físicos como o do comportamento do escoamento através das válvulas tipo palheta existentes em compressores herméticos, Prata *et al* (1986 a 1996), o projeto de impactadores inerciais, Marple *et al* (1974) e, em problemas de lubrificação, Prata (1996). Neste tipo de geometria, o escoamento é alimentado através de um orifício existente no centro de um dos discos. Na Figura 1 é apresentado um difusor radial alimentado axialmente.

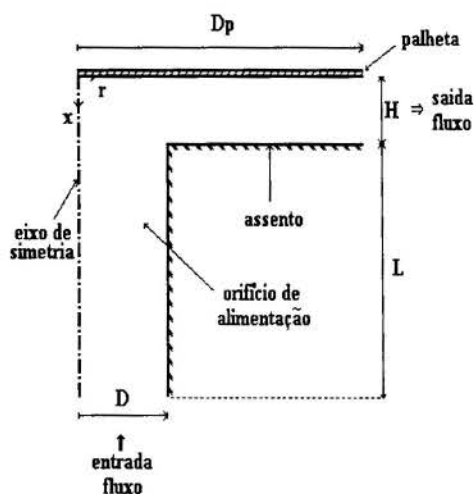


Figura 1 Geometria do problema [fora de escala]

alimentação é inicialmente defletido e depois escoo radialmente. As hipóteses simplificadoras empregadas em seus trabalhos são: escoamento bidimensional (com simetria axial), fluido newtoniano e regime permanente. Dentre os parâmetros estudados até o momento, foram verificados a influência da geometria do problema, Deschamps *et al* (1987), dos efeitos de compressibilidade no escoamento, Puff *et al* (1992), da importância de ser introduzido no equacionamento do problema modelos de turbulência, Deschamps *et al* (1996), e os efeitos causados ao escoamento devido ao não paralelismo dos discos no difusor radial, Possamai *et al* (a ser publicado).

Em um compressor hermético, o fluido sofre uma compressão na região de alimentação devido ao movimento de um pistão. Num determinado instante, a diferença de pressão em ambos os lados da palheta atinge um valor suficiente para abri-la, dando passagem ao fluxo. Nos trabalhos de Maclaren *et al* (1969/70) e Praskas *et al* (1974) pode ser encontrado uma análise simplificada simulando o comportamento das válvulas em compressores.

No presente trabalho, será analisada a situação na qual o escoamento em regime permanente sofre uma perturbação devido ao movimento brusco de um dos discos. Em especial, será verificado o comportamento ao longo do tempo da força axial que atua na palheta. Para a solução de problemas que envolve o movimento das fronteiras do domínio físico, é necessária a introdução de uma nova equação de conservação denominada equação de conservação de espaço (também chamada de equação para coordenadas móveis), Thomas *et al* (1979) e Demirdzic *et al* (1988 e 1990), que deve ser resolvida simultaneamente com as equações de conservação de massa e momentum. Este método é comprovadamente eficiente,

Diversos estudos têm sido conduzidos por Prata *et al* (1986 a 1996) com o objetivo de melhorar a eficiência dos compressores produzidos industrialmente. Através de medidas experimentais, foram identificados os parâmetros mais relevantes para o entendimento deste tipo de escoamento bem como do fenômeno de transferência de calor associado. Neste tipo de escoamento, o fluido proveniente do canal de

Stroll *et al* (1995), para problemas transientes envolvendo velocidades elevadas de deformação do domínio físico. Para escoamentos incompressíveis a equação de conservação de espaço é essencial para que ocorra a conservação de massa. Não satisfaz-la significa a introdução de fontes artificiais de massa. No caso da utilização da metodologia de volumes finitos, para que a equação de conservação de espaço seja satisfeita será suficiente calcular a velocidade da malha entre dois instantes de tempo. Testes numéricos foram realizados de modo a reproduzir os resultados disponíveis na literatura para situações de regime permanente bem como para situações nas quais o movimento do domínio se restringia a uma parte da solução temporal e esta a partir de então evoluía no tempo para a solução de regime permanente.

2. EQUACIONAMENTO.

Na maioria dos problemas que utiliza a técnica de malhas adaptativas são procuradas as soluções de regime permanente. Nestes casos, não é necessária a utilização de malhas móveis. Num processo de solução iterativa, a adaptação da malha pode ser representada entre duas iterações e a solução prosseguir sem que seja levada em conta a posição da malha no instante anterior. Quando o escoamento é em regime transiente, a adaptação da malha é realizada entre dois instantes de tempo e o movimento da malha deve ser levada em conta nos esquemas de discretização. A lei que define o movimento da malha não é importante. O fundamental é requerer que a malha se adapte aos contornos físicos do problema e que seja conhecida a cada instante a posição onde se encontram as fronteiras do domínio físico. Os fluxos convectivos são então calculados em relação a velocidade dos elementos de volume. Ou seja, as equações de conservação são ampliadas por uma lei de conservação adicional que descreve a variação do volume do sistema, devido aos movimentos de fronteira, e a relaciona a variação volumétrica de cada elemento de volume com a velocidade das fronteiras dos mesmos.

O escoamento é considerado incompressível, laminar e isotérmico e o fluido é caracterizado pelo número de Reynolds baseado no diâmetro do orifício de alimentação. As equações de conservação que descrevem o problema são: espaço, continuidade e momentum nas direções radial e axial.

espaço:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial J}{\partial t} - \frac{\partial u_b}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

continuidade:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (\rho J) + \frac{\partial}{\partial x} [\rho(u - u_b)] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v) = 0 \quad (2)$$

momentum radial:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (\rho Jv) + \frac{\partial}{\partial x} [\rho(u - u_b)v] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho vv) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{v}{r^2} \right] \quad (3)$$

momentum axial:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (\rho Ju) + \frac{\partial}{\partial x} [\rho(u - u_b)u] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho vu) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (u - u_b) + \frac{\partial^2}{\partial r^2} (u - u_b) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} (u - u_b) \right] \quad (4)$$

onde: J é o jacobiano; p é a pressão relativa; r é a coordenada radial; u,v são as componentes de velocidade nas direções x e r respectivamente; u_b é a velocidade da fronteira do elemento de volume na direção x; x é a coordenada axial; μ é a viscosidade; ρ é a densidade.

As condições de contorno para o problema são:

i- condição de não deslizamento nas paredes sólidas ($u=v=0$);

ii- para o eixo de simetria axial ($r=0$): $v = \frac{\partial u}{\partial r} = 0$

iii- condição de entrada no orifício de alimentação: velocidade média, \bar{u} , constante ;

iv- na seção de saída do difusor: $p=0$ (pressão atmosférica).

3. SOLUÇÃO NUMÉRICA

As equações diferenciais, equações (1) a (4), juntamente com as condições de contorno são integradas utilizando a metodologia de volumes finitos, Patankar (1980). Para o acoplamento pressão-velocidade será utilizado o algoritmo SIMPLEC. Será utilizado um esquema "upwind" de segunda ordem para a determinação dos parâmetros necessários nas faces dos elementos de cada volume. Tentou-se utilizar o esquema "quick", Leonard *et al* (1979), porém, o mesmo, quando não apresentava uma dificuldade de convergência provocava uma forte instabilidade na solução.

Comentou-se em Oliveira *et al* (1993) que a direção radial é a mais crítica para a obtenção de uma solução numérica precisa no caso de escoamentos envolvendo as direções axial e radial. Diversos testes foram realizados para a escolha da malha adequada onde ficou constatado que duas necessidades deveriam ser consideradas conjuntamente: uma concentração de pontos em regiões de fortes gradientes e uma distribuição de elementos de volume ao longo do domínio físico tal que não ocorresse variações de volume superiores a 20% entre elementos consecutivos. Malhas com fortes variações em seus métricos, especialmente no jacobiano, apresentavam erros de simulação levando a valores não realísticos de pressão nas regiões de separação (pressão adversa).

Foi utilizado na solução deste problema o código computacional para solução de escoamentos FLUENT. Como técnica de solução das equações os termos relativos ao movimento do domínio físico foram incluídos nos termos de fonte de cada equação e estes atualizados a cada iteração durante o processo de solução.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Serão consideradas situações de pequenas distâncias entre a palheta e o assento do difusor radial ($H/D < 0.1$), onde H é a separação entre a palheta e o assento e D é o diâmetro do orifício de alimentação. Em Deschamps *et al* (1987) pode ser visto que para distâncias desta ordem o escoamento é muito pouco sensível ao perfil de entrada do fluido no duto de

alimentação, sendo o parâmetro mais importante o fluxo mássico. Deste modo, neste trabalho foram consideradas apenas situações nas quais o fluxo mássico de entrada apresentava perfis uniformes.

Como forma de qualificar as soluções numéricas, procurou-se reproduzir resultados encontrados na literatura. Numa situação de regime permanente, sem o movimento de fronteira, e com condições geométricas e iniciais semelhantes as de Prata *et al* (1986) foi obtida a distribuição de pressão ao longo da palheta do difusor radial. Neste caso utilizou-se como parâmetros geométricos: $H/D=0.048$; $D=0.03\text{m}$; $L=0.028\text{m}$ (comprimento do orifício de alimentação); $D_p=0.09\text{m}$ (diâmetro da palheta) e como constantes físicas: $\rho=1.1774\text{ Kg/m}^3$; $\mu=1.983\text{e-}5\text{Kg/ms}$ e $p_{\text{atm}} = 1.01\text{e}+5\text{ N/m}^2$ (pressão atmosférica). Para a discretização do domínio físico foi utilizada uma malha não uniforme de 24×56 pontos que apresentava uma maior distribuição de pontos nas regiões de gradientes mais intensos (logo na entrada do difusor radial quando o jato acaba de ser fletido e na região de ocorrência do pico negativo de pressão, local onde ocorre o descolamento do jato junto a palheta e junto ao assento). A Figura 2 mostra os resultados obtidos comparados aos publicados por Prata *et al* (1986) onde R é a coordenada radial adimensional, $R = r/D$ e Re é o número de Reynolds; $Re = \frac{\rho \bar{u} D}{\mu}$

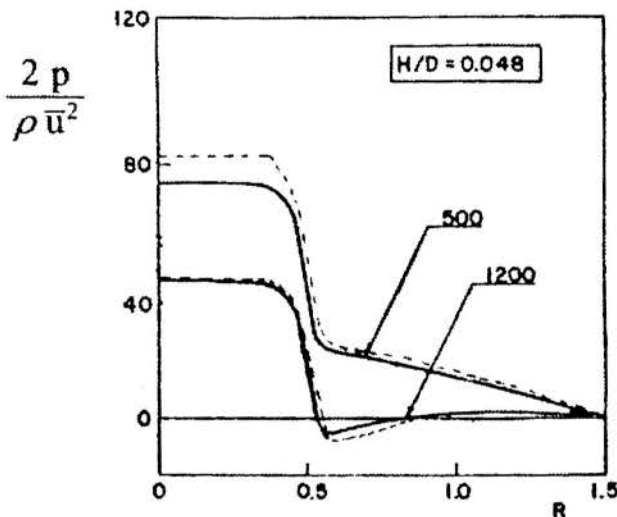


Figura 2 Distribuição de pressão sobre a palheta para regime permanente:
 ---- presente trabalho, — Prata *et al* (1986).

Qualitativamente os resultados encontrados são muito semelhantes. O platô bem como os picos de pressão negativos, quando existentes, se posicionam na mesma região. Por outro lado, quantitativamente foram encontradas discrepâncias de até 12% para o platô e de até 50% para o pico de pressão negativa (no caso em que o número de Reynolds era de 1800). Procurando melhorar os resultados encontrados, malhas mais refinadas, isto é, com maior número de pontos, foram estudadas. Para o platô conseguiu-se uma diferença máxima de 6% no pior caso e para o pico de pressão negativo as diferenças se mantiveram elevadas chegando a 32% com a utilização de uma malha de 178×112 pontos. Entretanto, o tempo de execução subiu cerca de cinco vezes para cada iteração temporal.

Obtida a solução dos campos de velocidade e de pressão, a força que atua sobre a palheta pode ser obtida pela integração da distribuição de pressão sobre a palheta. Os valores negativos da pressão que aparecem na figura 2 são devidos a separação do escoamento.

A partir de um escoamento em regime permanente a palheta é movida abruptamente para uma nova posição. São realizados pequenos deslocamentos da palheta, 5% e 10% de H, e o comportamento do escoamento é analisado através do cálculo da força que atua sobre a palheta, até que uma nova situação de regime permanente seja atingida. Trabalhou-se com números de Reynolds 500 e 1200. Na Tabela 1 são apresentados os resultados encontrados para a força adimensional axial atuando na palheta onde o intervalo de tempo adotado para a simulação numérica foi de 0.01s.

Tabela 1: Força axial adimensional, F, atuando na palheta ao longo do tempo após um deslocamento súbito da palheta no sentido de fechar o difusor radial.

Δt	Re = 500 fechando 5%	Re = 500 fechando 10%	Re = 1200 fechando 5%	Re = 1200 fechando 10%
início	-18,5	-18,5	-0,28	-0,28
1	201,4	253,2	8,96	13,2
2	40,0	61,0	-2,02	-0,89
3	-25,7	-24,6	-1,03	-0,99
4	-30,7	-33,9	-0,75	-0,83
5	-31,2	-34,7	-0,69	-0,79
6	-31,3	-34,9	-0,71	-0,81
7	-31,4	-35,4	-0,70	-0,79
8	-31,4	-35,4	-0,69	-0,78
∞	-31,4	-35,4	-0,69	-0,78

Nesta tabela, Δt é o intervalo de tempo; início significa a solução de regime permanente existente no difusor radial antes do movimento súbito da palheta e ∞ é a solução obtida para regime permanente na nova geometria “estrangulada” do difusor radial e $F = \frac{2 f}{\rho \bar{u}^2} A_i^2$ sendo A_i a área do orifício de alimentação e f a força que atua na palheta.

A força axial adimensional diminui com o aumento do números de Reynolds devido ao critério de adimensionalização adotado. Na verdade, para uma mesma geometria, aumentando o número de Reynolds a força axial também aumenta. Devido ao tipo de movimento adotado para a palheta no primeiro instante, após movê-la, o escoamento sofre uma influência muito brusca fazendo surgir junto a palheta uma região de pressão negativa o que faz com que a força mude de sentido. Efeito semelhante é mostrado no trabalho de Maclaren *et al* (1969/70) e Praskas *et al* (1974). Neste primeiro instante, devido ao movimento súbito da palheta, o escoamento chega a sofrer uma recirculação na região do orifício de alimentação para números de Reynolds acima de 300 no caso em que a geometria inicial é $H/D=0.048$ e o movimento da palheta está limitado a até 10% deste valor de H/D . Passado este instante inicial, o escoamento procura a sua nova situação de regime permanente.

Para a situação na qual o número de Reynolds é 1200 quando a palheta é abruptamente aberta, mesmo para deslocamentos pequenos (da ordem de 5% de H), o escoamento passa por um período transitório e não consegue mais atingir a solução para regime permanente obtida a partir de uma situação na qual não existia escoamento a priori. Esta situação ainda está em análise pois não existe a certeza de tratar-se de um problema numérico ou de uma possível

bifurcação da solução. Dificuldades de convergência da solução também ocorrem para números de Reynolds baixos da ordem de 300 em situações de abertura da palheta.

5. CONCLUSÃO

Este trabalho apresenta os resultados preliminares do estudo do escoamento em difusores radiais com movimento de fronteira. O objetivo é entender melhor o comportamento do transiente deste tipo de problema. Estudos estão sendo conduzidos no sentido de serem obtidos resultados para movimentos contínuos da geometria. A metodologia de solução empregada para o problema, de tratar os termos devido ao movimento de malha como termos de fonte nas equações discretizadas, mostrou-se eficiente, como mostrado aqui.

REFERÊNCIAS:

- Bird, R.B., Stewart, W.E. and Lightfoot, E.N., "Transport Phenomena", John Wiley & Sons, Inc., New York, pp 122, 1960.
- Demirdzic, I and Peric, M., "Space Conservation law in finite volume calculations of fluid flow", Int. Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 8, pp 1037-1050, 1988.
- Demirdzic, I. and Peric, M., "Finite volume method for prediction of fluid flow in arbitrarily shaped domains with moving boundaries", Int. Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 10, pp 771-790, 1990.
- Deschamps, C.J., Prata, A.T. e Ferreira, R.T.S., "Influência do comprimento do orifício de alimentação no escoamento em difusores radiais", Anais do IX Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Florianópolis, SC, pp 335-338, 1987.
- Deschamps, C.J., Prata, A.T. and Ferreira, R.T.S., "Turbulent flow through reed type valves of reciprocating compressors", ASME Int. Mech. Eng. Conference, Atlanta, USA, 1996.
- FLUENT, 1996, FluentInc., Centerra Resource Park, 10 Cavendish Court, Lebanon, NH 03766.
- Langer, C.A., Prata, A.T. e Ferreira F.T.S., "Separação e bifurcação de escoamentos em difusores radiais", Anais do III ENCIT, Itapema, SC, pp 357-362, 1990.
- Leonard, B.P., "A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation", Comp. Methods Appl. Mech. Eng., v. 19, pp 59-98, 1979.
- MacLaren, J.F.T. and Kerr, S. V., "An analytical and experimental study of self-acting valves in a reciprocating air compressor", Proc. Instn. Mech. Engrs., vol. 184, pp 24-33, 1969/70.
- Marple, V. A., Liu, B.Y.H. and Whitby, K.T., "Fluid Mechanics of the Laminar Flow aerosol Impactors", Aerosol Science, Vol.5, pp 1-16, 1974.

Marple, V. A. and Liu, B.Y.H., "Characteristics of Laminar Jet Impactors", *Environmental Science & Technology*, vol. 8, n 7, pp648-654, 1974.

Oliveira, J.C., Prata, A.T. e Langer, C.A., "Estudo numérico da estabilidade hidrodinâmica em escoamentos radiais", *Anais do XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, Brasília, 1993.

Patankar, S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publ. Corp., 1980.

Possamai, F.C., Ferreira, R.T.S. and Prata, A.T., "Pressure distribution in laminar radial flow through inclined valve reeds", submitted to *ASME J. Fluids Eng.*

Prakash, R. and Singh, R., "Mathematical modeling and simulation of refrigerating compressors", *Purdue Compressor Technology Conference*, Purdue, USA, pp 274-285, 1974.

Prata, A.T., Ferreira, R.T.S. and Deschamps, C.J., "Escoamento laminar em difusores radiais, computação e experimento", *Anais do I Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, Rio de Janeiro, RJ, dezembro, pp 63-66, 1986.

Prata, A.T., Pilichi, C.D.M. and Ferreira, R.T.S., "Local heat transfer in axially feeding radial flow between parallel disks", *J. of Heat Transfer*, feb., vol 117, pp 47-53, 1995.

Prata, A.T., Seminário sobre tribologia realizado no Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio em outubro de 1996.

Puff, R., Prata, A.T. e Ferreira, R.T.S., 1992, "Áreas efetivas de força e de escoamentos para diferentes geometrias de válvulas de compressores com escoamento laminar", *Anais do IV ENCIT*, Rio de Janeiro, pp 537-540, 1992

Stroll, H., Durst, F., Peric, M. and Scheuerer, "Numerical study of a piston-driven unsteady flow in a pipe with sudden expansion", *Int. Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 21, pp 237-251, 1995.

Thomas, P.D. and Lombard, C.K., "Geometric conservation law and its application to flow computations on moving grids", *AIAA Journal*, oct., vol. 17, no. 10, pp 1030-1037, 1979.

Tema 27

Refrigeração e Bombas de Calor

PAPER CODE: COB901

**VALIDAÇÃO DE UM MODELO PARA SIMULAÇÃO DE SISTEMAS
DE AR CONDICIONADO COM TERMOACUMULAÇÃO /
VALIDATION OF A MODEL FOR SIMULATION OF THERMAL
STORAGE AIR CONDITIONING SYSTEMS**

OSVALDO JOSÉ VENTURINI, ELI SILVA & MANUEL DA SILVA VALENTE DE ALMEIDA
*Escola Federal de Engenharia de Itajubá - Departamento de Engenharia Mecânica
CEP 37500-000 Itajubá - MG Brasil E-mail: venturin@iem.efei.rmg.br*

Abstract

This work presents a model for computational simulation of direct ice-storage air conditioning systems. The model developed is based on the thermodynamics quasi-steady equilibrium process. The results of the simulation are compared with experimental data obtained in the air conditioning laboratory at EFEI.

Keywords

Ar condicionado, termoacumulação, modelo, simulação e validação.
Air conditioning, thermal storage, model, simulation and validation

1. INTRODUÇÃO

O objetivo deste trabalho é apresentar um modelo para a simulação computacional de sistemas de ar condicionado com termoacumulação e, a partir de dados experimentais, obtidos em um sistema de refrigeração com termoacumulação, de pequeno porte, comparar e ajustar o modelo desenvolvido.

O modelo, aqui apresentado, é baseado no processo termodinâmico do equilíbrio quase-estático, e possui a grande vantagem de que todos os dados necessários à simulação podem ser obtidos diretamente de catálogos de performance, fornecidos pelos fabricantes de cada um dos equipamentos. Entre outras finalidades o modelo desenvolvido permite analisar a performance de todo o sistema, bem como a de cada equipamento individualmente, sob diversas condições de operação, dimensionar de maneira otimizada o equipamento frigorífico e o tanque de armazenamento de gelo e, efetuar o planejamento do funcionamento do sistema, tendo em vista os benefícios da tarifação elétrica diferenciada (horo-sazonal).

Na figura 1 é apresentado o esquema da instalação construída no laboratório de Ar Condicionado da EFEI, o qual foi utilizado para validação do modelo proposto. Como pode ser observado, o sistema é composto de compressor alternativo, condensador resfriado à água, válvula de expansão termostática, torre de resfriamento de contra corrente e banco de gelo. No banco de gelo, onde se faz o resfriamento da água para o sistema de ar condicionado, estão montadas dez serpentinas helicoidais de cobre, que formam o evaporador de expansão direta do sistema frigorífico. Para aplicação de uma carga no sistema faz-se com que a água do tanque circule por um conjunto de serpentinas instaladas em um condicionador de ar. Neste condicionador existe um banco de resistências elétricas, que aquece o ar, e este por sua vez, ao

ser impulsionado através das serpentinas ali existentes, troça calor com a água proveniente do tanque, aquecendo-a.

2. MODELAGEM DOS EQUIPAMENTOS

2.1 Modelagem do banco de gelo

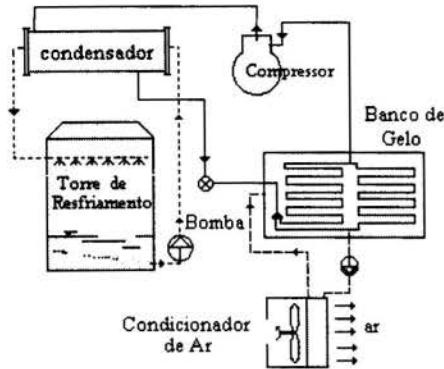


Figura 1 - Esquema da instalação usada para validação do modelo.

Nos sistemas de acumulação de gelo com expansão direta, o tanque de armazenamento e o evaporador da unidade frigorífica formam um só equipamento, aqui denominado "Banco de Gelo", e estão termodinamicamente acoplados (Strand et al., 1994), portanto é conveniente modelá-los simultaneamente.

A modelagem do banco de gelo consiste na determinação dos fluxos de calor através dos tubos do evaporador e, da quantidade de gelo formada ou consumida e da variação de temperatura da água no tanque, quando for o caso (Halász, 1979). Deve-se observar que a análise da transferência de calor, nos tubos do evaporador, envolve uma fronteira móvel: a superfície do gelo.

A análise dos fluxos de calor também deve considerar que o processo de transferência de calor não é uniforme ao longo do comprimento do tubo (L). Portanto, este é dividido em seções de pequeno comprimento (ΔL), sobre as quais é efetuado o estudo da transferência de calor. Admite-se também que a temperatura da água contida no tanque é uniforme, o que se consegue graças a um mecanismo de agitação, no caso, uma bomba de recirculação.

Os fluxos de calor considerados no modelo são: calor transferido da água para a superfície das serpentinas ou para a superfície do gelo (\dot{Q}_{ag}) e, calor transferido da superfície das serpentinas ou da superfície do gelo para o refrigerante (\dot{Q}_{gr}) (Panissi, 1995). Sendo que estes fluxos de calor são dados pelas equações abaixo, onde α_e é o coeficiente de convecção entre a água e a superfície do gelo, T_a é a temperatura da água, D é o diâmetro externo do gelo, T_s é a temperatura da superfície do gelo, T_o é temperatura do refrigerante e R_{term} é a resistência térmica entre a superfície da serpentina e o refrigerante. Caso exista gelo sobre as serpentinas, os fluxos de calor são calculados com relação à superfície do gelo.

$$\dot{Q}_{ag} = \alpha_e \cdot \pi \cdot D \cdot \Delta L \cdot (T_a - T_s) \quad (1)$$

$$\dot{Q}_{gr} = (T_s - T_o) / R_{term} \quad (2)$$

Quando não há carga aplicada ao sistema (\dot{Q}_t) e a temperatura da água no tanque é maior que 0°C , tem-se somente o resfriamento da água. Quando não há carga aplicada ao sistema e a temperatura da água no tanque é menor que 0°C , pode ocorrer formação de gelo sobre as serpentinas, desde que \dot{Q}_{gr} seja maior que \dot{Q}_{ag} , pois a diferença entre estes fluxos de calor, corresponde ao calor latente que deve ser removido da água para a formação do gelo. Durante o ciclo de "queima de gelo", a carga térmica (\dot{Q}_t) imposta ao sistema, é maior que o calor retirado pelo refrigerante no evaporador (\dot{Q}_o), resultando num consumo da massa de gelo, para suprir a diferença entre a carga aplicada e o calor removido pelo refrigerante, caso o sistema frigorífico esteja operando. A variação do diâmetro da camada de gelo é dada pela equação 3, onde ρ_g é a massa específica do gelo e q_{la} é o calor latente de solidificação da água:

$$\Delta D = \frac{2.(\dot{Q}_{gr} - \dot{Q}_{ag})}{\pi \cdot \rho_g \cdot \Delta L \cdot D \cdot q_{l_a}} \cdot \Delta t \quad (3)$$

Na modelagem do banco de gelo, as serpentinas serão consideradas como tubos retos e o modelo desenvolvido considera duas situações para a troca de calor da água com a superfície das serpentinas (ou do gelo): convecção natural e convecção forçada. O número de Nusselt (Nu), para convecção natural sobre cilindros horizontais, segundo ASHRAE (1981), é uma função do produto do número de Grashof (Gr) pelo número de Prandtl (Pr), como definido pela equação abaixo, sendo que a constante **c** e o expoente **n** têm seus valores dados na tab. 1.

Tabela 1. Valores das Constantes **c** e **n**, para cálculo do número de Nusselt.

Regime de Escoamento	c	n
laminar: $10^4 < Gr \cdot Pr < 10^8$	0,56	0,25
turbulento: $10^8 < Gr \cdot Pr < 10^{12}$	0,13	0,33

$$Nu = c \cdot (Gr \cdot Pr)^n \quad (4)$$

Para cálculo do coeficiente de convecção forçada no escoamento transversal da água sobre os tubos do evaporador, utiliza-se a equação 5,

define o Nu^q de Nusselt (Nu), estabelecida por Whitaker, conforme indicado por Özisik (1990), e apresentada abaixo, onde Re é o número de Reynolds, μ_∞ é a viscosidade do fluido calculada para a temperatura da corrente livre, μ_w é a viscosidade do fluido calculada para a temperatura da parede do tubo.

$$Nu = (0,4 \cdot Re^{0,5} + 0,006 \cdot Re^{2/3}) \cdot Pr^{0,4} \cdot (\mu_\infty / \mu_w)^{0,25} \quad (5)$$

2.2 Modelagem da torre de resfriamento

Para o cálculo da performance de um torre de resfriamento de contra corrente, equipamento aqui considerado, utiliza-se o Número de Unidades de Transferência (NUT). O NUT é função de características de projeto da torre de resfriamento, e das vazões de ar e água, pois elas controlam o coeficiente de convecção (α_D) e a área de troca de calor (A). O valor do NUT pode ser obtido da equação (6) (Stoecker e Jones, 1985), que resulta de um processo numérico, onde a torre de resfriamento é dividida em volumes diferenciais, realizando-se em seguida o somatório da diferença de entalpia média aritmética $(h_i - h_{ar})_m$, para cada incremento de volume em que é dividida a torre. Na equação (4) h_{ar} é a entalpia do ar, h_i é a entalpia do ar saturado na temperatura da água e ΔTa é a variação da temperatura da água em um volume diferencial, Cp_u é o calor específico médio do ar úmido e Cp_a é o calor específico da água. Para qualquer condição de operação da torre, o valor do NUT pode ser calculado, a partir da relação entre as vazões de água e ar (Massafeli, 1991).

$$NUT = \frac{\alpha_D \cdot A}{Cp_u \cdot \dot{m}_a} = Cp_a \cdot \Delta Ta' \cdot \sum \left(1 / (h_i - h_{ar})_m \right) \quad (6)$$

Durante a simulação da operação de uma torre de resfriamento, são conhecidas as vazões de ar e água e, a temperatura da água na entrada da torre, e deseja-se determinar a temperatura da água na saída da torre. O procedimento para se fazer a previsão da temperatura da água na saída da torre não é direto, requerendo cálculos iterativos. Como a temperatura da água na saída da torre não é conhecida, inicialmente estima-se o seu valor, e então determina-se um valor para o NUT. Se o NUT resultante for maior que o NUT conhecido, isto é, maior que o

NUT calculado a partir da vazões de ar e água, a temperatura da água na saída da torre deve ser aumentada, caso contrário a temperatura da água na saída da torre deve ser diminuída, efetuando-se em seguida novo cálculo do NUT. O procedimento pára quando o NUT calculado for aproximadamente igual ao conhecido (ASHRAE, 1987).

O modelo desenvolvido para a torre também pode considerar volume de água contido no reservatório da mesma (figura 2). Considerando-se uma mistura adiabática da água de reposição ($\%R \cdot \dot{m}_{ac}$), à temperatura T_{arp} , com a água que passa pela torre ($(1-\%R) \cdot \dot{m}_{ac}$), à temperatura da saída do enchimento da torre (T_{ase}), tem-se a temperatura da mistura (T_x):

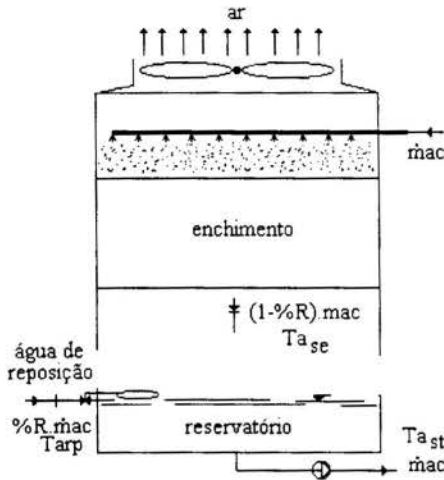


Figura 2. Esquema do modelo da torre de resfriamento

$$T_x = T_{ase} - \%R \cdot (T_{ase} - T_{arp}) \quad (7)$$

Considerando-se, agora, a água que está no reservatório da torre (Ma_{bt}), inicialmente à temperatura T_{bti} , misturando-se com a água (\dot{m}_{ac}), resultante da mistura anterior à temperatura T_x , tem-se para esta mistura:

$$\dot{m}_{ac} \cdot C_{p_a} \cdot T_x = Ma_{bt} \cdot C_{p_a} \frac{dT_{abt}}{dt} + \dot{m}_{ac} \cdot C_{p_a} \cdot T_{abt} \quad (8)$$

onde t é o intervalo de tempo. Simplificando-se e integrando-se a Eq.8, e explicitando T_{abt} , obtêm-se:

$$T_{abt} = T_x - (T_x - T_{bti}) \cdot e^{-\frac{\dot{m}_{ac}}{Ma_{bt}} t} \quad (9)$$

Ou considerando-se o passo de tempo (Δt), a ser usado na simulação do sistema, tem-se:

$$T_{abt+\Delta t} = T_{xt+\Delta t} - (T_{xt+\Delta t} - T_{abt}) \cdot e^{-\frac{\dot{m}_{ac}}{Ma_{bt}} \Delta t} \quad (10)$$

2.3 Modelagem do Compressor Alternativo

A modelagem do compressor está baseada na determinação do rendimento volumétrico real do mesmo. Para qualquer compressor, o rendimento volumétrico não é um valor constante; ele varia com as condições de operação do sistema. Portanto, é difícil prever matematicamente seu valor, mas levantamentos experimentais mostram que ele é uma função da relação entre a pressão na descarga (P_d) e a pressão na sucção (P_s) do compressor, sendo bem representado por um polinômio do segundo grau (Almeida e Massafeli, 1995).

Calculando-se o rendimento volumétrico real, com base na consideração anterior, e de posse das entalpias específicas do refrigerante na entrada (h_1) e saída (h_2) do compressor, pode-se calcular a vazão mássica (\dot{m}_f) e, com esta a capacidade frigorífica (\dot{Q}_o), do compressor.

2.4 Modelagem do Condensador

O modelo matemático apresentado a seguir, pode ser aplicado tanto para condensadores resfriados a ar como para condensadores resfriados a água, porém não pode ser aplicado para

condensadores evaporativos. Nos condensadores resfriados a água, nos quais o refrigerante circula pelo casco e a água por dentro dos tubos, o calor total perdido pelo refrigerante é composto basicamente de duas parcelas: o calor transferido por convecção natural para o meio externo e o calor transferido para a água de resfriamento. No entanto, a parcela de calor transferido para o meio externo é desprezível, quando comparada com a parcela de calor transferido para a água de resfriamento, sendo que esta pode ser calculada por:

$$\dot{Q}_c = (AU)_c \Delta T_{ml} = \dot{m}_a \cdot C_{p_a} \cdot (T_{s_a} - T_{e_a}) \quad (11)$$

onde $(AU)_c$ é a condutância global de transferência de calor, ΔT_{ml} é a diferença de temperatura média logarítmica, \dot{m}_a é vazão mássica de água de condensação, T_{s_a} e T_{e_a} são as temperaturas da água na saída e na entrada do condensador, respectivamente. Admitindo-se que as diferenças entre a temperatura do refrigerante e da água de resfriamento, em um condensador utilizado em refrigeração, são relativamente pequenas, a diferença de temperatura média logarítmica pode ser calculada por:

$$\Delta T_{ml} = T_c - [(T_{s_a} + T_{e_a}) / 2] \quad (12)$$

A partir das equações (11) e (12), após algumas simplificações, tem-se:

$$\dot{Q}_c = \frac{2 \cdot \dot{m}_a \cdot C_{p_a} \cdot (AU)_c}{(AU)_c + 2 \cdot \dot{m}_a \cdot C_{p_a}} (T_c - T_{s_a}) = F_{cond} (T_c - T_{s_a}) \quad (13)$$

O valor de F_{cond} varia sensivelmente com a vazão de água de resfriamento (\dot{m}_a), mas permanece praticamente constante em relação as diferenças entre a temperatura de condensação e da água de resfriamento. Portanto, a modelagem do condensador pode ser feita através de uma regressão polinomial dos valores de F_{cond} , em função da vazão de água (\dot{m}_a), como utilizado por Almeida e Massafeli (1995).

2.5 Modelagem da Válvula de Expansão

Os fabricantes de válvulas de expansão termostática geralmente fornecem a capacidade da mesma, operando totalmente aberta. Assim, admitindo-se que a vaporização do fluido refrigerante só ocorre após a sua saída da válvula e, considerando-a como um orifício concêntrico, pode-se calcular a vazão mássica máxima, pela equação abaixo:

$$\dot{m}_{fmax} = Cd \cdot A_o \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_3 \cdot \Delta P} = Ka \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_3 \cdot \Delta P} \quad (14)$$

De acordo com estudos realizados por Massafeli (1991), para vários tipos e tamanhos de válvulas de expansão termostática, o coeficiente Ka , é uma função da temperatura de vaporização do sistema, sendo bem representado por um polinômio do 3º grau.

Para condições de carga parcial da válvula, a vazão de refrigerante pode ser calculada pela equação abaixo (Yassuda et al, 1983), onde ΔT_{ss} é o superaquecimento necessário para o início de abertura da válvula, ΔT_{os} é o superaquecimento de abertura e ΔT_{ops} é o superaquecimento de operação.

$$\dot{m}_f = \dot{m}_{fmax} \cdot (\Delta T_{ops} - \Delta T_{ss}) / \Delta T_{os} \quad (15)$$

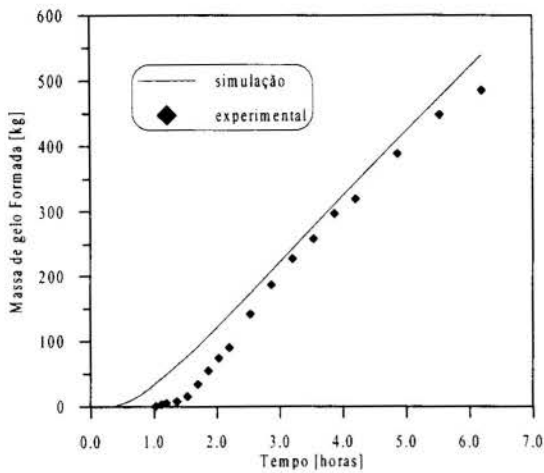


Figura 3. Massa de gelo formada no tanque.

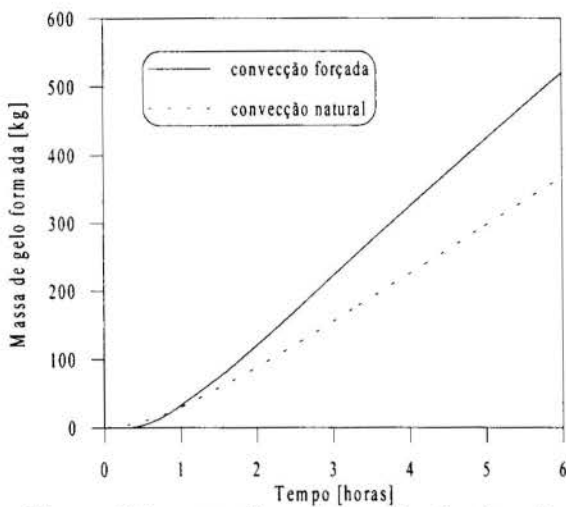


Figura 4 Comparação entre produção de gelo com convecção forçada e natural.

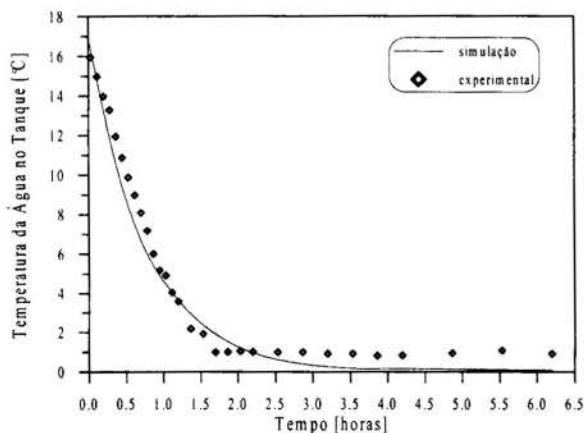


Figura 5 Variação da temperatura da água no tanque para o ciclo de produção de gelo.

3. RESULTADOS

O sistema de equações resultante é formado pelas equações: 1, 2, 3, 5, 6, 10, 12, 13, 14 e 15. Para solução do mesmo, foi utilizado o método da bissecção e substituição sucessiva. As curvas referentes aos dados experimentais, que aparecem nas figuras abaixo, foram obtidas a partir dos ensaios realizados no Laboratório de Refrigeração Ar Condicionado da Escola Federal de Engenharia de Itajubá, o qual foi descrito de maneira sucinta anteriormente.

Foram realizados os ensaios para a instalação operando em regime permanente, e ensaios da dinâmica de resfriamento para o ciclo de formação de gelo e para o ciclo de "queima de gelo". Para o ciclo de formação de gelo, foram realizados ensaios para a instalação operando sem carga, isto é, somente com a carga devido à inércia térmica da água no tanque, e para a instalação operando sob condições de carga diferentes.

As Figuras 3 a 6, foram obtidas para o ciclo de produção de gelo, onde o sistema opera somente com a carga devido à inércia térmica do tanque. A produção de gelo é interrompida quando aproximadamente 60 % da massa de água se solidificou. Na figura 3, está apresentada a massa de gelo formada sobre as serpentinas, em função do tempo. Nota-se que há uma concordância razoável entre os valores obtidos da simulação, e os valores levantados no ensaio. Como pode ser observado ainda, para a simulação, o início da formação de gelo ocorre em torno 0,5 horas de funcionamento, enquanto que experimentalmente só foi possível detectar o início da formação de gelo por volta de 1 hora após o início do ensaio. Esta diferença mais acentuada ocorre pois há dificuldades de leitura no início da formação do gelo, uma vez que a variação da altura da coluna de água do tanque é muito pequena, para este caso.

Na figura 4, estão traçadas duas curvas para o ciclo de produção de gelo, uma considerando convecção natural e a outra considerando convecção forçada, entre a água e os tubos das serpentinas. Como pode ser observado, quando se utiliza a convecção natural, a massa de gelo final, isto é, a massa de

gelo produzida para o tempo de 6 horas, é cerca de 25% menor que a produzida quando se utiliza convecção forçada (bomba de recirculação funcionando), para o mesmo tempo.

Na Figura 5 é apresentada a variação da temperatura da água no tanque (T_a). Como pode ser observado, para a simulação há uma tendência de que a temperatura da água se iguale

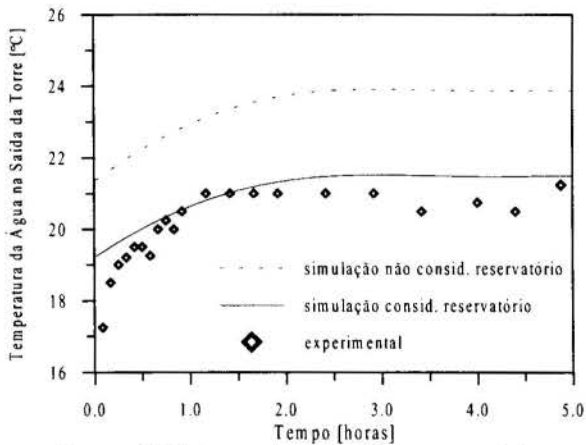


Figura 6. Temperatura da água na saída da torre de resfriamento.

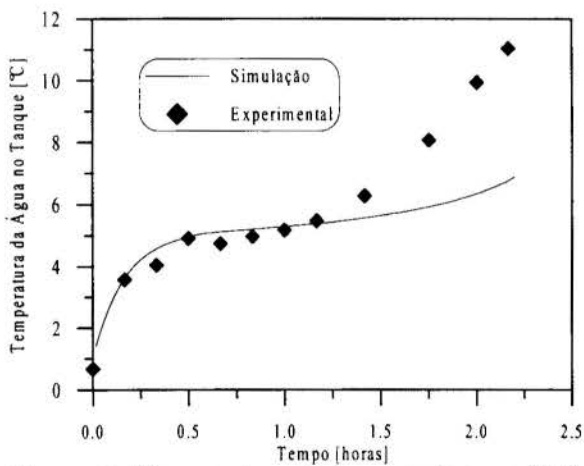


Figura 7. Temperatura da água no tanque (T_a), para o ciclo de queima de gelo

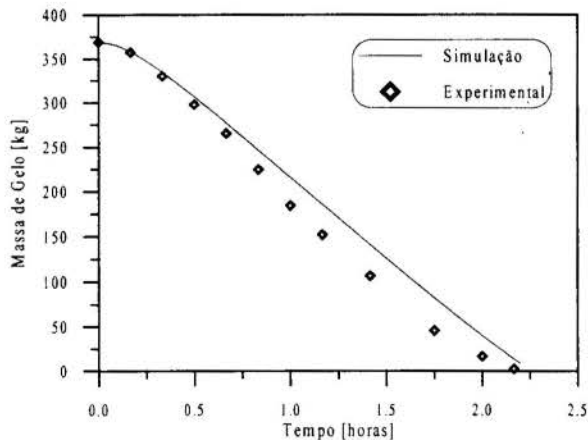


Figura 8 Massa de gelo remanescente no tanque, para o ciclo de queima de gelo.

a $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, enquanto que para o caso experimental ela permanece em torno de $1\text{ }^{\circ}\text{C}$, isto ocorre devido a não uniformidade da temperatura da água. É importante observar aqui, que o modelo considera a temperatura da água no tanque uniforme, no entanto, durante os ensaios pode-se constatar que tal fato não ocorre. Ao se utilizar convecção forçada há uma diferença na temperatura da água de aproximadamente $1\text{ }^{\circ}\text{C}$, entre a parte superior e e a parte inferior do tanque.

Na figura 6 estão traçadas duas curvas para os valores da temperatura da água de resfriamento na saída da torre, obtidas por simulação. Uma foi obtida sem considerar a água contida no reservatório da torre, e a outra foi obtida considerando-se a presença desta massa de água (M_{abt}), conforme o modelo descrito anteriormente. Fica comprovado que o modelo que melhor representa a temperatura da água na saída da torre é o que considera a água contida no reservatório da mesma. Na figura 7, é mostrada a variação da temperatura da água no tanque (T_a), em função do tempo, para o ciclo de "queima de gelo", que foi realizado com uma carga aplicada ao sistema de 18 kW . No final do descongelamento a diferença entre o valor medido e o simulado torna-se mais acentuada, porém apesar desta diferença os resultados mostram-se coerentes. Na figura 8, tem-se uma representação da massa de gelo remanescente no tanque e, como pode ser observado, os valores obtidos pelo modelo desenvolvido, representam de forma satisfatória, para o caso estudado, o processo de "queima de gelo".

4. CONCLUSÕES

A comparação dos resultados obtidos a partir do modelo com os respectivos dados experimentais, demonstra que o modelo desenvolvido tem, de uma maneira geral, um comportamento satisfatório. Embora a simulação apresente um desvio um pouco mais

acentuado, no início das dinâmicas de resfriamento, -os resultados globais mostram-se coerentes. Este desvio mais acentuado, ocorre devido ao processo termodinâmico de equilíbrio quase-estático, que considera equilíbrio instantâneo e no início os gradientes são muito elevados.

Na simulação do banco de gelo, ao se efetuar a discretização dos tubos do evaporador, devem ser utilizadas seções de comprimento (ΔL) inferior a 0,25 m, para que desta forma possa ser adotado um método explícito para o cálculo do coeficiente de convecção interno (α_{int}), o que diminui o tempo de execução do programa computacional, o mesmo não acontecendo para comprimentos superiores a este valor. O passo de tempo (Δt) utilizado, influencia diretamente a estabilidade do método desenvolvido. Neste trabalho, valores do passo de tempo superiores a 30 segundos geraram instabilidades, sendo que o passo de tempo utilizado foi de 10 segundos.

Pode ser observado também que a utilização de uma bomba de recirculação do tanque de produção de gelo, para agitar a água (caso da convecção forçada), melhora a troca de calor entra esta e o fluido refrigerante, aumentando consideravelmente a massa de gelo produzida, para o mesmo tempo de operação do equipamento refrigerante.

5. REFERÊNCIAS

- Almeida, M. S. V., Massafeli, N., 1995, "*Simulação da Dinâmica de Resfriamento de Carne na Forma de Meias Carcaças*", Anais do III Congresso Ibero-americano de Ar Condicionado e Refrigeração, Vol II, pp. 325-333.
- ASHRAE Handbook, "*HVAC Systems and applications*", 1987.
- ASHRAE Handbook, "*Fundamentals*", 1981.
- Hálasz, L., 1979, "*Técnica de Refrigeração Avançada*", Apostila do Curso de Pós-graduação", UNICAMP.
- Massafeli, N., 1991, "*Análise da Dinâmica de Resfriamento de Instalações Refrigerantes Para Carne Bovina*", Tese de Mestrado, EFEI.
- ÖZISIK, M. N., "*Transferência de Calor*", São Paulo, 1977.
- Panissi, D. L., 1995, "*Simulação de Um Sistema de Ar Condicionado Com Termoacumulação*", Tese de Mestrado, EFEI.
- Stoecker, W. F., Jones, J. W., 1985, "*Refrigeração e ar Condicionado*", McGraw-Hill do Brasil, São Paulo.
- Strand, R. K., Pedersen, C. O., Coleman, G. N., 1994. "*Development of Direct and Indirect Ice-Storage Models For Energy Analysis Calculations*", ASHRAE Transactions, Vol. 2, pp 1230-1244.
- Yassuda, H., Toubert, S., Machielsen, C. H. M., 1983, "*Simulation Model of a Vapor Compression Refrigeration System*", ASHRAE Transactions, parte 2A, pp. 408-425.

PAPER CODE: COB874

ESTUDO DO ESCOAMENTO DE REFRIGERANTES ATRAVÉS DE TUBOS CAPILARES - UMA REVISÃO CRÍTICA / A CRITICISM ON THE STUDIES OF THE FLOW THROUGH CAPILLARY TUBES

MARCO A. S. DE PAIVA, FLAVIO A. S. FIORELLI, ALBERTO H. NETO, OTÁVIO DE M. SILVARES

1) Instituto de Pesquisas Tecnológicas de São Paulo (IPT) - Av. Prof. Almeida Prado, 532

CEP 05508-901 - São Paulo. E-mail: mpaiva@ipt.br

2) Escola Politécnica da USP - Departamento de Engenharia Mecânica

Abstract

Some important aspects concerning the mathematical modelling and numerical simulation of the flow through capillary tubes, as treated by several researchers, are usually not presented in details on published papers. This paper presents the phenomena, parameters and variables that mostly governs the flow, performing some insights into them.

Keywords

Capillary tubes, two-phase flow, refrigeration, mathematical modelling, simulation.

1. INTRODUÇÃO

É significativa a quantidade de trabalhos publicados nos últimos anos no assunto de escoamento de fluidos refrigerantes através de tubos capilares. A necessidade de substituição dos CFCs e a larga disseminação de recursos computacionais encontram-se entre as principais causas desse acontecimento. Tendo como referência sua própria experiência no desenvolvimento de pesquisas no assunto, realizadas na USP (Paiva et al., 1995, 1996), os autores fazem uma avaliação crítica de metodologias e modelos de alguns trabalhos publicados. A maioria deles apresenta sucintamente os modelos adotados, os resultados numéricos e fazem a comparação de resultados numéricos com experimentais. Em virtude da exiguidade de espaço, contudo, a discussão das limitações dos modelos adotados, sua influência nos resultados, assim como certas dificuldades existentes na implementação de um simulador numérico do escoamento, são normalmente pouco exploradas nos textos. O objetivo principal deste trabalho é aprofundar um pouco o tratamento dessas questões, contribuindo de alguma forma para a identificação de assuntos nos quais possa haver mais investigação.

O tubo capilar (TC) é o elemento de expansão comumente utilizado em sistemas de refrigeração de pequeno porte. Pode ser do tipo adiabático ou não adiabático. No caso não adiabático, o refrigerante escoando através do TC cede calor para o vapor de refrigerante que escoar através da linha de sucção (LS) e isso pode influenciar significativamente o desempenho

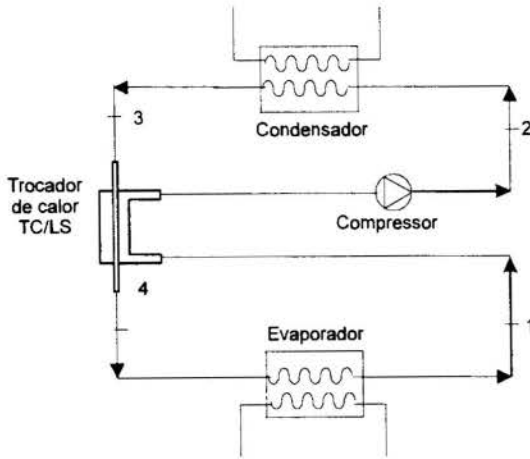


Figura 1. Sistema com TC não adiabático com trocador de calor de tubos concêntricos.

do componente. O trocador de calor utilizado no TC não adiabático pode ser do tipo de tubos laterais ou de tubos concêntricos (comum no Brasil, figura 1).

O estudo do escoamento de fluidos refrigerantes através de tubos capilares é importante tanto para o dimensionamento do componente quanto para a simulação de seu comportamento sob diferentes condições operacionais. Este último aspecto é imprescindível na análise do comportamento do sistema de refrigeração como um todo e é preocupação mais recente.

Os trabalhos de Hopkins (1950), Whitesel (1957) e Erth (1969) são alguns dos mais importantes realizados tratando de tubos capilares adiabáticos. Os dois primeiros serviram de base na criação do método gráfico sugerido pela ASHRAE (1988). O método da ASHRAE é limitado, uma vez que se aplica exclusivamente para os fluidos R 12 e R 22, sendo muito limitado quando existe troca de calor. Para tubos capilares não adiabáticos, vários trabalhos foram publicados recentemente, cabendo citar os de Pate (1982), Peixoto (1994) e Paiva et al. (1995, 1996).

2. MODELAGEM MATEMÁTICA E ALGORITMO DE CÁLCULO

O tratamento matemático do escoamento consiste na obtenção dos perfis de pressão e temperatura (trecho só com líquido) ou título (trecho bifásico) ao longo do TC, e do perfil de temperatura ao longo da LS. A título de exemplo, o quadro 1 apresenta o conjunto de equações diferenciais obtido por Paiva et al. (1996) que definem os balanços de massa, quantidade de movimento e energia para os escoamentos através do TC e da LS, admitindo escoamento bifásico homogêneo. A simbologia é aquela normalmente utilizada nos trabalhos sobre o assunto, mas os detalhes podem ser encontrados no artigo original.

Os principais fenômenos físicos, variáveis e aspectos que devem ser considerados na implantação do modelo são: 1) tipo de escoamento bifásico; 2) fator de atrito no trecho só com líquido; 3) perda de carga no escoamento bifásico; 4) transferência de calor entre a LS e o TC; 5) escoamento crítico na região bifásica; 6) atraso de vaporização. Além desses aspectos, a própria implementação do código numérico contém particularidades que ensejam algumas considerações.

2.1. Implementação do Código Numérico

As informações apresentadas nesse item tomam por referência um tubo capilar não adiabático. No cálculo do comprimento, quando a vazão mássica de refrigerante está fixada, as equações diferenciais apresentadas no quadro 1 (onde “*i*” indica lado interno e “*e*” ou “*o*” indicam externo; “*h*” é o coeficiente de transferência de calor e “*H*” é a entalpia específica) devem ser integradas até que a pressão no TC se iguale à pressão do reservatório de descarga, ou que condições críticas de escoamento sejam obtidas. A abscissa *z* onde isso ocorre define o comprimento do TC. Existem duas abordagens possíveis para resolução do conjunto de equações diferenciais. O método menos tradicional, utilizado por Peixoto (1994), consiste em

Quadro 1. Equações de conservação utilizadas em modelo de escoamento de TC não adiabático com trocador de calor de tubos concêntricos.

$$G_{tc} = \text{constante}$$

$$\frac{dP_{tc}}{dz} = -\frac{f_{tc} G_{tc}^2 v_{tc}}{2D_{tc,i}} - G_{tc}^2 \frac{dv_{tc}}{dz}$$

$$\frac{dH_{tc}}{dz} = -\frac{h_{tc} \pi D_{tc,i} (T_{tc} - T_{w,tc})}{m_{tc}} - v_{tc} G_{tc}^2 \frac{dv_{tc}}{dz}$$

$$\frac{dT_{ls}}{dz} = \frac{h_{ls,o} \pi D_{ls,i} (T_{ls} - T_{w,ls})}{\dot{m}_{ls} C_{p,ls}} + \frac{h_{ls,i} \pi D_{tc,e} (T_{w,tc} - T_{ls})}{\dot{m}_{ls} C_{p,ls}}$$

$$T_{w,tc} = \frac{h_{tc} D_{tc,i} T_{tc} + h_{ls,i} D_{tc,e} T_{ls}}{h_{tc} D_{tc,i} + h_{ls,i} D_{tc,e}}$$

$$T_{w,ls} = \frac{h_{ls,o} \pi D_{ls,i} T_{ls} + U A'_{ls} T_{amb}}{h_{ls,o} \pi D_{ls,i} + U A'_{ls}}$$

discretizar as equações diferenciais e aplicá-las a todos os intervalos discretos do TC e da LS, originando um sistema de equações algébricas não linear, resolvido através do método de Newton-Raphson. Perfis de pressão e temperatura devem ser admitidos no início dos cálculos. Uma das vantagens desse método é que o intercâmbio entre as variáveis dependentes e independentes é muito simples, facilitando a análise de certos tipos de problema. Por outro lado, a estabilidade do processo de cálculo nem sempre é conseguida. Uma outra abordagem consiste em integrar as equações diferenciais a partir da entrada do TC e prosseguir com os cálculos até que a condição de saída seja atingida, como mencionado anteriormente. Uma das dificuldades do processo de integração das equações é que o trocador de calor TC/LS é do tipo contracorrente, e a condição inicial no TC encontra-se no extremo oposto ao da condição inicial da

LS. Para solucionar essa dificuldade deve ser utilizado um procedimento iterativo de cálculo, em que a temperatura de saída da LS é inicialmente admitida, verificando-se se a temperatura de entrada calculada se iguala à temperatura fixada, dentro de uma certa tolerância. Um dos problemas nessa metodologia é que a temperatura de entrada calculada na LS é muito sensível ao valor arbitrado para a temperatura de saída. A figura 2 ilustra isso qualitativamente. Nela é apresentado um caso em que, para $T_{s,ls}$ superestimado, há cruzamento entre os perfis de temperatura da LS e do TC. Isso pode ocorrer porque o perfil axial de temperatura do TC é também governado pela diminuição de pressão. Pode acontecer, como mostrado na figura, que as temperaturas atingidas na LS sejam excessivamente altas ou excessivamente baixas em iterações intermediárias, tornando impossível o cálculo de propriedades e interrompendo o processo de cálculo. Um artifício para contornar esse problema é criar equações fictícias para cálculo de propriedades do refrigerante nas regiões extremas de temperatura. Se essas equações forem convenientemente criadas, é possível prosseguir com o cálculo iterativo sem que o programa aborte. Como decorrência da elevada sensibilidade dos cálculos ao valor de $T_{s,ls}$ admitido, é pouco conveniente a utilização do método de Newton-Raphson no cálculo iterativo, sendo preferível o método das secantes. Quando a vazão mássica é uma variável dependente, as variáveis a serem convergidas são $T_{s,ls}$ e \dot{m}_{tc} . Para esse caso, o método de Newton-Raphson é igualmente inapropriado do ponto de vista da estabilidade, e cada uma das variáveis deve ser convergida individualmente, elevando ainda mais o número de iterações.

Para obter a estabilidade, o tempo total de cálculo é comumente penalizado. Uma das formas de minimizar o tempo de cálculo é obter um compromisso adequado entre o tamanho do passo de integração e a precisão de cálculo. Os gradientes de pressão, título e temperatura crescem bastante apenas na região final do TC, não sendo portanto conveniente adotar um passo de integração Δz constante ao longo de todo o TC. Uma boa técnica consiste em manter

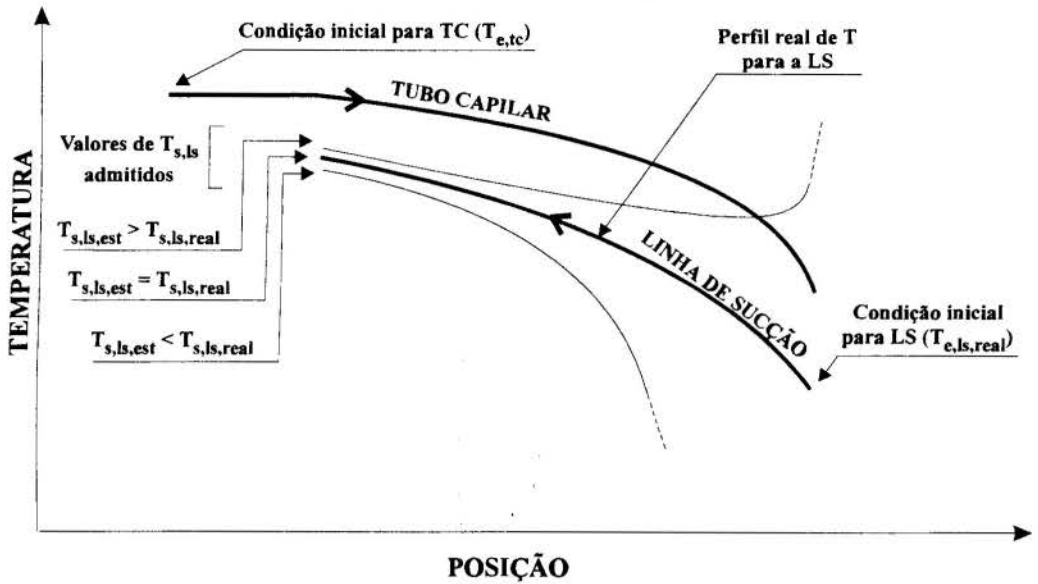


Figura 2. Perfil real de temperatura da LS e perfis obtidos quando $T_{s,ls}$ é mal estimado.

constante o valor de ΔP (na realidade uma estimativa de ΔP_{real}), determinando-se o passo atual de integração, Δz , através da aproximação $\Delta z \cong \Delta P / (\partial P / \partial z)$

Uma medida adicional para minimizar o tempo de integração é observar que, desde que as propriedades, os coeficientes de transferência de calor e o fator de atrito possam ser considerados constantes na região só com líquido, existe solução analítica das equações para esse trecho. Muito embora essas variáveis sofram alguma variação ao longo do TC, a consideração disso pode ser feita apenas quando do refino da solução. Na região com escoamento bifásico não é possível obter uma solução analítica. Um método numérico bastante tradicional de integração é o de Runge-Kutta de 4ª ordem, através do qual a função integranda é calculada quatro vezes em cada intervalo de integração, antes da obtenção do valor final da variável dependente na saída do intervalo. Um método alternativo de integração é o método de Adams-Brashforth, que, ao contrário do anterior, necessita calcular apenas uma vez o valor da função integranda em cada intervalo de integração. A fórmula tradicional do método de Adams-Brashforth é válida para passo de integração Δz constante, mas as indicações de Lapidus & Seinfeld (1971) permitem obter uma fórmula para passo de integração variável.

2.2. Fator de Atrito na Região com Escoamento Exclusivo de Líquido

O fator de atrito na região de líquido é importante porque ele contribui para determinar o ponto se inicia o “flashing” do refrigerante. Os autores do presente trabalho puderam comprovar através de experimentos a validade da equação de Colebrook para a faixa de número de Reynolds normalmente observada nos escoamentos em tubos capilares. Os valores experimentais permitiram determinar a rugosidade relativa dos tubos capilares ensaiados. Foi observado também que tal rugosidade pode variar de um TC para outro. O TC para o qual foram realizados exaustivos ensaios de desempenho possuía rugosidade relativa de 0,0015.

A equação de Colebrook é implícita na variável fator de atrito. Uma equação que a aproxima suficientemente bem é a de Serghides, tendo a vantagem de ser explícita.

2.3. Modelo de escoamento e Fator de Atrito na Região Bifásica

Segundo Whalley (1987), o modelo homogêneo de escoamento bifásico permite obter boas aproximações para as componentes viscosa e de aceleração da variação de pressão para elevados fluxos mássicos ($G > 2000 \text{ kg/s.m}^2$). No caso dos tubos capilares utilizados em refrigeradores e “freezers” domésticos, o fluxo mássico é usualmente próximo ou mesmo superior àquele limite. A utilização desse modelo simplifica sobremaneira as equações que governam o escoamento. O modelo de escoamento bifásico não influencia apenas a parcela de diminuição de pressão por atrito viscoso, mas também a parcela devido à aceleração do fluido, e é a composição desses dois termos que determina a vazão mássica através do TC. O trabalho de Peixoto (1994) investiga o assunto. Fixando de forma arbitrária, e externamente ao modelo, uma razão de deslizamento de 1,8, observou que a vazão numérica é alterada em no máximo 10 %, em relação ao caso com modelo homogêneo.

Quando se utiliza o modelo homogêneo, é comum a adoção de um fator de atrito equivalente para a mistura bifásica, calculada a partir de uma viscosidade equivalente de mistura em conjunto com uma equação tradicional que expresse f em função de Re e da rugosidade relativa. Entre as expressões para cálculo da viscosidade da mistura pode-se citar as de McAdams, Cicchitti, Owens e Dukler. Pate (1982) sugere a utilização da equação de Dukler para tubos capilares. Mais recentemente Lin et al (1991) realizaram experimentos para escoamento bifásico através de tubos capilares, propondo uma nova equação.

Para avaliar a influência do fator de atrito sobre o desempenho de tubos capilares, os autores do presente trabalho realizaram um estudo para TC não adiabático com cerca de 2,7 m de comprimento total e trocador de calor de cerca de 2 m, posicionado no final do TC. Tomando como referência a situação em que a equação de Dukler é utilizada, foram avaliados os seguintes casos: 1) O fator de atrito na região só com líquido é multiplicado por uma constante arbitrariamente fixada em 1,2; 2) O fator de atrito na região de escoamento bifásico é multiplicado por 1,2; 3) O fator de atrito ao longo de todo o TC é multiplicado por 1,2; 4) O fator de atrito na região bifásica é calculado respectivamente através das equações de McAdams, Cicchitti, Owens e Lin. Os resultados são apresentados na figura 3.

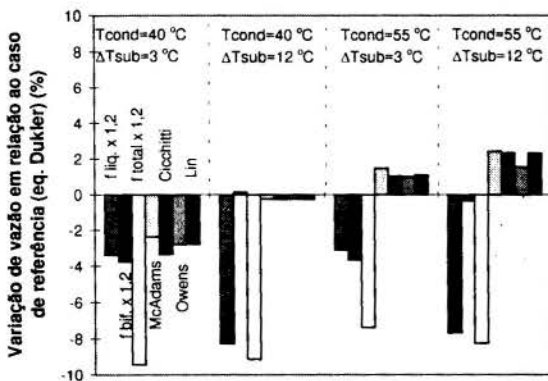


Figura 3. Influência do fator de atrito sobre a vazão mássica numérica para TC não adiabático.

Pode-se observar nessa figura que a influência do fator de atrito da região de líquido é maior para o maior subresfriamento, ao contrário do que ocorre para o fator de atrito da região bifásica. A investigação sobre a influência da incerteza do fator de atrito na região de líquido é um mero exercício, já que esse parâmetro pode ser muito bem determinado. Sobre a influência de multiplicar f por 1,2 ao longo de todo o TC, os resultados evidenciam a dependência aproximada entre a vazão mássica e o fator de atrito,

$\dot{m} \cong K(1/\sqrt{f})$. Pode-se observar também que a utilização de uma ou outra equação para o cálculo da viscosidade de mistura pouco influencia o desempenho do TC não adiabático, no máximo 3 % para o caso analisado.

A razão para a pequena influência do fator de atrito da região bifásica sobre o desempenho do TC é mostrada nos gráficos das figuras 4 e 5, onde o gradiente de pressão, a relação entre os termos de aceleração e de atrito viscoso, o número de Reynolds e o fator de atrito são representados ao longo do TC não adiabático analisado.

Como se observa, existe uma extensa região do escoamento bifásico onde o número de Reynolds, o fator de atrito e o gradiente de pressão são apenas levemente diferentes daqueles calculados para a região de líquido. Isso acontece porque o título não é muito elevado, em virtude da troca de calor com o ambiente. Existe uma região, no final do TC, onde o título aumenta sensivelmente, provocando elevação de Re e do gradiente de pressão, e diminuição de f . Nessa região ocorre igualmente o aumento da participação do termo de aceleração no gradiente de pressão. Como essa região é relativamente pequena, os eventuais erros na estimativa da perda de pressão decorrentes da escolha de um ou outro modelo tem influência limitada no comprimento total calculado.

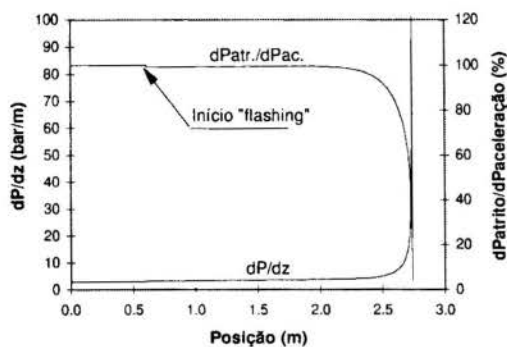


Figura 4. Gradiente de pressão e relação entre os termos de atrito e de aceleração ao longo de TC não adiabático, $T_{cond} = 55\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\Delta T_{sub} = 3\text{ }^{\circ}\text{C}$.

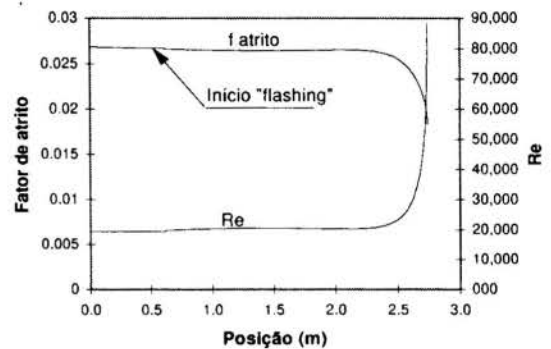


Figura 5. Fator de atrito e número de Reynolds da mistura ao longo de TC não adiabático, $T_{cond} = 55\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\Delta T_{sub} = 3\text{ }^{\circ}\text{C}$.

2.4. Atraso de Vaporização

No estudo do escoamento através de tubos capilares adiabáticos, vários pesquisadores constataram experimentalmente que o início de "flashing" ocorre numa posição à jusante do ponto onde a pressão real no fluido se iguala à pressão de saturação, um fenômeno comumente designado por atraso de vaporização ("delay of vaporization"). Nos ensaios experimentais realizados na USP foram observados superaquecimentos do líquido de até $8,4\text{ }^{\circ}\text{C}$. Para escoamento não adiabático, Pate (1982) não menciona sua existência, ao contrário dos autores do presente trabalho, que não só observaram sua existência, como associaram esse fenômeno à instabilidade muitas vezes observada no escoamento através de tubos capilares não adiabáticos (Paiva et al., 1996).

O atraso de vaporização influencia o desempenho do TC porque estende a região com escoamento só de líquido, aumentando a vazão. Para o TC adiabático, o ponto de início de "flashing" é aquele onde existe uma queda abrupta de temperatura do refrigerante. Para o TC não adiabático, o ponto de início de "flashing" não pode ser tão bem caracterizado. Nesse caso, a existência do atraso de vaporização fica evidenciada pelo cruzamento da linha de saturação com a linha de temperatura real do fluido.

A literatura apresenta diferentes abordagens para a consideração do atraso de vaporização no modelo matemático de escoamento através de tubos capilares. Pode ser adotado um modelo de nucleação e crescimento de bolhas (Li et al., 1991), um modelo empírico (Kuijpers & Janssen, 1983), ou até mesmo um valor fixo para o superaquecimento

do líquido. Os modelos de nucleação e crescimento de bolhas são usualmente desenvolvidos para ebulição em piscina com aquecimento externo ou despressurização do vaso. Existe nesse caso um superaquecimento relativamente uniforme do líquido e um grande número de cavidades com potencial para nucleação. No escoamento através de tubos capilares, o superaquecimento é variável na direção do escoamento, em virtude da expressiva diminuição de pressão. Além disso, iniciado o "flashing", há uma rápida diminuição do superaquecimento do líquido, principalmente no caso de tubos capilares adiabáticos. Dessa forma, a nucleação de uma bolha em uma cavidade afeta a virtual nucleação de bolhas em cavidades posicionadas à jusante dela. Em vista disso, parece discutível utilizar um modelo de nucleação e crescimento de bolhas obtido para ebulição em piscina, e estendê-lo para o escoamento através de tubos capilares. Para corroborar tal afirmação, convém citar o trabalho de Melo et al. (1995), que obtiveram em seus testes experimentais superaquecimentos superiores aos previstos pela equação apresentada em Li et al. (1991). Observaram também, a exemplo do verificado na USP, que o superaquecimento no ponto de início de "flashing" tinha comportamento aleatório, ou seja, ensaios realizados nas mesmas condições operacionais apresentavam freqüentemente níveis distintos de superaquecimento. Assim sendo, a utilização de um modelo empírico para o atraso de vaporização, resultado de um conjunto bastante abrangente de testes experimentais realizados com essa finalidade específica, pode ser uma alternativa promissora. Nesse caso, deveriam ser investigadas não apenas a influência média das variáveis e parâmetros de processo mas também a dispersão dos resultados, que permitiria estabelecer a incerteza do modelo estabelecido.

Estabelecido o modelo que permite quantificar o atraso de vaporização, resta ainda identificar o tempo, ou o correspondente comprimento de TC, necessário para que a mistura bifásica atinja condições de equilíbrio estável. Uma das possibilidades é admitir que isso ocorra num intervalo insignificante de tempo. Quando se utiliza essa hipótese para um TC adiabático, os cálculos podem ser realizados com o auxílio de um artifício. Basta tomar o subresfriamento realmente existente no início do TC e adicionar a ele o superaquecimento estimado para a condição de início de "flashing", resultando disso um subresfriamento fictício.

3. CONCLUSÃO

O trabalho identificou os principais fenômenos, variáveis e aspectos que governam o escoamento de refrigerantes através de tubos capilares. Foram analisados a metodologia para desenvolvimento do código computacional de simulação, o fator de atrito da região de líquido, o modelo de escoamento bifásico e o atraso de vaporização

Em relação ao código computacional foram enfatizadas algumas metodologias para aumentar a estabilidade dos cálculos. O artifício de usar equações fictícias para cálculo de propriedades dos fluidos que se encontram em condições extremas de temperatura, que podem ser atingidas em iterações intermediárias de cálculo, é uma das possíveis medidas a serem adotadas. A utilização do método das secantes para reiteração dos cálculos, ao invés do método de Newton-Raphson, é outro fator que contribui para a estabilidade.

Algumas das medidas que contribuem para aumentar a estabilidade de cálculo aumentam igualmente o tempo de processamento. Para minimizar esse inconveniente, métodos mais ágeis de integração podem ser utilizados, como, por exemplo, o de Adams-Brashforth.

Resultados de vários pesquisadores, confirmam que o fator de atrito na região com escoamento só de líquido pode ser calculado através da tradicional equação de Colebrook. Pode ser usada alternativamente a equação de Serghides.

O modelo homogêneo de escoamento bifásico - é majoritariamente utilizado no escoamento através de tubos capilares. Para o caso de tubos capilares não adiabáticos é em geral bastante restrita a região onde a aceleração do fluido é mais acentuada e onde o fator de atrito bifásico diminui mais significativamente. Em vista disso, os erros decorrentes da utilização do modelo homogêneo são relativamente limitados.

O atraso de vaporização é um fenômeno que influencia o desempenho de tubos capilares. No caso de tubos capilares adiabáticos, tal fenômeno foi constatado pela maioria dos pesquisadores, e no caso não adiabático, foi constatado pelos autores do presente trabalho, ao contrário do observado, por exemplo, por Pate (1982). A variação do superaquecimento do líquido na região metaestável e o rápido dessuperaquecimento após o início de "flashing" distinguem, de alguma forma, o fenômeno observado em tubos capilares daquele que ocorre na ebulição nucleada em piscina. A adoção de modelos empíricos, e a estimativa da incerteza do modelo podem representar uma estratégia promissora no tratamento dessa questão.

4. REFERÊNCIAS

- ASHRAE. *ASHRAE Equipment Handbook*, 1988.
- COLLIER, J. G. *Convective Boiling and Condensation*, McGraw-Hill, 1981.
- ERTH, R. A. *Two-phase Flow in Refrigeration CT: Analysis and Prediction*, Ph. D. Thesis, Purdue University, 1969.
- HOPKINS, N. E. Rating the restrictor tube - Method of Determining flow capacities for Freon-12 and Freon-22. *Refrig. Eng.*, vol. 58, no. 11, pp. 1087-1095, 1950.
- KUIJPERS, L. J. M. & JANSSEN, M. J. P. Influence of Thermal Non-equilibrium on Capillary Tube Mass Flow, *Proc. XVI Int. Cong. Refrigeration*, vol. 2, pp. 133-142, 1983.
- LAPIDUS, L. & SEINFELD, J. H. *Numerical Solution of Ordinary Differential Equations*, 1971
- LI, R. Y. ET AL. Numerical Modeling of Thermodynamic Non-Equilibrium Flow of Refrigerant Through Capillary Tubes, *ASHRAE Trans.*, vol. 96, p. 542-549, 1991.
- MELO, C. ET AL. Measuring Pressure and Temperature Profiles Along Capillary Tubes, *Proc. 19th Int. Congress of Ref.*, pp. 146-152, The Hague, The Netherlands, 1995.
- MIKOL, E. P. Adiabatic Single and Two-Phase Flow in Small Bore Tubes, *ASHRAE Journal*, no. 11, vol. 5, pp. 75-86, Nov., 1963.
- PAIVA, M. A. S. ET AL. Experimental and Numerical Study of the Flow Through Non Adiabatic Cap. Tubes with Lateral and Concentric Cap. Tube-Suction Line Heat Exchanger Configuration, *Proc. 19th Int. Congr. Refr.*, vol. 3, pp. 429-436, The Netherlands, 1995.
- PAIVA, M. A. S. ET AL. Estudo teórico-experimental do desempenho de TC ad. e não ad. com CFC 12 e HFC 134a, *6^o ENCIT*, Florianópolis, 1996.
- PATE, M. B. *A Theoretical and Experimental Analysis of CT-SL Heat Exchanger*, Ph. D. Thesis, Purdue University, U.S.A., 1982.
- PEIXOTO, R. A. *Análise Teórico-Experimental do Escoamento do Fluido Refrigerante HFC-134a em Trocadores de Calor Tubo Capilar-LS Utilizados em Sistemas de Refrigeração*, Tese de Doutorado, Escola Politécnica da USP, 1994.
- WHALLEY, P. B. *Boiling, Cond. and Gas-Liquid Flow*, Clarendon Press, Oxford, 1987.
- WHITESEL, H. A. Cap. Two-phase Flow, *Refrig. Eng.*, vol. 65, no. 4, pp. 42-44;98-99, 1957.



PAPER CODE: COB73

**EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA TUBOS CAPILARES E O SEU
IMPACTO SOBRE O DESEMPENHO DO PROGRAMA CAPILAR /
CONSTITUTIVE EQUATIONS FOR CAPILLARY TUBES AND THEIR
IMPACT ON THE CAPILAR PROGRAM PERFORMANCE**

CLÁUDIO MELO (**), CARLOS BOABAI NETO (*), ROGÉRIO TADEU DA SILVA FERREIRA (**)
(* *Escola Técnica Federal de Santa Catarina / UnED-SJ*)
(** *Universidade Federal de Santa Catarina / Depto. de Engenharia Mecânica / NRVA*
CEP 88040-900 - Florianópolis - SC - E.mail: melo@nrva.ufsc.br)

Abstract

This work presents a second version of a numerical model to simulate adiabatic capillary tubes. The constitutive equations employed in the first version of the model are replaced by new ones, derived from experimental work on capillary tubes. Comparisons with experimental data reveal that the second version predicts more accurately the refrigerant flow through adiabatic capillary tubes.

Keywords

Capillary tubes, Expansion, Refrigeration, Tubos capilares, Refrigeração

1. INTRODUÇÃO

A necessidade de conservação de energia e, também, o aparecimento de novos fluidos refrigerantes fez com que fossem desenvolvidas estruturas computacionais capazes de simular o escoamento através de tubos capilares, utilizados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração. Um destes modelos, denominado *capilar*, foi desenvolvido pelo NRVA (Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar), do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina (Boabaid Neto, 1994). Este modelo, disponível na forma de software, tem sido utilizado com relativo sucesso por empresas do Brasil e do exterior.

O programa *capilar* foi estruturado com base nas equações básicas de conservação da massa, energia e quantidade de movimento. O modelo necessita também de algumas equações constitutivas que foram simplesmente tomadas da literatura, dentre uma gama considerável de equações, todas com a mesma finalidade. A primeira versão deste programa foi comparada com dados experimentais quando verificou-se que um razoável número de pontos se encontrava dentro de uma margem de erro de $\pm 10\%$ em relação aos resultados computacionais (Melo et al., 1994).

novos evaporadores adaptados ao uso de refrigerantes alternativos aos CFCs e HCFCs, desenvolvimento e caracterização do desempenho de novos tipos de geometrias de aletas e promotores de turbulência, para intensificação de transferência de calor.

2. CIRCUITO PARA ENSAIO DE EVAPORADORES

O circuito para ensaio de evaporadores utilizados em condicionadores de ar domésticos descrito neste trabalho é constituído por um circuito no qual circula o ar e outro no qual circula o fluido refrigerante. O circuito de ar é aberto e permite o aquecimento e umidificação do ar que passa pelo evaporador a ser ensaiado. O circuito de refrigerante é composto basicamente por um circuito principal, um circuito secundário e um circuito intermediário de etilenoglicol. O circuito de refrigerante é diferente dos ciclos convencionais de refrigeração por compressão de vapor utilizados por Pedersen et al. (1992) e Turaga e Fazio (1980) em seus aparatos experimentais.

Este circuito apresenta grande flexibilidade para operar com vários fluidos refrigerantes (R22, R502 e R134a). É possível controlar vários parâmetros importantes no processo de transferência de calor: vazão mássica de refrigerante; temperatura de evaporação do refrigerante; título do refrigerante na entrada do evaporador; temperatura do ar na entrada do evaporador; umidade do ar na entrada do evaporador.

Dessa forma, é possível determinar alguns parâmetros importantes para avaliação do desempenho de evaporadores, como por exemplo: capacidade de resfriamento; temperatura e umidade do ar na saída do evaporador; perda de carga no lado do ar; perda de carga no lado do refrigerante.

Este circuito permite ensaiar evaporadores com área frontal de até $0,14 \text{ m}^2$, sob várias condições de operação. A Tabela 1 mostra a faixa de operação das principais variáveis.

Tabela 1 - Faixa de operação das principais variáveis

VARIÁVEL	VALORES
Velocidade de face no evaporador	0 a 3,5 m/s
Temperatura máxima a montante do evaporador	45 °C
Temperatura mínima a montante do evaporador	10 °C acima da temperatura ambiente
Umidade absoluta máxima a montante do evaporador*	30g/kg a 40 °C
Umidade absoluta mínima a montante do evaporador	igual à umidade ambiente
Vazão mássica de refrigerante	0 a 32×10^{-3} kg/s
Título do refrigerante na entrada do evaporador	0 a 30 %
Temperatura de evaporação do refrigerante (°C)	-1 a 13 °C

*Para umidade do ar ambiente igual a 10 g/kg

A seguir, são descritos os circuitos de ar e de refrigerante.

2.1. Circuito de ar

O circuito de ar pode ser dividido em três partes: a primeira onde são realizados o aquecimento e a umidificação do ar ambiente aspirado pelos sopradores; a segunda onde se encontra o evaporador a ser ensaiado; a terceira onde é medida a vazão de ar aspirada. Na Figura 1 é mostrado o esquema do circuito. O projeto dos dutos foi feito segundo norma da ANSI/ASHRAE 33-78 (1978).

A seção de aquecimento e umidificação é composta por um aquecedor elétrico, um nebulizador de água e um misturador. A resistência elétrica aquece o ar aspirado do ambiente, permitindo obter temperaturas maiores na entrada do trocador de calor. A temperatura do ar é controlada por um sistema constituído por um microcontrolador PID e um controlador da potência de alimentação do aquecedor.

O nebulizador tem como função umidificar o ar aquecido. Para isso, foi escolhido um bico nebulizador de água que utiliza ar comprimido como fluido nebulizante a fim de gerar uma névoa para facilitar a evaporação da água. O circuito de água é composto pelo bico nebulizador, uma bomba de engrenagens, um manômetro e uma válvula agulha. O controle da vazão de água é feito através de um microcontrolador acoplado a um variador de rotação do motor da bomba. Dessa forma é possível manter constante a umidade do ar na entrada do evaporador. O circuito de ar é constituído por um compressor, um reservatório equipado com pressostato e uma válvula reguladora de pressão.

O misturador tem a finalidade de uniformizar a temperatura do fluido após ter passado pelo aquecedor e pelo nebulizador, garantindo que a medição feita a seguir seja representativa da temperatura média da seção. O misturador é do tipo veneziana ("Louvered Strip") feito segundo recomendações da norma ANSI/ASHRAE 41.2 (1987)

Na seção de teste é colocado o trocador de calor a ser ensaiado. Ela apresenta uma região de medição de temperaturas de bulbo seco (TBS) e bulbo úmido (TBU) a montante do trocador e uma seção de medição desses parâmetros a jusante. Além disso, há um retificador de fluxo a montante do trocador e um misturador a jusante. As medições de TBS e TBU são feitas segundo recomendações da norma ANSI/ASHRAE 41.1 (1986).

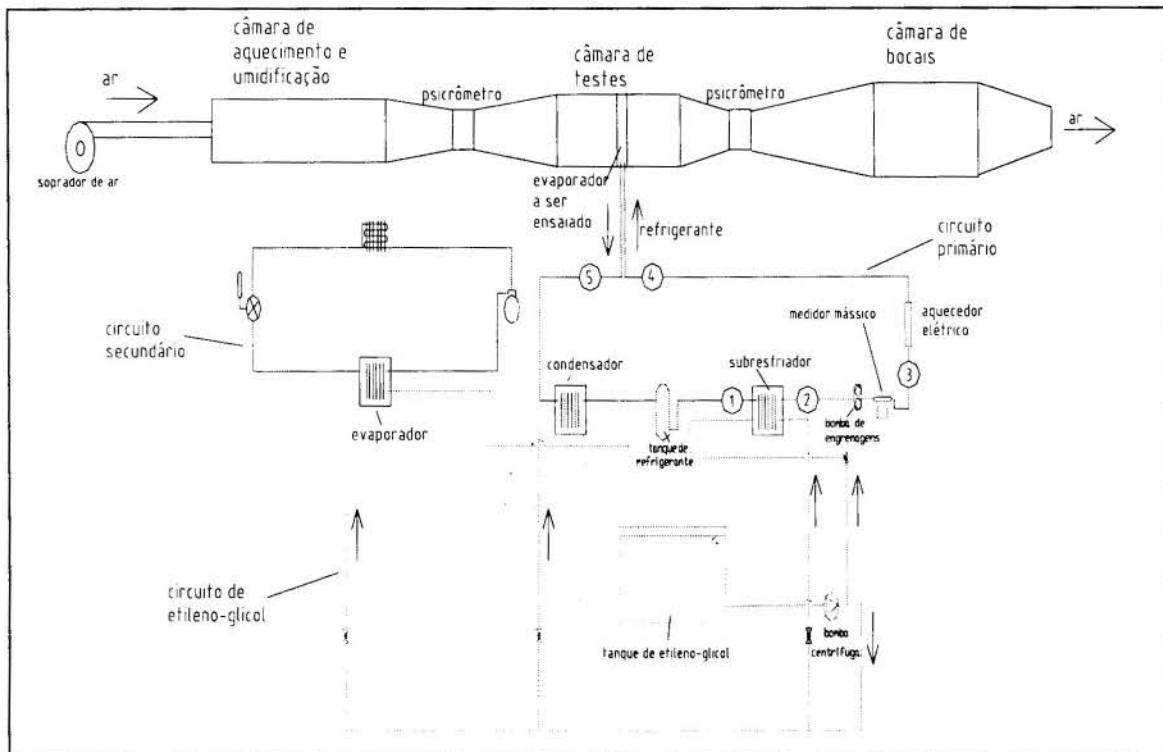


Figura 1- Esquema do circuito para ensaio de evaporadores

O retificador tem a finalidade de uniformizar o perfil de velocidade na entrada do trocador. Ele foi projetado segundo a norma ANSI/ASHRAE 41.2 (1987). O misturador tem a função de uniformizar o perfil de temperatura, garantindo que a medição de temperatura feita a seguir seja representativa da temperatura média do escoamento. Ele é do tipo veneziana projetado de acordo com a norma ANSI/ASHRAE 41.2 (1987).

A medição de vazão do ar é feita através de uma câmara de bocais. O projeto da câmara foi feito segundo recomendações da norma ANSI/ASHRAE 41.2 (1987). Ela é composta basicamente por 4 bocais, um retificador a montante e outro a jusante dos bocais.

2.2. Circuito de refrigerante

O circuito do refrigerante é composto por um circuito principal, onde circula o refrigerante que alimenta o trocador a ser ensaiado; um circuito secundário; e um circuito intermediário de etilenoglicol.

O circuito principal é composto basicamente por um tanque de armazenagem, um subresfriador, uma bomba de engrenagens, um medidor mássico, um aquecedor elétrico de circulação, um condensador e o evaporador que se deseja ensaiar. Na Figura 2 pode ser visto uma representação no diagrama temperatura-entropia (T-s) do ciclo de refrigeração desse circuito. A localização dos pontos pode ser vista na Figura 1.

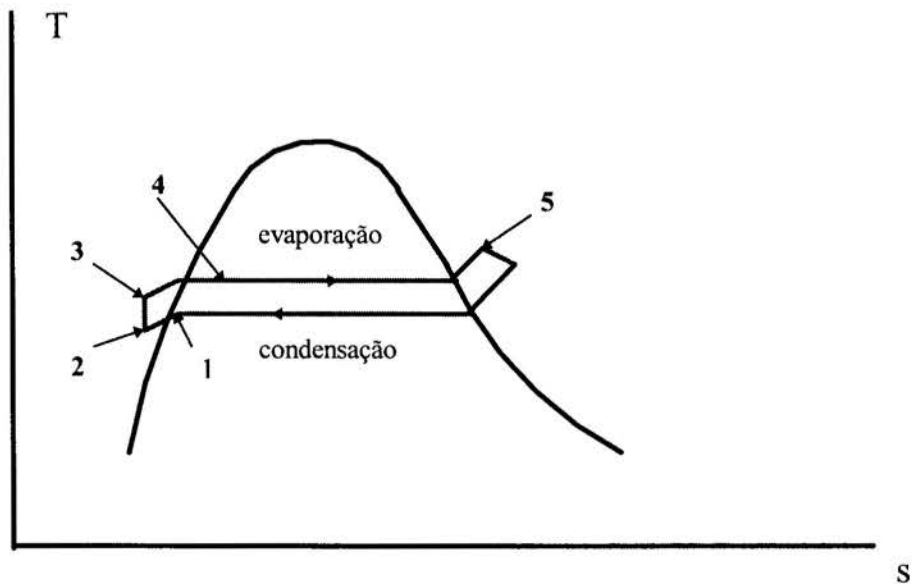


Figura 2 - Representação do ciclo de refrigeração

O tanque de armazenagem condiciona o refrigerante saturado na temperatura que se deseja operar o evaporador (-1 a 13 °C).

O subresfriador tem por objetivo resfriar o refrigerante que sai do tanque saturado até que se torne líquido resfriado através da troca de calor com o etilenoglicol (processo 1-2 da Figura 2).

Uma bomba de engrenagens com acoplamento magnético tem por objetivo movimentar o fluido refrigerante e vencer a perda de carga do circuito (processo 2-3 da Figura 2). Este tipo de bomba não utiliza óleo como lubrificante e portanto não há contaminação do

fluido refrigerante. O controle da vazão é feito através de um controlador de rotação do motor.

O aquecedor elétrico aquece o fluido refrigerante, vaporiza parte dele (processo 3-4 da Figura 2) e dessa forma possibilita variar o título do refrigerante na entrada do evaporador, que é calculado fazendo-se o balanço de energia no aquecedor. Para isso, é medida a potência elétrica dissipada no aquecedor. O término do processo de evaporação e o superaquecimento do fluido refrigerante (processo 4-5 da Figura 2) ocorre no evaporador que está sendo ensaiado.

A condensação (processo 5-1 da Figura 2) ocorre no condensador através da troca de calor com o etilenoglicol.

Neste circuito a condensação do refrigerante ocorre praticamente à mesma pressão que a evaporação. A diferença entre as pressões, e conseqüentemente entre as temperaturas, de condensação e evaporação é devido à perda de carga no circuito.

O circuito secundário, no qual circula R-502, tem como função resfriar o etilenoglicol contido no tanque. O circuito é um ciclo de compressão de vapor convencional, composto por um compressor, uma válvula de expansão termostática, um condensador a ar e um trocador de calor a placas onde ocorre a evaporação do R-502.

O circuito intermediário de etilenoglicol é composto por um reservatório e uma bomba centrífuga. O controle da temperatura do tanque é feito por meio de uma resistência elétrica instalada no reservatório acoplada a um microcontrolador PID.

3. MEDIÇÃO DAS VARIÁVEIS

Com a finalidade de se determinar o desempenho do evaporador ensaiado é necessário realizar a medição de algumas variáveis. Todas variáveis utilizadas na avaliação do desempenho do evaporador são medidas continuamente através de um sistema de aquisição de dados. A medição das variáveis de controle da operação é feita de forma descontínua.

No circuito de ar as variáveis medidas são: temperaturas de bulbo seco e bulbo úmido na entrada (TBS_e e TBU_e) e na saída (TBS_s e TBU_s) do trocador de calor, a diferença de pressão neste trocador (dP_a) e a diferença de pressão e a pressão a montante dos bocais (dP_b e P_b). A Figura 3 mostra os pontos de medição das variáveis.

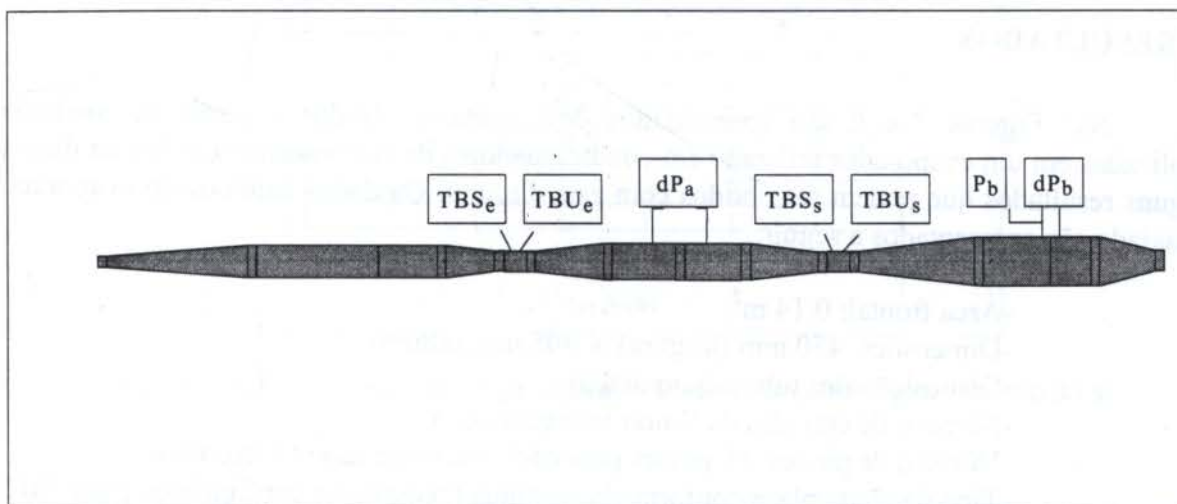


Figura 3 - Pontos de medição das variáveis no circuito de ar

No circuito de refrigerante são medidas: temperatura e pressão no tanque de armazenamento (T_t e P_t), vazão de refrigerante (m_r), pressão e temperatura antes do aquecedor (T_{aq} e P_{aq}), potência elétrica dissipada no aquecedor (W_e), pressão e temperatura na entrada do trocador ensaiado (P_{eve} e T_{eve}), perda de pressão (dP_{ev}) e temperatura na saída (T_{evs}). Na Figura 4 podem ser vistos os pontos de medição dessas variáveis.

A vazão de refrigerante é medida por um medidor mássico tipo Coriolis. As pressões efetivas e as pressões diferenciais são medidas por transmissores de pressão. As temperaturas são medidas por termopares tipo T. A potência elétrica dissipada no aquecedor é medida por um analisador de energia.

O sistema de aquisição de dados é constituído basicamente por um registrador de 30 canais, uma placa padrão GPIB, um microcomputador e um programa de aquisição de dados desenvolvido pelo Agrupamento de Engenharia Térmica do Instituto de Pesquisas Tecnológicas de São Paulo.

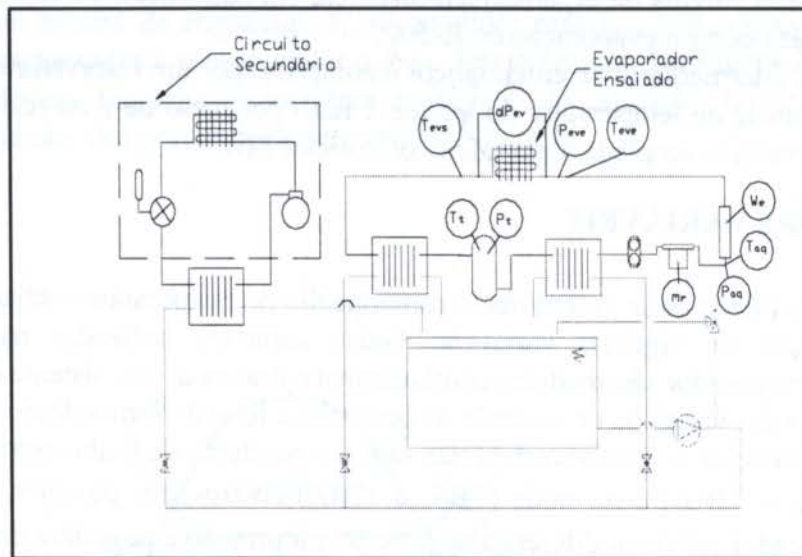


Figura 4 - Pontos de medição no circuito de refrigerante

4. RESULTADOS

Nas Figuras 5 e 6 são apresentados dois gráficos obtidos a partir de medições realizadas em um evaporador utilizado em condicionadores de ar domésticos, a fim de ilustrar alguns resultados que podem ser obtidos com este circuito. Os dados técnicos do evaporador ensaiado são apresentados a seguir:

- Área frontal: $0,14 \text{ m}^2$;
- Dimensões: 450 mm (largura) X 305 mm (altura);
- Disposição dos tubos: quiquôncio;
- Número de entradas de fluido refrigerante: 3;
- Número de passes: 16 passes para cada trecho de tubo (3 trechos);
- Tipo de aleta: placa conformada contínua ("continuous configured plate-fin");
- Espaçamento entre aletas: 3,2 mm (8 aletas/polegada);
- Diâmetro externo dos tubos: 3/8".

Na Figura 5 pode ser vista a variação da capacidade de resfriamento (Q_r) em função do título do refrigerante na entrada do evaporador (X_e) e a Figura 6 apresenta a variação da perda de carga no evaporador no lado do ar (dP_{ea}) em função da vazão de ar (m_{ar}).

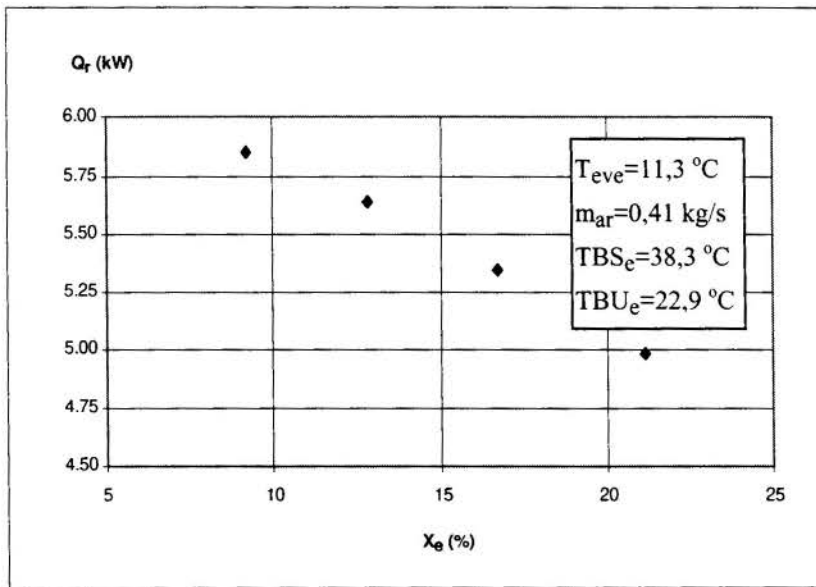


Figura 5 - Gráfico da variação da capacidade de resfriamento em função do título

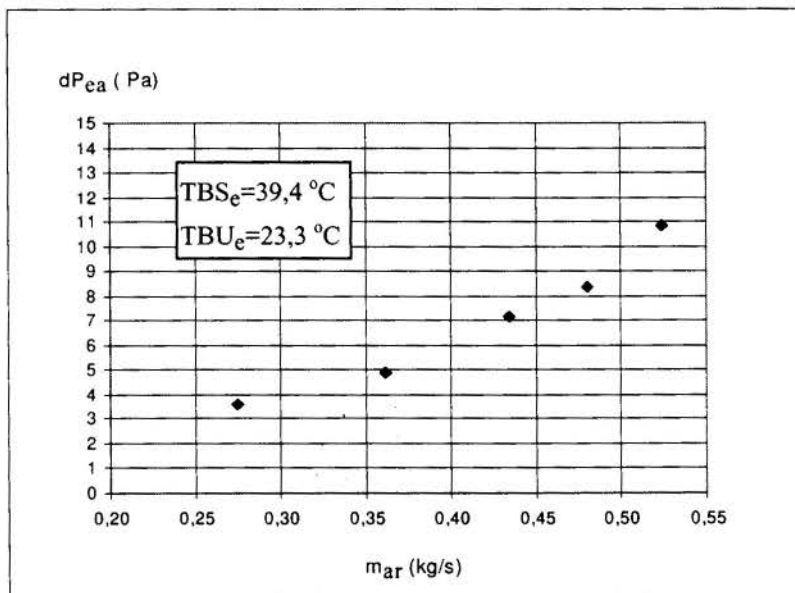


Figura 6 - Gráfico da perda de carga no evaporador em função da vazão no lado do ar

5. AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi realizado dentro de um programa de cooperação técnico-científica entre a UFSC (Universidade Federal de Santa Catarina) e a EMBRACO S.A. (Empresa Brasileira de Compressores). O apoio recebido da EMBRACO nos diversos estágios deste trabalho foi fundamental, razão pela qual externamos os nossos maiores agradecimentos, especialmente aos eng^{os} José Lainor Driessen e Roberto Horn Pereira.

6. REFERÊNCIAS

- Boabaid Neto, C., *Análise do Desempenho de Tubos Capilares Adiabáticos*, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis - SC, 1994.
- Boabaid Neto, C., Gonçalves, J. M., Melo, C., Ferreira, R. T. S., Avaliação do Fator de Atrito na Região Líquida de Tubos Capilares, *Anais do IV Congresso de Engenharia Mecânica Norte-Nordeste*, pp. 803-807, Recife - Pe, 1996.
- Boabaid Neto, C., Melo, C., Ferreira, R. T. S., Avaliação do Fator de Atrito Médio na Região Bifásica de Tubos Capilares, *Anais do IV Congresso Iberoamericano de Aire Acondicionado Y Refrigeracion*, Santiago - Chile, 1997.
- Chen, Z.H., Li, R.H., Li, S. and Chen, Z.Y., A Correlation for Metastable Flow of Refrigerant 12 Through Capillary Tubes, *ASHRAE Transactions*, Vol. 96, part 1, pp. 550-554, 1990.
- Churchill, S.W., Friction-Factor Equation Spans all Fluid Flow Regimes, *Chemical Engineering*, November, pp.91-92, 1977.
- Erth, R. A., *Two-Phase Flow in Refrigeration Capillary Tubes: Analysis and Prediction*, Ph. D. Thesis, Purdue University, 1970.
- Melo, C., Ferreira, R.T. S., Boabaid Neto, C., Gonçalves, J. M., Validação de um Modelo Numérico para a Análise do Desempenho de Tubos Capilares, *Anais do V Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, pp. 423-426, São Paulo - SP, 1994.
- Melo, C., Ferreira, R.T.S., Boabaid Neto, C., Gonçalves, J.M., Experimentation and Analysis of Refrigerant Flow Through Adiabatic Capillary Tubes, *Symposium on Heat Pump and Refrigeration Systems Design, Analysis and Applications*, 1995 ASME International Congress and Exposition, San Francisco-CA, November 12-17, 1995.
- Mikol, E.P., Adiabatic Single and Two-Phase Flow in Small Bore Tubes, *ASHRAE Journal*, Vol. 5, No. 11, pp. 75-86, 1963.
- Streeter, V.L. and Wylie, E.B., *Fluid Mechanics*, 1st SI metric edition, McGraw-Hill Book Co., Singapore, p. 244, 1981.



PAPER CODE: COB740

CIRCUITO PARA ENSAIOS DE EVAPORADORES/ *EVAPORATORS TEST RIG*

MARCELO BIANCHI^(a) & SILVIO DE OLIVEIRA JR^(a, b)

(a) *Instituto de Pesquisas Tecnológicas de São Paulo (IPT) - Av. Prof. Almeida Prado, 532 - Cidade Universitária*

CEP 05508-901 - São Paulo - E-mail: mabaet@ipt.br

(b) *Escola Politécnica da USP - Departamento de Engenharia Mecânica*

Abstract

This paper describes an experimental apparatus for testing evaporators of residential air conditioning systems. In this test rig it is possible to determine the overall heat transfer coefficient, pressure loss (of air and refrigerant sides) and refrigerating capacity as function of different operating conditions (air flow rate, refrigerant flow rate, evaporating temperature, quality at the evaporator inlet). This test rig can be utilized to characterize the performance of evaporators of room conditioners employing different types of refrigerant fluids and heat enhancement surfaces.

Keywords

evaporator test rig, room conditioners

1. INTRODUÇÃO

No setor residencial, os refrigeradores, congeladores e equipamentos compactos de ar condicionado respondem, atualmente, por parcela significativa do consumo domiciliar de energia, tornando-se imperativa a otimização do desempenho energético destes equipamentos a fim de reduzir o seus custos operacionais.

Adiciona-se a este cenário a questão da substituição dos refrigerantes halocarbônicos, CFCs e HCFCs, utilizados como fluidos de trabalho em sistemas de refrigeração por compressão de vapor. Os CFCs e os HCFCs contribuíram decisivamente para que, entre outros benefícios, os refrigeradores domésticos se transformassem num produto confiável, eficiente e popular. No entanto, em função do seu impacto ambiental estas substâncias terão que ser eliminadas. O protocolo de Montreal (acordo entre nações firmado em 1987 e do qual o Brasil é signatário) prevê a substituição dos CFCs (como o R-12 utilizado nas geladeiras) nos países desenvolvidos até o ano 2010. Está prevista a eliminação do HCFCs (como o R-22 utilizado nos aparelhos compactos de ar condicionado) até o ano 2030 mas esta data está sendo revista e deverá ser antecipada (Peixoto et al., 1993).

Assim, a implantação de um circuito para realização de testes e desenvolvimento de evaporadores utilizados em condicionadores de ar domésticos contribuirá decisivamente para: o levantamento de parâmetros de operação destes trocadores de calor (coeficientes de transferência de calor, perda de carga e capacidade de resfriamento); desenvolvimento de

Posteriormente a base de dados experimentais para o HFC-134a foi ampliada (Melo et al., 1995), o que permitiu a identificação das equações constitutivas com influência marcante neste tipo de escoamento.

Neste trabalho estas novas equações constitutivas serão incorporadas ao programa *capilar*, dando origem a um nova versão deste código computacional, a qual representa mais adequadamente o conjunto de dados experimentais obtido com os refrigerantes CFC-12, HFC-134a e HC-600a.

2. EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS

O modelo empregado consiste na divisão do escoamento no interior do tubo capilar em duas regiões, uma de escoamento monofásico (líquido puro) e outra de escoamento bifásico (mistura líquido-vapor saturado). Em ambas as regiões, é feita a integração da equação da quantidade de movimento, para escoamento unidimensional adiabático, obtendo-se o comprimento de tubo de cada região. A soma destes comprimentos representa o comprimento do tubo capilar para uma dada condição de operação.

O modelo apresenta ainda as seguintes características: i) fator de atrito na região líquida calculado segundo a equação proposta por Churchill, 1977, ii) fator de perda de carga na entrada do tubo capilar igual a 0,5, iii) ausência de efeitos de metaestabilidade e iv) fator de atrito médio na região bifásica calculado segundo a equação de Erth, 1970.

2.1 Fator de atrito na região líquida do escoamento

O fator de atrito na região líquida (f_{sp}) é determinado, no programa *capilar*, através da equação (1), proposta por Churchill, 1977.

$$f_{sp} = 8 \cdot \left[\left(\frac{8}{Re_{sp}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (1)$$

onde

$$A = \left\{ 2457 \cdot \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{7}{Re_{sp}} \right)^{0,9} + 0,27 \cdot \frac{\varepsilon}{d}} \right] \right\}^{16} \quad B = \left(\frac{37530}{Re_{sp}} \right)^{16} \quad (2)$$

Os símbolos Re , ε e d , correspondem respectivamente ao número de Reynolds, a rugosidade absoluta e ao diâmetro interno do tubo capilar.

Para verificar a adequabilidade desta equação para o problema em questão foram realizados vários experimentos com diversos tubos capilares, em diversas condições de operação (Boabaid Neto et al., 1996). Os resultados obtidos com os capilares #7 e #8 (Melo et al., 1995) são apresentados na Figura 1. Nesta figura são também apresentados os resultados obtidos através das equações de Blasius e de Churchill, 1977.

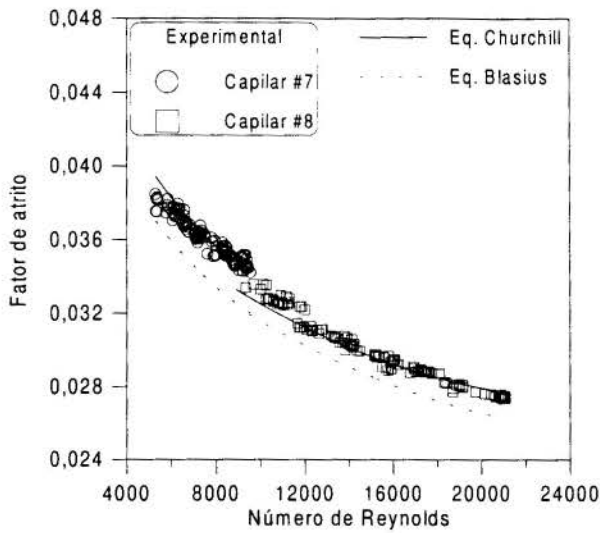
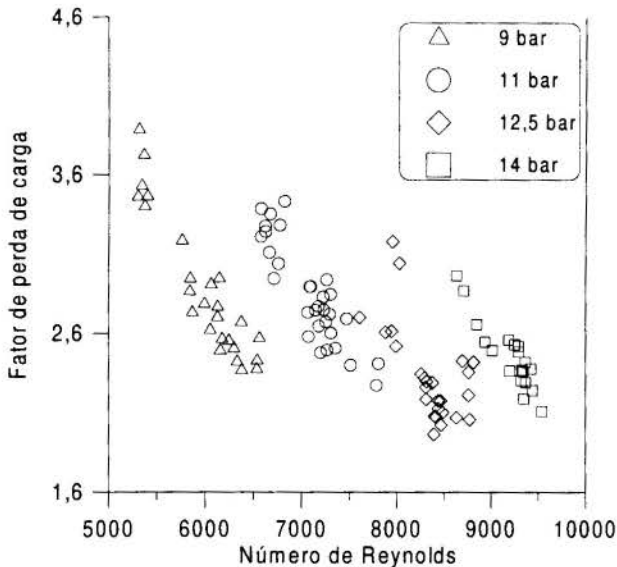


Figura 1: Fator de atrito na região líquida.

2.2 Fator de perda de carga na entrada do tubo capilar



experimentais (capilar#7-pontos a esquerda da Figura 3, capilar #8- pontos a direita da Figura 3) verifica-se que este parâmetro não tem efeito marcante sobre o escoamento. Isto pode ser melhor explicado através da Figura 4, onde o fator de perda de carga para o capilar #7 é mostrado em termos de comprimento equivalente de tubo reto. Cabe explicar que o termo desempenho no presente trabalho representa a capacidade do programa *capilar* em prever os fluxos de massa obtidos experimentalmente. A diferença percentual, utilizada como ordenada em algumas Figuras, é obtida efetuando-se inicialmente a diferença entre os valores de fluxo de massa computados pelo programa e os experimentais e posteriormente dividindo-se o valor obtido pelo fluxo de massa experimental.

A equação de Blasius aplica-se a tubos lisos e a de Churchill, 1977, é uma boa representação do diagrama de Moody, tanto para regime laminar, de transição como turbulento.

Estes resultados permitem concluir, de maneira similar a Mikol, 1963, que: i) o tubo capilar não pode ser considerado liso na avaliação do fator de atrito e que ii) a equação de Churchill, 1977, ou qualquer outra baseada no diagrama de Moody, pode ser empregada na análise do escoamento de refrigerante em tubos capilares. Desta forma a formulação original do programa *capilar* em relação ao fator de atrito na região líquida foi mantida.

O programa *capilar* adota um fator de perda de carga na entrada do tubo capilar igual a 0,5, valor este correspondente a uma contração abrupta com cantos não arredondados (Streeter and Wylie, 1981). Esta configuração não é, entretanto, encontrada na prática o que origina diferentes valores para este parâmetro. Experimentos realizados por Melo et al., 1995, mostram que o valor médio para os capilares #7 ($d/D = 0,128$) e #8 ($d/D = 0,183$) é de respectivamente 2,7 e 1,0. A título de ilustração, mostra-se na Figura 2, os resultados experimentais relativos ao capilar #7. Empregando-se um valor médio de 1,85 para os capilares #7 e #8 ao invés do valor original de 0,5 e comparando as previsões do programa *capilar* com resultados

Os resultados apresentados apresentam um grau de dispersão considerável, evidenciando a característica aleatória do fenômeno. Esta característica do escoamento frustrou várias tentativas de se tentar correlacionar tais resultados. Pode-se também verificar que a equação proposta por Chen et al., 1990, não reproduz adequadamente os dados experimentais, mas representa uma razoável estimativa de um valor “médio”.

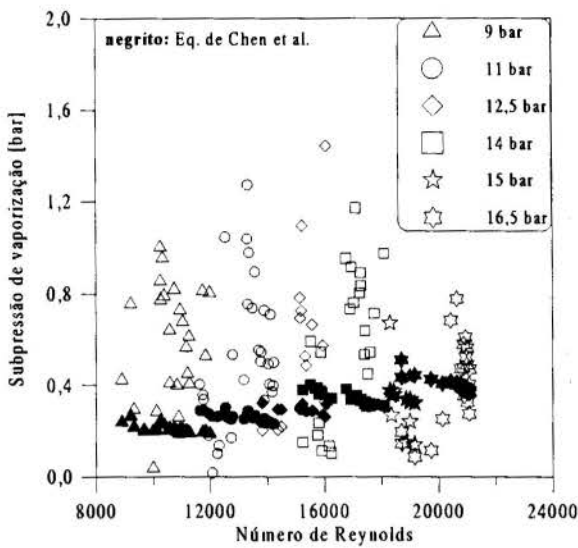


Figura 5: Subpressão de vaporização.

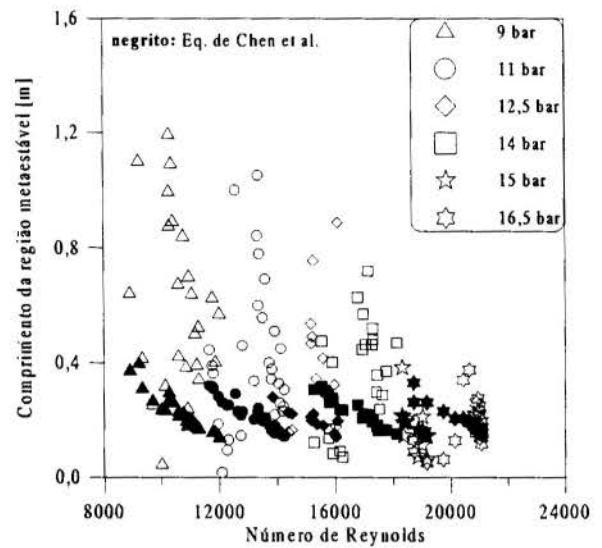


Figura 6: Comprimento da região de metaestabilidade.

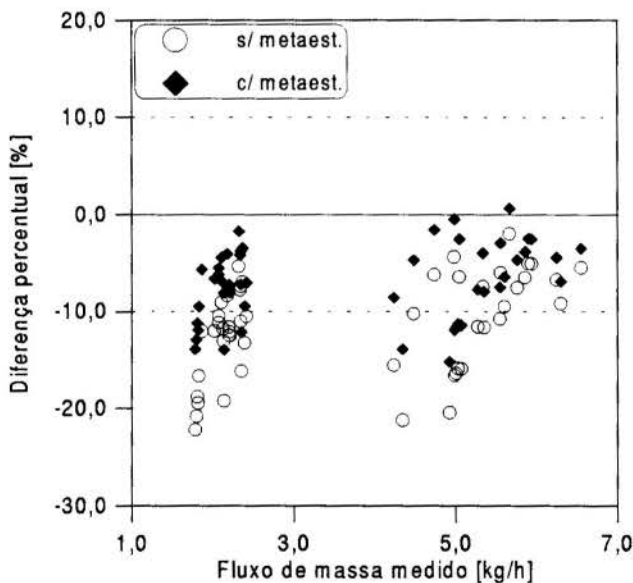


Figura 7: Influência da metaestabilidade sobre o desempenho do programa *capilar*.

As equações (3) e (4) foram então incorporadas ao programa *capilar*, dando origem a comparação ilustrada na Figura 7. Obviamente, com o aumento do comprimento da região líquida, devido ao efeito de metaestabilidade, observa-se um aumento no fluxo de massa calculado (devido a menor restrição imposta pelo tubo, resultado de um menor comprimento da região bifásica) e, conseqüentemente, a redução da diferença percentual.

2.4 Fator de atrito médio na região bifásica

No programa *capilar* este parâmetro (f_{fp}) é calculado através da equação (5), proposta por Erth, 1970.

$$f_{fp} = \frac{3,1}{\sqrt{Re_{ent}}} \cdot \exp\left(\frac{1 - x_{ent}^{0,25}}{2,4}\right) \quad (5)$$

onde x_{ent} e Re_{ent} representam respectivamente o título e o número de Reynolds do escoamento na entrada do capilar.

A Figura 8 compara os resultados experimentais obtidos por Boabaid Neto et al., 1997,

2.3 Região de metaestabilidade

Em todos os experimentos realizados por Melo et al., 1995, ficou evidente que existe uma região ao longo do tubo capilar, onde o escoamento é metaestável, ou seja, uma região de não-equilíbrio termodinâmico. Nesta região o refrigerante permanece líquido, apesar da sua pressão ser inferior à pressão de saturação correspondente a sua temperatura. Este comprimento adicional da região líquida não é, entretanto, considerado no programa *capilar*

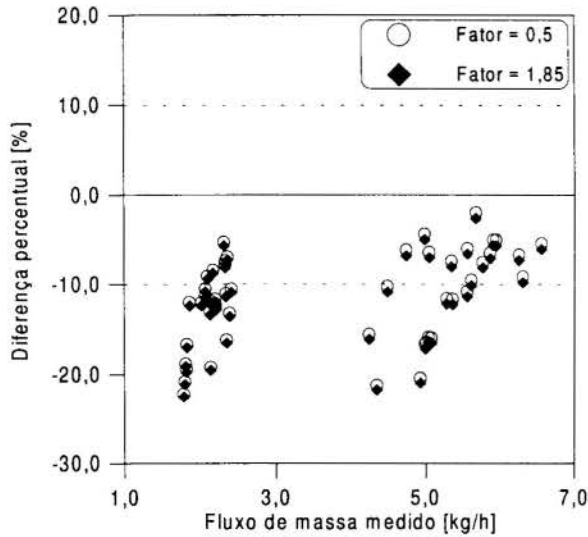


Figura 3: Influência do fator de perda de carga sobre o desempenho do programa *capilar*.

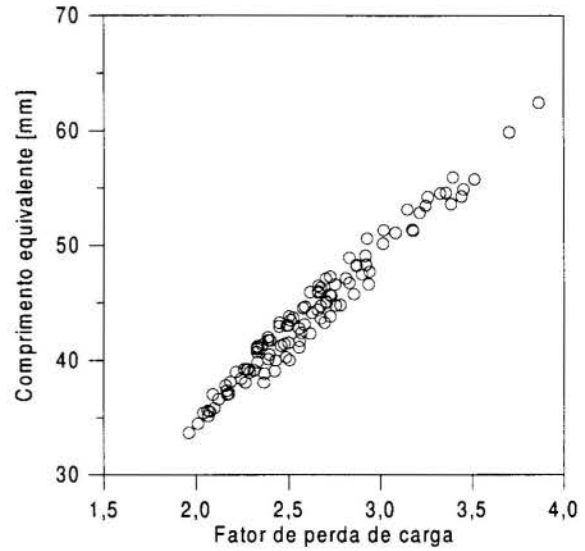


Figura 4: Comprimento de tubo equivalente capilar # 7.

A subpressão de vaporização (diferença entre a pressão de saturação e a pressão de efetivo início de vaporização) é geralmente calculada através da equação (3), proposta por Chen et al., 1990.

$$\frac{(p_s - p_v) \cdot \sqrt{K \cdot T_s}}{\sigma^{1,5}} = 0,679 \cdot \left(\frac{v_{s,v}}{v_{s,v} - v_{s,l}} \right) \cdot Re_s^{0,914} \cdot \left(\frac{\Delta T_{in}}{T_c} \right)^{-0,208} \cdot \left(\frac{d}{d'} \right)^{-3,18} \quad (3)$$

onde:

$$d' = \sqrt{\frac{K \cdot T_s}{\sigma}} \times 10^4 \quad (4)$$

Nestas equações K representa a Constante de Boltzman, σ a tensão superficial do refrigerante na temperatura T_s , T_c a temperatura crítica do refrigerante, ΔT_{in} o grau de subresfriamento na entrada do capilar e d' o diâmetro de referência. Os subscritos s e v representam respectivamente saturação e vaporização.

Os dados experimentais obtidos por Melo et al., 1995, para o capilar #8, são apresentados nas Figuras 5 e 6, as quais mostram respectivamente a subpressão de vaporização e o comprimento da região de escoamento metaestável em função do número de Reynolds. A título de comparação são apresentados também os resultados obtidos através do uso das equações (3) e (4).

para o capilar #7, com os obtidos através da equação (5). Além da discordância, é possível também observar que existem grupos de resultados experimentais com tendências distintas para cada pressão de entrada e que a equação de Erth, 1970 não capta adequadamente esse comportamento.

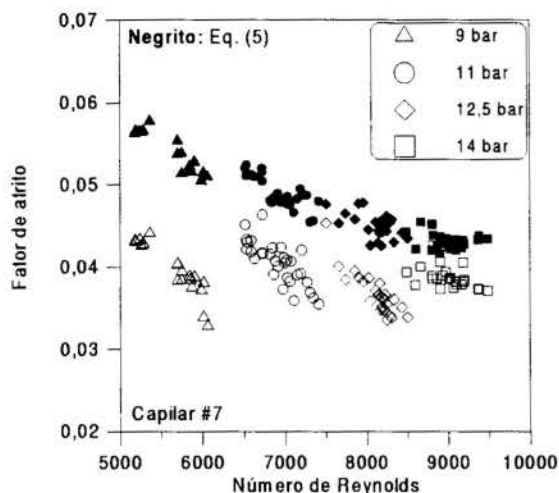


Figura 8: Desempenho da equação (5).

de Reynolds. Pode-se notar que a equação sendo proposta reproduz adequadamente os vários "grupos" de dados experimentais relativos a cada pressão de entrada.

A equação (5) foi então substituída pela equação (6), no programa *capilar*, o que originou a comparação apresentada na Figura 10. Como era de se esperar, a introdução da nova equação melhorou a concordância com os dados experimentais. Isto ocorre porque a nova equação fornece um valor menor que o valor fornecido pela equação de Erth, e conseqüentemente o programa estima um fluxo de massa superior, devido à menor restrição ao escoamento

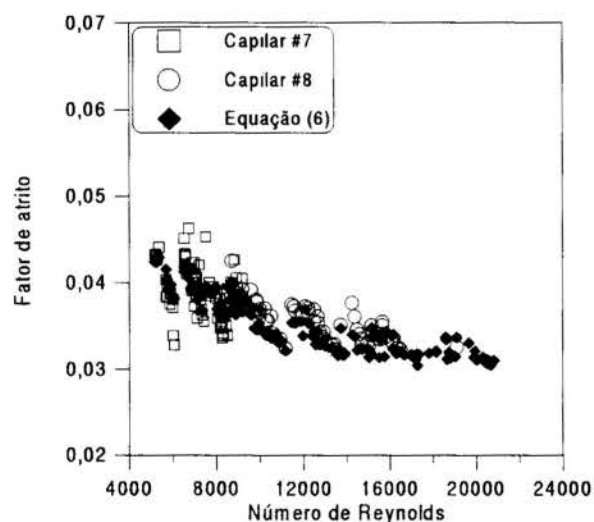


Figura 9: Desempenho da equação (6).

No processamento dos dados experimentais, procurou-se explorar uma forma simples de equação que empregasse as mesmas variáveis independentes da equação proposta por Erth, 1970. Tal equação tomou a seguinte forma:

$$\bar{f}_{ip} = 0,591 \cdot (Re_{l,ent})^{-0,284} \cdot \left(\frac{T_{ent}}{T_c}\right)^{1,28} \cdot (x_{ent})^{-0,0173} \quad (6)$$

onde o subscrito *l* representa a fase líquida do escoamento.

A Figura 9 mostra uma comparação entre os resultados obtidos com a equação (6) e os resultados experimentais, em função do número

de Reynolds. Pode-se notar que a equação sendo proposta reproduz adequadamente os vários "grupos" de dados experimentais relativos a cada pressão de entrada.

A equação (5) foi então substituída pela equação (6), no programa *capilar*, o que originou a comparação apresentada na Figura 10. Como era de se esperar, a introdução da nova equação melhorou a concordância com os dados experimentais. Isto ocorre porque a nova equação fornece um valor menor que o valor fornecido pela equação de Erth, e conseqüentemente o programa estima um fluxo de massa superior, devido à menor restrição ao escoamento

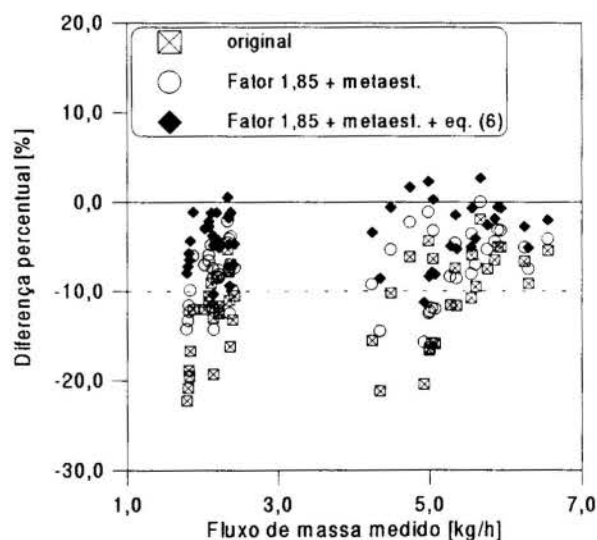


Figura 10: Influência da equação para o fator médio de atrito sobre o desempenho do programa *capilar*.

5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Os testes iniciais realizados mostraram que a concepção do circuito de refrigerante desenvolvida neste trabalho apresenta grande facilidade para a operação com diferentes fluidos refrigerantes e possibilita o controle de diversas variáveis importantes para o estudo do processo de transferência de calor que ocorre nos evaporadores.

Dessa forma, este circuito viabilizará uma série de estudos sobre os processos de transferência de calor e massa que ocorrem em evaporadores utilizados em sistemas de condicionamento de ar domésticos, tendo em vista a substituição dos CFCs e HCFCs e o desenvolvimento de novos tipos de geometrias de aletas e promotores de turbulência para intensificação de transferência de calor.

6. AGRADECIMENTO

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo fornecimento dos recursos financeiros necessários para a construção deste circuito para ensaio de evaporadores.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers. Methods of testing forced circulation air cooling and air heating coils. *ASHRAE Standard 33-78*, 1978.

American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers. Standard methods for laboratory airflow measurement. *ANSI/ASHRAE Standard 41.2*, 1987 (RA 92).

American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers. Standard method for temperature measurement. *ANSI/ASHRAE Standard 41.1*, 1986 (RA 91).

Pedersen, C.O.; Nygaard, Tim; Ragazzi, Franco; Zietlow, David. Experimental breadboard for testing residential air conditioning systems using R-22 alternatives. *Air Conditioning and Refrigeration Center - University of Illinois - FY94 Annual Report. Project #29*, 1992.

Peixoto, R. A.; Vodianitskaia, P.; Silvaes, O.M.M.; Paiva, M. A. S. A substituição dos CFCs e HCFCs e a indústria de refrigeração. *Revista Brasileira de Ciências Mecânicas. Vol XV. Nº 4*, 1993.

Turaga, M.; Fazio, P.P. Design and operation of a multifunctional test facility for heat exchanger performance rating. *ASHRAE Transactions*, 1980.

3. DESEMPENHO DA NOVA VERSÃO DO PROGRAMA CAPILAR

A nova versão do programa *capilar* foi então comparada com os resultados experimentais obtidos por Melo et al.,1995, para os refrigerantes CFC-12, HFC-134a e HC-600a. Estas comparações são apresentadas respectivamente nas Figuras 11, 12 e 13.

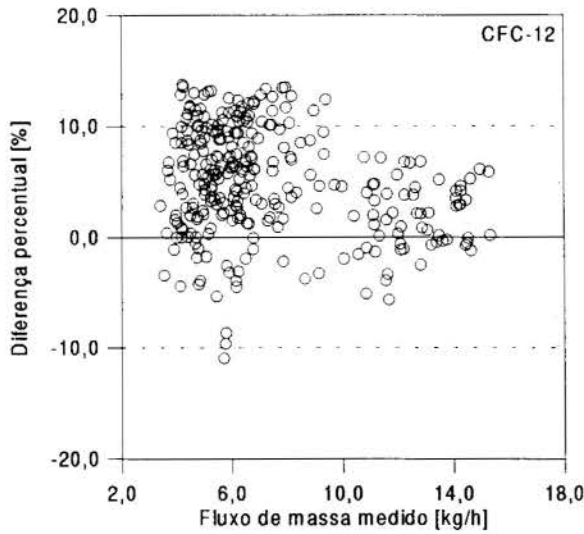


Figura 11: Resultados da simulação CFC-12.

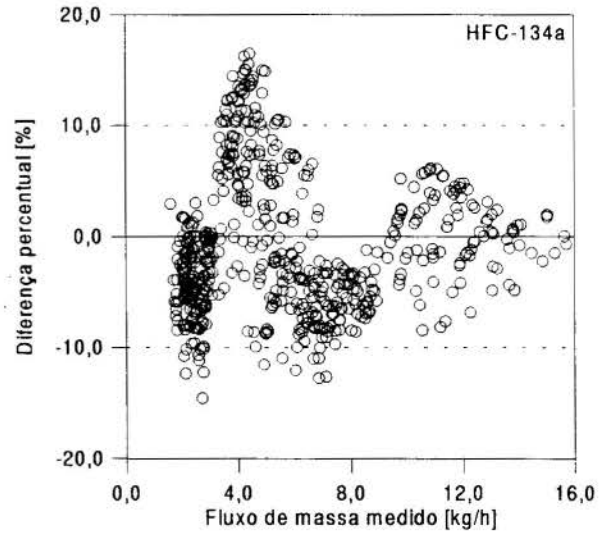


Figura 12: Resultados da simulação HFC-134a.

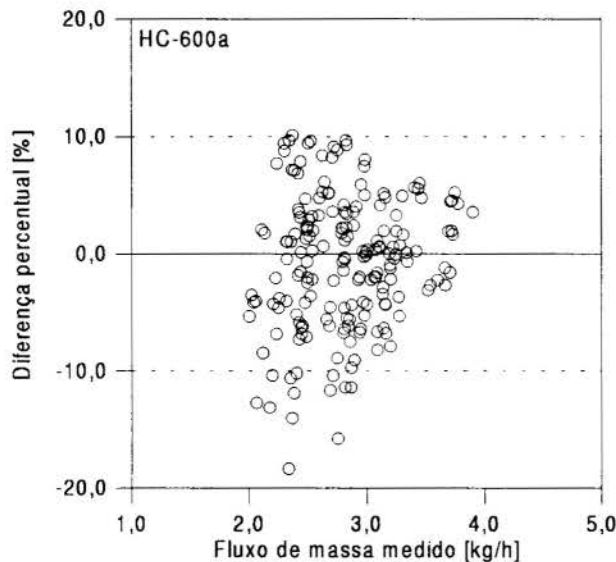


Figura 13: Resultados da simulação HC-600a.

Pode-se observar que os resultados previstos pela nova versão do programa *capilar* representam bem os resultados experimentais. Dos 288 pontos experimentais para o CFC-12, 82% das previsões do programa se enquadraram dentro de uma faixa de erro de $\pm 10\%$. Para os refrigerantes HFC-134a (572 pontos) e HC-600a (189 pontos) 89% e 93% das previsões se mantiveram respectivamente dentro da faixa de $\pm 10\%$.

4. CONCLUSÕES

As equações constitutivas empregadas na versão original do programa *capilar* foram substituídas por equações obtidas a partir de um extenso banco de dados experimentais envolvendo 8 tubos capilares,

3 fluidos refrigerantes e várias condições de operação. A introdução destas equações no modelo melhorou sensivelmente as suas potencialidades, especialmente para o HC-600a.

PAPER CODE: COB72

ANÁLISE DO ESCOAMENTO EM TUBOS CAPILARES ADIABÁTICOS CONSIDERANDO O NÃO-EQUILÍBRIO HIDRODINÂMICO E TÉRMICO ENTRE AS FASES

A. L. SEIXLACK(*), A. T. PRATA E C. MELO(**)

(*)*Depto. de Engenharia Mecânica - FEIS/Unesp - Ilha Solteira - SP - Brasil - E-mail: andre@feis.unesp.br*(**)*Depto. de Engenharia Mecânica, NRVA/UFSC - Florianópolis - SC - Brasil - E-mail: melo@nrva.ufsc.br*

Abstract

This work presents a model to simulate the refrigerant flow through capillary tubes, used as expansion devices in refrigeration systems. The governing and constitutive equations, the boundary conditions and the simplifying assumptions are presented and discussed. The two-fluid model, considering the hydrodynamic and thermal non equilibrium between the liquid and vapor phases, is applied to the two-phase flow region. The pressure profiles and the mass flow rates given by the model are compared with experimental data and a good agreement is shown.

Keywords

Capillary tubes, two-phase flow, two-fluid model.
Tubos capilares, escoamento bifásico, modelo de dois fluidos.

1. INTRODUÇÃO

Os tubos capilares são comumente usados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração de pequeno porte, tais como refrigeradores, "freezers" e condicionadores de ar. Embora sejam fisicamente simples, o escoamento de fluido refrigerante no interior desses tubos é bastante complexo, identificando-se, devido à mudança de fase, duas regiões: uma de escoamento monofásico e outra de escoamento bifásico líquido-vapor (vide Fig. 1). Além disso, este tipo de escoamento é turbulento (números de Reynolds na faixa de 4×10^3 a 20×10^3) e compressível, sendo que a condição de escoamento crítico ou bloqueado ("choked flow") pode ser atingida no final da região bifásica.

Na Fig. 1 mostram-se as distribuições de pressão medida e de pressão de saturação relativa à temperatura medida ao longo de um tubo capilar adiabático (Bolstad e Jordan, 1948). Observa-se nessa figura que o gradiente de pressão é linear na região líquida e consideravelmente maior na região bifásica.

Um modelo para a simulação do escoamento no interior de tubos capilares adiabáticos considerando o não-equilíbrio hidrodinâmico e o não-equilíbrio térmico entre as fases é apresentado neste trabalho. Para isso, na região bifásica utiliza-se o modelo de dois fluidos, no qual soluciona-se um sistema de cinco equações diferenciais, o que permite considerar os fenômenos interfaciais.

Para a validação do modelo os resultados computacionais são comparados com dados experimentais obtidos por Melo et al. (1995). Tais comparações são realizadas em termos de

vazões mássicas e distribuições de pressão, obtidas com dois tubos capilares operando com o refrigerante HFC-134a, em diferentes condições de operação. Alguns resultados computacionais referentes à fração de vazio, ao título e às velocidades e temperaturas de cada fase são também apresentados e discutidos.

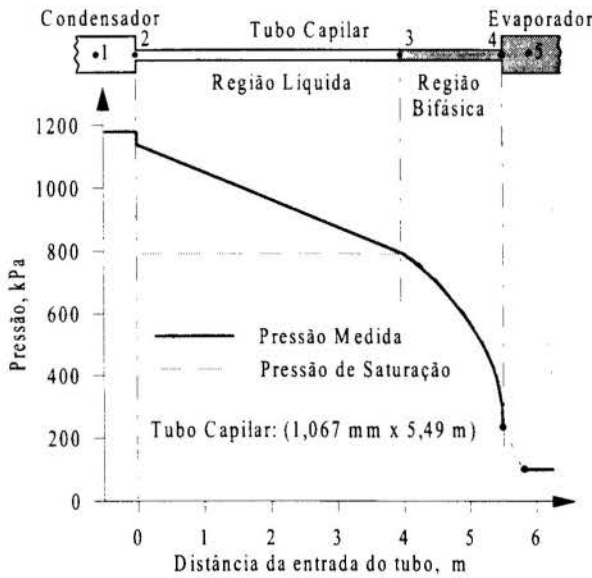


Figura 1 - Distribuições de pressão ao longo de um tubo capilar adiabático (Bolstad e Jordan, 1948).

2. FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

No presente modelo, o tubo capilar é considerado reto, horizontal, com escoamento unidimensional, em regime permanente e sem regiões de metaestabilidade. Assume-se também que o vapor, quando presente, está saturado em relação à pressão local e que ambas as fases estão na mesma pressão em qualquer seção transversal ao longo do tubo, ou seja, os efeitos de tensão superficial são desconsiderados. As equações governantes do problema são apresentadas a seguir.

Região Líquida. Uma vez que o escoamento nesta região é considerado incompressível, as equações da conservação da quantidade de movimento e da conservação de energia, são respectivamente, dadas por,

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{f_L G^2 v_L}{2D}, \quad \frac{dT}{dz} = 0 \quad (1)$$

nas quais z é a distância ao longo do tubo, p é a pressão, G é o fluxo de massa, v_L é o volume específico do líquido, D é o diâmetro do tubo, f_L é o fator de atrito na região líquida e T é a temperatura do fluido.

Região Bifásica. Para se obter a forma unidimensional do modelo de dois fluidos integra-se o modelo tridimensional, apresentado por Ishii e Mishima (1984), ao longo da área da seção transversal do tubo introduzindo-se valores médios adequados para as variáveis. Por simplicidade, as notações de médias no tempo e na área não são usadas, mas deve-se observar que as equações a seguir são equações médias no tempo e no espaço. Assim, o sistema de equações de conservação na região bifásica é dado por,

(i) Conservação da massa da mistura:

$$\frac{d}{dz} [(1 - \alpha)\rho_L V_L + \alpha\rho_V V_V] = 0 \quad (2)$$

na qual os subscritos L e V indicam, respectivamente, as fases de líquido e de vapor, ρ é a massa específica, V é a velocidade e α é a fração de vazio (razão entre a área ocupada pela fase de vapor e a área total da seção transversal do tubo).

(ii) Conservação da quantidade de movimento para as fases líquida e de vapor,

$$\frac{d[(1-\alpha)\rho_L V_L^2]}{dz} = -(1-\alpha)\frac{dp}{dz} - F_{wL} + F_{LV} + \Gamma_L V_i \quad (3)$$

$$\frac{d(\alpha\rho_V V_V^2)}{dz} = -\alpha\frac{dp}{dz} - F_{wV} - F_{LV} + \Gamma_V V_i \quad (4)$$

onde F_{LV} é a força interfacial por unidade de volume, atuando sobre a fase líquida na direção do escoamento e na direção oposta sobre a fase de vapor, F_{wL} e F_{wV} são as forças por unidade de volume devido ao atrito entre a parede do tubo e, respectivamente, as fases de líquido e vapor, $\Gamma_k = [d(\alpha_k \rho_k V_k) / dz]$, onde $k = L$ ou $k = V$, é a taxa de transferência de massa por unidade de volume na interface e V_i é a velocidade interfacial, dada por: $V_i = [\eta V_L + (1-\eta)V_V]$, sendo $\eta = 0,5$ (Wallis, 1969).

(iii) Conservação de energia da mistura e da fase de vapor:

$$\frac{d}{dz} [(1-\alpha)\rho_L V_L (h_L + \frac{V_L^2}{2}) + \alpha\rho_V V_V (h_V + \frac{V_V^2}{2})] = 0 \quad (5)$$

$$\frac{d}{dz} \left[\alpha\rho_V V_V \left(h_V + \frac{V_V^2}{2} \right) \right] = q_i + \frac{1}{2}(V_V^2 - V_L^2) \frac{d}{dz} [\alpha\rho_V V_V] \quad (6)$$

onde h_L e h_V são, respectivamente, as entalpias das fases líquida e de vapor.

O modelo proposto consiste das equações de conservação (1) a (6), que ao serem solucionadas fornecem os valores das variáveis: p e T na região líquida e V_L , V_V , p , α , e h_L (ou T_L) na região bifásica. Para tanto, torna-se necessário especificar equações constitutivas para as forças F_{wL} , F_{wV} e F_{LV} , além de correlações para as propriedades termodinâmicas ρ_L , ρ_V e h_V . Tais correlações foram obtidas através de regressão polinomial, usando os dados fornecidos por Gallagher et al. (1993).

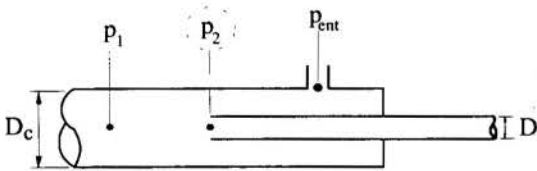


Figura 2 - Esquema da conexão de entrada do tubo capilar.

Condições de Contorno. Na entrada do tubo capilar $z=0$ (ponto 2 na Fig. 1), a pressão do refrigerante é calculada a partir da pressão medida na conexão de entrada do tubo capilar, p_{ent} (vide Fig. 2).

A temperatura do fluido refrigerante na entrada do tubo, T_2 , é determinada em função da temperatura de saturação, relativa à pressão p_{ent} e do grau de sub-resfriamento,

ΔT_{sub} . Assim, as condições de contorno na entrada do tubo capilar são dadas por,

$$z=0 \rightarrow p_2 = p_{ent} - \frac{G^2(1+K)}{2\rho_L} \quad ; \quad T_2 = T_{sat}(p_{ent}) - \Delta T_{sub} \quad (7)$$

na qual K é o fator de perda de carga na entrada do tubo. Neste trabalho utilizam-se os valores

de $K = 2,7$ e $1,0$ (Melo et al., 1995) obtidos, respectivamente, para relações D/D_c (ver Fig. 2), iguais a $0,128$ e $0,183$.

Como o fenômeno de metaestabilidade do escoamento não é considerado, assume-se que a nucleação tem início na pressão de saturação relativa à temperatura do fluido na saída da região líquida ou seja, $p_3 = p_{sat}(T_3)$ (vide Fig. 1). Além disso, considerando que as bolhas formadas sejam esféricas, a condição de contorno na entrada da região bifásica, é dada por,

$$z = z_3 \rightarrow \alpha_0 = (\pi N_0 d_0^3 / 6) \quad , \quad V_v = S_0 V_L \quad (8)$$

$$V_L = G / [(1 - \alpha_0)\rho_L + S_0\alpha_0\rho_v]$$

na qual N_0 é a densidade inicial de bolhas por unidade de volume, d_0 é o diâmetro médio inicial de bolhas e $S_0 = 1$ é o deslizamento inicial entre as fases. Seguindo o mesmo procedimento de Schwellnus (1988), assume-se que $N_0 = 10^{11} \text{ m}^{-3}$ e $d_0 = 2,5 \times 10^{-5} \text{ m}$ (vide Seixlack, 1996).

Na saída do tubo capilar, ponto 4 na Fig. 1, nenhuma das variáveis α , V_L , V_v , p e h_L são conhecidas. A pressão do fluido refrigerante nesse ponto corresponderá à de evaporação caso o escoamento não esteja bloqueado. Entretanto, atingida a condição crítica na saída do tubo, o que é comum em tubos capilares usados em sistemas de refrigeração, a pressão nesse local será superior à pressão de evaporação.

O critério numérico adotado neste trabalho para a determinação da seção de bloqueio, considera que essa seção corresponda à posição onde o sinal do gradiente de pressões (dp/dz) se inverte, indicando que o seu valor máximo absoluto foi alcançado.

Relações Constitutivas. No presente modelo, pelas razões já apresentadas por Seixlack (1996), serão considerados três regimes de escoamento: bolhas, agitante e anular. A transição entre estes regimes de escoamento é determinada através de dois valores constantes de fração de vazio iguais a $0,3$ e $0,8$, respectivamente, para as transições entre os regimes bolhas-agitante e agitante-anular. As relações constitutivas são razoavelmente bem conhecidas para os regimes em bolhas e anular, devendo ser obtidas por interpolação para o regime agitante. Tais relações são apresentadas a seguir.

(i) Atrito Entre as Fases e a Parede do Tubo. Nos regimes em bolhas e agitante ($\alpha < 0,8$) utiliza-se o modelo simplificado de Solbrig et al. (1978) no qual as equações para F_{wL} e F_{wv} são, respectivamente, dadas por,

$$F_{wL} = \frac{(1-\alpha)f_L\rho_L V_L^2}{2D} \quad , \quad F_{wv} = \frac{\alpha f_v\rho_v V_v^2}{2D} \quad (9)$$

em que os fatores de atrito f_L e f_v são calculados pela correlação de Churchill (1977), sendo os números de Reynolds para as fases líquida e vapor, respectivamente, dados por: $Re_L = [(1-\alpha)\rho_L V_L D / \mu_L]$ e $Re_v = [\alpha\rho_v V_v D / \mu_v]$

Na região anular ($\alpha \geq 0,8$) a força de atrito entre a fase líquida e a parede do tubo é dada por,

$$F_{wL} = \frac{f_B G^2}{2\rho_m D} - F_{wv} \quad (10)$$

na qual f_B é o fator de atrito na região bifásica calculado pela correlação de Erth (1970) e

$F_{wv} = 0$, uma vez que no regime anular não há contato entre a fase de vapor e a parede do tubo.

(ii) Força Interfacial, F_{LV} . A força interfacial ocorre devido ao movimento relativo entre as fases e engloba não só a força de atrito interfacial, mas também outros efeitos adicionais bastante complexos (Ishii e Mishima, 1984). No presente modelo, a força interfacial é modelada considerando os termos de massa virtual (Ishii e Mishima, 1980) e o termo de atrito (Solbrig et al., 1978), ou seja,

$$F_{mv} = \alpha \rho_L C_{mv} \left(V_V \frac{dV_V}{dz} - V_L \frac{dV_L}{dz} \right) + a_i \frac{\rho_L C_{fi} |V_V - V_L|}{2} (V_V - V_L) \quad (11)$$

na qual $C_{mv} = 0,5[(1+2\alpha)/(1-\alpha)]$ (Zuber, 1964) é o coeficiente de massa virtual, C_{fi} é o coeficiente de atrito interfacial e a_i é a área interfacial. Os parâmetros C_{fi} e a_i são calculados pelas correlações apresentadas em Seixlack (1996).

(iv) Transferência de Calor Interfacial. O calor transferido através das interfaces por unidade de volume, é dado por,

$$q_i = a_i \hat{h}_i (T_L - T_V) + \Gamma (h_v - h_L) \quad (12)$$

na qual \hat{h}_i é o coeficiente de transferência de calor interfacial (vide Seixlack, 1996) e T_L e T_V são, respectivamente, as temperaturas do líquido e do vapor. Assume-se que o vapor esteja saturado em relação à pressão local, ou seja, $T_V = T_{sat}(p)$.

METODOLOGIA DE SOLUÇÃO. A solução das equações diferenciais: Eqs. 1 e do sistema de Eqs. 2 a 6, é obtida por integração numérica usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem. O programa computacional pode ser usado para: (i) dimensionar o comprimento do tubo capilar, L , em função do fluxo de massa, do diâmetro e das condições de operação; (ii) determinar o fluxo de massa em função da geometria do capilar e das condições de operação.

No primeiro caso é necessário que o sistema de equações seja solucionado uma única vez mas, no segundo, o processo de solução é iterativo, já que as equações de conservação dependem do fluxo de massa.

3. RESULTADOS E DISCUSSÕES

O presente modelo será validado utilizando os dados experimentais apresentados por Melo et al. (1995), para o refrigerante HFC-134a. Esta base de dados experimentais constitui-se de medições de fluxo de massa, temperatura e pressão ao longo de dois tubos capilares. Esses tubos são aqui identificados como Capilar 7 ($L = 2,998$ m, $D = 0,606$ mm, $\varepsilon = 1,08$ μ m) e Capilar 8 ($L = 2,973$ m, $D = 0,871$ mm, $\varepsilon = 0,78$ μ m).

Pressões de condensação na faixa de 900 a 1600 kPa e graus de sub-resfriamento entre 2 a 16 °C foram escolhidos como condições de operação. Todos os experimentos foram realizados em condições de escoamento crítico (bloqueado). É importante salientar que os resultados experimentais escolhidos para as comparações mostradas neste trabalho, foram

aqueles que praticamente não apresentaram uma região de escoamento metaestável, já que este fenômeno não é previsto no presente modelo.

A Fig. 3 mostra as comparações entre as distribuições de pressão medidas e calculadas ao longo do tubo capilar 8. As comparações mostradas nessa figura foram realizadas de duas maneiras:

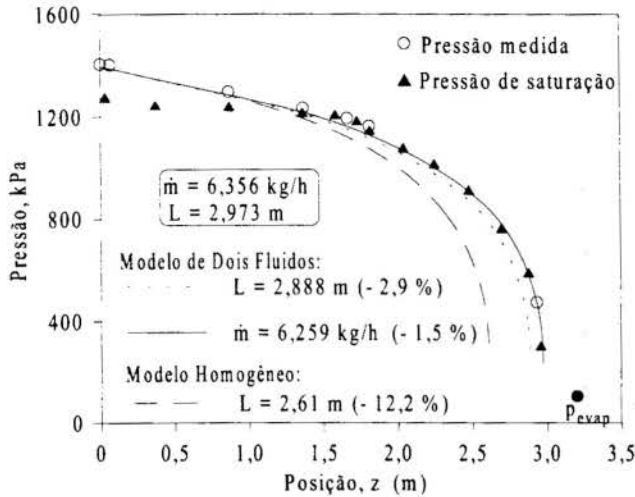


Figura 3 - Distribuições de pressão ao longo do tubo capilar 8: $p_{\text{ent}} = 1404 \text{ kPa}$; $\Delta T_{\text{sub}} = 3,7 \text{ }^\circ\text{C}$.

Neste caso a vazão mássica é calculada iterativamente, obtendo-se o perfil de pressão representado pela linha contínua mostrada na Fig. 3. Nota-se que os perfis de pressão medido e calculado são praticamente coincidentes, em detrimento da discordância da vazão mássica. Considerando todos os testes realizados, o erro absoluto médio foi, neste caso, de 2,4 % e 7,6 %, respectivamente, para o presente modelo e para o modelo homogêneo.

Na Fig. 4 é mostrada a comparação entre as vazões mássicas medidas e calculadas, tanto pelo presente modelo quanto pelo modelo homogêneo. Conforme se observa nessa figura a

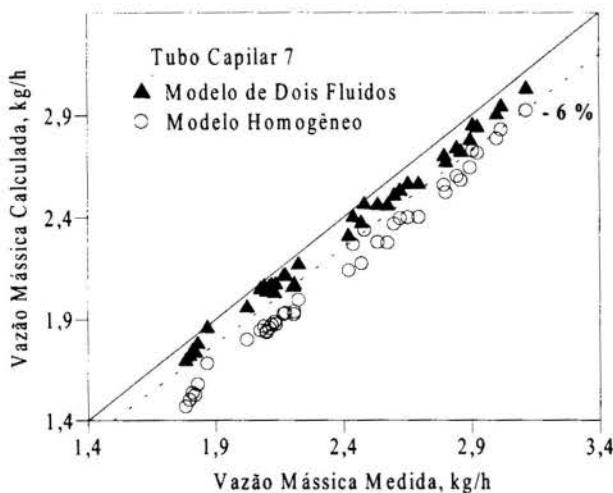


Figura 4 - Comparações entre as vazões mássicas medidas e calculadas.

Fig. 5 que o aumento do título é cada vez maior à medida em que o escoamento aproxima-se do final do tubo. Esse fato está de acordo com a interpretação física do escoamento, uma vez que na região bifásica os efeitos de aceleração e de atrito aumentam o gradiente de pressão em direção à saída do tubo, propiciando uma vaporização cada vez maior.

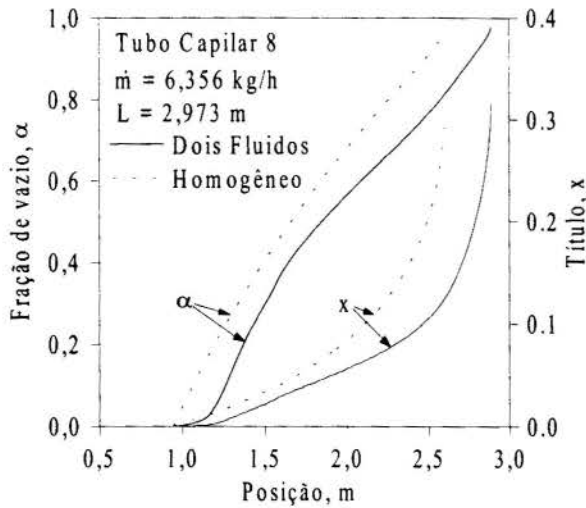


Figura 5 Distribuições de fração de vazio e título - capilar 8: $p_{\text{ent}} = 1404 \text{ kPa}$; $\Delta T_{\text{sub}} = 3,7 \text{ }^\circ\text{C}$.

As Figs. 6(a) e 6(b) mostram, respectivamente, as distribuições de velocidade e de temperatura de cada fase, obtidas com o presente modelo e com o modelo homogêneo. Observa-se nessas figuras as pequenas diferenças entre as velocidades e também entre as temperaturas das fases líquida e de vapor ao longo do capilar. A diferença máxima entre as velocidades na saída do tubo foi de 2,4 %, sendo que na maioria dos testes realizados, essa diferença foi da ordem de 1 %. Com relação às temperaturas, observam-se diferenças da ordem de 7,5 °C apenas na região próxima da saída dos tubos.

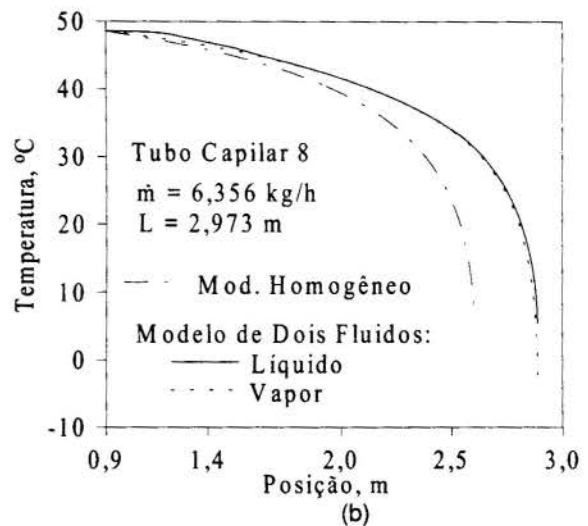
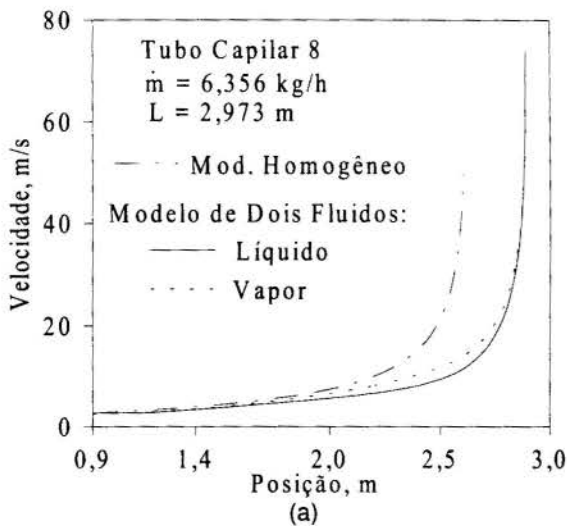


Figura 6 Distribuições de: (a) velocidades de cada fase e (b) temperaturas de cada fase - capilar 8: $p_{\text{ent}} = 1404 \text{ kPa}$; $\Delta T_{\text{sub}} = 3,7 \text{ }^\circ\text{C}$.

4. CONCLUSÕES

O modelo numérico apresentado mostrou-se adequado para a simulação do escoamento no interior de tubos capilares usados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração. Considerando todos os testes realizados, o erro absoluto médio obtido entre as vazões mássicas críticas calculadas e medidas foi de 2,4 % e entre os valores dos comprimentos do tubo capilar calculados e medidos foi de 4,5 %.

Uma dificuldade de implementação do modelo de dois fluidos, é a incerteza associada aos padrões de escoamento bifásico no interior de tubos capilares. As equações constitutivas são fortemente dependentes do regime de escoamento e são razoavelmente conhecidas apenas para os regimes em bolhas e anular.

O critério numérico adotado para a determinação da seção de bloqueio possui um forte significado físico, é de simples implementação e mostrou-se adequado para o cálculo do fluxo de massa crítico em tubos capilares.

Os resultados numéricos mostraram que o não-equilíbrio hidrodinâmico e o não-equilíbrio térmico entre as fases são reduzidos. Esse fato pode estar ligado aos grandes comprimentos e pequenos diâmetros utilizados nas aplicações práticas, da ordem de $L/D \cong 4000$, permitindo que o equilíbrio entre as fases seja alcançado. Conclui-se então, que o escoamento no interior de tubos capilares é muito próximo de um escoamento homogêneo. O melhor desempenho do modelo de dois fluidos em relação ao modelo homogêneo é atribuído à melhor representação do escoamento bifásico, o que permite a inclusão de equações constitutivas adequadas.

5. REFERÊNCIAS

- BOLSTAD, M. M. & JORDAN, R. C., Theory and Use of the Capillary Tube Expansion Device, *Refrigerating Engineering*, vol. 56, no. 6, pp. 519-523 e p. 552, 1948.
- CHURCHILL, S. W., Friction Factor Equation Span all Fluid Regimes, *Chem. Engineering*, vol. 84, pp. 91-92, 1977.
- GALLAGHER, J., MCLINDEN, M., MORRISON, G. & HUBER, M., NIST Thermodynamic Properties of Refrigerants and Refrigerant Mixtures - Version 4, Gaithersburg : U.S. Department of Commerce, *National Institute of Standards and Technology*, 1993.
- ISHII, M. & MISHIMA, K., Study of Two-Fluid Model and Interfacial Area, *Argonne National Laboratory - Report ANL-80-111*, 1980.
- ISHII, M. & MISHIMA, K., Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations, *Nuclear Engineering and Design*, vol. 82, pp. 107 - 126, 1984.
- ERTH, R. A., Two-Phase Flow in Refrigeration Capillary Tubes: Analysis and Prediction", *Ph. D. Thesis*, Purdue University, USA, 1970.
- MELO, C., FERREIRA, R. T. S., BOABAID NETO, C, GONÇALVES, J. M. & STAHELIN, R., Análise do Desempenho de Tubos Capilares - *Parte III, Relatório de Pesquisa Convênio EMBRACO/FEESC/EMC/UFSC*, 1995.
- SCHWELLNUS, C. F., A Study of a General One-Dimensional Two-Fluid Critical Flow Model, *Master's Thesis*, McMaster University, Ontario, Canada, 1988.
- SEIXLACK, A. L., Modelagem do Escoamento Bifásico em Tubos Capilares, *Tese de Doutorado*, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1996.
- SOLBRIG, C. W., MCFADDEN, J. H., LYCZKOWSKI, R. W. & HUGHES, E. D., Heat Transfer and Friction Correlations Required to Describe Steam-Water Behavior in Nuclear Safety Studies, *AIChE Symposium Series*, vol. 174, pp. 100 - 128, 1978.
- WALLIS, G. B., *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill Book Company, 1969.
- ZUBER, N., On the Dispersed Two-Phase Flow on the Laminar Flow Regime, *Chemical Engineering Science*, vol. 19, pp. 897 - 917, 1964.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi realizado dentro de um programa de cooperação técnico-científica entre a UFSC e a EMBRACO S.A. O apoio recebido da EMBRACO nos diversos estágios deste trabalho foi fundamental, razão pela qual externamos os nossos maiores agradecimentos, especialmente aos Eng^{OS}. José Lainor Driessen e Roberto Horn Pereira.



PAPER CODE: COB1423

**SISTEMA FRIGORÍFICO A ADSORÇÃO
UTILIZANDO CARVÃO ATIVADO-METANOL
COM REGENERAÇÃO POR ENERGIA SOLAR / ADSORPTION SOLAR
COOLING SYSTEM USING ACTIVATED CARBON-METHANOL**

ANTONIO PRALON FERREIRA LEITE

*Departamento de Engenharia Mecânica, Centro de Ciências e Tecnologia - UFPB
CEP 58.109-970 Campina Grande-PB, Brasil - E-mail: pralon@lctf.ufpb.br*

Abstract

An analytical model of a new-conception of solid sorption solar cooling system and its numerical simulation are presented. This model accounts instantaneous heat and mass transfers in each component of the machine, during a whole characteristic average day of each month. The innovation of the machine consists in the use of a honeycomb TIM's cover for the solar collector and multitubular configurations for the reactor and the evaporator. The performance of the machine is evaluated utilizing meteorological data for one region of Brazil close to the equator, for the hottest six months. The results are compared with those obtained by modeling the system with a single cover solar collector and those from an experimental study of a prototype with usual components realized in Tunisia. The average net solar COP for the six months was 0.13 for the TIM cover system, corresponding to an ice production going from up to 7 to 10 kg per day per square meter of collector surface, respectively for March and December, with solar irradiations of 20 to 23 MJ/m².

Keywords

Adsorption, Solar Cooling, Activated Carbon-Methanol, Numerical Simulation
Adsorção, Refrigeração Solar, Carvão Ativado-Metanol, Simulação Numérica

1. INTRODUÇÃO

O uso de sistemas a sorção para produzir refrigeração tem sido considerado uma promissora alternativa aos sistemas a compressão de vapor, tendo sido extensivamente estudado desde os anos 80. Diversos tipos de sistemas de refrigeração solar utilizando processos de sorção tem sido propostos e testados, seja no campo da absorção, líquida ou sólida, ou da adsorção. Sistemas a adsorção são vantajosos em relação aos mencionados acima, por duas razões básicas: o adsorvente não sofre alterações de volume durante os processos de sorção, como no caso da absorção sólida; e não necessita coluna de retificação, como no caso da absorção líquida. Estudos realizados com protótipos tem demonstrado que refrigeradores adsortivos são particularmente adaptados à tecnologias simples, uma vez que podem funcionar sem partes móveis e com energia térmica de baixa intensidade, como o calor residual ou a energia solar. Além disso, os processos de adsorção possibilitam o uso efetivo de uma maior quantidade de fluido refrigerante por ciclo, o que representa a obtenção de maiores rendimentos. Assim, este estudo é dedicado a um novo tipo de máquina adsortiva solar, utilizando o par Carvão Ativado-Metanol, destinada à fabricação de gelo.

2. TERMODINÂMICA DA ADSORÇÃO

O equilíbrio termodinâmico de um par adsorvente-adsorvato pode ser descrito por uma equação de estado, denominada *isoterma de adsorção*, que correlaciona a temperatura T , a pressão P e a concentração da fase adsorvida a (massa adsorvida/massa de adsorvente) de modo que $f(a, T, P) = 0$. Diversos modelos são encontrados na literatura, dentre os quais, a isoterma de Dubinin-Astakhov, baseada na teoria do potencial de adsorção. Esta teoria, proposta originalmente por Polany no final dos anos 20 e desenvolvido mais recentemente por Dubinin e colaboradores (Dubinin e Astakhov, 1971, Dubinin e Stoekli, 1980), baseia-se em um campo de forças de superfície, representado pelos contornos equipotenciais sobre a superfície microporosa do adsorvente.

2.1 Equação de Dubinin-Astakhov

Para processos de adsorção em materiais microporosos com distribuição de dimensões de poro do tipo polimodal, como o carvão ativado, Dubinin e Astakhov (1971), propuseram a seguinte função característica:

$$a = W_o \rho_l(T) \exp\left\{-D\left[T \ln(P_s/P)\right]^n\right\} \quad (1)$$

onde a é a massa adsorvida por unidade de massa de adsorvente, W_o é a capacidade máxima de adsorção (volume de adsorvato/massa de adsorvente), ρ_l é a massa específica do adsorvato líquido, D é o "coeficiente de afinidade" e n um parâmetro característico do par adsorvente-adsorvato.

2.2 Calor Isostérico de Adsorção

A derivação parcial da isoterma de Gibbs na forma integrada, em relação à temperatura, conduz à uma função denominada *isóstera* (função com $a = \text{constante}$) da seguinte forma:

$$\left(\frac{\partial \ln P}{\partial T}\right)_a = -\frac{q_{st}}{RT^2} \quad (2)$$

conhecida como a *fórmula de Clausius-Clapeyron*, onde q_{st} é o calor isostérico liberado no processo de adsorção.

Aplicando-se esta equação à condição de saturação ($P = P_s$), obtém-se o calor latente de mudança de fase L :

$$L = -RT^2 \left(\frac{\partial \ln P_s}{\partial T}\right)_a \quad (3)$$

A derivação da equação de Dubinin-Astakhov resulta:

$$\frac{\partial \ln P}{\partial T} = \frac{\partial \ln P_s}{\partial T} + \ln(P_s/P) \left\{ T^{-1} + \frac{\alpha}{nD} \left[T \ln(P_s/P) \right]^{-n} \right\} \quad (4)$$

com

$$\alpha = W_o \frac{\partial \ln(\rho_l/a)}{\partial T}$$

onde α representa o coeficiente de expansão térmica do adsorvato líquido.

Multiplicando cada termo da equação diferencial por (RT^2) , obtém-se:

$$q_{st} = L + RT \ln(P_s / P) + \left[\frac{\alpha RT}{nD} \right] \left[T \ln(P_s / P) \right]^{(1-n)} \quad (5)$$

3. REFRIGERADOR SOLAR ADSORTIVO

A máquina de fabricar gelo considerada é baseada em um ciclo intermitente, ou de simples efeito, que é aquele onde não há recuperação de calor. O ciclo consiste de duas etapas: uma caracterizada pelo processo de adsorção, quando ocorre a evaporação do fluido de trabalho (o adsorvato); e outra, de regeneração do meio poroso (o adsorvente), mediante a conversão térmica de energia solar, onde o adsorvato é condensado.

O refrigerador é constituído basicamente por um reator, formado por um coletor solar comportando um leito poroso, o qual é conectado a um evaporador e a um condensador, conforme indicado na figura 1. As válvulas V1 e V2 são usadas para direcionar o fluido, segundo a etapa de refrigeração, ou de regeneração.

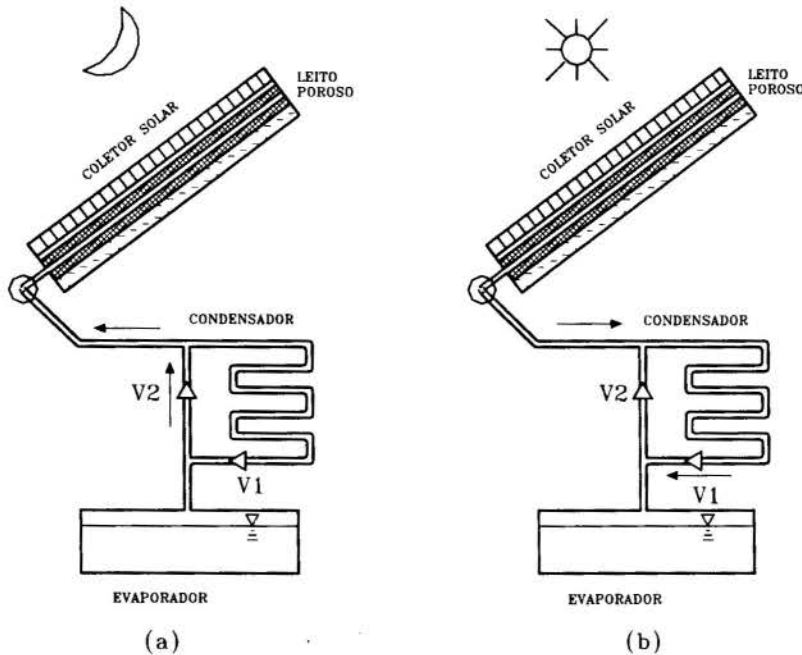


Figura 1: Esquema descritivo do refrigerador solar adsortivo:
(a) etapa de produção frigorífica; (b) etapa de regeneração.

A etapa de produção frigorífica inicia-se no final da tarde, quando a temperatura e a pressão do reator começam a diminuir, momento em que a válvula V1 é fechada. O processo ocorre isostericamente, isto é, com massa adsorvida constante, até que o adsorvato alcance o estado de saturação, quando a pressão do reator se iguala à do evaporador e a válvula V2 é então aberta. A evaporação é desencadeada, sucedendo-se durante todo o período noturno até a temperatura do reator alcançar um valor mínimo. No final da adsorção, o reator está a uma temperatura e a pressão de saturação da fase gasosa no evaporador. Com o aquecimento do reator, pela ação do sol, sua pressão aumenta, provocando o fechamento da válvula V2, seguindo-se outro processo isostérico. A válvula V1 é mantida fechada, até o reator alcançar a pressão de condensação, quando então a dessorção é iniciada, prosseguindo até o reator atingir a temperatura máxima, completando o ciclo.

4. ESCOLHA DO PAR ADSORVENTE-ADSORVATO.

O par adsorvente-adsorvato considerado é o carvão ativado-metanol, por ser o mais adequado às condições de operação do refrigerador quanto: à energia disponível para a regeneração, à temperatura e calor latente de evaporação e às dimensões das moléculas do adsorvato. Além disso, o metanol não é um fluido corrosivo, e seu ponto de ebulição normal ($\sim 65^{\circ}\text{C}$) é relativamente alto, o que impossibilita sua combustão espontânea no ambiente onde se encontra o refrigerador. Embora o metanol seja um produto tóxico por inalação, seu uso em ciclos de adsorção requer sempre pressões abaixo da atmosférica, o que significa um fator de segurança importante. Uma eventual perda de estanquidade do sistema implicaria em um aumento de pressão anormal e queda de desempenho, que poderiam ser rapidamente detectados. O uso do par carvão ativado-metanol como par adsorvativo deve ser evitado a temperaturas acima de 150°C , pois a partir deste nível de temperatura o carvão ativo catalisa a dissociação do metanol em água e éter dimetílico, o que provoca um bloqueio do processo de adsorção. O tipo de carvão ativado considerado é o AC-35, de fabricação francesa, cujas propriedades foram levantadas por Pons e Grenier (1986).

5. DESCRIÇÃO DOS COMPONENTES

O reator adsorvativo, é formado por uma série de tubos de cobre, posicionados lado a lado, cuja parte superior constitui a superfície absorvedora do coletor solar, o qual é coberto com um material isolante transparente - TIM em forma de coméia (Hollands, 1978, Rommel e Wagner, 1992). O meio poroso ocupa o espaço anular entre esta superfície e a de uma tela metálica tubular concêntrica, por onde se difunde o adsorvato (Fig. 2).

Esta configuração é uma das inovações consideradas, em relação aos trabalhos encontrados na literatura; todos aqueles referentes a sistemas de refrigeração com carvão ativado-metanol utilizavam um reator do tipo caixa, constituído de um único invólucro. O reator multitubular apresenta duas vantagens essenciais, em relação àqueles formados por uma única peça: sua fabricação é mais simples; e pode ser construído com materiais de menor espessura, já que sua geometria permite suportar maiores diferenças de pressão (o sistema funciona a vácuo).

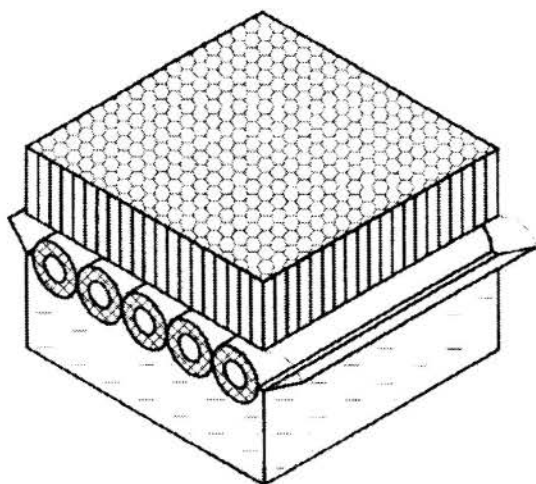


Figura 2: Esquema do conjunto reator/coletor solar.

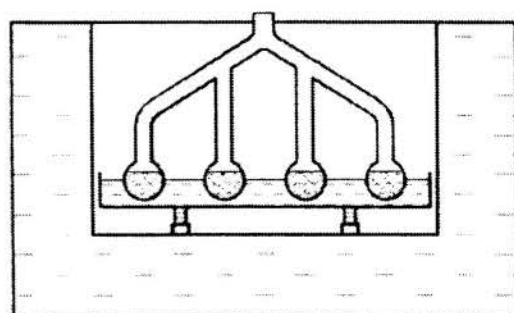


Figura 3: Corte transversal no plano mediano do evaporador.

Para se determinar as dimensões do reator, adotou-se como referência a relação de $20 \text{ kg de adsorvente/m}^2$ de área da superfície absorvedora do coletor solar. Este valor corresponde

àquele considerado na maior parte dos protótipos já realizados, utilizando o par carvão ativado-metanol, o que torna consistente a comparação de resultados.

O condensador consiste em um único tubo de cobre horizontal, comportando aletas transversais quadradas, perfazendo uma área total de condensação de 0,55 m². O tubo está submerso em um recipiente aberto contendo 80 litros de água, cuja superfície livre é protegida da radiação solar direta, mas avista parcialmente o hemisfério celeste.

O evaporador é constituído de tubos horizontais, cada um comportando duas aletas longitudinais, abaixo das quais ocorre a formação de gelo, conforme indicado na figura 3. A superfície total de evaporação é de 1,1 m² e o volume de metanol distribuído nos tubos é de 7,6 litros, correspondente a uma capacidade de adsorção de 300 g/kg de carvão ativado.

6. MODELO MATEMÁTICO E RESOLUÇÃO NUMÉRICA

O modelo estabelecido determina, instantaneamente: a temperatura e a massa adsorvida no reator, a pressão total do reator e as temperaturas do condensador e do evaporador. Baseia-se nas seguintes hipóteses:

- O equilíbrio termodinâmico do par adsorvente-adsorvato é verificado, a cada instante, em todos os pontos do reator;
- A resistência à transferência de massa intergranular e no interior dos poros é desprezível;
- A distribuição espacial de temperatura no adsorvente depende apenas da direção radial;
- O sistema adsorvente-adsorvato é tratado como um meio contínuo homogêneo para efeito de condução térmica;
- Os efeitos convectivos no interior do leito poroso e a perda de pressão são negligenciáveis;

São aplicadas as equações de conservação de energia e de massa a cada componente do refrigerador: reator (coletor solar + leito poroso), condensador (tubo aletado + água) e evaporador (tubos aletados + água a congelar + ar confinado na câmara).

Dois tipos de cobertura são considerados para o coletor solar: uma única placa de vidro e a cobertura TIM. No primeiro caso, é usada a equação empírica de Klein, citada em Duffie e Beckman (1980), para calcular o coeficiente global de perda de calor pelo topo do coletor U_t e, no segundo caso, é adotada uma função linear entre U_t e a diferença de temperatura entre a placa absorvedora e o ar ambiente, obtida experimentalmente por Rommel e Wagner (1992). O modelo ótico utilizado para a determinação da transmitância das células da cobertura TIM é dado por Hollands (1978). A radiação solar recebida pela superfície absorvedora é calculada a partir da radiação global diária, através das equações dadas por Duffie e Beckman (1980).

A equação de energia para o leito adsorvativo é dada por:

$$\left[\rho_1 (C_1 + a C_2) \right] \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q_{st} \rho_1 \frac{\partial a}{\partial t} \quad (6)$$

onde C é o calor específico (os índices 1 e 2 referindo-se ao adsorvente e ao adsorvato, respectivamente), ρ_1 é a massa específica e k a condutividade térmica do leito adsorvativo.

O termo $\partial a / \partial t$ é obtido a partir da diferenciação total de a em relação ao tempo:

$$\frac{da}{dt} = \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right)_{\ln P} \frac{dT}{dt} + \left(\frac{\partial a}{\partial \ln P} \right)_T \frac{d \ln P}{dt} \quad (7)$$

Após algumas operações algébricas e considerando as equações 1 e 5, obtém-se:

$$\frac{da}{dt} = b \left[\frac{d \ln P}{dt} - \frac{q_{st}}{RT^2} \frac{dT}{dt} \right] \quad (8)$$

com

$$b = a n D T^n \left(\ln \frac{P_s}{P} \right)^{n-1}$$

onde n e D são parâmetros da equação de Dubinin-Astakhov.

Consequentemente, a seguinte expressão final é obtida:

$$\left[\rho_l (C_1 + a C_2) + \frac{b \rho_l q_{st}^2}{R T^2} \right] \frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + b \rho_l q_{st} \frac{d \ln P}{d t} \quad (9)$$

O termo $d \ln P / d t$ é determinado em função do processo que esteja ocorrendo no reator. No caso de um processo isostérico, de adsorção ou dessorção:

$$\frac{d \ln P}{d t} = \frac{\iint b(a, T, P) \frac{q_{st}}{R T^2} r d r d z}{\iint b(a, T, P) r d r d z} \quad (10)$$

No caso de condensação ou evaporação: $P = P_s(t)$.

Na interface placa absorvedora/leito poroso ($r = r_1$), a condução de calor é dada por:

$$-k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_1} = h (T_p - T_n) \quad (11)$$

onde h é a condutância térmica da interface, T_p a temperatura da placa metálica e T_n a temperatura do leito próxima à parede.

A interface leito poroso/duto de difusão do adsorvato ($r = r_o$), é considerada adiabática:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_o} = 0 \quad (12)$$

As condições iniciais são fixadas em função da temperatura do ar ambiente e das propriedades do par adsorvente-adsorvato considerado: $P|_{t=0} = P_o$, $T(r)|_{t=0} = T_{con}|_{t=0} = T_{amb}|_{t=0} = T_o$. As temperaturas iniciais referentes ao evaporador, à câmara frigorífica e à massa de água a congelar são obtidas a partir dos resultados da simulação da etapa diurna do ciclo.

Os valores de P_o e T_o são fixados com base nas curvas de equilíbrio (isósteras) do par carvão ativado AC-35/metanol, levantadas experimentalmente por Pons e Grenier (1986). Estes valores correspondem a uma concentração da fase adsorvida de 300 g/kg de adsorvente.

O método numérico usado para resolver o sistema de equações estabelecido, baseia-se na técnica de diferenças finitas, com formulação totalmente implícita. Um processo iterativo é empregado, uma vez que a equação do reator possui termos não-lineares e seus coeficientes são desconhecidos no instante atual. Para uma tolerância fixada em 10^{-5} , a estabilidade dos cálculos foi obtida para os seguintes passos de espaço e de tempo: $\Delta r = 0,54$ mm e $\Delta t = 5$ s.

7. RESULTADOS E COMENTÁRIOS

Os resultados da simulação numérica foram obtidos a partir de dados meteorológicos correspondentes aos seis meses (Outubro-Março) mais quentes de João Pessoa ($7^{\circ}8'S$, $34^{\circ}50'WG$), quais sejam: irradiação solar, temperatura e umidade do ar ambiente e velocidade do vento. O programa considera a hora padrão local e que o início do ciclo coincide com o instante do nascer do sol. O comportamento do refrigerador adsorvativo foi simulado para um dia característico, correspondente à média mensal de incidência solar, para cada um dos seis meses considerados.

A produção de gelo foi de 7,3 a cerca de 10 kg/m² de área de coletor, respectivamente, para Março e Dezembro, com quantidades de energia solar incidentes no plano de captação de 19,6 a 21,4 MJ/m², com um máximo de 22,9 MJ/m², verificado em Outubro. Os valores médios das temperaturas mínimas e máximas de regeneração foram de 62°C e 105°C e de 67°C e 115°C, respectivamente para Março e Dezembro. A quantidade de gelo produzida depende diretamente da eficiência de conversão térmica do coletor solar que, por sua vez, é determinada em função do ângulo de incidência da radiação solar, principalmente no caso da cobertura TIM. Para os seis meses considerados, o valor médio do coeficiente de perda de calor pelo topo do coletor foi de 6 W/m²K, para o sistema com cobertura simples, e de 3 W/m²K, para aquele com cobertura TIM. No primeiro caso, o rendimento médio do coletor foi de cerca de 40%, enquanto que no segundo, este foi de aproximadamente 57%, verificando-se neste último uma produção de gelo 100% maior do que a obtida com o coletor de cobertura simples.

A figura 4 mostra um ciclo termodinâmico típico, obtido da simulação para o mês de Março, onde a linha tracejada representa o ciclo ideal, formado por duas isósteras e duas isóbaras. Verificou-se que a intensidade de energia solar incidente, neste mês, foi aproximadamente igual àquela referente ao estudo experimental realizado na Tunísia por Medini *et al.* (1991), com um protótipo comportando 15 kg de carvão ativado, uma superfície de captação solar de 0,8 m² e cobertura simples de vidro. O ciclo obtido experimentalmente para este protótipo é mostrado na figura 5.

A Tabela 1 mostra os principais parâmetros a serem comparados. COP_{s1} é o coeficiente de desempenho solar bruto, calculado a partir da massa de metanol M_{con} condensada durante o ciclo, e COP_{s2} é o coeficiente de desempenho solar líquido, obtido a partir da massa de gelo produzido M_{gelo} . η_c é o rendimento de conversão térmica solar.

Os coeficientes de desempenho solar são definidos da seguinte maneira: COP_{s1} é a razão da capacidade calorífica do metanol evaporado pela quantidade total de energia solar incidente no plano de captação do sistema (E_{si}) durante um ciclo; e COP_{s2} é a razão entre a capacidade calorífica da água congelada e E_{si} .

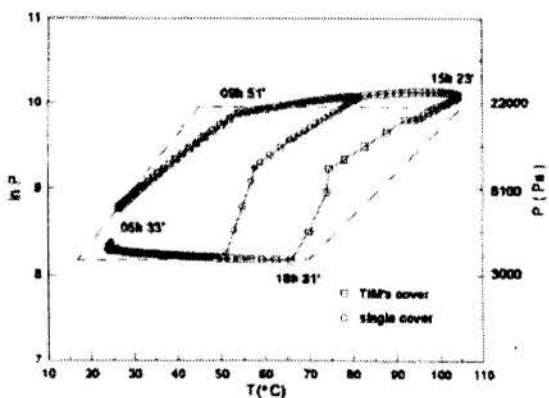


Figura 4: Ciclo termodinâmico obtido da simulação para Março.

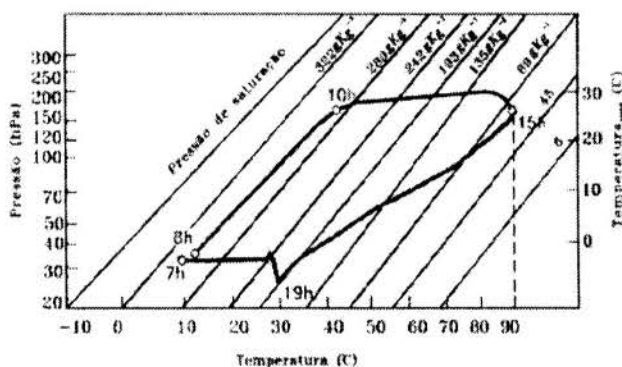


Figura 5: Ciclo experimental obtido por Medini *et al.* (1991).

O protótipo realizado na Tunísia, utilizava um trocador de calor móvel, alternando sua função, ora como evaporador, ora como condensador, através de sua imersão em um recipiente aberto com água. O uso deste dispositivo pode explicar a diferença verificada nos valores de COP_{s2} entre este sistema e aquele de cobertura simples considerado neste estudo, uma vez que os valores médios de η_c foram muito próximos (41% e 42%).

Em relação aos resultados obtidos para o sistema com cobertura TIM, o COP solar líquido foi 67% maior que aquele apresentado pelo protótipo da Tunísia. O COP_{s2} para o mês de Dezembro foi de 0,155 e o COP_{s2} médio para os seis meses considerados foi de 0,13.

Pons e Grenier (1987) obtiveram entre 5,3 e 5,6 kg de gelo/m²dia, com um refrigerador de 6 m² de área de captação solar, condensadores a ar, comportando 130 kg de carvão ativado

AC-35 e metanol como fluido refrigerante. As quantidades de radiação solar incidente foram de 19 e 22 MJ/m²dia, respectivamente, correspondendo a valores de COP_{s2} entre 0,10 e 0,12.

Tabela 1: Resultados experimentais e resultados da simulação para cobertura simples e TIM.

Tipo de Sistema	T_{max} (°C)	T_{con} (°C)	T_{amb} (°C)	T_{ev} (°C)	M_{con} (kg)	M_{gelo} (kg)	E_{si} (MJ/m ²)	η_c (%)	COP_{s1}	COP_{s2}
Tunisia (Medini <i>et al.</i>)	90	30	20	-2,0	2,9	5,0	20,0	41	0,15	0,074
cobertura simples	82	32	29	-0,6	2,4	3,5	19,6	42	0,13	0,060
cobertura TIM	105	33	29	-0,9	4,2	7,3	19,6	59	0,24	0,124

7. CONCLUSÃO

Os resultados obtidos da simulação numérica demonstraram que, para um clima quente e úmido como o de João Pessoa, é possível obter no período semestral de maiores temperaturas cerca de 7 a 10 kg de gelo/m² por dia, com o sistema refrigerante proposto. A incorporação de uma cobertura com elementos isolantes semi-transparentes (TIM) no componente reator/coletor solar, demonstrou ser eficiente para proporcionar temperaturas de regeneração elevadas e, assim, a obtenção de maiores quantidades de adsorvato atuando como fluido refrigerante. Comparando estes resultados com aqueles obtidos experimentalmente por um sistema usando o mesmo par adsorvativo, componentes usuais e cobertura simples, verificou-se um aumento de 50% na quantidade de gelo produzida.

Os desempenhos resultantes da simulação indicam várias aplicações possíveis do sistema de refrigeração proposto nesta região, especialmente para a conservação de alimentos e de vacinas em áreas remotas, onde haja uma elevada disponibilidade de energia solar.

8. REFERÊNCIAS

- Dubinin, M.M. & Astakhov, V.A. *Molecular-Sieve Zeolithes-II*. American Chemical Society, Washington, 1971.
- Dubinin, M.M. & Stoeckli, H.F. Homogeneous and heterogeneous micropore structures in carbonaceous adsorbents, *J. Colloid Interface Sciences*, Vol. 75, No. 1, pp. 34-42, 1980.
- Duffie, J.A. & Beckman, W.A. *Solar Engineering of Thermal Processes*, John Wiley & Sons, New York, 1980.
- Hollands, K.G.T. An approximate equation for predicting the solar transmittance of transparent honeycombs, *Solar Energy*, Vol. 21, pp 231-236, 1978.
- Medini, N. *et al.* Etude d'une machine solaire à fabriquer de la glace, *Revue Internationale du Froid*, Vol. 14, pp. 363-367, 1991.
- Pons, M. & Grenier, Ph. A phenomenological adsorption equilibrium law extracted from experimental and theoretical considerations applied to the activated carbon and methanol pairs, *Carbon*, Vol. 24, No. 5, pp. 615-625, 1986.
- Pons, M. & Grenier, Ph. Experimental data on a solar-powered ice maker using carbon methanol adsorption pair, *J.Solar Energy Engineering* 109, pp. 615-625, 1987.
- Rommel, M. & Wagner, A. Application of TIM in improved flat-plate collectors and integrated collector storages, *Solar Energy*, Vol. 49, No. 5, pp. 371-380, 1992.



PAPER CODE: COB1284

**SIMULAÇÃO DE UM REFRIGERADOR ADSORTIVO
REGENERATIVO UTILIZANDO REJEITOS TÉRMICOS/ SIMULATION
OF AN ADSORPTION REFRIGERATION REGENERATED
BY REJECTED HEAT**

José Espínola Jr⁺, Jesus Marinaldo Medeiros⁺ & José Mauricio Gurgel^{*}

(+)Escola Técnica Federal de Sergipe/UNED - Aracaju - SE 49056-260

(#)UFPB/CT/CPGEM/LES

(*) UFPB/DTM/CPGEM/Laboratório de Energia Solar, E-mail gurgel@les.ufpb.br
58059-900 João Pessoa - PB - Brasil

ABSTRACT

This research presents numerical simulation and a later dimensioning technique for a refrigeration system based on solid sorption, taking advantage of the rejected heat of a stationary internal combustion motor for regeneration. The functioning is based on a chemical reaction between two compounds, one in solid form and the other in liquid form or vapor. The choice of the frigorific pair depends on the desired working temperature for evaporation and also the maximum temperature at which the adsorbent can be reactivated. In order to analyze the influence of the frigorific pair, as well as the optimization of the prototypes, it is necessary to construct a mathematical model which represents correctly the operation of a real system. In this model, the heat equations are solved within the porous medius coupled to the form of heat generation relative to the mass transportation. Computation methods will be used to solve in finite differences.

Keywords

Refrigeration - solid adsorption - porous medius - active carbon - methanol
Adsorção sólida - carvão ativado - refrigeração - leito poroso - metanol

1- INTRODUÇÃO:

A busca de fontes alternativas de energia, tomou grande impulso depois de passado o susto de um colapso energético imediato, por ocasião da crise do petróleo no início da década de 70. A adsorção sólida surgiu então como uma das mais promissoras possibilidades em sistemas de refrigeração. Tais sistemas são extremamente simples, sendo formados basicamente por três trocadores de calor interligados (Reator adsortivo, Condensador e Evaporador). O funcionamento destas máquinas é baseado na reação química entre dois compostos, que se apresentam um na forma sólida (adsorvente) e outro na forma líquida ou vapor (adsorvato). Trabalhos desenvolvidos por alguns pesquisadores (Adell, Jung, Guilleminot, Meunier, Meschler, Grenier, Gurgel, Klüppel, e outros), empenhados na viabilização de sistemas de refrigeração que utilizam esse princípio de funcionamento, alertam para a adequação do par frigorígeno utilizado (adsorvente/adsorvato). Desta forma, a eficiência do sistema depende da criteriosa escolha deste.

Para possibilitar análise da influência das propriedades do par frigorígeno e das variáveis climáticas, bem como a otimização construtiva de protótipos, é preciso conseguir um modelo matemático que represente a operação de um sistema real. Deve-se mencionar que modelos simplificados, para um leito de geometria de placa plana, já foram apresentados por Bourbakri (1985) e Grenier et al (1985) e posteriormente um estudo mais completo foi realizado por Guillemint et al (1987).

Em regiões desprovidas de rede de energia elétrica convencional, é bastante utilizado o emprego de motores de combustão interna estacionários para funcionamento de sistemas geradores de energia. Da mesma forma, em barcos pesqueiros para propulsão e iluminação. O objeto deste trabalho é a formulação de um modelo matemático que permita simular um sistema de refrigeração permitindo uma caracterização térmica e estudo da viabilidade técnica de um sistema de refrigeração por adsorção sólida utilizando como fonte regeneradora os gases do escapamento de um motor estacionário. Isto equivale a dizer que o sistema citado tem por objetivo o aproveitamento da energia rejeitada por um motor de combustão interna, visto que da energia calorífica fornecida pela queima do combustível apenas uma parte é convertida em energia mecânica.

2- MODELAGEM MATEMÁTICA

Com o objetivo de refrigerar e estocar calor através da formação de gelo, a escolha do par carvão ativado/metanol é adequado termodinamicamente e foi utilizado por Pons e Guillemint (1986), Pons e Grenier (1987), Passos et al (1989), Mhiri e Golli (1996), Leite (1996). Para simular a transferência de calor e massa em um sistema de refrigeração por adsorção sólida, foi elaborado um modelo matemático que tendo as condições iniciais conhecidas, simula o comportamento do sistema, calculando pressão, temperatura, concentração do sorbato no reator em função de tempo em cada componente do mesmo. Na elaboração desse modelo são consideradas algumas hipóteses, introduzindo assim certas simplificações que tornam possível a simulação, as quais são respaldadas em dados experimentais obtidos por Guillemint et al (1980), que obteve bons resultados com simulações. As principais simplificações adotadas são:

- Os processos de adsorção e dessorção são considerados quase - estáticos;
- A pressão é uniforme em qualquer ponto do leito adsorvivo para cada instante de tempo, variando entre a pressão inicial e a pressão de condensação do adsorvato, o que corresponde a desprezar as resistências internas a difusão de massa no leito poroso. O modelo de adsorção adotado no presente trabalho despreza a resistência à transferência de massa no interior do adsorvente, considerando o equilíbrio instantâneo entre as fases adsorvidas e gasosas, baseado em Dubinin e Erashko (1975), no modelo de difusão cristalina de Sakoda e Suzuki (1984) e nas experiências relatadas em Karigiorgas e Meunier (1986). Além do mais, perdas de carga no interior das tubulações são ignoradas (Guillemint et al, 1997);

- O leito adsorvivo, em presença de vapor do adsorvato, é tratado como um sólido contínuo e homogêneo;
- São desprezados gradientes de temperatura no interior do leito granular preenchido entre os dutos do trocador de calor que o atravessam, devido a pequena espessura das camadas porosas do leito (Leite, 1996);

Com estas simplificações, pode-se estabelecer um sistema de equações baseado na uniformidade da distribuição de temperaturas no leito poroso, para cada passo de tempo.

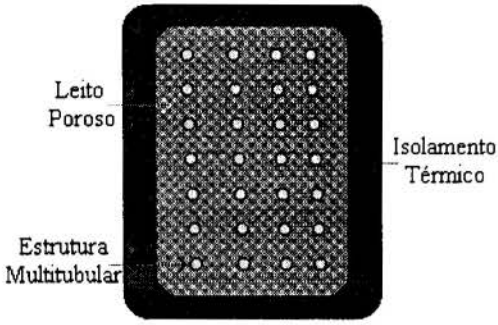


Figura 1 - Esquema do reator

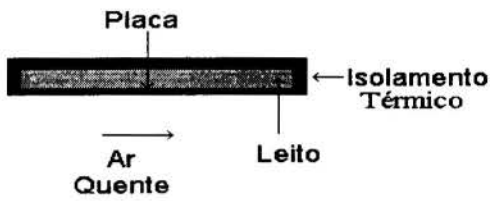


Figura 2 - Esquema do "reator" esquematizado como uma placa em contato com o leito poroso.

O sistema de equações estabelecido, é resolvido usando-se o método de diferenças finitas, com a formulação matemática totalmente explícita. As temperaturas e pressões calculadas são corrigidas a cada incremento de tempo.

O reator idealizado para tal sistema é composto de um grande número de dutos por onde deverá escoar gases quentes ou ar ambiente, conforme figura 1, ficando o adsorvente fica compactado no espaço entre os dutos. Desde que este espaço seja

inferior a 30 mm, conforme hipótese assumida de gradientes de temperatura desprezíveis em pequenas espessuras de leito granular, pode-se considerar como simplificação para modelagem, um esquema composto por uma placa de área igual a de todos dutos em contato com o leito poroso, o qual possui massa igual a do reator, conforme figura 2. No caso estudado, a aplicação das equações de conservação

de energia e massa ao referido trocador de calor dá-se em duas etapas, as quais são:

- Trocas térmicas ocorrida no leito adsortivo;
- Trocas térmicas ocorrida na "placa".

A transferência de calor convectivo devido ao escoamento do gás quente ou frio (TG) no leito poroso (TL) é controlado através de um coeficiente térmico de contato na interface metal (placa)/adsorvente (H_{cdut}). Para efeito de análise do parâmetro, realizou-se uma variação de valores do coeficiente, baseados em dados encontrados na literatura, com o intuito de avaliar a influência desse no desempenho do sistema.

O balanço de energia para a placa é formulado pela variação da energia interna da placa metálica do reator, dependendo das trocas térmicas com os gases insuflados do reator ou ambiente e a transferência térmica para o leito poroso conforme expressão matemática:

$$C_{PD} * \frac{\partial T_D}{\partial t} |_{placa} = H_{CDUT} * A_{CD} * (T_L - T_D) + H_G * A_{GD} * (T_G - T_D) \quad (1)$$

A_{CD} = área de contato da placa (m^2); A_{GD} = área de contato gás - placa (m^2); C_{PD} = capacidade térmica específica da placa à pressão constante ($J/kg K$); H_G = coef. de convecção do gás de $W/m^2 K$; M_D = massa da placa (kg); T_D = temperatura da placa (K); T_L = temperatura do leito (K); T_G = temperatura do gás (K).

O calor entregue pela placa provoca o aquecimento do leite. Como esse se encontra em presença do adsorvato adsorvido, é considerado um termo fonte (Q_s) que é o calor de sorção proveniente da variação de massa adsorvida. Como condição limite, considera-se o leite isolado em sua outra extremidade, o que corresponde a simetrias no caso do reator tubular. Desta forma tem-se o balanço de energia para o leite poroso:

$$M_L * C_{PL} * \frac{\partial T_L}{\partial t} \Big|_{Leito} = Q_S + H_{CDUT} * A_{CD} * (T_D - T_L) \quad (2)$$

onde:

M_L = massa do Leite (kg); T_L = temperatura do Leite (K).

Devido ao tipo de formulação usada, a pressão e temperatura durante os processos a concentração constante, são calculados através de um procedimento iterativo usando-se a equação de equilíbrio entre temperatura, pressão e concentração do leite conhecido como equação de Dubinin (1947):

$$X = W_0 * \rho_1(T) * \text{EXP}\{[-D * (R * T * (\text{LN}(P_s / P)))^N]\} \quad (3)$$

onde:

χ = Concentração de adsorbato no adsorvente.(kg/kg); $\rho(T)$ = Massa específica do adsorvente (kg / m^3); R = constante universal dos gases (J/kg K); P_s = pressão de saturação do adsorvato à temperatura do leite adsorvente (Pa); T = temperatura do leite sólido (K); t = tempo (s); N , W_0 e D são constantes dependentes do par adsorvente/adsorvato, as quais foram determinadas para o par carvão ativado/metanol por Boubakri (1985).

Esta equação é usada como recorrência, afim de que se estabeleça um critério de convergência. Desta forma, para cada passo no tempo a pressão do leite poroso é o resultado entre o valor estimado e calculado através de um algoritmo(Espínola, 1997).A convergência da solução será obtida obedecendo um critério de convergência.

O balanço de energia para o condensador relaciona o calor decorrente da condensação do adsorbato desorvido do reator e a convecção com o fluido ambiente como expressada abaixo:

$$M_{Cond} * C_{PCond} * \frac{\partial T_{Cond}}{\partial t} \Big|_{Condensador} = \frac{\partial m}{\partial t} * L_{LV} + H_{Cond} * A_{CAg} * (T_{AG} - T_{Cond}) \quad (4)$$

onde:

A_{CAg} = área de contato condensador - fluido refrigerante (m^2); C_{pcond} = calor específico do condensador à pressão constante (J/kg K); H_{COND} = coef. de convecção do fluido refrigerante (W/kg K); L_{lv} = calor Latente de líquido-vapor (J/kg K); M_{cond} = massa do condensador (kg); m = massa de adsorbato condensada (kg); T_{AG} = temperatura do água (K); T_{cond} = temperatura do condensador (K).

O evaporador é esquematizado como um reservatório contendo metanol que é o fluido refrigerante (adsorvato) e em contato com este, um outro reservatório onde se coloca a água a ser resfriada e posteriormente congelada. Para o evaporador, são realizados dois balanços de energia, um onde se considera a variações de energia interna do adsorvato e trocas térmicas com o ambiente e o reservatório com a água e o outro relativo a variação de energia da água e sua troca térmica com o adsorbato (metanol). É desprezada a massa metálica do evaporador. O Balanço de energia para o adsorbato é:

$$M_M C_{PM} \frac{\partial T_M}{\partial t} = \frac{\partial m}{\partial t} L_{LV} + U_{MAG} A_{MAG} (T_{Ag} - T_M) + U_{MAMB} A_{MAMB} (T_{AMB} - T_M) \quad (5)$$

onde:

A_{MAG} = área de contato metanol - água (m^2); A_{MAMB} = área de contato metanol - ambiente (m^2); C_{PM} = calor específico do metanol à pressão constante ($J/kg K$); M_M = massa do metanol (kg); T_{Ag} = temperatura do água (K); T_{AMB} = temperatura ambiente (K); T_M = temperatura do metanol (K); U_{MAG} = coef. global de troca de calor metanol-água ($W/m^2 K$); U_{MAMB} = coef. global de troca de calor metanol-ambiente ($W/m^2 K$).

Balanço de energia para a água:

$$M_{Ag} C_{P_{Ag}} \frac{\partial T_{Ag}}{\partial t} \Big|_{\text{Água}} = U_{MAG} A_{MAG} (T_M - T_{Ag}) + U_{AgAMB} A_{AgAMB} (T_{AMB} - T_{Ag}) \quad (6)$$

onde:

A_{AgAMB} = área de contato água ambiente (m^2); M_{ag} = massa da água (kg); U_{AgAMB} = coef. global de troca de calor água-ambiente ($W/m^2 K$). U_{MAG} = coef. global de troca de calor metanol-gelo ($W/m^2 K$)

Enquanto a temperatura da água se mantiver acima do ponto triplo, a massa de gelo formada é igual a zero. Quando esta temperatura atingir esse limite, então inicia-se a formação de gelo em camadas no evaporador. Logo, temos:

$$L_S \frac{\partial m_G}{\partial t} \Big|_{\text{Gelo}} = U_S A_{MAG} (T_M - T_{Ag}) \quad (7)$$

onde:

L_S = calor latente de solidificação da água ($J/kg K$); U_S = coef. global de troca de calor metanol-gelo ($W/m^2 K$); M_g = massa do gelo (kg).

No cálculo do U_S , são levados em conta os respectivos coeficientes de convecção nas interfaces da placa como (metanol/placa e água/placa ou gelo/água) e a resistência térmica da camada variável do gelo.

3- RESULTADOS E CONCLUSÕES

A caracterização de um sistema de refrigeração, consiste na análise dos diversos parâmetros e características peculiares a cada componente do sistema, bem como a análise do desempenho global. Para isso, no presente trabalho são apresentados resultados referentes a simulação com a temperatura do leito poroso máxima de 418,15 K, visto que com temperaturas acima dessa o carvão ativado cataliza a dissociação do metanol inviabilizando assim a continuidade do processo de adsorção/dessorção.

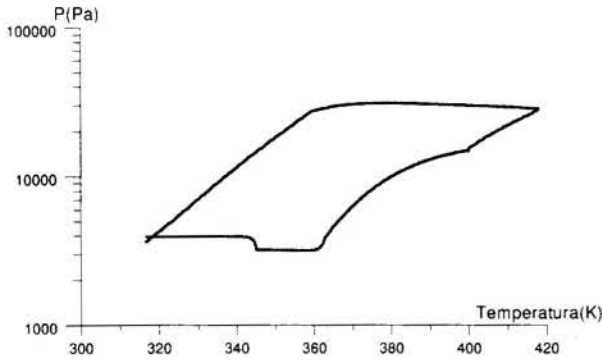


Figura 3 - Ciclo termodinâmico representativo para uma temperatura máxima do leito poroso igual a 418,15 K.

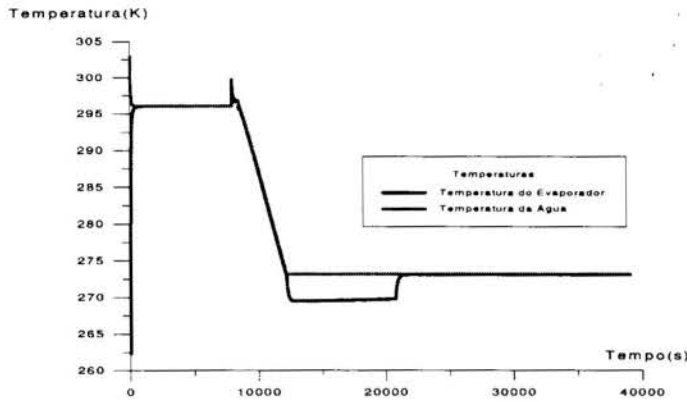


Figura 4 - Variação das temperaturas do evaporador e da água a ser congelada no tempo

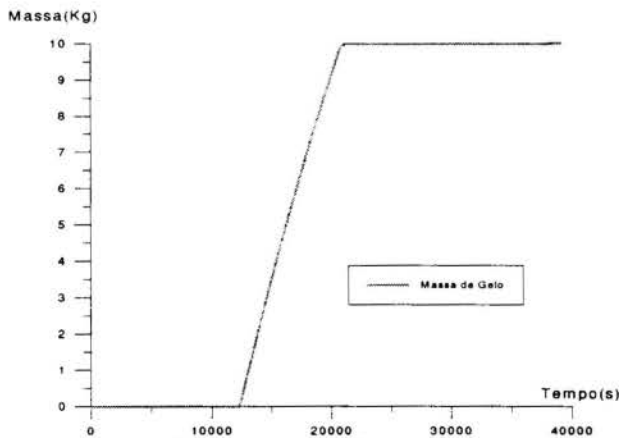


Figura 5 - Massa de gelo formada no tempo.

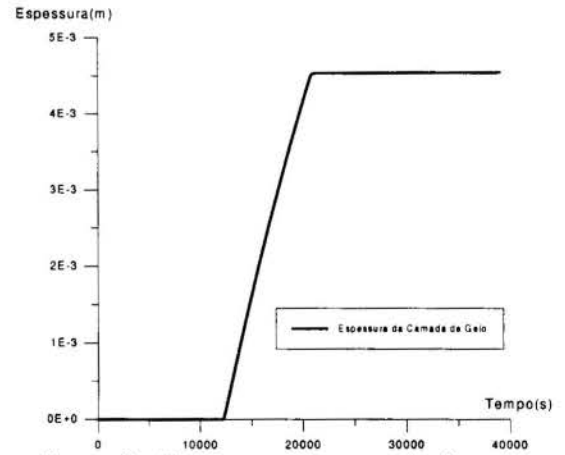


Figura 6 - Espessura da camada de gelo.

caracterização de vários parâmetros físicos (figura 4) e geométricos. Os resultados obtidos permitiram identificar a importância de cada parâmetro no processo de formação de gelo (figuras 5 e 6), possibilitando assim a otimização do sistema. A disponibilidade energética, proporcionada pelos gases de escape

do motor ao sistema esquematizado (figura 7), é considerada alta, porém o baixo aproveitamento desta, deve-se ao fato de que o reator não captar toda a energia útil, entretanto

Isso é possível, devido ao fato de utilizarmos como fonte térmica a temperatura de escape de um motor estacionário a combustão interna, pois conforme Santos et al (1987), a temperatura média do gás de escape, do motor tomado como referência, medida a 0,1 metros do respectivo cabeçote é de 743 K, sendo assim, existe uma vasta faixa de temperaturas que pode ser explorada para a regeneração do sistema.

Durante as simulações, foi verificado que a área do evaporador determina a espessura do gelo formado no processo de evaporação, e consequentemente influencia na quantidade de gelo formada.

No ciclo obtido com o modelo mostrado na figura 3, observa-se que a temperatura máxima alcançada pelo leito é igual a 418,15 K.

Com o modelo viabilizou-se a realização de diversas simulações, o que tornou possível um estudo de

observou-se também que para temperaturas do leito poroso acima de 393,15 K não verifica-se aumento de rendimento do sistema.

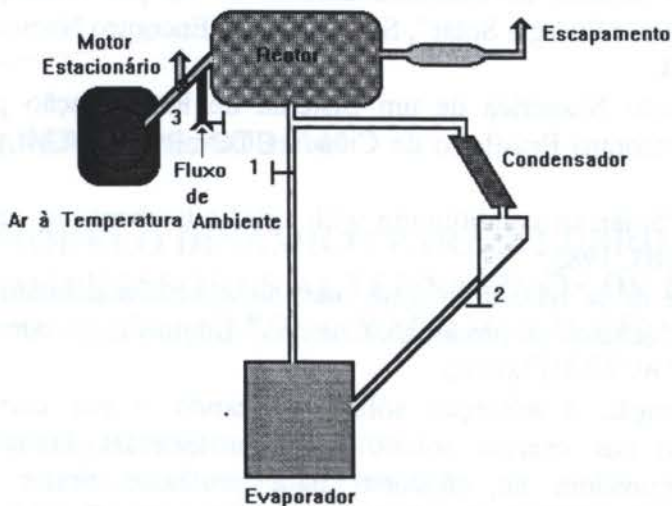


Figura 7 - Esquema do sistema de refrigeração adsortivo

Em relação a temperatura de trabalho do condensador, verificou-se que quanto mais baixa essa, maior será a massa de adsorvato ciclada aumentando assim a massa de gelo formada, sendo fundamental no dimensionamento de um sistema.

A análise dos resultados obtidos com a simulação se mostraram confiáveis e semelhantes quando comparados a outras modelizações de trabalhos na mesma área, os quais já foram confrontados com resultados experimentais obtidos anteriormente.

4- AGRADECIMENTOS

Trabalho foi realizado com o apoio do CNPq através dos auxílios: AI n° 52193494-0, PP n° 350163/91-0 e auxílio visita técnica n° 452697/96-4.

5 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- . Alhusein, A., Inayatullah, G. "Système à absorption pour climatiseur d'automobile fonctionnant avec la chaleur d'échappement". Amman: 2° Congrès International du froid et de la climatization, 1992.
- . Boubakri, A., Arsalane, M., Yous, B. et al "Experimental study of adsorptive solar - powered ice makers in Agadir. Performance in actual site". Renewable Energy, Vol. 2, N° 2, pp. 7-13, 1992.
- . Dubinin, M.M., Astakhov, V.A. "Molecular-Sieve Zeolites-II". Washington: American Chemical Society, 1971.
- . Dubinin, M.M., Stoeckli, H.F. "Homogeneous and heterogeneous micropore structures in carbonaceous adsorbents". Journal of Colloid Interface Sciences, Vol. 75, N°1, pp. 34-35, 1980.
- . Espinola Jr., J. "Simulação Numérica de um Refrigerador Adsorptivo utilizando os gases de escapamento de um motor estacionário". João Pessoa: Dissertação apresentada perante banca examinadora para obtenção do grau de Mestre no Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal da Paraíba - Campus I, 1997.
- . Guilleminot, J.J., Meunier, F., Meschler, B. "Étude des Cycles Intermitents à adsorption Solide pour la Refrigeration Solaire", Revue Physique Appliquée 15, p. 441, 1980.

- . Guilleminot, J.J., Meunier, F., Paleska, J. "Heat and mass transfer in a non-isothermal fixed bed solid adsorbent reactor: a uniform pressure/non-uniform temperature case". *Int. J. Heat & Mass Transfer*, Vol.30, N° 8, pp. 1595-1606, 1987.
- . Gurgel, J.M. "Caracterização de um Sistema de Condicionamento de Ar por Adsorção Sólida em ciclo Aberto Regenerado por Energia Solar", São Paulo, V Encontro Nacional de Ciências Térmicas-ABCM, 1994.
- . Gurgel, J.M., Klüppel, R.P. "Simulação Numérica de um Sistema de Refrigeração por Adsorção", Rio de Janeiro, IV Encontro Brasileiro de Ciências Térmicas-ABCM, pp. 561-563, 1992.
- . Jung, D., Khelifa, N., Sizmann, R. "Solar air conditioning with solid adsorbents in open systems". *Intersol*, Vol. I, pp. 659-663, 1985.
- . Karigiorgas, M., Meunier, F. "Etude de la relaxation d'un réacteur à zéolite pendant la désorption éclair provoqué par un échelon de pression". *Chemical Engineering Journal*, vol. 32, pp. 171-192, 1986.
- . Leite, A.P.F. "Sistema de refrigeração à adsorção sólida utilizando o par carvão ativado/metanol com regeneração por energia solar". Campina Grande: Trabalho apresentado perante banca examinadora no concurso para professor titular do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal da Paraíba - Campus II, 1996.
- . Mhiri, F., Golli, S. "Etude d'un réfrigérateur solaire à adsorption solide avec le couple charbon actif - méthanol". Paris: *Rev. Gén. Therm.*, Vol. 35, pp. 269-277, 1996.
- . Passos, E.F. "Etude des couples charbon actif-metanol et de leur application a la refrigeracion solaire". Lausanne: EPFL, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suíça, 1986.
- . Passos, E.F., Escbedo, J.F. "Geladeira movida a fogão de lenha". *Anais do ENCIT, Águas de Lindóia, São Paulo*, 1988.
- . Passos, E.F., Escbedo, J.F., Meunier, F. "Simulation of an intermitent adsorptive solar cooling system". *Solar Energy*, Vol. 42, N° 2, pp. 103-111, 1989.
- . Pons, M., Grenier, PH. "Experimental data on a solar- powered ice maker using activated carbon and methanol adsorptive pair". *Journal of Solar Energy Engineering*, Vol 109, pp. 303-310, 1987.
- . Pons, M., Grenier, PH. "A phenomenological adsorption equilibrium law extracted from experimental and theoretical considerations applied to the activated carbon and methanol pair". *Carbon*, Vol. 24, N° 5, pp. 615-625, 1986.
- . Santos, A. M., Venanzi, D., Cardoso, S. "Aproveitamento do Calor Rejeitado nos Gases de Escape de Máquinas Térmicas". Campinas, *Anais do I Simpósio Brasileiro de Transferência de Calor e Massa*, pp. 293, 1987.

PAPER CODE: COB1140

**MODELO DINÂMICO PARA A LUBRIFICAÇÃO DE PISTÕES EM
COMPRESSORES ALTERNATIVOS DE REFRIGERAÇÃO / DYNAMIC
MODEL FOR PISTON LUBRICATION IN REFRIGERATION RECIPROCATING
COMPRESSORS**

JULIO ROMERO SANTOS FERNANDES

GES - Sistemas Fluido Dinâmicos, EMBRAER

12227-901 São José dos Campos, SP - E-mail: gessfd@embraer.com.br

ALVARO TOUBES PRATA

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina

88040-900 Florianópolis, SC - E-mail: prata@nrva.ufsc.br

FABIAN FAGOTTI

Divisão de Pesquisa Mecânica e Materiais, EMBRACO

89219-901 Joinville, SC - E-mail: pesqmec@embraco.com.br

Abstract

A numerical simulation of the piston movement inside the cylinder of a reciprocating compressor is performed. The compressor considered here is a small hermetic compressor employed in domestic refrigerators. For the problem formulation both the axial and the radial piston motion is considered. In operation, the piston moves up and down along the axis of the cylinder, but the radial oscillatory motion in the cylinder bore, despite being usually small, plays a very important role on the compressor performance and reliability. The forces acting on the piston are the hydrodynamic force due to the pressure build up in the oil film (lubrication effects), the force due to the connecting rod, the viscous force associated with the relative motion between the piston and oil, and the force exerted by the gas on the top of the piston. All corresponding moments are also included in the problem formulation of the piston dynamics in order to determine the piston trajectory, velocity and acceleration at each time step. The results explore the effects of several design parameters and operation conditions on the stability of the piston, its sealing performance and friction losses.

Keywords

piston dynamics, piston lubrication, sealing, compressor operation

dinâmica de pistão, lubrificação de pistão, vedação, operação de compressores

1. INTRODUÇÃO

O movimento na direção axial é o principal movimento realizado pelo pistão em um compressor alternativo. As forças que atuam no pistão nesta direção são, basicamente, a força exercida pelo gás em compressão, a força de atrito, a força exercida pela biela e a força de inércia. Apesar de ser o movimento na direção axial o mais importante, este não é o único movimento realizado pelo pistão, pois existem também oscilações radiais que, apesar de muito pequenas, são muito importantes no desempenho e na confiabilidade de um compressor alternativo. Se as amplitudes dessas oscilações chegarem a valores críticos, podem ocorrer

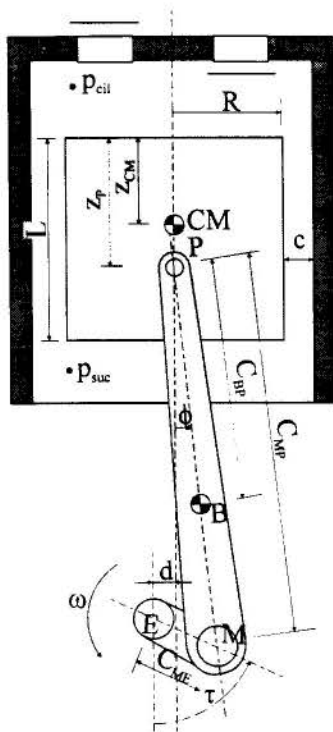


Fig. 1 - Dimensões principais do mecanismo

choques entre o pistão e o cilindro, ocasionando assim desgaste e ruído durante o funcionamento. Além disso, o vazamento do gás em compressão através da folga e a potência consumida por atrito viscoso são também influenciados por este movimento radial, visto que estes dois fenômenos dependem fortemente do tamanho da folga.

Para uma descrição da trajetória do pistão, deve-se fazer um balanço de todas as forças e momentos agindo sobre este. Tais forças são a força e o momento hidrodinâmico, exercidos pelo filme de óleo; a força e o momento de atrito, também exercidos pelo filme de óleo; a força exercida pelo gás em compressão; a força de reação da biela e a força de inércia. A aceleração do pistão na direção axial é conhecida da cinemática do mecanismo biela-manivela, e desta forma as equações da dinâmica do pistão podem ser estabelecidas.

Os movimentos radiais, também chamados de movimentos secundários, têm sido estudados analiticamente e experimentalmente durante as últimas décadas, objetivando aperfeiçoamento no

que se refere a fatores tais como atrito, ruído, vibração, cavitação do filme de óleo, consumo e outros. Para uma revisão da literatura anterior à década de oitenta referência se faz a Li et al. (1983). Em seu trabalho tais autores incorporaram um modelo de lubrificação hidrodinâmica e calcularam a trajetória e o atrito no pistão para um motor alternativo.

Zhu et al. (1992) confirmaram a importância da folga radial e da viscosidade do óleo lubrificante no movimento radial do pistão e na potência consumida por atrito para um motor alternativo. Em dois trabalhos, Gommed e Etsion (1993, 1994) apresentaram um modelo para análise dinâmica de pistões sem anéis lubrificadas a gás. Este modelo leva em conta as equações da dinâmica tanto do pistão quanto da biela juntamente com a equação de Reynolds e a equação da energia.

Um modelo que inclui a lubrificação elastohidrodinâmica – formulação que leva em consideração a deformação elástica das superfícies – foi usado por Dursunkaya et al. (1994). Neste trabalho, estudaram-se os movimentos secundários do pistão para um motor diesel. A dinâmica dos movimentos secundários, a lubrificação hidrodinâmica e a deformação elástica foram resolvidas simultaneamente.

O objetivo principal do presente trabalho é uma descrição completa da trajetória do pistão à medida em que este se movimenta no interior de um cilindro de um compressor alternativo de refrigeração. Estudando-se a variação desta trajetória em função de parâmetros tais como viscosidade do óleo lubrificante, posição do pino no pistão e dimensão da folga radial, tem-se uma ferramenta adicional para ser usada no projeto de compressores alternativos com pistões sem anéis, o que possibilitará ações para minimizar o ruído, o desgaste por atrito, a potência consumida e o vazamento do gás através da folga radial durante a compressão.

2. MODELO FÍSICO

Na Fig. 1 apresenta-se um típico sistema pistão/cilindro. O pistão, com raio R e comprimento L , é acionado em seu movimento alternativo pela biela, que por sua vez é

acionada pela manivela. O ciclo começa em $t = 0$, e termina no mesmo ponto, em $t = 360^\circ$, após um giro completo da manivela, que tem uma velocidade angular ω . A inclinação da biela em relação ao eixo do cilindro é dada pelo ângulo ϕ . O eixo em torno do qual gira a manivela, o eixo-motor, localiza-se a uma distância d do eixo do cilindro. As pressões p_{cil} e p_{suc} , acima e abaixo do pistão respectivamente, são conhecidas, sendo que p_{cil} é função do ângulo de manivela, e p_{suc} é constante.

A orientação do pistão no interior do cilindro é mostrada na Fig. 2. Sob a ação da força exercida pela biela, F_r , e do campo de pressão ao seu redor, o pistão assume uma posição descrita pelas excentricidades do topo, e_t , e da base, e_b , em relação ao eixo do cilindro. As velocidades do topo e da base do pistão na direção radial são dadas por \dot{e}_t e \dot{e}_b , e suas acelerações por \ddot{e}_t e \ddot{e}_b . A velocidade e a aceleração do pistão na direção axial são dadas por V_p e A_p . Assume-se que qualquer movimento do pistão só é possível em um plano perpendicular ao eixo da manivela.

Dois sistemas de coordenadas, representados na Fig. 3, são usados na solução do problema. O sistema XYZ tem sua origem, O' , fixa no topo do cilindro, e a direção Z coincide com o seu eixo, orientada para baixo. O eixo X se localiza no plano onde o pistão pode se movimentar. Este sistema é usado na formulação das equações da dinâmica do pistão. O outro sistema de coordenadas é um sistema de coordenadas cilíndricas $r\theta z$, cuja origem O é solidária ao topo do pistão, movendo-se com uma velocidade V_p . Seu plano polar se localiza no plano XY do sistema XYZ. Este sistema é usado no cálculo do campo de pressão na folga, através da equação de Reynolds.

As principais simplificações e aproximações usadas neste trabalho são as seguintes:

1. A folga radial c , mostrada em escala ampliada na Fig. 1, é muito pequena em relação ao raio do pistão.
2. Todos os movimentos possíveis do pistão são no plano XZ do sistema XYZ.
3. O pistão e o cilindro são rígidos.
4. A variação da pressão na direção radial é desprezível, porque a folga radial é muito pequena.
5. O escoamento do óleo na folga radial é laminar e os efeitos de borda são desprezíveis; o óleo é um fluido newtoniano com densidade e viscosidade constantes.

3. EQUAÇÕES GOVERNANTES

3.1 Equação de Reynolds

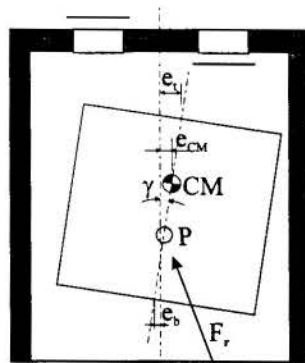


Fig. 2 - Orientação do pistão no interior do cilindro

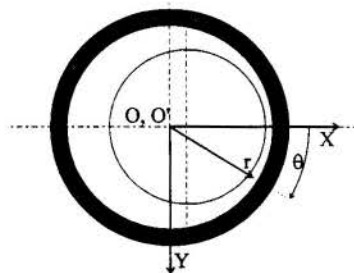
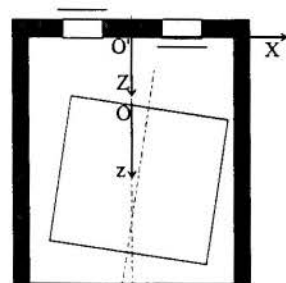


Fig. 3 - Sistemas de coordenadas usados na solução do problema

Para o caso em estudo, tem-se a seguinte expressão para a equação de Reynolds, em coordenadas polares,

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) = -12\mu R^2 \left(\frac{V_p}{2R} \frac{\partial h}{\partial \xi} - \frac{\partial h}{\partial t} \right) \quad (1)$$

onde $\xi = z/R$ e h é a espessura do filme de óleo, dado pela expressão,

$$h = c \left\{ 1 - \left[\varepsilon_t - (\varepsilon_t - \varepsilon_b) \xi \frac{R}{L} \right] \cos \theta \right\} \quad (2)$$

onde $\varepsilon_t = e_t/c$ e $\varepsilon_b = e_b/c$. Para maiores detalhes, ver Cameron (1976).

As condições de contorno para solução da equação de Reynolds são baseadas nas pressões p_{cil} e p_{suc} no topo e na base do pistão, respectivamente. Tem-se, então,

$$\xi = 0 \rightarrow p = p_{cil} \quad e \quad \xi = L/R \rightarrow p = p_{suc}$$

Quanto à direção θ , tem-se $p(\theta) = p(\theta + 2\pi)$. A condição de simetria não foi adotada objetivando maior generalidade para o programa computacional.

3.2 Equações da Dinâmica

A partir do diagrama de corpo livre do pistão, define-se F_g que é a força exercida pelo gás em compressão, F_{rx} e F_{rz} que são as componentes da força de reação da biela, F_h que é a força hidrodinâmica exercida pelo filme de óleo e F_f que é a força de atrito viscoso também devida ao filme de óleo. Os momentos em relação ao pino, M_h e M_f , se originam respectivamente de F_h e F_f , e são denominados momento hidrodinâmico e momento de atrito.

Como todos os movimentos se dão no plano XZ, as equações que descrevem o movimento do pistão são,

$$F_h + F_{rx} = m\ddot{e}_{CM} \quad (3)$$

$$F_g + F_f + F_{rz} = mA_p \quad (4)$$

$$M_h + M_f = I_p\ddot{\gamma} \quad (5)$$

onde m é a massa do pistão e I_p o seu momento de inércia em relação ao pino. Como γ é muito pequeno (ver Fig. 2), considera-se que F_g e F_f estão na direção Z, e F_h na direção X.

Para cálculo da força de reação da biela, F_r , e de suas componentes nas direções X e Z, deve-se fazer um diagrama de corpo livre também da biela. Assim procedendo, tem-se as seguintes equações para o movimento da biela,

$$F_{Mx} - F_{rx} = m_b A_{Bx} \quad (6)$$

$$F_{Mz} - F_{rz} = m_b A_{Bz} \quad (7)$$

$$(F_{rz} C_{BP} + F_{Mz} C_{MB}) \sin \phi - (F_{Mx} C_{MB} + F_{rx} C_{BP}) \cos \phi = I_B \ddot{\phi} \quad (8)$$

onde, F_{Mx} , F_{Mz} são as componentes da força exercida pela manivela, m_b é a massa da biela, A_{Bx} e A_{Bz} são as componentes da aceleração do centro de massa (B) da biela, C_{BP} é a distância entre B e o olhal menor, C_{MB} é a distância entre B e o olhal maior, ϕ é o ângulo de inclinação da biela em relação ao eixo Z, e I_B é o momento de inércia da biela em relação a B.

A velocidade V_p e a aceleração A_p do pistão na direção Z, e as componentes da aceleração do centro de massa da biela, A_{Bx} e A_{Bz} , são calculadas usando as equações da cinemática do mecanismo biela-manivela.

Quanto às acelerações radiais, por opção trabalha-se com aquelas do topo e da base do

pistão, \ddot{e}_t e \ddot{e}_b , respectivamente, ao invés de se trabalhar com \ddot{e}_{CM} e $\ddot{\gamma}$. Para isso, usam-se as expressões abaixo,

$$\ddot{\gamma} = \frac{\ddot{e}_t - \ddot{e}_b}{L} \quad \text{e} \quad \ddot{e}_{CM} = \ddot{e}_t - z_{CM}\ddot{\gamma} \quad (9)$$

Por conveniência as velocidades e acelerações \dot{e}_i e \ddot{e}_i – onde i pode ser t ou b – são obtidas de derivadas em relação a τ , e não a t , sendo que $d\tau = \omega dt$. Assim, as acelerações \ddot{e}_i são dadas por,

$$\ddot{e}_i = c\omega^2 \ddot{e}_i \quad (10)$$

Substituindo a equação (10) (para o topo e para a base) nas equações (9), e em seguida as expressões resultantes nas equações (3) e (5), tem-se as equações da dinâmica reduzidas a duas expressões,

$$F_h + F_{rx} = mc\omega^2 \left(\ddot{e}_t - z_{CM} \frac{\ddot{e}_t - \ddot{e}_b}{L} \right) \quad (11)$$

$$M_h + M_f = I_p c\omega^2 \frac{\ddot{e}_t - \ddot{e}_b}{L} \quad (12)$$

em que F_{rx} pode ser obtida através das equações da dinâmica da biela, equações (6)-(8).

3.3 Cálculo das Forças e Momentos

A força hidrodinâmica, F_h , e o momento hidrodinâmico, M_h , são exercidos pelo filme de óleo. Seu cálculo é feito através de uma integração de todo o campo de pressão ao longo da folga.

A força exercida pelo gás em compressão, F_g , é dada pela integração do campo de pressão no topo do pistão, considerando que este campo é uniforme em todo o topo. Portanto, a força F_g resultante tem sua linha de ação no eixo do pistão.

Para cálculo da força de atrito viscoso, F_f , e do momento devido ao atrito, M_f , deve-se calcular a tensão de cisalhamento na interface entre o pistão e o óleo. Esta tensão age na direção axial, e as tensões de cisalhamento na direção circunferencial não são consideradas.

Na solução das equações da dinâmica utilizou-se o método de Newton-Raphson e para a obtenção da distribuição de pressão em torno do pistão a equação de Reynolds foi resolvida pelo método dos volumes finitos. Em virtude do acoplamento entre o problema hidrodinâmico e a dinâmica do pistão, diferentes níveis de iteração foram exigidos. Maiores detalhes sobre o procedimento de solução podem ser encontrados em Fernandes (1996).

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados a serem apresentados foram obtidos para um compressor hermético típico, utilizado em refrigeradores domésticos. Respeitando a propriedade industrial, os resultados serão apresentados em forma adimensional.

Inicialmente será explorada a influência dos parâmetros de projeto z_p (posição do pino), c (folga radial) e μ (viscosidade do lubrificante) na trajetória do pistão dentro do cilindro. Os estudos feitos são a variação de h_{min} , vazão média pela folga e potência média consumida por atrito viscoso em um ciclo. A espessura h_{min} é a menor distância atingida entre o pistão e o cilindro em um ciclo completo e, na apresentação dos resultados, usa-se h_{min}^* , que é igual a

pistão, \ddot{e}_t e \ddot{e}_b respectivamente, ao invés de se trabalhar com \ddot{e}_{CM} e $\ddot{\gamma}$. Para isso, usam-se as expressões abaixo,

$$\ddot{\gamma} = \frac{\ddot{e}_t - \ddot{e}_b}{L} \quad \text{e} \quad \ddot{e}_{CM} = \ddot{e}_t - z_{CM}\ddot{\gamma} \quad (9)$$

Por conveniência as velocidades e acelerações \dot{e}_i e \ddot{e}_i – onde i pode ser t ou b – são obtidas de derivadas em relação a τ , e não a t , sendo que $d\tau = \omega dt$. Assim, as acelerações \ddot{e}_i são dadas por,

$$\ddot{e}_i = c\omega^2 \ddot{\epsilon}_i \quad (10)$$

Substituindo a equação (10) (para o topo e para a base) nas equações (9), e em seguida as expressões resultantes nas equações (3) e (5), tem-se as equações da dinâmica reduzidas a duas expressões,

$$F_h + F_{rx} = mc\omega^2 \left(\ddot{\epsilon}_t - z_{CM} \frac{\ddot{\epsilon}_t - \ddot{\epsilon}_b}{L} \right) \quad (11)$$

$$M_h + M_f = I_p c\omega^2 \frac{\ddot{\epsilon}_t - \ddot{\epsilon}_b}{L} \quad (12)$$

em que F_{rx} pode ser obtida através das equações da dinâmica da biela, equações (6)-(8).

3.3 Cálculo das Forças e Momentos

A força hidrodinâmica, F_h , e o momento hidrodinâmico, M_h , são exercidos pelo filme de óleo. Seu cálculo é feito através de uma integração de todo o campo de pressão ao longo da folga.

A força exercida pelo gás em compressão, F_g , é dada pela integração do campo de pressão no topo do pistão, considerando que este campo é uniforme em todo o topo. Portanto, a força F_g resultante tem sua linha de ação no eixo do pistão.

Para cálculo da força de atrito viscoso, F_f , e do momento devido ao atrito, M_f , deve-se calcular a tensão de cisalhamento na interface entre o pistão e o óleo. Esta tensão age na direção axial, e as tensões de cisalhamento na direção circunferencial não são consideradas.

Na solução das equações da dinâmica utilizou-se o método de Newton-Raphson e para a obtenção da distribuição de pressão em torno do pistão a equação de Reynolds foi resolvida pelo método dos volumes finitos. Em virtude do acoplamento entre o problema hidrodinâmico e a dinâmica do pistão, diferentes níveis de iteração foram exigidos. Maiores detalhes sobre o procedimento de solução podem ser encontrados em Fernandes (1996).

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados a serem apresentados foram obtidos para um compressor hermético típico, utilizado em refrigeradores domésticos. Respeitando a propriedade industrial, os resultados serão apresentados em forma adimensional.

Inicialmente será explorada a influência dos parâmetros de projeto z_p (posição do pino), c (folga radial) e μ (viscosidade do lubrificante) na trajetória do pistão dentro do cilindro. Os estudos feitos são a variação de h_{min} , vazão média pela folga e potência média consumida por atrito viscoso em um ciclo. A espessura h_{min} é a menor distância atingida entre o pistão e o cilindro em um ciclo completo e, na apresentação dos resultados, usa-se h_{min}^* , que é igual a

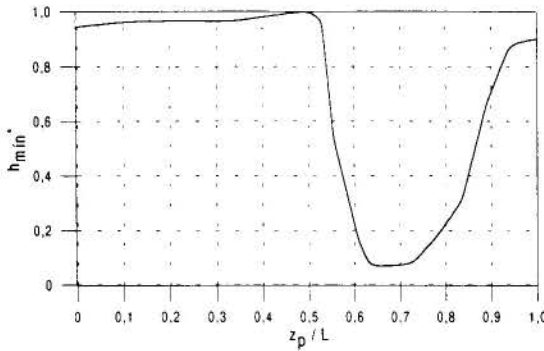


Fig. 4 - Variação da espessura mínima do filme de óleo em função da posição do pino

pistão, entre $z_p/L = 0,800$ e $z_p/L = 1,00$. No ponto $z_p/L = 1,00$ tem-se $h_{\min}^* = 0,996$, a posição do pino na qual o pistão é mais estável, com a vazão através da folga, $V/V_{\text{ref}} = 14,08$, e a potência consumida por atrito viscoso, $P/P_{\text{ref}} = 2,40$. Contudo, no ponto em que $z_p/L = 0,830$, a potência permanece em $P/P_{\text{ref}} = 2,40$, a espessura mínima do filme de óleo não é menor que

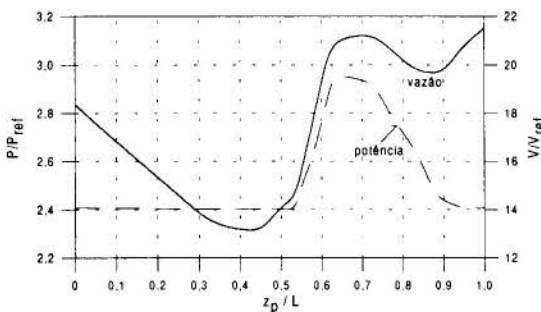


Fig. 5 - Vazão média através da folga e potência média consumida por atrito viscoso em função da posição do pino

na vazão e na potência. Tal queda culmina em $z_p/L = 1,27$, onde o pistão é altamente instável – com h_{\min}^* bem pequeno, em torno de $0,0762$ –, e com vazão e potência consumida em seus valores mais altos, $V/V_{\text{ref}} = 20,88$ e $P/P_{\text{ref}} = 2,94$. O valor $h_{\min}^* = 0,0762$ corresponde a apenas 8% do valor de h_{\min}^* no ponto considerado ótimo, $h_{\min}^* = 0,960$. A vazão $V/V_{\text{ref}} = 20,88$ é 59% maior do que o valor ótimo da vazão, $V/V_{\text{ref}} = 13,10$, e a potência $P/P_{\text{ref}} = 2,94$, é 23% maior do que o valor ótimo para a potência, $P/P_{\text{ref}} = 2,40$. Este resultado, que fornece como posição ótima do pino – em relação à estabilidade do pistão – aproximadamente o meio do pistão, também foi obtido em um problema semelhante por Gomed e Etsion (1993, 1994).

Continuando em direção a valores maiores de z_p/L , há novamente um aumento acentuado nos valores de h_{\min}^* , que atinge $h_{\min}^* = 0,900$ quando $z_p/L = 2,00$. Neste intervalo há uma queda considerável na potência, caindo novamente a $P/P_{\text{ref}} = 2,40$. Contudo, na vazão há uma queda para $V/V_{\text{ref}} = 19,84$ em $z_p/L = 1,67$ e novamente um aumento até $V/V_{\text{ref}} = 21,51$ em $z_p/L = 2,00$.

Partindo do ponto ótimo agora em direção a menores valores de z_p/L , h_{\min}^* diminui muito pouco, atingindo $h_{\min}^* = 0,944$ em $z_p/L = 0$. A potência permanece em $P/P_{\text{ref}} = 2,40$, contudo a

h_{\min}^*/c . A vazão é calculada a partir de uma integração da velocidade do óleo na direção axial com θ de 0 a 2π , e a potência calcula-se através da integração da força de atrito viscoso em toda a folga radial.

A variação de h_{\min}^* com z_p obtida é mostrada na Fig. 4, e as variações da vazão e da potência, também em função de z_p , são apresentadas na Fig. 5.

O valor ótimo de z_p , aquele que resulta em um máximo valor de h_{\min}^* e mínimas vazão e potência, se situa aproximadamente no meio do

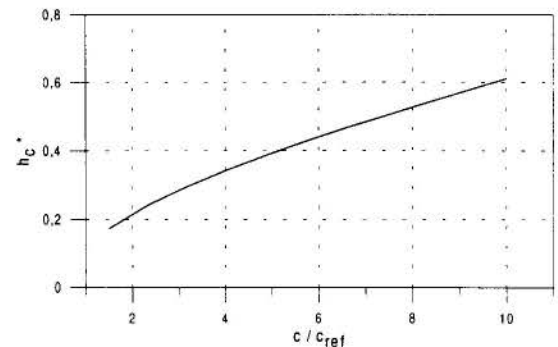


Fig. 6 - Variação da espessura mínima do filme de óleo em função da folga radial

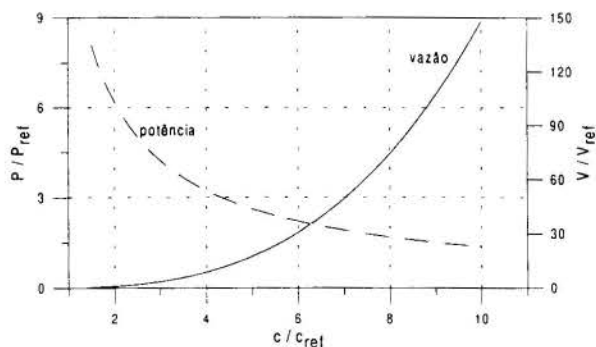


Fig. 7 - Variações da vazão média através da folga, e da potência média consumida por atrito viscoso em função da variação da folga radial

nota-se que há um aumento considerável em h_c^* , que chega a $h_c^* = 0,612$ em $c/c_{ref} = 10$. Neste intervalo há uma queda considerável na potência e um aumento também considerável na vazão com o aumento da folga. Apesar de haver um aumento de h_c^* com c/c_{ref} , não significa necessariamente que o pistão seja mais estável. A excentricidade adimensional – a relação de excentricidade ϵ , ou simplesmente excentricidade, que é igual a e/c – máxima atingida em cada ciclo aumenta com o aumento de c . Este resultado comprova que o pistão fica mais instável com o aumento da folga radial, conforme constatado também nos resultados de Li et

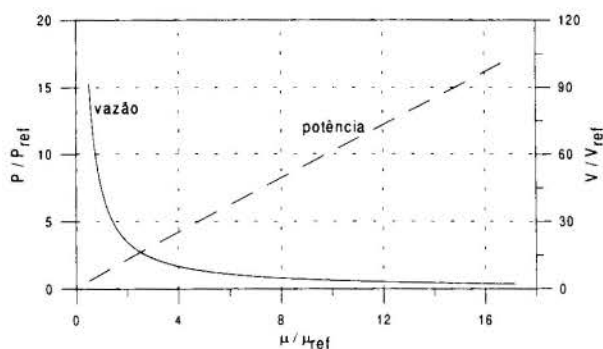


Fig. 8 - Variações da vazão média através da folga e da potência média consumida por atrito viscoso em função da viscosidade do óleo

$c/c_{ref} = 6$.

As variações da vazão através da folga e da potência consumida por atrito viscoso em função de μ são mostradas na Fig. 8. Quanto maior a viscosidade, maior a potência consumida e menor a vazão, e vice-versa. De uma forma geral, a potência tem uma variação linear, o que não é o caso da vazão.

Se o critério para a escolha do ponto ótimo for a estabilidade do pistão, sem dúvida deve-se escolher a viscosidade mais alta possível. Todavia, com uma viscosidade tão alta, a perda de potência por atrito viscoso é muito grande, conforme se vê na Fig. 8. A faixa de operação que alia vazão e potência baixas fica entre $\mu/\mu_{ref} = 2,0$ e $4,0$. A viscosidade do óleo lubrificante do compressor em estudo é $\mu/\mu_{ref} = 2,4$. Com esta viscosidade, tem-se $V/V_{ref} = 17,45$ e $P/P_{ref} = 2,61$. Considerando este como sendo o ponto ótimo, e partindo em direção a viscosidades menores, observa-se um aumento brusco na vazão, que chega a $V/V_{ref} = 91,77$

vazão aumenta em 30%, chegando a $V/V_{ref} = 18,3$ em $z_p/L = 0$.

Na apresentação dos resultados referentes à variação da folga radial, ao invés de h_{min}^* , usa-se h_c^* , que é igual a h/h_{ref} . Na Fig. 6 pode-se ver a variação de h_c^* em função da folga radial, e na Fig. 7 as variações da vazão e da potência. Em $c/c_{ref} = 1,5$, tem-se $h_c^* = 0,174$. A vazão em $c/c_{ref} = 1,5$, como era de se esperar, é muito pequena, $V/V_{ref} = 0,427$. Contudo, também como era de se esperar de uma folga tão pequena, a potência atinge $P/P_{ref} = 8,22$, que é um valor muito alto.

Partindo em direção a folgas maiores, nota-se que há um aumento considerável em h_c^* , que chega a $h_c^* = 0,612$ em $c/c_{ref} = 10$. Neste intervalo há uma queda considerável na potência e um aumento também considerável na vazão com o aumento da folga. Apesar de haver um aumento de h_c^* com c/c_{ref} , não significa necessariamente que o pistão seja mais estável. A excentricidade adimensional – a relação de excentricidade ϵ , ou simplesmente excentricidade, que é igual a e/c – máxima atingida em cada ciclo aumenta com o aumento de c . Este resultado comprova que o pistão fica mais instável com o aumento da folga radial, conforme constatado também nos resultados de Li et al. (1983), Zhu et al. (1992) e Gommed e Etsion (1994). Quando a folga é muito pequena, a estabilidade é maior porque há uma maior rigidez do filme de óleo.

Um valor ótimo para a folga radial, se dependesse apenas da estabilidade do pistão e da vazão de óleo, seria a menor folga possível. Contudo, se isso for feito há um aumento muito grande na potência consumida por atrito viscoso, devido aos altos gradientes de velocidade no filme de óleo. O ponto que pode ser considerado ótimo, onde se tem um bom valor de h_c^* combinado com vazão e potência mínimas, se localiza aproximadamente em

em $\mu/\mu_{ref} = 0,5$, ou seja, 426% maior que o valor considerado-ótimo. A potência chega a $P/P_{ref} = 0,592$, ou 23% do valor ótimo.

Partindo agora do ponto ótimo em direção a viscosidades maiores, observa-se uma queda na vazão, que chega a $V/V_{ref} = 2,15$ em $\mu/\mu_{ref} = 17,15$, ou 12% do valor ótimo. A potência aumenta linearmente, chegando a $P/P_{ref} = 17,29$, que é 562% maior que o valor ótimo, $P/P_{ref} = 2,61$. O aumento na vazão com a diminuição da viscosidade é conseqüência da diminuição do atrito viscoso, que diminui assim a resistência ao escoamento do óleo através da folga. Essa redução do atrito viscoso, evidentemente, provoca também uma redução na potência consumida.

5. CONCLUSÕES

Um modelo dinâmico para a lubrificação do pistão em compressores alternativos é desenvolvido. Para isso, faz-se um balanço das forças atuantes no pistão e na biela, sendo que tais forças são a força hidrodinâmica exercida pelo filme de óleo, a força exercida pela biela, a força de atrito viscoso, a força exercida pelo gás refrigerante em compressão e as forças de inércia, além dos momentos associados a estas forças. Uma vez modelada a dinâmica do pistão, faz-se o cálculo dos movimentos de translação e rotação lateral do pistão, dentro da folga radial, para várias situações. A partir dos resultados da simulação diversas conclusões a respeito da influência dos parâmetros de projeto no desempenho do pistão são exploradas.

6. REFERÊNCIAS

- Cameron, A. *Basic Lubrication Theory*, 2.ed., John Wiley & Sons Inc., New York, 1976.
- Dursunkaya, Z., Keribar, R. and Ganapathy, V., A Model of Piston Secondary Motion and Elastohydrodynamic Skirt Lubrication, *Journal of Tribology*, vol. 116, pp. 777-785, 1994.
- Fernandes, J. R. S., *Modelo Dinâmico da Lubrificação do Pistão em Compressores Alternativos*, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1996.
- Gommed, K. and Etsion, I., Dynamic Analysis of Gas Lubricated Reciprocating Ringless Pistons – Basic Modeling, *Journal of Tribology*, vol. 115, pp. 207-213, 1993.
- Gommed, K. and Etsion, I., Parametric Study of the Dynamic Performance of Gas Lubricated Ringless Pistons, *Journal of Tribology*, vol. 116, pp. 63-69, 1994.
- Li, D. F., Rohde, S. M. and Ezzat, H. A., An Automotive Piston Lubrication Model, *ASLE Transactions*, vol. 26, No. 2, pp. 151-160, 1983.
- Zhu, D., Cheng, H. S., Takayuki, A. and Hamai, K., A Numerical Analysis for Piston Skirts in Mixed Lubrication – Part I: Basic Modeling, *Journal of Tribology*, vol. 114, pp. 553-562, 1992.
- Zhu, D., Hu, Y., Cheng, H. S., Takayuki, A. and Hamai, K., A Numerical Analysis for Piston Skirts in Mixed Lubrication – Part II: Deformation Considerations, *Journal of Tribology*, vol. 115, pp. 125-133, 1993.



PAPER CODE: COB73

**EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA TUBOS CAPILARES E O SEU
IMPACTO SOBRE O DESEMPENHO DO PROGRAMA CAPILAR /
CONSTITUTIVE EQUATIONS FOR CAPILLARY TUBES AND THEIR
IMPACT ON THE CAPILAR PROGRAM PERFORMANCE**

CLÁUDIO MELO (**), CARLOS BOABAID NETO (*), ROGÉRIO TADEU DA SILVA FERREIRA (**)
(* *Escola Técnica Federal de Santa Catarina / UnED-SJ*)
(** *Universidade Federal de Santa Catarina / Depto. de Engenharia Mecânica / NRVA*
CEP 88040-900 - Florianópolis - SC - E.mail: melo@nrva.ufsc.br

Abstract

This work presents a second version of a numerical model to simulate adiabatic capillary tubes. The constitutive equations employed in the first version of the model are replaced by new ones, derived from experimental work on capillary tubes. Comparisons with experimental data reveal that the second version predicts more accurately the refrigerant flow through adiabatic capillary tubes.

Keywords

Capillary tubes, Expansion, Refrigeration, Tubos capilares, Refrigeração

1. INTRODUÇÃO

A necessidade de conservação de energia e, também, o aparecimento de novos fluidos refrigerantes fez com que fossem desenvolvidas estruturas computacionais capazes de simular o escoamento através de tubos capilares, utilizados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração. Um destes modelos, denominado *capilar*, foi desenvolvido pelo NRVA (Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar), do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina (Boabaid Neto, 1994). Este modelo, disponível na forma de software, tem sido utilizado com relativo sucesso por empresas do Brasil e do exterior.

O programa *capilar* foi estruturado com base nas equações básicas de conservação da massa, energia e quantidade de movimento. O modelo necessita também de algumas equações constitutivas que foram simplesmente tomadas da literatura, dentre uma gama considerável de equações, todas com a mesma finalidade. A primeira versão deste programa foi comparada com dados experimentais quando verificou-se que um razoável número de pontos se encontrava dentro de uma margem de erro de $\pm 10\%$ em relação aos resultados computacionais (Melo et al., 1994).

Posteriormente a base de dados experimentais para o HFC-134a foi ampliada (Melo et al., 1995), o que permitiu a identificação das equações constitutivas com influência marcante neste tipo de escoamento.

Neste trabalho estas novas equações constitutivas serão incorporadas ao programa *capilar*, dando origem a um nova versão deste código computacional, a qual representa mais adequadamente o conjunto de dados experimentais obtido com os refrigerantes CFC-12, HFC-134a e HC-600a.

2. EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS

O modelo empregado consiste na divisão do escoamento no interior do tubo capilar em duas regiões, uma de escoamento monofásico (líquido puro) e outra de escoamento bifásico (mistura líquido-vapor saturado). Em ambas as regiões, é feita a integração da equação da quantidade de movimento, para escoamento unidimensional adiabático, obtendo-se o comprimento de tubo de cada região. A soma destes comprimentos representa o comprimento do tubo capilar para uma dada condição de operação.

O modelo apresenta ainda as seguintes características: i) fator de atrito na região líquida calculado segundo a equação proposta por Churchill, 1977, ii) fator de perda de carga na entrada do tubo capilar igual a 0,5, iii) ausência de efeitos de metaestabilidade e iv) fator de atrito médio na região bifásica calculado segundo a equação de Erth, 1970.

2.1 Fator de atrito na região líquida do escoamento

O fator de atrito na região líquida (f_{sp}) é determinado, no programa *capilar*, através da equação (1), proposta por Churchill, 1977.

$$f_{sp} = 8 \cdot \left[\left(\frac{8}{Re_{sp}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (1)$$

onde

$$A = \left\{ 2457 \cdot \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{7}{Re_{sp}} \right)^{0,9} + 0,27 \cdot \frac{\varepsilon}{d}} \right] \right\}^{16} \quad B = \left(\frac{37530}{Re_{sp}} \right)^{16} \quad (2)$$

Os símbolos Re , ε e d , correspondem respectivamente ao número de Reynolds, a rugosidade absoluta e ao diâmetro interno do tubo capilar.

Para verificar a adequabilidade desta equação para o problema em questão foram realizados vários experimentos com diversos tubos capilares, em diversas condições de operação (Boabaid Neto et al., 1996). Os resultados obtidos com os capilares #7 e #8 (Melo et al., 1995) são apresentados na Figura 1. Nesta figura são também apresentados os resultados obtidos através das equações de Blasius e de Churchill, 1977.

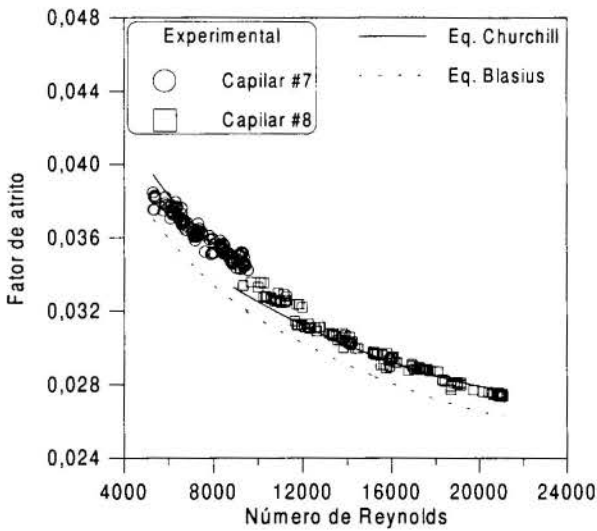
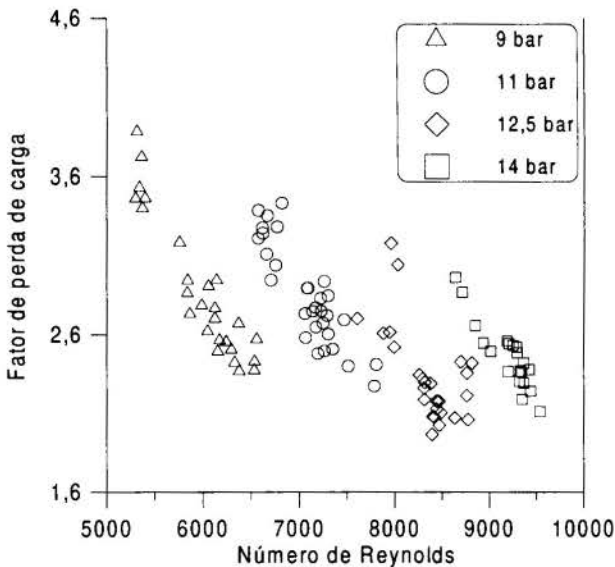


Figura 1: Fator de atrito na região líquida.

2.2 Fator de perda de carga na entrada do tubo capilar



A equação de Blasius aplica-se a tubos lisos e a de Churchill, 1977, é uma boa representação do diagrama de Moody, tanto para regime laminar, de transição como turbulento.

Estes resultados permitem concluir, de maneira similar a Mikol, 1963, que: i) o tubo capilar não pode ser considerado liso na avaliação do fator de atrito e que ii) a equação de Churchill, 1977, ou qualquer outra baseada no diagrama de Moody, pode ser empregada na análise do escoamento de refrigerante em tubos capilares. Desta forma a formulação original do programa *capilar* em relação ao fator de atrito na região líquida foi mantida.

O programa *capilar* adota um fator de perda de carga na entrada do tubo capilar igual a 0,5, valor este correspondente a uma contração abrupta com cantos não arredondados (Streeter and Wylie, 1981). Esta configuração não é, entretanto, encontrada na prática o que origina diferentes valores para este parâmetro. Experimentos realizados por Melo et al., 1995, mostram que o valor médio para os capilares #7 ($d/D = 0,128$) e #8 ($d/D = 0,183$) é de respectivamente 2,7 e 1,0. A título de ilustração, mostra-se na Figura 2, os resultados experimentais relativos ao capilar #7. Empregando-se um valor médio de 1,85 para os capilares #7 e #8 ao invés do valor original de 0,5 e comparando as previsões do programa *capilar* com resultados

experimentais (capilar#7-pontos a esquerda da Figura 3, capilar #8- pontos a direita da Figura 3) verifica-se que este parâmetro não tem efeito marcante sobre o escoamento. Isto pode ser melhor explicado através da Figura 4, onde o fator de perda de carga para o capilar #7 é mostrado em termos de comprimento equivalente de tubo reto. Cabe explicar que o termo desempenho no presente trabalho representa a capacidade do programa *capilar* em prever os fluxos de massa obtidos experimentalmente. A diferença percentual, utilizada como ordenada em algumas Figuras, é obtida efetuando-se inicialmente a diferença entre os valores de fluxo de massa computados pelo programa e os experimentais e posteriormente dividindo-se o valor obtido pelo fluxo de massa experimental.

2.3 Região de metaestabilidade

Em todos os experimentos realizados por Melo et al., 1995, ficou evidente que existe uma região ao longo do tubo capilar, onde o escoamento é metaestável, ou seja, uma região de não-equilíbrio termodinâmico. Nesta região o refrigerante permanece líquido, apesar da sua pressão ser inferior à pressão de saturação correspondente a sua temperatura. Este comprimento adicional da região líquida não é, entretanto, considerado no programa *capilar*

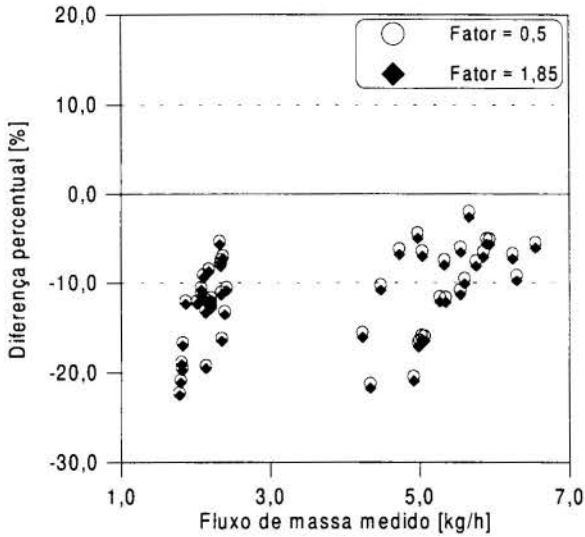


Figura 3: Influência do fator de perda de carga sobre o desempenho do programa *capilar*.

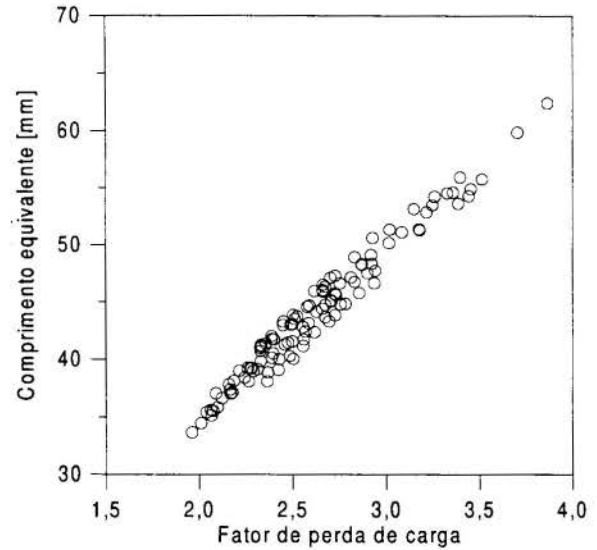


Figura 4: Comprimento de tubo equivalente capilar # 7.

A subpressão de vaporização (diferença entre a pressão de saturação e a pressão de efetivo início de vaporização) é geralmente calculada através da equação (3), proposta por Chen et al., 1990.

$$\frac{(p_s - p_v) \cdot \sqrt{K \cdot T_s}}{\sigma^{1,5}} = 0,679 \cdot \left(\frac{v_{s,v}}{v_{s,v} - v_{s,l}} \right) \cdot \text{Re}_s^{0,914} \cdot \left(\frac{\Delta T_{in}}{T_c} \right)^{-0,208} \cdot \left(\frac{d}{d'} \right)^{-3,18} \quad (3)$$

onde:

$$d' = \sqrt{\frac{K \cdot T_s}{\sigma}} \times 10^4 \quad (4)$$

Nestas equações K representa a Constante de Boltzman, σ a tensão superficial do refrigerante na temperatura T_s , T_c a temperatura crítica do refrigerante, ΔT_{in} o grau de subresfriamento na entrada do capilar e d' o diâmetro de referência. Os subscritos s e v representam respectivamente saturação e vaporização.

Os dados experimentais obtidos por Melo et al., 1995, para o capilar #8, são apresentados nas Figuras 5 e 6, as quais mostram respectivamente a subpressão de vaporização e o comprimento da região de escoamento metaestável em função do número de Reynolds. A título de comparação são apresentados também os resultados obtidos através do uso das equações (3) e (4).

Os resultados apresentados apresentam um grau de dispersão considerável, evidenciando a característica aleatória do fenômeno. Esta característica do escoamento frustrou várias tentativas de se tentar correlacionar tais resultados. Pode-se também verificar que a equação proposta por Chen et al., 1990, não reproduz adequadamente os dados experimentais, mas representa uma razoável estimativa de um valor “médio”.

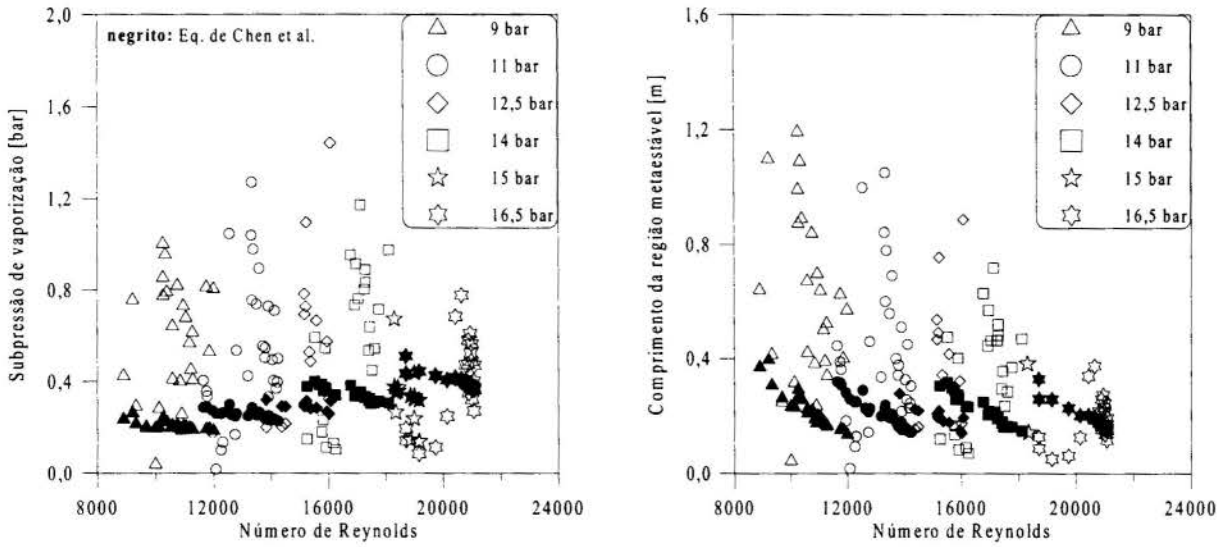


Figura 5: Subpressão de vaporização.

para o capilar #7, com os obtidos através da equação (5). Além da discordância, é possível também observar que existem grupos de resultados experimentais com tendências distintas para cada pressão de entrada e que a equação de Erth, 1970 não capta adequadamente esse comportamento.

No processamento dos dados experimentais, procurou-se explorar uma forma simples de equação que empregasse as mesmas variáveis independentes da equação proposta por Erth, 1970. Tal equação tomou a seguinte forma:

$$\bar{f}_{ip} = 0,591 \cdot (Re_{l,ent})^{-0,284} \cdot \left(\frac{T_{ent}}{T_c}\right)^{1,28} \cdot (x_{ent})^{-0,0173} \quad (6)$$

onde o subscrito l representa a fase líquida do escoamento.

A Figura 9 mostra uma comparação entre os resultados obtidos com a equação (6) e os resultados experimentais, em função do número de Reynolds. Pode-se notar que a equação sendo proposta reproduz adequadamente os vários "grupos" de dados experimentais relativos a cada pressão de entrada.

A equação (5) foi então substituída pela equação (6), no programa *capilar*, o que originou a comparação apresentada na Figura 10. Como era de se esperar, a introdução da nova equação melhorou a concordância com os dados experimentais. Isto ocorre porque a nova equação fornece um valor menor que o valor fornecido pela equação de Erth, e conseqüentemente o programa estima um fluxo de massa superior, devido à menor restrição ao escoamento

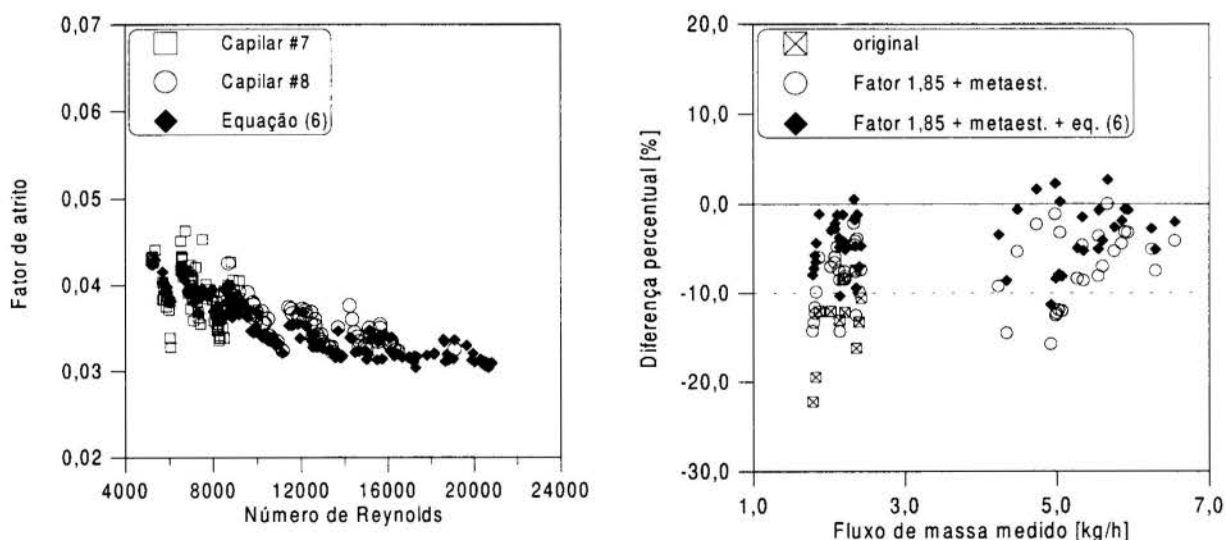


Figura 9: Desempenho da equação (6).

3. DESEMPENHO DA NOVA VERSÃO DO PROGRAMA CAPILAR

A nova versão do programa *capilar* foi então comparada com os resultados experimentais obtidos por Melo et al., 1995, para os refrigerantes CFC-12, HFC-134a e HC-600a. Estas comparações são apresentadas respectivamente nas Figuras 11, 12 e 13.

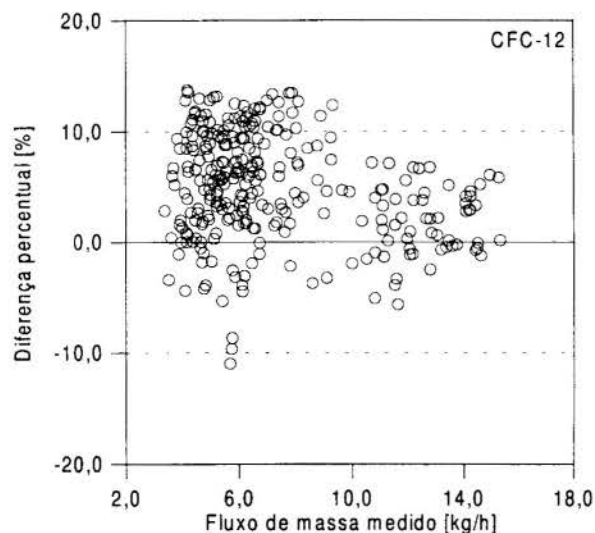


Figura 11: Resultados da simulação CFC-12.

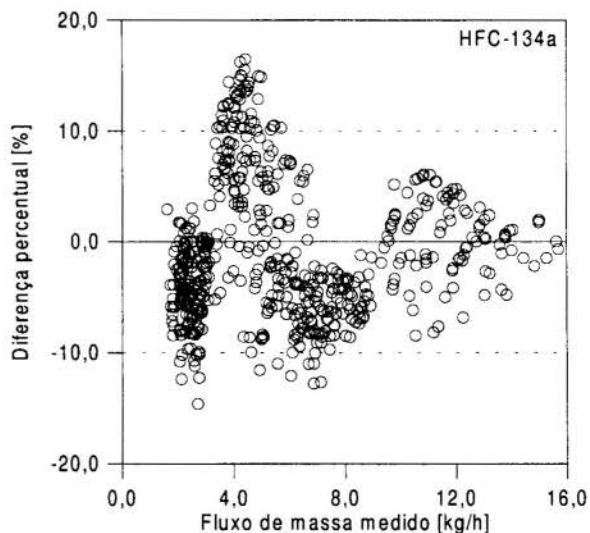


Figura 12: Resultados da simulação HFC-134a.

Pode-se observar que os resultados previstos pela nova versão do programa capilar representam bem os resultados experimentais. Dos 288 pontos experimentais para o CFC-12, 82% das previsões do programa se enquadraram dentro de uma faixa de erro de \pm

5. AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi realizado dentro de um programa de cooperação técnico-científica entre a UFSC (Universidade Federal de Santa Catarina) e a EMBRACO S.A. (Empresa Brasileira de Compressores). O apoio recebido da EMBRACO nos diversos estágios deste trabalho foi fundamental, razão pela qual externamos os nossos maiores agradecimentos, especialmente aos eng^{os} José Lainor Driessen e Roberto Horn Pereira.

6. REFERÊNCIAS

- Boabaid Neto, C., *Análise do Desempenho de Tubos Capilares Adiabáticos*, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis - SC, 1994.
- Boabaid Neto, C., Gonçalves, J. M., Melo, C., Ferreira, R. T. S., Avaliação do Fator de Atrito na Região Líquida de Tubos Capilares, *Anais do IV Congresso de Engenharia Mecânica Norte-Nordeste*, pp. 803-807, Recife - Pe, 1996.
- Boabaid Neto, C., Melo, C., Ferreira, R. T. S., Avaliação do Fator de Atrito Médio na Região Bifásica de Tubos Capilares, *Anais do IV Congresso Iberoamericano de Aire Acondicionado Y Refrigeracion*, Santiago - Chile, 1997.
- Chen, Z.H., Li, R.H., Li, S. and Chen, Z.Y., A Correlation for Metastable Flow of Refrigerant 12 Through Capillary Tubes, *ASHRAE Transactions*, Vol. 96, part 1, pp. 550-554, 1990.
- Churchill, S.W., Friction-Factor Equation Spans all Fluid Flow Regimes, *Chemical Engineering*, November, pp.91-92, 1977.
- Erth, R. A., *Two-Phase Flow in Refrigeration Capillary Tubes: Analysis and Prediction*, Ph. D. Thesis, Purdue University, 1970.
- Melo, C., Ferreira, R.T. S., Boabaid Neto, C., Gonçalves, J. M., Validação de um Modelo Numérico para a Análise do Desempenho de Tubos Capilares, *Anais do V Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, pp. 423-426, São Paulo - SP, 1994.
- Melo, C., Ferreira, R.T.S., Boabaid Neto, C., Gonçalves, J.M., Experimentation and Analysis of Refrigerant Flow Through Adiabatic Capillary Tubes, *Symposium on Heat Pump and Refrigeration Systems Design, Analysis and Applications*, 1995 ASME International Congress and Exposition, San Francisco-CA, November 12-17, 1995.
- Mikol, E.P., Adiabatic Single and Two-Phase Flow in Small Bore Tubes, *ASHRAE Journal*, Vol. 5, No. 11, pp. 75-86, 1963.
- Streeter, V.L. and Wylie, E.B., *Fluid Mechanics*, 1st SI metric edition, McGraw-Hill Book Co., Singapore, p. 244, 1981.

Tema 28

Combustão

PAPER CODE: COB1249

**PESQUISA TEÓRICA DOS ESCOAMENTOS QUIMICAMENTE
DESEQUILIBRADOS EM TUBEIRAS SUPERSÔNICAS / THEORETICAL
RESEARCH OF UNEQUILIBRIUM CHEMICALLY FLOW IN SUPERSONICS
NOSSELS**

Krioukov Viktor ,
*Mestrado em Modelagem Matemática - UNIJUI ,
CP 560 98700-000 Ijuí/RS, Brasil
E-mail: kriukov@super.unijui.tche.br*

Trinos Taras
*Departamento de Ciências Térmicas - KGTU,
CP 420111 Kazan/ Tatarstan, Rússia
E-mail: trinos@kaidla.ksu.ras.ru*

Abstract

The present work study the model of the unequilibrium chemically current in supersonic nosssel. The advantage of this model is the possibility to calculate the proprieties of the currents as much gaseous as condensed phase. One describe the algorithm and program that are invariant to reagent medium . The numerical results to many fuel are shown.

Keywords

Tubeiras, escoamento, cinética química, modelagem. / Nossels, current, chemical kinetic, modeling.

1. INTRODUÇÃO

A previsão das características dos escoamentos de alta-temperatura em tubeiras é um problema atual da modelagem matemática dos processos em propulsores líquidos, sólidos e em turbomotores. Nestas tubeiras com gás de trabalho utilizam-se misturas reagentes e ocorrem vários processos físico-químicos em altas-temperaturas (~3000K) e pressões (~100atm): escoamento dos produtos de combustão com $M > 1$ e $M < 1$; alteração de sua composição; transmissão entre fases; interação do escoamento de gás com partículas condensadas; transmissão do calor e o atrito na camada limite; etc. Por isso, a modelagem matemática de todo quadro destes processos é um problema complexo.

Mas, em virtude da existência do modelo ideal (Alemassov et al., 1972; Gordon et al., 1971) do escoamento, surgiu a possibilidade de decomposição do quadro complexo dos processos em fragmentos mais fáceis. Esta possibilidade permite avaliar a influência de um fenômeno nas características de escoamento através da criação de vários modelos, onde cada qual inclui o modelo ideal e o modelo que descreve este fenômeno.

Entre os fenômenos que provocam o desvio do esquema ideal, pode-se indicar os seguintes: não-paralelismo do escoamento, desequilíbrio químico, viscosidade e transmissão de calor, atraso de partículas condensadas do gás, sua divisão e coagulação.

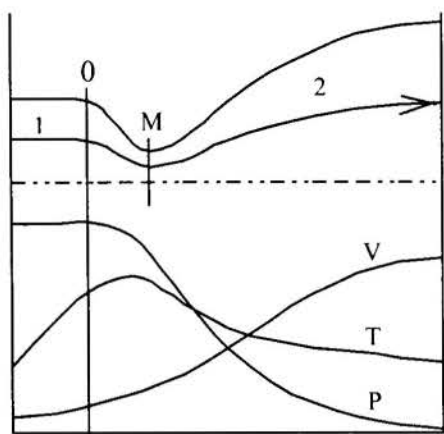


Figura 1: Alteração das características ao longo da tubeira:
1- câmara da combustão; 2- tubeira

Este trabalho é dedicado à modelagem dos processos quimicamente não-equilibrados em tuberias (fig.1) para fins de determinação das perdas do impulso específico, da composição do gás de trabalho e outras propriedades dos escoamentos. Para os propulsores que trabalham com propelentes químicos, a transformação da energia térmica é realizada através da queima do propelente em câmara de combustão. Nesta câmara a velocidade do escoamento é baixa (~100m/s) e o tempo de permanência é considerável, por isso, os processos de transformação do propelente em produtos de combustão termina quase totalmente, o que assegura o equilíbrio químico na entrada da tubeira. A transformação ulterior é realizada na tubeira, onde os parâmetros termodinâmicos (P,T) alteram-se tão

rapidamente que não permitem obter o equilíbrio químico local entre P,T e a composição dos produtos de combustão. Este fenômeno está condicionado às velocidades limitadas das reações químicas e, por isso, para resolver o problema são utilizados os métodos da cinética química.

2. MODELO MATEMÁTICO

Em concordância com a metodologia da decomposição dos fenômenos, habitualmente o fenômeno do desequilíbrio químico considera o quadro do escoamento gasoso unidimensional sem viscosidade e sem condutibilidade térmica (Pirumov et al, 1966; Munz et al, 1976). O modelo apresentado neste trabalho (utilizando a mesma metodologia) considera o desequilíbrio químico tanto para o meio gasoso como para o meio heterogêneo.

Além das considerações citadas acima, aplicam-se as seguintes hipóteses simplificadas: os produtos de combustão são uma mistura de gases ideais, a fase condensada permanece em equilíbrio através da temperatura e da velocidade com gás, na entrada da tubeira existe o equilíbrio químico, as reações químicas submetem-se às leis da cinética química formal. O fundamento do modelo são as equações da cinética química na forma exponencial apresentadas em (Krioukov, 1985):

$$\frac{d\gamma_i}{d\tau} = -e^{\gamma_i} \sum_j v_{ij} \Omega_j + \sum_q \sum_j v_{qi} \Omega_j ; \quad i, p, q = 1 \dots n; \quad j = 1 \dots (2m + r); \quad (1)$$

onde: $\Omega_j = k_j (P/R_0 T)^{\bar{m}_j} \exp(-\sum_p n_{pj} \gamma_p);$

$$\bar{m}_j = m_j - 1 + \sum_p n_{pj}; \quad \gamma_i = -\ln r_i ;$$

$$v_{ij} = v_{is}'' - v_{is}' ; \quad n_{ij} = v_{is}' ; \quad j=s; \quad s=1 \dots m;$$

$$v_{ij} = v_{is}' - v_{is}'' ; \quad n_{ij} = v_{is}'' ; \quad j=s+m; \quad s=1 \dots m;$$

$$v_{ij} = v_{is}'' - v_{is}' ; \quad n_{ij} = v_{is}' ; \quad j=s+m; \quad s=(m+1) \dots (m+r);$$

onde: v_{ij}' , v_{ij}'' são os coeficientes estequiométricos das reações reversíveis:

$$\sum_i v'_{ij} A_i \Leftrightarrow \sum_i v''_{ij} A_i; \quad i=1\dots n; \quad j=1\dots m;$$

e as reações unilaterais:

$$\sum_i v'_{ij} A_i \rightarrow \sum_i v''_{ij} A_i; \quad i=1\dots n, \quad j=(m+1)\dots(m+r);$$

Tradicionalmente, para a modelagem do escoamento em tuberias, existem dois tipos de problemas (Pirumov et al, 1978):

- inverso (se é conhecida a função $P=P(x)$ ao longo da tuberia);
- direto (se é conhecida a função $A=A(x)$ ao longo da tuberia).

Para o problema inverso é razoável aplicar a dependência $P=P(x)$ na forma:

$$\varphi(x) = -\ln(P/P_0) \tag{2}$$

Então, na base das correlações:

$$I = I^* - \frac{V^2}{2}; \quad G = \rho VA; \quad \rho = \frac{P\mu_m}{R_0 T}; \quad I = \frac{\sum_i H_i r_i}{\sum_i r_i \mu_i} \tag{3}$$

pode-se obter finalmente as seguintes equações:

$$\frac{dV}{dx} = \frac{R_0 T}{V\mu_m} \varphi'(x) \tag{4}$$

$$F_T \equiv T - T_{ap} - \frac{\sum_i [(I^* - V^2/2)\mu_i - H_i^{ap}] \cdot r_i}{\sum_i C_{pi}^{ap} \cdot r_i} \tag{5}$$

onde:

P - pressão; T - temperatura; r_i - fração molar da substância 'i'; V - velocidade; G - consumo; μ_i - massa molecular da substância 'i'; I - entalpia; A - área.

A equação (5) é obtida da última equação do conjunto (3) por linearização das dependências $H_i = f_i(T)$ para cada substância "i" (incluindo substâncias condensadas) nos pequenos intervalos $\Delta T \approx 100K$ entre os valores de apoio H_i^{ap} .

No resultado, o problema inverso inclui as equações (1), (4), (5) com dados iniciais na entrada da tuberia: V_0, γ_{i0}, T_0, G . No andamento dos cálculos são recebidas as dependências: $V = f_v(x)$; $\gamma_i = f_{\gamma_i}(x)$; $T = f_T(x)$; $I = f_I(x)$; e $A = f_a(x)$; ao longo da tuberia.

O problema direto do cálculo de escoamento quimicamente não-equilibrado tem uma particularidade. Para calcular as características dos processos na parte subsônica é necessário prescrever o consumo dos produtos de combustão. Mas aproximando a seção mínima é possível descobrir que este consumo não pode passar por ela. Então, é preciso "voltar" na entrada da tuberia, alterar o consumo e reiniciar o cálculo, etc.

Existe outra variante do problema direto, quando se propõe que até a seção mínima a composição dos produtos de combustão está em equilíbrio químico e somente na parte supersônica é considerado o desequilíbrio químico. Esta variante é aplicada freqüentemente para propulsores líquidos e sólidos e suas equações correspondentes apresentam-se abaixo.

Introduzindo a variável $z = \frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dx}$, utilizando a equação da conservação da massa na forma diferencial:

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dx} + \frac{1}{\mu_m} \frac{d\mu_m}{dx} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + \frac{1}{V} \frac{dV}{dx} = 0 \quad (6)$$

pode-se obter a correlação:

$$F_z \equiv z \cdot \left(1 - \frac{R_0 T}{\mu_m V^2} - \frac{R_0}{\sum_i C_{pi}^{ap} r_i} \right) - \frac{1}{\mu_m} \sum_i \mu_i r_i f_{\gamma_i} + \frac{F'(x)}{F} + \frac{\sum_i \left[(I^* - V^2/2) \mu_i - H_i^{ap} - (T - T_{ap}) C_{pi}^{ap} \right] \cdot r_i f_{\gamma_i}}{T \sum_i C_{pi}^{ap} \cdot r_i} = 0 \quad (7)$$

que foi deduzida em (Krioukov, 1985)

Outras equações do problema direto são:

$$F_m \equiv G - \frac{P \mu_m \cdot V \cdot A}{R_0 T} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{dV}{dx} = - \frac{R_0 T z}{\mu_m} \quad (9)$$

e as equações (1) e (5).

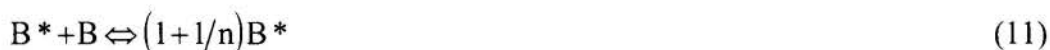
No resultado da integração determina-se a alteração das variáveis γ_i , V , P , T , z ao longo da parte supersônica da tubeira. As condições iniciais do problema são os valores quimicamente equilibrados de γ_{iM} , V_M , P_M , T_M , z_M em seção mínima, onde z_M é determinado pela fórmula:

$$z_M = \frac{\mu_m V^2}{R_0 T} \sqrt{\frac{4(C_p \mu_m - R_0)}{(2C_p \mu_m - R_0) R_{ar} d_m}} \quad (10)$$

onde R_{ar} é o raio de curva do perfil da tubeira na seção mínima.

Para considerar a formação da fase condensada em produtos de combustão aplica-se o método das Grandes Moléculas (MGM) que foi proposto por Khudiacov em (Alemassov et al., 1973) e foi adaptado para os processos quimicamente não-equilibrados em (Krioukov, 1985).

De acordo com este método, cada fase condensada é considerada como o conjunto das grandes moléculas (GM) e cada grande molécula contém um número determinado de moléculas habituais (por exemplo 1 GM do carbono "C*" pode conter $n=1000$ moléculas "C"). As entalpias e entropia da GM correspondem ao estado sólido, mas ao mesmo tempo propõe-se que esta substância se submete às leis do gás ideal. Por isso, as equações acima citadas conservam-se no caso das misturas heterogêneas. O número dos tipos de GM é igual ao número das fases condensadas e no mecanismo das reações químicas inclui-se as reações com participação de GM. Por exemplo, a reação:



reflete a condensação da molécula gasosa B na grande molécula B*. As constantes da velocidade das reações do tipo (11) podem ser determinados por um dos seguintes modos:

- prescrever k^+ arbitrariamente grande para obter o processo equilibrado de condensação;
- a determinação a k^+ em correspondência à teoria da condensação.

Em particular, Krioukov (1985) demonstrou que a aplicação da teoria da condensação para a reação (11) pode receber a fórmula:

$$k^+ = \frac{\alpha_k r^2 N_a}{\sqrt{\mu_B}} \sqrt{8\pi R_o T} \quad (12)$$

Ambos os modelos matemáticos (inverso e direto) dos escoamentos quimicamente não-equilibrados em tuberias, foram realizados em algoritmos e aplicativos. O algoritmo de resolução é invariante em relação ao meio reagente e está baseado no esquema implícito diferencial (Pirumov, 1966). De acordo com ele as equações diferenciais transformam-se em equações algébricas não-lineares, que em cada passo de integração são resolvidas pelo método de Newton com a utilização de LU-decomposição de Jacobiano.

A prática dos cálculos demonstrou que para a precisão ordinária na região ($P_o > 10\text{MPa}$) observa-se a diminuição essencial do passo de integração que aumenta consideravelmente o volume de cálculo e piora a precisão dos resultados. Por isso, no aplicativo utilizam-se principalmente as variáveis com a precisão dupla.

3. PESQUISAS NUMÉRICAS

Através do aplicativo desenvolvido foi realizado grande número de pesquisas numéricas (alguns deles estão representados abaixo). Nossos resultados para os bipropelentes: $\text{H}_2 + \text{F}_2$; $\text{H}_2 + \text{O}_2$, etc. foram comparados com os de outros autores.

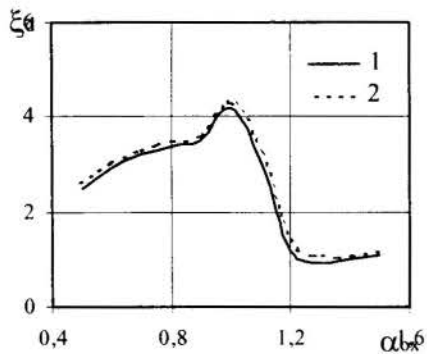


Figura 2: Dependência $\xi_d = f(\alpha_{ox})$ para o bipropelente $\text{H}_2 + \text{F}_2$
 1- dados de Alemassov et al. (1972);
 2- dados dos autores

Na figura 2 está representada a comparação dos coeficientes das perdas do impulso específico por desequilíbrio químico (ξ_d) para bipropelente: $\text{H}_2 + \text{F}_2$ (5 substâncias, 6 reações). Foram pesquisados os processos para o bipropelente: $\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2 + \text{N}_2\text{O}_4$. O meio reagente incluiu 19 substâncias e 53 reações escolhidas do guia (Kondratev, 1974). Alguns resultados estão demonstrados na figura 3, onde está representada a composição dos produtos de combustão na saída da tubeira em dependência do coeficiente de excesso do oxidante (α_{ox}) para as condições: $P_{oc} = 15\text{MPa}$; $A_a/A_M = 88,3$; $d_M = 0,162\text{m}$. Estes resultados mostram a possibilidade do aplicativo obter as pequenas concentrações, que é importante para a previsão da

emissão de poluentes e das propriedades electro-físicas. Os escoamentos quimicamente não-equilibrados com a fase condensada variável ao longo da tubeira praticamente não são investigados. Estes tipos de escoamentos realizam-se, por exemplo, para os bipropelentes: $\text{O}_2 + \text{querosene}$; $\text{N}_2\text{O}_4 + \text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2$; em casos $\alpha_{ox} < 1$, quando em produtos de combustão pode aparecer o carbono C^* com a alteração da fração mássica ao longo da tubeira. Abaixo estão representados alguns resultados para o bipropelente " $\text{O}_2 + \text{querosene}$ ". Para a simulação numérica o meio reagente foi apresentado por 16 substâncias e 40 reações químicas elementares (Kondratiev, 1974) que foram adicionadas por reações com as GM:



Para o bipropelente "O₂ + querosene" admitimos a grande constante de velocidade da reação (14) para garantir a sua ocorrência equilibrada. A constante da velocidade da reação (13) varia em intervalo amplo.

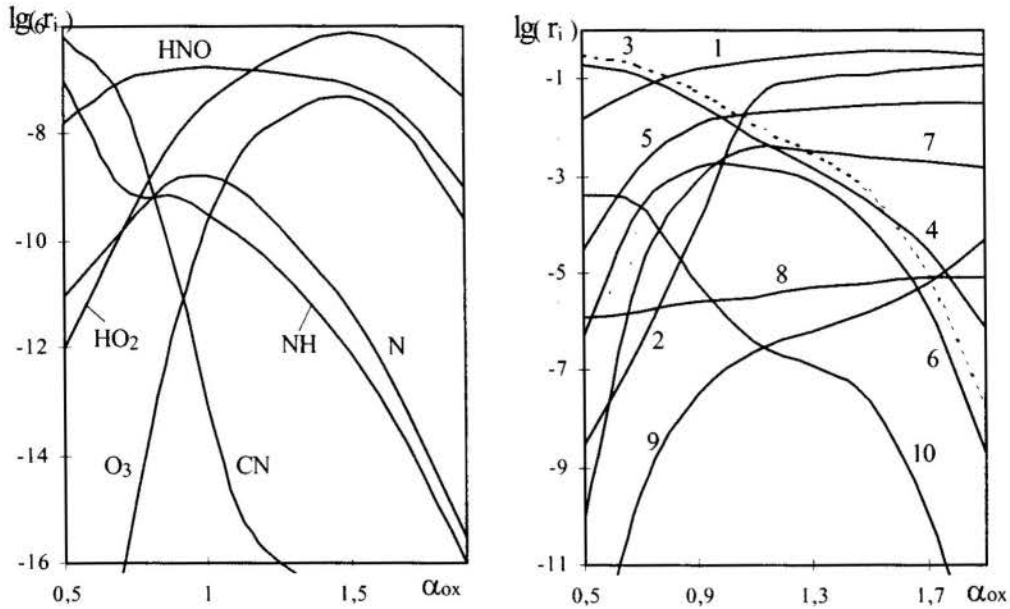


Figura 3: Alteração da composição dos produtos de combustão "N₂O₄ + C₂H₈N₂" na saída da tubeira em dependência do α_{ox}
 1 - CO₂; 2 - O₂; 3 - CO; 4 - H₂; 5 - NO; 6 - H; 7 - OH; 8 - N₂O; 9 - NO₂; 10 - HCO;

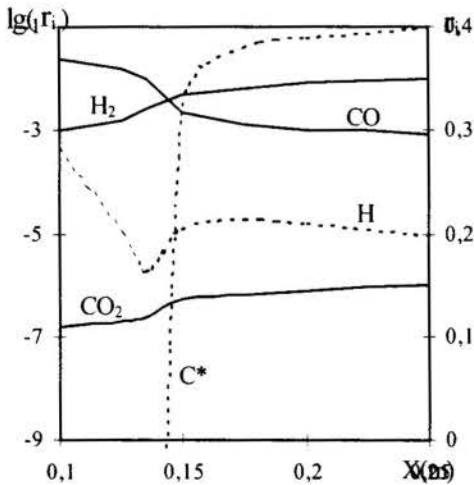


Figura 4: Alteração da composição dos produtos de combustão "O₂ + querosene" $\alpha_{ox} = 0,4$ na zona de surgimento C*
 --- para a escala $\lg(r_i)$

Para o bipropelente "O₂ + querosene" admitimos a grande constante de velocidade da reação (14) para garantir a sua ocorrência equilibrada. A constante da velocidade da reação (13) varia em intervalo amplo. Na fig.4 estão representados alguns resultados realizados para : $\alpha_{ox} = 0,4$; $P_o = 5\text{MPa}$; $d_M = 0,025\text{m}$; $F_a = 88,51$. A particularidade de escoamento é o aumento repentino da temperatura dos produtos de combustão, que é condicionada pela formação do carbono (C*) em concentração considerável. Ao mesmo tempo, alteram-se essencialmente as concentrações das substâncias gasosas. Também apesar do aumento da temperatura, a concentração do CO diminui e a concentração do CO₂ aumenta. Este fenômeno é impossível no caso de equilíbrio e em condições do escoamento homogêneo desequilibrado. Na fig. 5 estão representadas as

dependências $T=f(x)$ ao longo da tubeira para várias k^+ da reação (13). Se os valores de k^+ são muito altos, que condiciona a ocorrência equilibrada da reação (13) a alteração da T é realizada pelas linhas (a,c). Diminuindo o valor de k^+ é possível obter a situação quando a

alteração da T realiza-se na linha "3" subindo para a linha "c". Quanto menor o valor de k^+ tanto maior a distância da subida. Este comportamento da temperatura ocorre devido o atraso do processo de condensação do carbono (C^*).

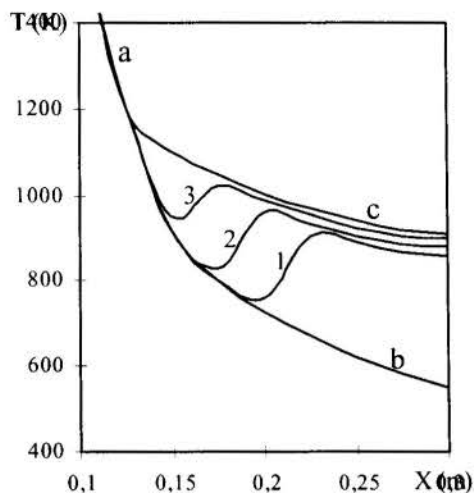
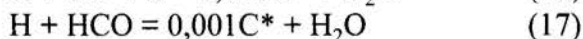


Figura 5: Alteração dos produtos de combustão "O₂ + querosene", $\alpha_{ox}=0,4$ ao longo da tubeira:

b — $\log k^+ = 19,55$; 1 — $\log k^+ = 19,65$;
2 — $\log k^+ = 19,80$; 3 — $\log k^+ = 20,15$;

Finalmente, para algum valor de k^+ a condensação não se realiza e a temperatura muda-se pelas linhas (a,b) até o final da tubeira. As características dos escoamentos que se desenvolvem nas linhas 1 ou 2 distinguem-se essencialmente, por exemplo: $\Delta T = T_{S1} - T_{S2} = 470K$; $\bar{\Delta I} = (I_{S1} - I_{S2})/I_{S1} \approx 7\%$. Esta variação brusca é realizada em intervalo pequeno da mudança da $k^+ = 19,65 \dots 19,55$. Para os escoamentos homogêneos desequilibrados a sensibilidade dos parâmetros à mudança de constantes velocidades das reações não são caracterizadas.

O meio reagente para os produtos de combustão do bipropelente $N_2O_4 + C_2H_8N_2$ (quando $\alpha_{ox} \ll 1$) inclui as reações gasosas 73 e as substâncias 23. Além disso, foram incluídas as reações com participação das grandes moléculas:



e as reações (13) e (14). Para as reações (13) e (14) as constantes de velocidade variaram no intervalo $\log(k^+) = 18 \dots 24$ e para as reações (15) e (17) as constantes foram prescritas: $\log(k^+) = 14$.

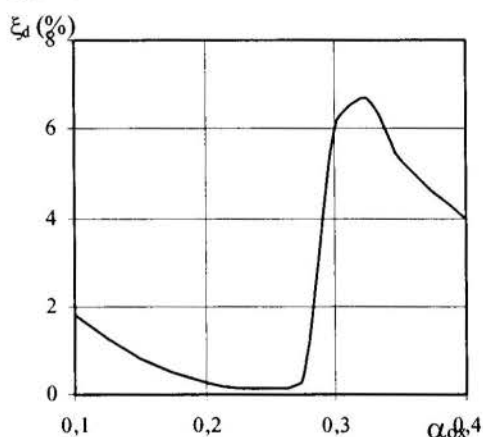


Figura 6: Dependência das perdas do impulso específico para "N₂O₄ + C₂H₈N₂"

Na fig.6 está representada a dependência $\xi_d = f(\alpha_{ox})$ para $\alpha_{ox} = 0,1 \dots 0,4$. Neste intervalo (de acordo com o cálculo do escoamento quimicamente equilibrado) os produtos de combustão contêm o carbono condensado que varia ao longo da tubeira. Como é visível, existe um máximo considerável das perdas do impulso específico para $\alpha_{ox} = 0,3$, que pode ser explicado do seguinte modo:

- no intervalo $0,15 \leq \alpha_{ox} \leq 0,24$ a parte do carbono C^* forma-se antes da entrada da tubeira (na câmara de combustão) e sua condensação posterior ao longo da tubeira passa sem dificuldades; isto condiciona o desvio pequeno da composição dos produtos de combustão do estado equilibrado e no resultado o baixo valor do coeficiente ξ_d ;

- no intervalo $0,25 < \alpha_{ox} < 0,3$ o carbono C^* forma-

se em alguma zona da tubeira (como para os produtos de combustão: O₂ + querosene); mas a medida que α_{ox} aumenta nesta zona e desloca-se para o final da tubeira e quando α_{ox} consegue o valor $\alpha_{ox} = 0,3$, a condensação do C^* não ocorre dentro da tubeira. Ao mesmo tempo, de acordo com o modelo do equilíbrio químico, a condensação do C^* deve passar; esta diferença entre os resultados condiciona o valor considerável ξ_d ;

- com o aumento a seguir do α_{ox} a quantidade do C^* também diminui de acordo com o modelo equilibrado, que conduz a aproximação das características dos escoamentos equilibrado e desequilibrado, e portanto, ocorre a diminuição do coeficiente ξ_d .

É necessário observar que o máximo na figura 6 é caracterizado somente para os escoamentos quimicamente não-equilibrados com a fase condensada (heterogêneos) e tem outra causa do que o máximo da fig.2 que está na região $\alpha_{ox} \approx 1$.

O trabalho foi realizado com apoio do CNPq.

4. CONCLUSÃO

1. É apresentado o modelo matemático para simular os processos quimicamente desequilibrados em tuberias de propulsões líquidas e sólidas e de turbomotores. O modelo está baseado no conceito desenvolvido em (Krioukov, 1985), e é invariante em relação ao conjunto das substâncias e do mecanismo das reações químicas. Ele permite realizar pesquisas numéricas em amplos intervalos de P , T , α_{ox} .

2. A particularidade do modelo é a possibilidade do cálculo (usando o MGM) dos escoamentos dos produtos heterogêneos da combustão com a variação da fração mássica da fase condensada ao longo da tubeira.

3. Foram desenvolvidos o algoritmo e o programa do cálculo correspondente que também são invariantes. O aplicativo utiliza a forma simbólica das reações químicas, que facilita o trabalho com meios reagentes complexos.

4. Foram realizadas pesquisas numéricas para vários tipos de bipropelentes os quais geram vários produtos de combustão tanto homogêneos como heterogêneos, em particular: H_2+F_2 ; H_2+O_2 ; O_2 +querosene; $N_2O_4+C_2H_8N_2$, etc.

5. REFERÊNCIAS

Alemassov V.E., Dregalin A.F., Khudiacov V.I., et al. *Propriedades Termodinâmicas e Termofísicas dos Produtos de Combustão, Guia, Vol 2*, 489 p., VINITI, Moscou, 1972.

Alemassov V.E., Dregalin A.F., Khudiacov V.I., et al. *Propriedades Termodinâmicas e Termofísicas dos Produtos de Combustão, Guia, Vol 3*, 623 p., VINITI, Moscou, 1973.

Cordon S., McBride B.J. Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance Incident and Reflected Shocks and Chapman-Jouguet Detonation, *NASA, SP 273*, Washington, 245 p., 1971.

Kondratiev, V.N. Constantes das Velocidades das reações gasosas, *Guia Ciência*, 512 p., Moscou, 1974.

Krioukov V.G. Estrutura Matemática do Modelo do Reator Homogêneo não-estacionário, *Modelagem Matemática dos processos de alta temperatura em instalações energéticas*, Ed. KGU, pp.24-44, Kazan, 1985.

Munz N., Eisenkhan P. The Modeling of high intensity spray combustion chamber, *XVI Symp Combust.* pp.593-602, Cambridge Pittsburg, 1976.

Pirumov U.G., Kamsolov V.N. O Cálculo de escoamentos desequilibrados em tuberias, *Boletim de AC USSR Mecânica de líquido e de gás*, N6, pp.25-33, 1966.

Pirumov U.G., Resliacov G.S. Escoamento de gás em tuberias, MGU, 352 p., Moscou, 1978.

PAPER CODE: COB306

**TERMOQUÍMICA DOS PRODUTOS DE COMBUSTÃO
UTILIZANDO PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS OBTIDAS DA
MECÂNICA ESTATÍSTICA / TERMOCHEMICAL OF COMBUSTION
PRODUCTS USING THERMODYNAMIC PROPERTIES OBTAINED OF
STATISTICAL MECHANICS**

CARLOS ALBERTO ROCHA PIMENTEL⁽¹⁾, JOSÉ NIVALDO HINCKEL⁽²⁾ & JORGE KOREEDA⁽²⁾

⁽¹⁾ Instituto de Engenharia Aeronáutica - IEA, Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA
CEP 12228 - 900 São José dos Campos, SP Brasil - E - mail: carlosal@aer.ita.cta.br

⁽²⁾ Divisão de Mecânica Espacial e Controle, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE
Av. dos Astronautas 1758, Caixa Postal 515 CEP 12201-970 São José dos Campos, SP Brasil -
E - mail: hinckel@sigma.dem.inpe.br

Abstract

This work presents the results of an analytical model and a computer program to obtain thermochemical properties of combustion products in a liquid rocket motors, using the method of statistical mechanic to calculation thermodynamic properties of the species. The equations of statistical mechanics and the technique of minimization of Gibbs free energy are used to calculate the thermochemical functions and the equilibrium chemical composition. These methods are applied to the calculation of equilibrium properties of the combustion products in liquid rocket motors for different propellant pairs, O/F ratios and chamber pressures. The results obtained from this method are compared to those of NASA SP-273.

Keywords

Combustion products - equilibrium chemical composition - statistical mechanics - minimization of Gibbs free energy - liquid fuel / Produtos de combustão - Composição em equilíbrio químico - Mecânica estatística - Minimização da energia livre de Gibbs - Combustível líquido

1. INTRODUÇÃO

O estudo dos processos que envolvem reações químicas complexas é de fundamental importância no desenvolvimento da tecnologia de propulsão. Algumas dessas reações químicas são resultantes de processos de combustão em altas temperaturas.

Na área de foguetes sempre é de grande interesse calcular a composição química de equilíbrio dos gases do produto de combustão, para que se possa obter seus parâmetros de desempenho. Do começo dos anos 50 até o início dos anos 70, com o surgimento de computadores com maiores velocidades de processamento, diferentes técnicas foram estudadas e utilizadas para avaliar o desempenho dos processos de combustão.

Com frequência, o método desenvolvido para o cálculo de certas propriedades termodinâmicas de cada uma das espécies químicas presentes em uma determinada reação química é baseado em uma expansão polinomial. As propriedades calculadas para as diversas temperaturas são expressas através de funções polinômiais. Os coeficientes polinômiais são obtidos através de dados gerados a partir de cálculos mais precisos baseados na mecânica estatística e dados experimentais.

Tradicionalmente, os métodos desenvolvidos para o cálculo das propriedades termodinâmicas de cada espécie química da reação de combustão (propriedades estas fornecidas em função da temperatura, como calor específico a pressão constante, entropia e a entalpia), empregam coeficientes de mínimos quadrados (least squares coefficients). Um exemplo deste método, e no qual este trabalho está baseado, é o trabalho de Gordon *et al.* (1971).

O método empregado neste trabalho consiste na aplicação direta das funções da mecânica estatística para o cálculo das propriedades termodinâmicas das diversas espécies químicas da reação, em substituição ao método das funções interpoladas. As principais funções termodinâmicas são obtidas a partir da mecânica estatística e as demais funções podem ser obtidas pela manipulação de equações termodinâmicas conhecidas.

O estudo dos processos de excitação e relaxação vibracional, dissociação, ionização e recombinações que ocorrem nos elementos químicos que compõem o gás, são de fundamental importância na área de propulsão aeroespacial. Neste caso é necessário o uso das constantes espectroscópicas dos átomos e moléculas consideradas nos produtos de combustão. As constantes espectroscópicas para as espécies atômicas e diatômicas são retiradas dos trabalhos do JANAF (1985), Huber *et al.* (1979) e Predvoditelev *et al.* (1961), enquanto que para as espécies poliatômicas é utilizada de uma coletânea de trabalhos publicados, como McBride *et al.* (1961) e McBride *et al.* (1963).

2. DETERMINAÇÃO DA COMPOSIÇÃO QUÍMICA

O primeiro passo para a determinação da composição de equilíbrio para uma reação de combustão é adequar as equações da termoquímica visando à solução numérica. Sendo considerada a mistura composta de vários gases ideais, o passo a seguir é escrever as equações que serão usadas no algoritmo e que descrevem as propriedades termodinâmicas de um gás ideal para um determinado estado: pressão, temperatura, volume, entalpia, entropia, etc.

As propriedades termodinâmicas a serem obtidas nesta seção são aquelas usadas no algoritmo para o cálculo da composição química de equilíbrio, que foram obtidas dos trabalhos de Pimentel *et al.* (1995) e de Koreeda *et al.* (1990). Estas propriedades podem ser calculadas usando as relações da mecânica estatística.

Da mecânica estatística, a energia sensível de uma mistura de gases ideais é escrita na forma:

$$E^{\text{sens}} = (E - E^0) = kT^2 \left(\frac{\partial \ln Q}{\partial T} \right)_{N_i, V} \quad (1)$$

sendo E a energia, E^0 a energia de ponto zero, T a temperatura, k a constante de Boltzmann e Q a função de partição para todas as partículas da espécie química i .

Agora, sendo a energia total de uma mistura por unidade de massa expressa por:

$$e = e^{\text{sens}} + h^{\text{form}} \quad (2)$$

A energia total de uma mistura por unidade de massa é expressa por:

$$e(P, T) = \frac{1}{M} \sum_i x_i \left[RT \left(\frac{3}{2} + \frac{T}{q_i^{\text{int}}(T)} \frac{dq_i^{\text{int}}(T)}{dT} \right) + (\Delta H_f)_i^0 \right] \quad (3)$$

sendo M a massa molar da mistura, x_i a fração molar da espécie química i , R a constante universal dos gases, q_i a função de partição de uma partícula da espécie química i e $(\Delta H_f)_i^0$ o calor de formação por mol a zero Kelvin da espécie química i .

O calor de formação $((\Delta H_f)_i^0)$ por mol a zero Kelvin da espécie química i é amplamente usado na mecânica estatística para o cálculo das propriedades termodinâmicas, como demonstrado em Anderson *et al.* (1989).

Da termodinâmica, a entalpia por unidade de massa da mistura é definida pela seguinte expressão:

$$h = e + \frac{P}{\rho} \quad (4)$$

A entalpia de uma mistura por unidade de massa:

$$h(P, T) = \frac{1}{M} \sum_i x_i \left[RT \left(\frac{5}{2} + \frac{T}{q_i^{\text{int}}(T)} \frac{dq_i^{\text{int}}(T)}{dT} \right) + (\Delta H_f)_i^0 \right] \quad (5)$$

O Calor específico a pressão constante de uma espécie química i , é definido como:

$$c_{p,i} = \left(\frac{\partial h_i}{\partial T} \right)_T \quad (6)$$

sendo o calor específico a pressão constante de uma espécie química i por unidade de massa:

$$c_{p,i} = \frac{R}{M_i} \left(\frac{5}{2} + 2 \frac{T}{q_i^{\text{int}}(T)} \frac{dq_i^{\text{int}}(T)}{dT} + \left[\frac{T}{q_i^{\text{int}}(T)} \frac{dq_i^{\text{int}}(T)}{dT} \right]^2 + \frac{T^2}{q_i^{\text{int}}(T)} \frac{d^2 q_i^{\text{int}}(T)}{dT^2} \right) \quad (7)$$

O Calor específico a pressão constante de uma mistura é melhor definida em Koreeda *et al.* (1990).

Assim como a energia sensível da mistura, a energia livre sensível de Helmholtz é dada pela mecânica estatística, e é escrita na forma:

$$F^{\text{sens}} = (F - E^0) = -kT \ln Q \quad (8)$$

Por definição, a energia livre de Helmholtz da mistura por unidade de massa, é dada por:

$$f = f^{\text{sens}} + h^{\text{form}} \quad (9)$$

Temos então:

$$f(P, T) = \frac{-RT}{M} \left\{ 1 - \ln N_A + \ln \left(\frac{RT}{P} \right) + \sum_i x_i \left(-\ln x_i + \frac{3}{2} \ln \left[\frac{2\pi m_i kT}{h^2} \right] + \ln q_i^{\text{int}}(T) \right) \right\} + \frac{1}{M} \sum_i x_i (\Delta H_f)_i^0 \quad (10)$$

sendo N_A o número de Avogadro, m_i a massa total da espécie química i e h a constante de Planck.

A energia livre de Gibbs por unidade de massa de uma mistura tem por definição:

$$g = f + \frac{P}{\rho} \quad (11)$$

Portanto:

$$g(P, T) = \frac{-RT}{M} \left\{ -\ln N_A + \ln \left(\frac{RT}{P} \right) + \sum_i x_i \left(-\ln x_i + \frac{3}{2} \ln \left[\frac{2\pi m_i kT}{h^2} \right] + \ln q_i^{\text{int}}(T) \right) \right\} + \frac{1}{M} \sum_i x_i (\Delta H_f)_i^0 \quad (12)$$

A entropia por unidade de massa da mistura é calculada pela seguinte equação termodinâmica:

$$s = \frac{e - f}{T} \quad (13)$$

A entropia por unidade de massa da mistura é dada por:

$$s(P, T) = \frac{R}{M} \left\{ \frac{5}{2} - \ln N_A + \ln \left(\frac{RT}{P} \right) + \sum_i x_i \left(-\ln x_i + \frac{3}{2} \ln \left[\frac{2\pi m_i kT}{h^2} \right] + \ln q_i^{\text{int}}(T) + \frac{T}{q_i^{\text{int}}(T)} \frac{dq_i^{\text{int}}(T)}{dT} \right) \right\} \quad (14)$$

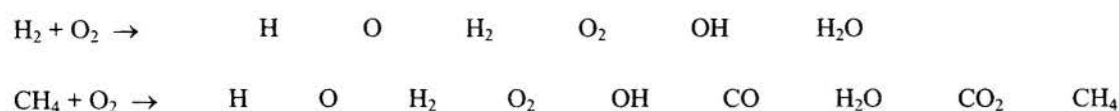
3. CÁLCULO DA COMPOSIÇÃO QUÍMICA EM EQUILÍBRIO

As equações algébricas usadas para a obtenção da composição química em equilíbrio são encontradas em Zeleznik *et al.* (1968) e Gordon *et al.* (1971). Estas equações são baseadas no método da minimização da função de Gibbs para a obtenção da composição de equilíbrio. Estas equações implementadas no algoritmo interagem até a convergência fornecendo as frações molares das espécies químicas de equilíbrio, assim como a temperatura adiabática de chama. O método de convergência usado no algoritmo foi o de Newton - Raphson, e que pode ser obtido com maiores detalhes em Gordon *et al.* (1971).

4. RESULTADOS

Foram simulado dois casos de combustão de propelentes líquidos usados em motores-foguetes, casos estes que são as reações de combustão entre o hidrogênio (H_2) com o oxigênio (O_2) e metano (CH_4), com o oxigênio (O_2). Das espécies químicas resultantes das reações de combustão, somente as espécies com frações molares significativas ($> 5 \cdot 10^{-6}$) foram consideradas. A câmara deve ser assumida como tendo o volume constante e ocorrendo em seu interior uma combustão adiabática de gases ideais.

Os produtos da combustão dos propelentes considerados em cada reação estão nas tabelas relacionadas abaixo:



Estas espécies são resultantes de reações incompletas da combustão, dissociação e de recombinação química que ocorrem no interior da câmara.

A mistura estequiométrica, é a razão de massa - O/F na qual não existem espécies químicas com valência livre no produto de combustão. Para a obtenção da razão de massa - O/F estequiométrica, usa-se a seguinte expressão:

$$(O/F)_{\text{esteq.}} = \frac{V_F^F - V_F^O}{V_O^O - V_O^F} \frac{PM_O}{PM_F} \quad (15)$$

onde V_F^F é a valência do combustível no combustível, V_F^O é a valência do combustível no oxidante, V_O^O é a valência do oxidante no oxidante, V_O^F é a valência do oxidante no combustível, PM_O é o peso molecular do oxidante e PM_F é o peso molecular do combustível.

Para comparar as características de combustão de diferentes combustíveis é conveniente expressar a mistura em termos da razão de equivalência - ϕ , que é definida como:

$$\phi = \frac{(O/F)_{\text{peso}}}{(O/F)_{\text{peso}}(\text{estequiometrico})} \quad (16)$$

assim, para todas os combustíveis, $\phi = 1$ é denotado como uma mistura estequiométrica, o valor de ϕ menor do que 1 indica uma mistura rica em combustível, e quando ϕ maior do que 1 indica uma mistura pobre.

Na Fig. (1) apresenta-se o comportamento da temperatura adiabática de chama, obtida pelo algoritmo desenvolvido, em função da razão de equivalência - ϕ , para diversos valores

de pressão na câmara de combustão. As curvas contínuas são geradas a partir do NASA SP-273, e os pontos a partir deste trabalho.

Como pode ser observado, os casos simulados apresentam uma excelente concordância relativamente ao NASA SP-273. Os valores da temperatura adiabática de chama (K) obtidos via NASA SP-273 e via o programa desenvolvido neste trabalho obtiveram uma diferença percentual inferiores a 0,2%, em todas as situações consideradas.

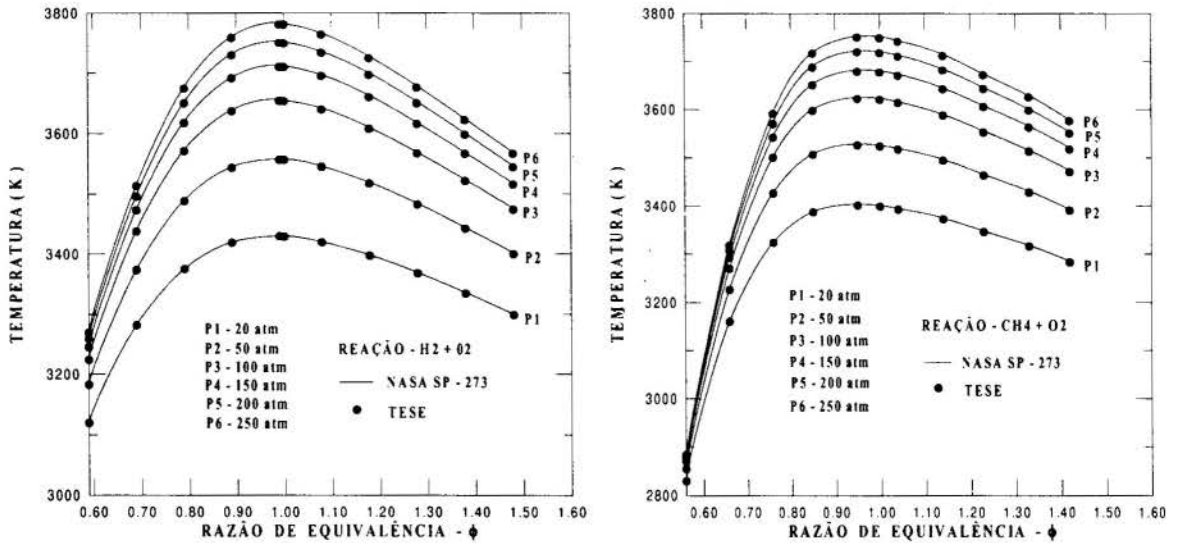


Figura 1 : Gráfico da temperatura adiabática de chama versus razão de equivalência - ϕ para as reações $H_2 + O_2$ e $CH_4 + O_2$ para várias pressões da câmara de combustão.

A obtenção das curvas das frações molares, obtida também pelo algoritmo desenvolvido, em função da razão de equivalência - ϕ permitirá fornecer as quantidades molares para cada uma das espécies obtidas nas reações de equilíbrio químico da queima dos propelentes, propostos neste trabalho. Tais curvas são apresentadas em duas pressões para cada uma das reações de combustão, sendo para hidrogênio - oxigênio as pressões de 20 e 200 atm, Fig. 2 e para metano - oxigênio as pressões de 50 e 250 atm, Fig. 3.

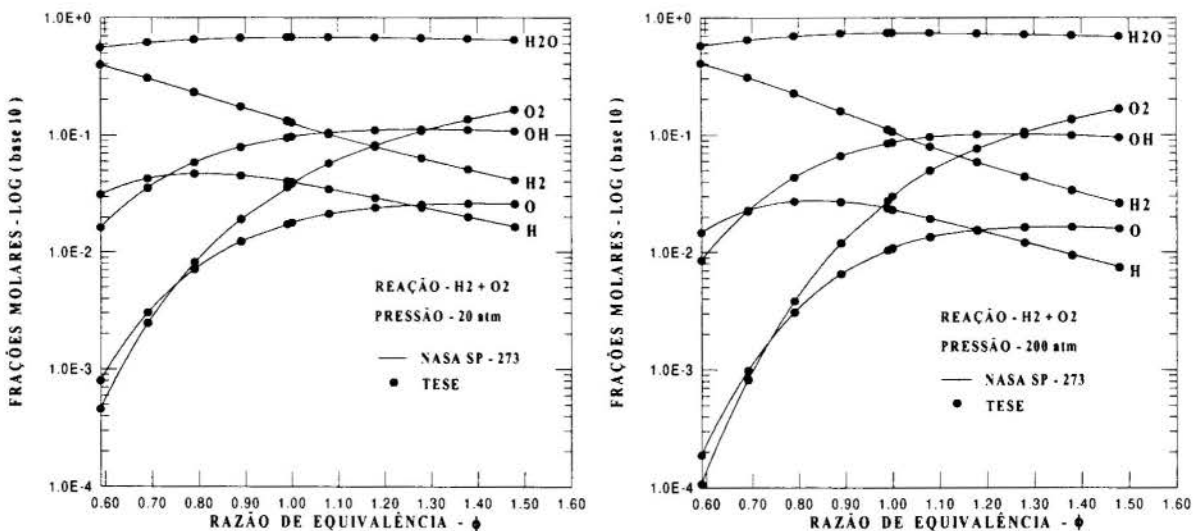


Figura 2 : Gráfico das frações molares do produto de combustão versus razão de equivalência - ϕ para a reação $H_2 + O_2$ nas pressões de 20 e 200 atm.

As diferenças percentuais entre os resultados obtidos para as frações molares das espécies químicas geradas via NASA SP-273 e via este trabalho foram todos inferiores a 1,45%.

A análise da composição do produto de combustão dos casos simulados mostra que as concentrações das espécies dissociadas crescem com a temperatura, isto ocorre devido a dissociação que começa a acontecer por volta de 1800 K.

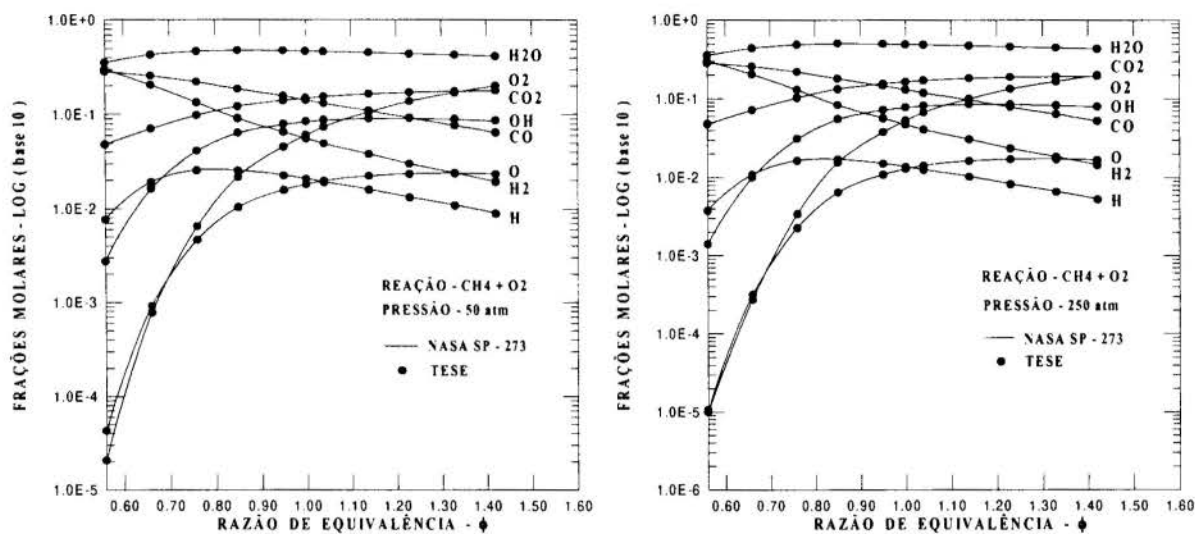


Figura 3 : Gráfico das frações molares do produto de combustão versus razão de equivalência - ϕ para a reação $\text{CH}_4 + \text{O}_2$ nas pressões de 50 e 250 atm.

No caso da reação hidrogênio-oxigênio, como produto de combustão em uma mistura estequiométrica é esperado somente água, mas devido à dissociação e recombinação, outros elementos químicos como H, O, H_2 , O_2 e OH aparecem. Já no caso dos hidrocarbonetos com o oxigênio, somente dióxido de carbono e água é esperado no produto de combustão, mas os elementos químicos H, O, H_2 , O_2 , OH e CO estão presentes devido à dissociação.

Isto ocorre devido ao fato que em altas temperaturas os elementos químicos CO_2 e H_2O são instáveis, e parte dessas espécies se convertem em moléculas simples e espécies atômicas. A energia absorvida na dissociação leva a um efeito considerável, que é a redução significativa da temperatura adiabática de chama.

5. CONCLUSÕES

Neste trabalho analisou-se a possibilidade do uso das equações de mecânica estatística para o cálculo termoquímico. A principal motivação para o desenvolvimento deste trabalho de pesquisa deve-se às possibilidades de aplicação destas equações diretamente no cálculo da termoquímica da combustão e outros fenômenos de elevadas temperatura. A utilização direta das equações da mecânica estatística elimina a necessidade de utilização de tabelas e funções de interpolação bem como as limitações associadas às faixas de validade destas interpolações.

Em geral, o trabalho apresentado pretendeu comprovar a potencialidade do uso direto das equações de mecânica estatística para o cálculo das funções termodinâmicas e reações de combustão em substituição às equações dadas na forma de coeficientes de mínimos quadrados (least squares coefficients) usadas normalmente.

6. REFERÊNCIAS

- Anderson, J. D., Jr. *Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics*. McGraw-Hill, 1989.
- Chase, M.W. JANAF Thermochemical Tables, 1985 *Supplement Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol.14, suppl.1, 1985.
- Gordon, S. & McBride, B.J. Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks, and Chapman-Jouguet Detonations. *NASA SP-273*, 1971.
- Huber, K.P. & Herzberg, G. *Molecular Spectra and Molecular Structure: I, II, III, IV*. Van Nostrand, New York, 1979.
- Koreeda, J. Propriedades Termodinâmicas do Ar em Equilíbrio a Altas Entalpias e sua Utilização em Escoamentos Através de Ondas de Choque Normais e Oblíquas e Bocais Quasi-Unidimensionais. *Tese de Mestrado*, ITA, S. J. Campos, 1990.
- Mcbride, B.J. & Gordon, S. *Thermodynamic Functions of Several Triatomic Molecules in the Ideal Gas State*. *The Journal of Chemical Physics*, vol.35, no.6, pp. 2198-2206, 1961.
- Mcbride, B.J. & Heibel, S. Thermodynamic Properties to 6000° K for 210 Substances Involving the First 18 Elements. *NASA SP-3001*, 1963.
- Pimentel, C.A.R, Termoquímica de Motor-Foguete Químico Utilizando Propriedades Termodinâmicas Obtidas da Mecânica Estatística. *Tese de Mestrado*, ITA, S. J. Campos, 1995.
- Predvoditelev, A.S. *Physical Gas Dynamics*. Pergamon Press, London 1961. Stupochenko, E.V. Thermodynamic Properties of Air Between 1000° and 12000° K and 0.001 and 1000 Atmospheres.
- Zeleznik, F.J. & Gordon, S. Calculation of Complex Chemical Equilibria. *Industrial and Engineering Chemistry*, vol.60, no.6, pp.27-57, 1968.



PAPER CODE: COB323

**INCINERAÇÃO DE RESÍDUOS SÓLIDOS DE SERVIÇOS DE SAÚDE
UTILIZANDO O BIOGÁS DE ATERROS SANITÁRIOS / MEDICAL
WASTES INCINERATION WITH UTILIZATION OF THE BIOGAS
GENERATED FROM SANITARY LANDFILLS.**

CELZO LUIZ DA SILVA (*) & ENRIC VELO (**)

(*) Departamento de Engenharia Mecânica, FET / UNESP - Bauru/BR - E-mail: celsos@azul.bauru.unesp.br

(**) Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, ETSEIB / UPC - Barcelona/ES
08028 - Av. Diagonal, 647, 7^o, Barcelona, España - E-mail: enric@mmt.upc.es

Abstract

This paper takes consideration about the utilisation of the biogas generated from sanitary landfills as a support energy source on medical wastes incineration processes. The data from similar incinerators currently operating in Brazilian cities and data bibliography has used. The results of the present study shows the volume of the biogas necessary for operating system as function of the habitants number.

Keywords

Incineração - Biogás - Resíduos - Combustão - Energia - Incineration - Medical Wastes - Combustion - Energy

1. Introdução

O destino final dos *resíduos de serviços de saúde - RSS*, é um sério problema para quase a totalidade dos municípios brasileiros, uma vez que os mesmos não podem ser normalmente transportados para os chamados "lixões" ou enterrados em valas, sem que sejam considerados critérios técnicos adequados, na medida em que com tais procedimentos pode-se expor as pessoas que os manipulam, quer no transporte, ou no próprio local de destinação (catadores), a agentes patogênicos e produtos químicos.

O tratamento térmico destes resíduos apresenta-se como uma solução muito interessante, e em alguns casos necessária, pois pode transformar essa matéria indesejável noutras formas de substância sólidas, líquidas e gasosas comumente encontradas na natureza. Em outros países, principalmente naqueles considerados como de primeiro mundo, onde sistemas de incineração são bastante difundidos e utilizados na incineração de resíduos sólidos urbanos e industriais, este processo tem sido comumente empregado.

A eficiência do sistema de tratamento térmico está relacionada com as condições de combustão dos resíduos e características de construção do equipamento. O poder calorífico do resíduo a ser tratado, as perdas de calor das mais variadas formas (calor sensível, vapor de água, combustão incompleta, cinzas e refugos, condução, convecção e radiação), o controle do excesso de ar de combustão, da temperatura e do fluxo de resíduos, são de grande importância no cômputo do desempenho do equipamento. A NB 1265 de dezembro de 1989 regulamenta tal procedimento, estabelecendo que a temperatura dos gases de combustão deve ser de no mínimo 850°C, o tempo de residência dos sólidos na câmara de no mínimo 60 minutos, e o tempo de residência dos gases de no mínimo 2,0 segundos. Dependendo da composição dos resíduos a serem incinerados, nem sempre é possível manter este patamar de

temperatura, daí a necessidade e obrigatoriedade da utilização de uma segunda câmara de combustão, denominada de pós-queimador, onde realiza-se a queima de um combustível auxiliar. Também por força de lei, este combustível deve ser gasoso, o que leva a utilização do GLP em praticamente todos os incineradores instalados e operando no Brasil. Este trabalho analisa as questões relacionadas com a viabilidade da utilização do biogás gerado em aterros sanitários como aporte energético.

2. Revisão Bibliográfica

Resíduos de Serviços de Saúde

Segundo Akutsu (1992), os RSS ,em suma, são constituídos por todos os elementos e materiais rejeitados ou descartados dos processos, operações e procedimentos relacionados aos ramos de medicina, farmácia, enfermagem e áreas de atuação congêneres, incluindo as atividades de prevenção, diagnóstico, controle e tratamento de doenças. Na Tabela 1 são apresentadas características físico-químicas dos RSS, Machado et al (1978).

Tabela 1 - Caracterização físico-química dos Resíduos Hospitalares

Parâmetro	Maternidade (16.7%)	Enfermaria (34.5%)	Ortopedia (14.6%)	Centro Cirúrgico (8.3%)	Outras (25%)	Média (Base Seca)	Média (Base Úmida)
Umidade(%)	59,3	24,1	7,8	28,6	12,2	-----	24,9
Carbono(%)	32,3	30,8	27,6	27,9	32,0	30,60	22,9
Hidrogênio(%)	4,7	3,6	2,9	3,9	3,6	3,7	2,7
Enxofre(%)	0,3	0	1,4	0,5	0,3	0,37	0,3
Sól.Voláteis(%)	94,3	95,8	0	89,5	95,9	81,06	0
PCS (kcal/kg)	4990	4236	3826	3893	4303	4290	3221
Cloro(%)	0	0	0	0	0	0	0
Cloretos(%)	0,05	0,08	0,14	0,09	0,09	0,09	0

Umidade e Teor de Carbono: relacionam-se com o poder calorífico do resíduo, influenciando diretamente na eficiência de combustão. Teor de Hidrogênio: está relacionado com a quantidade de matéria orgânica do resíduo. Teor de Enxofre: o enxofre presente nos resíduos transforma-se em dióxido de enxofre durante a incineração, representando um grave problema de poluição do ar, quando em grandes quantidades. Do ponto de vista de proteção ambiental, recomenda-se valores máximos de 2% de enxofre nos resíduos. Sólidos voláteis: o teor de sólidos voláteis indica qual a porcentagem em peso dos resíduos que pode ser volatilizada durante a incineração. Cloro e Cloretos: do ponto de vista da poluição do ar, os teores de cloro e cloretos são importantes por permitir o conhecimento da quantidade de ácido clorídrico expelido pelas chaminés dos incineradores, além de proporcionarem a formação de dioxinas e furanos, dois compostos orgânicos altamente tóxicos, que só são destruídos quando expostos a temperaturas da ordem de 850°C, Tchobanoglous (1996). Poder calorífico superior e inferior: estes são dados da maior importância para o projeto e operação de incineradores de resíduos sólidos, especialmente os mais modernos, que visam, também, a recuperação do calor gerado durante a incineração dos resíduos. Análises de amostras de RSS, indicam um PCI variando entre 600 kcal/kg e 3.000 kcal/kg.

Incineração e Incineradores:

A incineração caracteriza-se como um processo de redução de peso e volume de uma massa de resíduos, por meio de combustão controlada, onde a temperatura, a turbulência e o tempo de residência são fatores sumamente importantes. O produto final da incineração de

resíduos constitui-se de: gás carbônico (CO_2), óxidos de enxofre (SO_x), óxidos de nitrogênio (NO_x), oxigênio (O_2), vapor d'água, cinzas e escória. Quando a operação de um incinerador não é bem conduzida, resultando em combustão incompleta, ocorre a formação de monóxido de carbono (CO) e material particulado (fuligem). No caso de ocorrer queima a altas temperaturas, o nitrogênio pode ser dissociar-se, levando à formação de óxidos de nitrogênio como NO e N_2O_5 .

Básicamente, as plantas incineradoras de RSS, consistem de quatro equipamentos: câmara de combustão primária ou reator (onde resíduos são tratados a diferentes temperaturas, de acordo com o processo), câmara de pós-combustão (onde os gases produzidos na combustão são tratados a temperaturas elevadas, entre 800°C e 1.200°C com excesso de ar, para assegurar a completa oxidação) lavador de gases ou filtro seco (tratamento para eliminação de contaminantes gasosos e partículas em suspensão) e chaminé para exaustão dos gases. Acrescente-se ainda, outros componentes secundários, mas não de menor importância: sistema de tratamento de efluentes sólidos e líquidos, e equipamentos de controle e automação operacional. A Figura 1, ilustra esquematicamente uma planta incineradora típica.

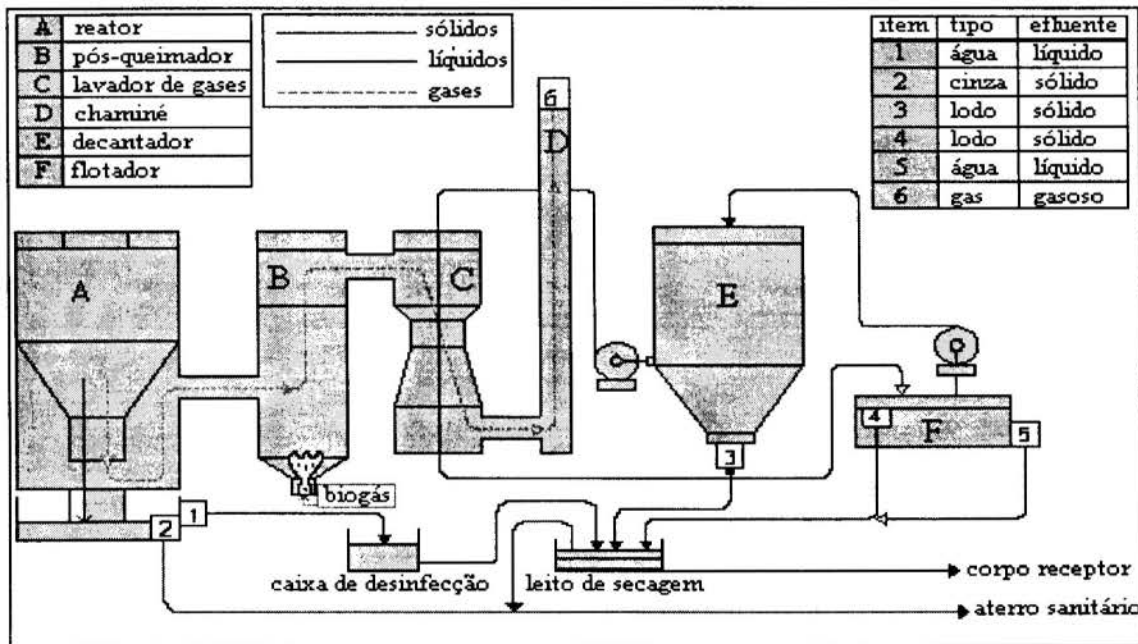


Figura 1. Esquema de Uma Planta Típica para Incineração de RSS

A eficiência do processo de incineração, reside em dois pontos fundamentais: manutenção da mistura ar-combustível nos níveis exigidos pelo projeto, o que é obtido regulando-se a quantidade de ar injetado, e transferência da maior quantidade de calor gerado durante a combustão, para a massa de resíduos a ser incinerada.

Os resíduos sólidos hospitalares, ao longo dos anos tem sido tratados térmicamente em vários tipos de equipamentos, tanto os considerados clássicos (fornos rotativos ou de grelhas fixas e móveis), como os de tecnologias avançadas (leitos fluidizados densos ou circulantes), ou ainda técnicas especiais como o enriquecimento do ar de combustão com oxigênio puro, a pré-secagem dos resíduos, e outras, Pantaloni et alli (1996).

Biogás de Aterros Sanitários

A instalação dos incineradores de resíduos sólidos perigosos, normalmente é feita dentro dos limites do aterro sanitário municipal, ou nas suas proximidades, em função tanto de aspectos técnicos, como econômicos. Sabe-se, também, que aterros sanitários, quando projetados, implantados e operados dentro das especificações técnicas e legais, podem ser considerados seguros, tanto do ponto de vista ambiental, como sanitário; e que, em função da

presença bastante significativa de matéria orgânica, e dos procedimentos de disposição dos resíduos sólidos urbanos (RSU), principalmente os domésticos, ocorre geração de metano como subproduto da degradação anaeróbica dos mesmos.

De acordo com Stafford et alli (1978) e Young et al (1996), a composição e quantidade de gases produzidos dependerá de uma série de fatores que são específicos do aterro, como a composição macroscópica do resíduo, metodologia de trabalho, idade, extensão, temperatura, pluviometria da região, tipo de recobrimento, densidade, acidez, etc. Em relação ao tempo, pode-se dividir a produção de biogás em cinco fases:

1. Decomposição aeróbia dos materiais biodegradáveis. O oxigênio atmosférico é convertido em CO₂.
2. A decomposição anaeróbia se inicia à medida que o oxigênio é consumido. Aumenta a concentração de CO₂ e se produz algo de H₂. Não se produz CH₄ durante esta etapa.
3. Inicia-se a produção anaeróbia de CH₄ até alcançar um máximo. A concentração de CO₂ diminui. Cessa a produção de H₂.
4. Geração constante de CH₄ e CO₂ em proporções de 30 a 70% e 30 a 50%, respectivamente.
5. Diminuição constante da geração de CH₄ e CO₂. Regresso gradual as condições aeróbias.

Este processo começa rapidamente: a partir de 4 à 6 semanas (dependendo das características do resíduo e ambientais, umidade e temperatura) e duram entre 15 e 20 anos.

O biogás também é composto por outros gases, além de CH₄ e CO₂, em menores proporções, quais sejam: N₂, O₂, H₂S, NH₃, CO, H₂, e outros, que representam entre 5% e 10% do volume total.

Tabela 2 Composição do Biogás

Idade da Célula (meses)	N2 (%)	CO2 (%)	CH4 (%)
0-3	5,2	88	5
3-6	3,8	76	21
6-12	0,4	65	29
12-18	1,1	52	40
18-24	0,4	53	47
24-30	0,2	52	48
30-36	1,3	46	51
36-42	0,9	50	47
42-48	0,4	51	48

Devido a influência de muitas variáveis, existe grande discrepância nas informações sobre a estimativa do volume de biogás produzido em aterros sanitários, podendo-se afirmar que cada aterro é um caso particular. De acordo com Held et al (1995) e Tchobanoglous et alli (1996), a produção de biogás em aterros sanitários controlados é de aproximadamente 150 Nm³ / ton.RSU, sendo que sua densidade específica varia em torno de 1,04 kg/m³. A Tabela 2 apresenta a distribuição percentual volumétrica dos gases de aterro sanitário observados durante os primeiros 48 meses depois do fechamento de uma célula.

3. Materiais e Métodos

O sistema de incineração de lixo hospitalar em questão, instalado em Rio Claro-SP, consiste basicamente do reator, de uma câmara de pós-combustão, de um lavador de gases tipo venturi e de uma chaminé. Detalhes construtivos e operacionais desse sistema foram publicados por Hamada et alli (1994).

A capacidade do sistema é de 200 kg/h de lixo hospitalar, e sua câmara de pós-combustão possui as seguintes características:

Construtivas

- geometria cilíndrica
- comprimento: 2,925 m
- diâmetro interno: 0,400 m
- diâmetro externo: 0,650 m

Isolamento Térmico (refratário)

- espessura: 0,125 m
- condutibilidade térmica: 0,45 kcal/h m °C
- calor específico: 0,26 kcal/kg °C
- volume do refratário: 0,631 m³

A câmara possui um queimador de gás com capacidade máxima de 500.000 kcal/h, para o aquecimento dos gases até 1200 °C. O controle de temperatura da câmara é realizado de forma automática através de um controlador que aciona o queimador sempre que a temperatura de saída dos gases for inferior a 850°C e desativa o queimador quando a temperatura atingir 1000°C.

Memória de Cálculo:

1. Pela Tabela 1, pode-se estimar o Poder Calorífico Inferior para a composição média dos RSS, usando a relação (1), onde, H é o teor de hidrogênio e W o teor de umidade.

$$PCI = PCS - (9H + W) 600 \quad (1)$$

2. Sabendo-se que 35% em peso do RSS é oxigênio, pela equações de reação de combustão estequiométrica, Tabela 3, pode-se estimar as quantidades de oxigênio e ar para a combustão completa de determinada massa de resíduos.

Tabela 3. Reação e Calor de Combustão

Componente	reação de combustão	calor de combustão (kcal/g)
carbono	$C + O_2 = CO_2$	- 7,83
hidrogênio	$H_2 + 1/2 O_2 = H_2O$	-34,15
enxofre	$S + O_2 = SO_2$	-70,90

3. Com as informações anteriores estima-se os produtos da combustão completa (CO_2 , H_2O , SO_2 , N_2 e O_2).

Para o caso real essa sequência de cálculos é realizada sob condições pré-estabelecidas, que no presente caso foram:

- eficiência de combustão igual a 90% em relação ao Carbono.
- 100% de excesso de ar.
- perdas térmicas calculadas pela área da carcaça à 60°C.

A metodologia adotada para análise da queima do biogás de aterro sanitário no pós-queimador foi a seguinte:

- com base na composição média dos RSS, estimar a composição volumétrica e a vazão dos gases resultantes da combustão primária realizada a 500°C.
- aplicar as relações de combustão para a mistura gases+biogás a uma temperatura de 850°C, variando a composição do biogás (em função da idade do aterro sanitário), admitindo um excesso de ar de 10%, e respeitando as características construtivas da câmara de pós-combustão.

4. Resultados e Análise

O método apresentado adota excesso de ar de combustão igual a 100%, e temperatura dos gases saindo da câmara primária, igual a 500°C, em virtude de resultados médios muito próximos destes terem sido medidos nas plantas incineradoras instaladas nos municípios de Piracicaba, Rio Claro, Americana, Bauru e Santos. Na pós-queima a temperatura de 850°C cumpre a legislação, e o excesso de ar de 10% foi adotado por permitir uma menor diluição dos gases, facilitando o posterior tratamento no lavador.

Como exemplo, mostra-se a aplicação da metodologia apresentada anteriormente para uma planta incineradora de 200 kg/h de resíduos. A Tabela 4, apresenta a vazão mássica dos gases na saída da câmara principal.

Tabela 4. Composição e Vazão dos Gases Gerados na Câmara Principal

componente	CO ₂	H ₂ O	SO ₂	O ₂	N ₂	TOTAL
massa (kg/h)	151,14	98,40	1,20	83,72	554,77	888,77

Na câmara de pós-combustão os gases terão sua temperatura elevada para 850°C pela queima do biogás. Nessas condições, um balanço de massa e energia proporciona:

- Energia necessária para elevar a temperatura do gás de 500 à 850°C:

$$Q_{(500-850)} = m [c_p (850 - 18) - c_p (500 - 18)] = 93.054,2 \text{ kcal/h} \quad (2)$$

- O cálculo das perdas térmicas (condução, convecção e radiação) pelas paredes, resulta em 16.012,4 kcal/h e, portanto, o calor a ser fornecido pelo queimador:

$$Q_{(queimador)} = 109.066,6 \text{ kcal/h} \quad (3)$$

- Não se considerando o potencial energético que os gases gerados no reator possam ter, a quantidade estequiométrica de biogás necessário pode ser obtida pela relação:

$$\text{Biogás}_{(necessário)} = Q_{(queimador)} / \text{PCI}_{(biogás)} \quad (4)$$

- A quantidade de ar estequiométrico para combustão do biogás é estimada pelo uso das relações de reação de combustão. Levando-se em consideração um excesso de 10%, calcula-se o calor necessário para o aquecimento do ar, $Q_{(ar)}$, de 18 a 850°C.

- As vazões de biogás e ar devem ser corrigidas em função do rendimento do queimador, obtido da relação:

$$\eta = 1 - (Q_{(ar)} / Q_{(queimador)}) \quad (5)$$

Com base na Tabela 3, que mostra a composição do biogás de aterro sanitário até 48 meses após a cobertura, estimou-se a análise elementar e o poder calorífico, os quais são apresentados na Tabela 5 e Figura 2.

Tabela 5. Composição e Poder Calorífico do Biogás em Função da Idade do Aterro.

Idade do Aterro (meses)	Análise Elementar					Poder Calorífico	
	H (%)	C (%)	O (%)	N (%)	Ar Esteq.(%)	PCS (kcal/kg)	PCI (kcal/kg)
0-3	0,5321	27,051	68,889	3,5276	32,24	272,57	244,83
3-6	2,2916	30,842	64,619	2,2479	155,67	1204,5	1085
6-12	3,571	32,894	63,208	0,3265	229,88	1853,8	1667,6
12-18	5,4589	35,879	57,662	1,005	353,94	2839,3	2554,7
18-24	6,2045	38,809	54,62	0,3657	426,99	3271,1	2947,7
24-30	6,4187	39,234	54,162	0,1849	441,32	3381,7	3047
30-36	7,1229	40,044	51,581	1,2517	486,31	3749,1	3377,8
36-42	6,348	38,618	54,199	0,8357	431,56	3337,9	3007
42-48	6,4074	39,206	54,017	0,3695	441,23	3376,9	3042,9

Deve-se salientar que o poder calorífico do biogás mostrado na Tabela 5 e Figura 2, são valores médios, baseados em observações de aterros sanitários norte-americanos, e que portanto podem ser utilizados para o caso brasileiro, mas com certa precaução.

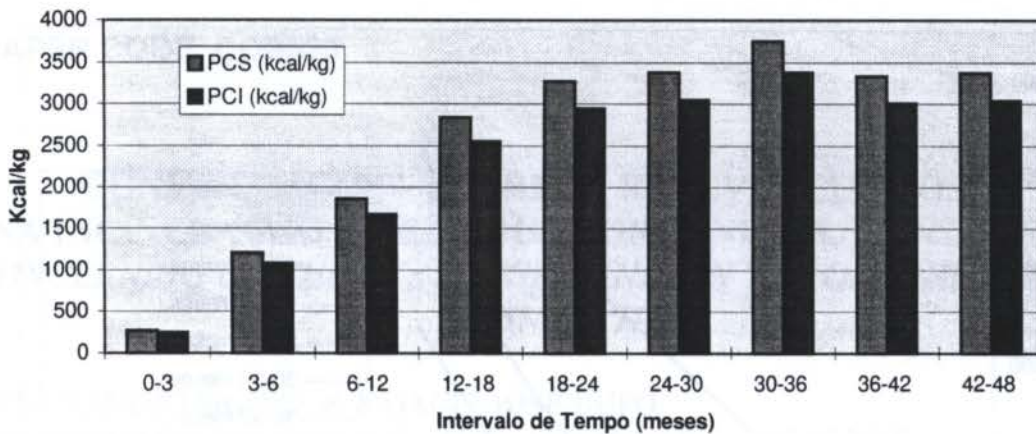


Figura 2. Variação do Poder Calorífico do Biogás em Função da Idade do Aterro.

Para o exemplo em referência o rendimento médio do queimador no período dos primeiros 48 meses de cobertura da célula foi de 60%. A Tabela 6 mostra as vazões de ar e biogás, para uma elevação da temperatura dos gases da câmara primária de 500 para 850°C. Em função do baixo PCI para o primeiro trimestre depois do fechamento da célula, o volume de biogás necessário ao aporte energético é elevado, resultado esse que praticamente inviabiliza sua utilização.

Tabela 6. Vazões de Biogás e de Ar.

Idade (meses)	0-3	3-6	6-12	12-18	18-24	24-30	30-36	36-42	42-48
Biogás (kg/h)	708.2	168.9	107.0	70.1	62.5	60.4	54.4	60.9	60.6
Ar (kg/h)	251.2	289.3	270.6	272.9	293.5	293.5	290.7	289.4	294.3

Resultados experimentais apresentados por Akutsu (1992), obtidos em seis cidades brasileiras de porte médio, onde apresenta a variação do volume de RSS gerado por dia como uma função do número de habitantes, permitiram estimar a massa de biogás necessário ao aporte energético na pós-queima, considerando-se que a planta incineradora opere diariamente, por um período de 8 (oito) horas. Os resultados desta análise são apresentados na Figura 3, que mostra uma tendência exponencial crescente do volume de RSS gerado e conseqüentemente da necessidade de biogás, em função do aumento do número de habitantes. Por outro lado, considerando-se uma média de geração de Resíduos Sólidos Urbanos (RSU) da ordem de 0,5 kg/pessoa.dia para o caso brasileiro, uma taxa de produção de biogás igual a 150 Nm³/ton.RSU, e ainda uma eficiência de coleta do biogás de 50%, os resultados mostram ser viável a utilização deste energético quando captado a partir de 3 meses de idade da célula, mesmo no pior caso considerado, que seria uma cidade de 100.000 habitantes.

5. Conclusões

A utilização do biogás de aterros sanitários como aporte energético na incineração de Resíduos de Serviços de Saúde, apresenta-se como uma alternativa tecnicamente interessante, na medida em que está disponível em quantidades suficientes e com características termo-físicas adequadas.

Células consideradas novas, com tempo de vida maior que três meses, de aterros sanitários controlados e projetados adequadamente, produzem biogás suficiente para o tipo de aplicação em questão.

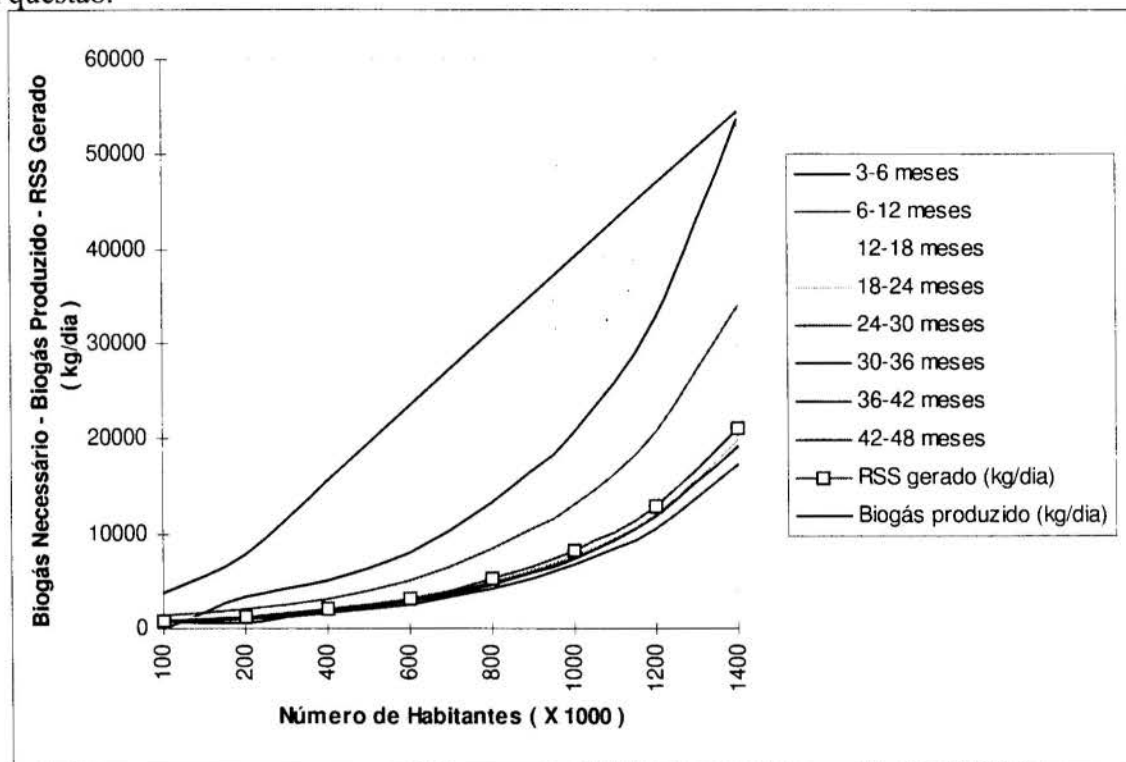


Figura 3. Biogás Necessário para Elevar a Temperatura dos Gases de 500°C para 850°C, Biogás Produzido em Aterros Sanitários à partir de RSU e Resíduos de Serviços de Saúde Gerados (Akutsu, 1992), como Função do Número de Habitantes.

6. Referências Bibliográficas

- Akutsu, J. Resíduos de Serviços de Saúde: Proposição de Metodologia para Análise de Alternativas de Sistemas de Tratamento, *Tese de Doutorado apresentada na EESC-USP, São Carlos*, 1992.
- Hamada, J. , Silva C.L. & Ojima, M.K. Análise Térmica de um Pós-Queimador para Sistemas de Incineração de Lixo Hospitalar, *III Congresso de Engenharia Mecânica Norte-Nordeste*, Belém, 1994.
- Held, A. & Cornet, C. Aprovechamiento Energetico de Los Gases de Vertedero, *Revista Residuos*, nº 23, Año V, Bilbao-ES, 1995.
- Machado, M.C.J. & Sobral, G.M.O., Resíduos Sólidos Hospitalares, *III Congresso Brasileiro de Limpeza Pública*, Publicação CETESB, São Paulo, 1978.
- Pantaloni, J. & Tadrist, L. Etat de La Art Sur Les Techiques de Incineration des Dechets, direto da Internet <http://iusti.univ-mrs.fr/CRIN/Etat-Incineration.html>, 1996.
- Stafford, D.A., Hawkes, D.L. & Horton, R. Methane Production From Waste Organic Matter, CRC Press, Florida, USA, 1978.
- Tchobanoglous, G., Theisen, H. & Vigil. A.V. Integrated Solid Waste Management, McGraw-Hill/Interamericana de España, 1996.

PAPER CODE: COB525

**CONSIDERAÇÕES SOBRE A RELEVÂNCIA DOS 3T's
NA INCINERAÇÃO DE RESÍDUOS ORGÂNICOS./ CONSIDERATION
CONCERNING ON THE 3T's SIGNIFICANCE IN THE ORGANIC RESIDUES
INCINERATION**

JOSÉ CLAUDIO MOURA & MOACIR JOSÉ BUFO

*Departamento de Processos Químicos, Faculdade de Engenharia Química - UNICAMP
CEP 13083-970 Campinas, Brasil - E-mail: moura @ feq.unicamp.br*

Abstract

We discuss the 3T's (Temperature, Residence time and Turbulence) real importance on the organic compounds incineration, trying to show that the temperature importance over 850 °C, after thermal decomposition (Pyrolysis) and partial combustion of the organic compounds, the carbon monoxide combustion defines the high temperature needs. But, around 910 °C, 2 seconds of residence time puts the conversion over the four nines (99,99 %) pattern fixed by the present regulation, NB-1265, for incineration performance. If we attend these conditions, the principal goal on incineration of organic compounds is attained by the best turbulence.

Keywords

Incineração, Importância dos 3T's, ABNT NB 1265, Pirólise, Monóxido de carbono. Incineration, Pyrolysis, 3T's Combustion, ABNT NB 1265, Carbon monoxide..

1. INTRODUÇÃO

Muito se tem publicado (Ref. 5 e 6) a respeito da importância dos 3T's (Temperatura, Tempo de residência e Turbulência) na incineração de compostos orgânicos. Através de uma análise das reações químicas de oxidação total dos compostos monóxido de carbono, metano, cloreto de vinila e benzeno, que ocorrem no reator tubular (Câmara de combustão) e atendendo a norma brasileira NB 1265 (ABNT, 1990), procuramos demonstrar que a maior dificuldade se encontra na combustão do monóxido de carbono.

A exigência da norma no que diz respeito à destruição de 99,99 %, pode ser atendida com 2 segundos de tempo de residência, e temperatura de 910 °C, assim, resta apenas o último T (Turbulência) que se refere ao grau de mistura dos reagentes.

Analisando os mecanismos de combustão do monóxido de carbono e do hidrogênio, tem-se que a destruição dos compostos orgânicos é favorecida principalmente pelos radicais livres OH, H e O que apresentam vida bastante curta por serem muito reativos e são efetivos quando ocorre choque com CO e H₂

Desta forma, o projeto de incineradores térmicos deve resevar especial atenção para a mistura e a formação bem distribuída desses radicais livres.

2. PARÂMETROS QUE AFETAM A INCINERAÇÃO

Os principais parâmetros que influenciam a incineração de compostos orgânicos são temperatura, tempo de residência e turbulência (3T's). A concentração de oxigênio é sempre mantida em excesso nos incineradores, de forma que no final do processo, sua concentração é muito maior do que a de monóxido de carbono e de outros combustíveis.

2.1 Influência da temperatura

A influência da temperatura que é representada pela lei de Arrhenius, (equação 1) mostra o crescimento exponencial da taxa de reação química e sua sensibilidade com o valor da energia de ativação.

$$k = k_0 \cdot \exp\left(\frac{-E}{R \cdot T}\right) \quad (1)$$

Nessa equação k é a constante específica da taxa de reação, k_0 o fator de frequência, E a energia de ativação (cal mol⁻¹), R a constante dos gases ideais (1,987 cal mol⁻¹ K⁻¹) e T a temperatura absoluta em K.

Tabela 1: Valores de k_0 e E da equação de Arrhenius.

Substâncias	k_0 (s ⁻¹)	E (cal* mol ⁻¹)
Monóxido de carbono	9,13*10 ⁶	33.960
Metano	2,40*10 ¹¹	53.250
Cloreto de vinila	3,57*10 ¹⁴	63.300
Benzeno	2,50*10 ²²	99.650

Os valores de k_0 e E (Lee, 1988) para as substâncias em estudos representados na Tabela 1, referem-se as reações dessas substâncias com suficiente excesso de oxigênio para considera-las como reações químicas de 1ª ordem.

2.2 Influência do tempo de residência

Nos incineradores térmicos tem-se a região de chama, onde ocorre a formação e destruição em curta distância dos PIC's, isto é, Produtos de Combustão Incompleta (Bose & Senkan, 1983), e a região mais afastada, que é praticamente toda a câmara secundária onde a combustão se completa. Representado essa câmara por um reator tubular ideal, processando reações de primeira ordem em condições isotérmicas e com grande diluição do reagente limite, tem-se:

$$\ln(1 - X) = -k \cdot \tau \quad (2)$$

onde X é o grau de conversão, k é a constante específica da taxa (s⁻¹) e τ o tempo espacial, (s), que para as condições assumidas após a chama é semelhante ao tempo de residência médio t .

Para as condições estabelecidas na norma NB 1265, (ABNT, 1990) onde $X = 0,9999$, temos:

$$\tau = \frac{9,2103}{k_0} * e^{\left(\frac{E}{R*T}\right)} \quad (\text{s}) \quad (3)$$

2.3 Influência da mistura (Turbulência)

A velocidade superficial de fluxo turbulento e outras propriedades termofluidodinâmicas podem ser definidas como médias em regiões do espaço e intervalos de tempo que são grandes em relação à escala molecular e pequenas quanto à escala do fluxo contínuo.

Na incineração onde reações químicas ocorrem entre radicais, moléculas individuais, e seus fragmentos a mistura em microescala é muito importante. Assim, fluxos que podem ser considerados em boa mistura do ponto de vista de fluido contínuo, podem ainda necessitar de energia e ou tempo para completa-la em nível molecular.

Normalmente a aproximação para o contínuo é boa se a velocidade superficial média do fluido for bem menor do que a velocidade molecular média. A equação 4, (Lewis, von Elbe, 1961)

$$\bar{v} = 14.500 * \left(\frac{T}{PM}\right)^{0,5} \quad (\text{cm s}^{-1}) \quad (4)$$

onde \bar{v} é a velocidade média das moléculas, em cm s^{-1} . de peso molecular **PM**, em g. e **T** a temperatura absoluta em K, se aplicada para o monóxido de carbono a 910°C , fornece $\bar{v} = 942 \text{ m s}^{-1}$, que é muito superior à velocidade superficial de 2 a 3 m s^{-1} , típica de câmaras secundárias em incineradores. Dessa forma, para a incineração de gases, a mistura ocorre até com certa facilidade, favorecendo o desenvolvimento da combustão através de um melhor contato dos radicais H, OH e O com o monóxido de carbono, os compostos orgânicos e seus fragmentos.

3. MECANISMOS DA COMBUSTÃO

A região azulada da chama onde ocorre a maior parte da reação é a zona principal. Nela há muito combustível e pode formar carbono, tão logo a temperatura se torne alta o suficiente para decompô-lo. Essas partículas dão a característica amarelada na zona luminosa da chama e se transformam em CO_2 e CO que juntamente com H_2O , H_2 e pequenas quantidades de produtos de combustão incompleta deixam a chama e continuam participando da reação no restante da câmara secundária.

Na zona principal da chama, para o sistema metano-ar ocorrem reações por difusão que são essencialmente as mesmas da chama com pré-mistura (Dixon-Lewis, Williams, 1967) e podem ser representadas pelas seguintes etapas:

- a) É fundamental a reação do metano com radicais H, O e OH para formar radicais CH_3 .
- b) Os radicais CH_3 reagem com O_2 , O e OH para formar formaldeído CH_2O .
- c) As moléculas de formaldeído formadas podem reagir na parede (M) ou com radicais H, O e OH, formando radicais CHO.
- d) Os radicais CHO reagem com H, OH e a parede (M) formando CO .

O hidrogênio e o CO formados no transcorrer dessas quatro etapas de oxidação do metano formam o sistema CO-H₂-O₂ que desenvolve submecanismos dentro do mecanismo de oxidação dos hidrocarbonetos sendo, porém, a sua sensibilidade é devida às seguintes reações. (Ranzi et all, 1994):



O início da oxidação CO se dá através da reação



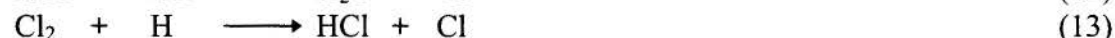
e o término



A propagação das reações de oxidação é realizada pelas reações em cadeias, abaixo, ou combinações delas:



A oxidação do CO é retardada pela presença de cloro ou de seus compostos (Palmer & Seery, 1960) devido ao consumo parcial de radicais OH, O e H conforme as reações:



4. DISCUSSÃO

O mecanismo da combustão do CO mostra que ele passa inevitavelmente pelo sistema CO₂-H₂-O₂ através do qual se completa. A oxidação do hidrogênio é muito rápida, sendo a limitação do processo de combustão caracterizada pela combustão do monóxido de carbono, como é mostrado pela análise da influência da temperatura sobre o tempo de residência e a conversão.

O equilíbrio químico do sistema CO-O₂ é discutido sendo o teor de monóxido de carbono no equilíbrio comparado em função da temperatura com o teor atingido pela reação em regime permanente

4.1 Influência da temperatura no tempo de residência

A Figura-1, mostra que fixando-se a conversão em 99,99 % (4 noves) (ABNT, 1990), a facilidade de destruição dos compostos estudados obedece a seguinte seqüência: benzeno, cloreto de vinila, metano e monóxido de carbono, na faixa de temperatura de 800 a 1000 °C, sendo o monóxido de carbono muito mais difícil de reagir que o demais compostos. Acima de 850 °C, após a realização da pirólise e combustão parcial, todos os compostos orgânicos alcançam a conversão de 4 noves. Quanto ao monóxido de carbono, tempo de residência de 2 segundos, e temperatura da câmara secundária ao redor de 910 °C, bastam para se atingir a conversão fixada.

4.2 Influência da temperatura sobre a conversão do monóxido de carbono

A Figura-2, mostra que a partir de 900 °C a influência da temperatura sobre a conversão do monóxido de carbono é muito grande para o tempo de residência de 1 segundo e baixa para 2 segundos de tempo de residência. A 970 °C a conversão de quatro noves é também satisfeita para tempo de residência de 1 segundo, o que possibilita praticamente dobrar a capacidade nominal de uma câmara projetada para 2 segundos de tempo de residência, apenas aumentando a temperatura da câmara de combustão em 60 °C conforme é mostrado na Figura 1.

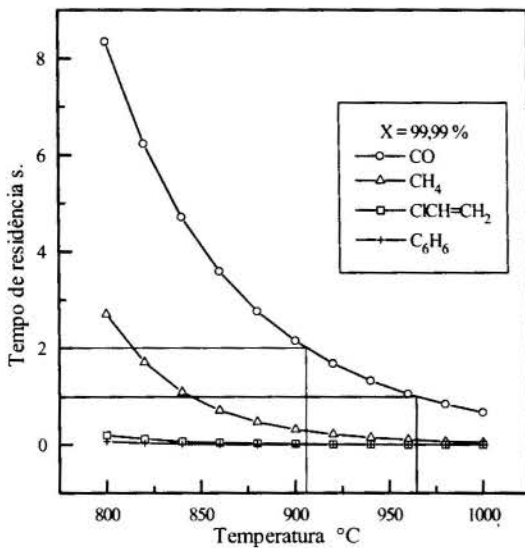


Figura 1 - Influência da temperatura no tempo de residência para X = 99,99 % dos compostos indicados.

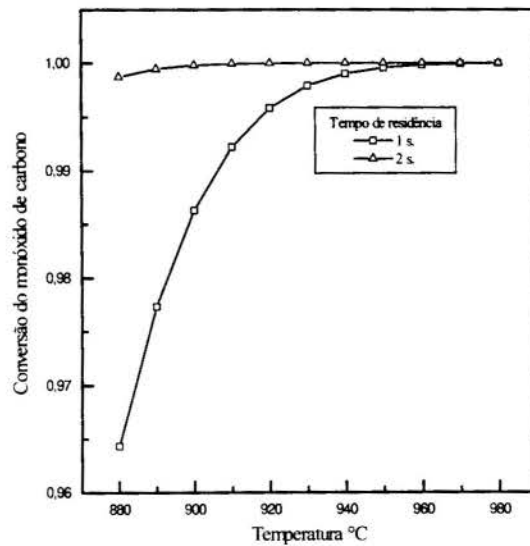


Figura 2 - Influência da temperatura na conversão do CO para os tempos de residência indicados.

4.3 Equilíbrio químico no sistema CO-O₂

A reação global de combustão do monóxido de carbono com formação de CO₂ apenas, é:



A conversão de equilíbrio pode ser calculada pela equação

$$K_p = \frac{X * (6,7618 + 4,7618 * a - X)^{0,5}}{(1 - X) * (1 + a - X)^{0,5}} \quad (\text{atm}^{-0,5}) \quad (19)$$

Sendo: **a** o excesso de oxigênio (%)

$$\ln(K_p) = \frac{14810,4}{T} - 4,52967 \quad (\text{Smith \& van Ness, 1965}) \quad (20)$$

Em termos de ppm para adotar a nomenclatura da ABNT, 1990 temos:

$$\text{Teor de monóxido de carbono} = \frac{10^6 * (1 - X)}{3,3809 + 2,3809 * a - 0,5 * X} \quad (\text{ppm v/v}) \quad (21)$$

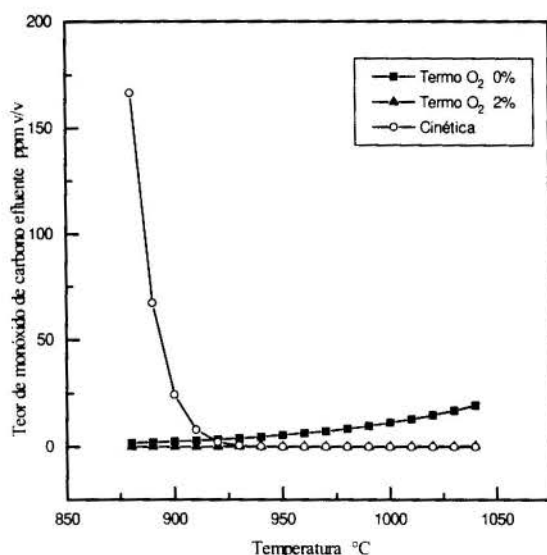


Figura -3. Comportamento cinético e equilíbrio químico do teor CO efluente com a temperatura.

A curva descendente da Figura-3, mostra o teor de monóxido de carbono no efluente em função da temperatura calculado a partir das equações (2) para tempo de residência de 2 segundos e (21) combinadas com (19) e (24).

A curva crescente mostra o comportamento do equilíbrio químico com quantidade estequiométrica de oxigênio entre 850 a 1050 °C e, a curva praticamente paralela representa-o com 2 % de excesso de ar na mesma faixa de temperatura, condições em que o teor de monóxido e carbono é inferior a 1 ppm.

Nota-se também na Figura 3, que em torno de 910 °C o teor de monóxido de carbono efluente é muito próximo do valor calculado para o equilíbrio químico com 2 % de ar em excesso.

5. CONCLUSÕES

Todos os compostos orgânicos geram monóxido de carbono como produto intermediário da combustão. Demonstrou-se que o monóxido de carbono apresenta maior dificuldade de combustão, determinando assim, as condições de incineração.

A conversão de 99,99 % do monóxido de carbono pode ser atingida com apenas 910 °C se adotarmos o tempo de residência de 2 segundos para o gás recomendados pela norma ficando os 3T's da incineração reduzidos a apenas um, representado pela mistura.

A boa mistura é conseguida quando a velocidade a nível molecular é muito maior do que a velocidade superficial e isso ocorre quando se incinera gás, indicando que é conveniente que a câmara secundária seja alimentada com gás.

A boa mistura faz com que os radicais H, OH e O gerados em toda a massa gasosa tenham maior chance de choque com moléculas de monóxido de carbono, compostos orgânicos e seus fragmentos, favorecendo a incineração.

A incineração é muito bem conduzida à temperatura de 910 °C, com vantagem no que se refere a vida útil do equipamento e consumo de combustível auxiliar, além disso um aumento de temperatura de 60 °C pode praticamente duplicar a quantidade de material processado.

Em se tratando de compostos organohalogenados, estas conclusões se aplicam apenas ao cloreto de vinila.

6. REFERÊNCIAS

- 1 - ABNT - Associação Brasileira de Normas Técnicas. NB -1265. *Incineração de resíduos sólidos perigosos - Padrões de desempenho*. 1990.
- 2 - MARON, SAMUEL H. & PRUTTON, CARL, F. *Principles of Physical Chemistry*, 1959, USA, Macmillan Company - New York.
- 3 - SMITH, J. M. & VAN NESS, H. C. *Introduction to Chemical Engineering Thermodynamics*, 1965, McGraw-Hill - Editorial Novaro-México, S.A.
- 4 - BOSE, D. & SENKAN, S.M. On the Combustion of Chlorinated Hydrocarbons I. Tricloroethylene, *Combustion Science and Technology*, vol 35, pp. 187 - 202, 1983.
- 5 - LEE, K. C. Research Areas for Improved Incineration System Performance, *JAPCA*, vol 38, nº 12, pp. 1542 - 1550, Dec 1988.
- 6 - LEWIS, B. & von ELBE, G. *Combustion, Flames and Explosion of Gases*, Academic Press, New York, 1961.
- 7 - DIXON-LEWIS, G. & WILLIAMS, A. Some Observation on the Combustion of Methane in Premixed Flames, Eleventh Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, pp. 951 - 958, 1967.
- 8 - RANZI, E.; SOGRATO, A.; GAFFURI, P.; PENNATI, G.; WESTBROOK, C. K. & PITZ, W. J. A New Comprehensive Reaction Mechanism for Combustion of Hydrocarbon Fuels. *Combustion and Flame*, vol. 99, pp. 201 - 211, 1994.
- 9 - PALMER, H. B. & SEERY, D. J. Chlorinate Inhibition of Carbon Monoxide Flames. *Combustion and Flame*, vol 4, pp. 213, 1960.
- 10 - ROESLER, J. F.; YETTER, R. A. & DRYER, F. L. Inhibition and Oxidation Characteristics of Chloromethanos in Reacting CO-H₂O-O₂ Mixtures. *Combustion Science and Technology*, vol. 20, pp. 11 - 37, 1996.



PAPER CODE: COB540

**SISTEMA DE COLETA E ANÁLISE DE GASES E ALCATRÕES DE
GASEIFICADORES / A LABORATORY TYPE TAR GAS AND
PARTICULATE SAMPLING UNIT**

Ricardo De Leon Pereira
Caio Glauco Sánchez

*Departamento de Engenharia Térmica e de Fluidos, Faculdade de Engenharia Mecânica,
UNICAMP, Campinas, SP, Caixa Postal 6088, 13083-970 E-mail: caio@fem.unicamp.br*

Abstract

A laboratory type tar and particulate sampling unit has been designed for quantitative assesment of contaminant in biomass based producer gas. Development of efficient cleaning system is an important facet of biomass gasification technology.

Keywords

Isocinetic sampling unit, Tar, Gaseification, Gas cleaning, *Amostragem isocinética; Alcatrão; Limpeza de gás; Gaseificação*

1. INTRODUÇÃO.

Nos dias de hoje, devido a diversos fatores, como por exemplo o Proálcool, houve um aumento considerável nos canaviais e conseqüentemente, um aumento de mesma ordem na produção de bagaço de cana. Se conseguíssemos transformar este resíduo das indústrias açucareiras e de álcool em energia, teríamos uma nova fonte de energia, com a vantagem de ser praticamente inesgotável.

A gaseificação é um processo que está se desenvolvendo muito atualmente. Este tipo de processo tem como objetivo o de transformar substâncias em gás combustível para funcionar máquinas, aquecer lares, para carros, fogões e outros aparatos que por ventura venham a precisar dele.

Só que este gás requer um certo grau de pureza, maior ou menor, dependendo da sua utilização. Um dos principais subprodutos encontrados nos gases provenientes da gaseificação do bagaço de cana é o alcatrão. O objetivo deste trabalho é desenvolver um sistema para determinar a concentração de alcatrão, dos particulados e dos componentes deste gás.

6

2. OBJETIVOS.

Este trabalho tem como principal objetivo o projeto de um sistema de análise de gases que nos permita receber o gás proveniente do gaseificador e adequá-lo para análise com cromatografia gasosa.

3. ESCOLHA DO SISTEMA.

Inicialmente foram levantados os seguintes questionamentos:

- I. A sonda deve ser isocinética?
- II. Qual o volume ideal para a admissão dos gases na sonda?
- III. O tubo coletor precisa ser aquecido?
- IV. Qual a melhor maneira de separar e medir os particulados, o alcatrão e a umidade?
- V. Qual o melhor material para se usar nos filtros ?
- VI. Qual o melhor sistema de limpeza de gases?

Parte destas questões foram resolvidas pela pesquisa bibliográfica, conforme relatado nos itens a seguir. Na figura 1 é mostrado o diagrama esquemático da bancada de amostragem. O gás coletado da tubulação de saída do gaseificador pela sonda isocinética passa por um filtro de manga aquecido a 400 °C, para que seja separado o material particulado, sem condensar alcatrão. Logo após, o gás passa por um condensador, onde separamos o alcatrão. Logo a seguir há um filtro de papel para retirar qualquer partícula ou alcatrão que ainda esteja no gás, sendo logo após levado ao cromatógrafo pela bomba de vácuo.

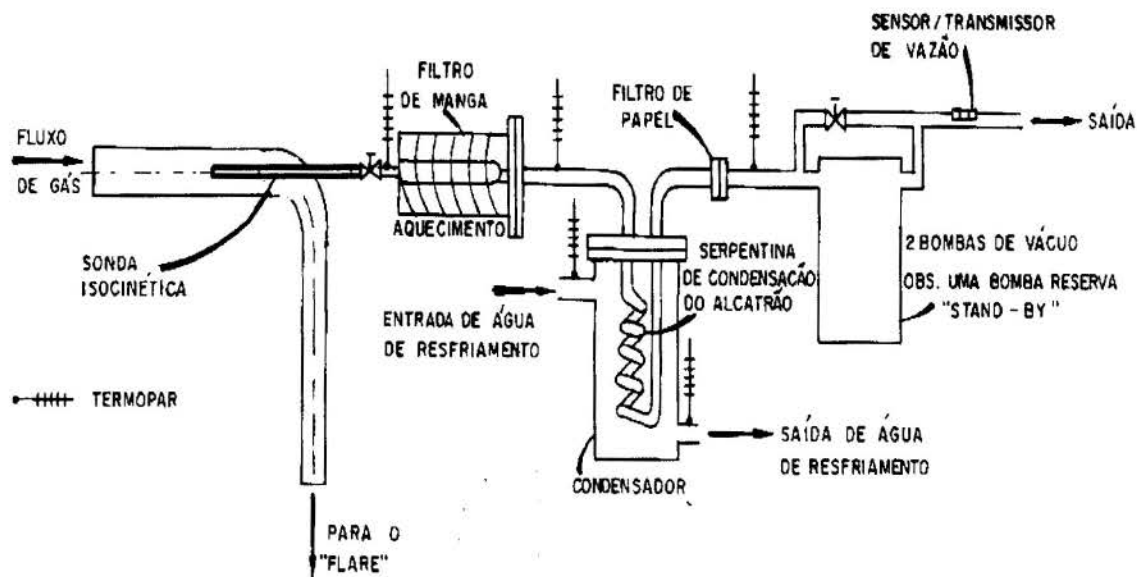


Figura 1. Diagrama esquemático da bancada de amostragem de particulados e alcatrão.

3.1 Sonda Isocinética.

A sonda é a parte do equipamento onde se coletam os gases que estão passando pelo gaseificador, para posterior estudo. Na figura 2 temos uma vista da sonda.

Optou-se por uma sonda isocinética, para a adequada coleta dos particulados, de diâmetro de entrada de 19mm a fim de minimizar os erros causados por efeitos eletrostáticos e por incrustação (Masuda *et al.*, 1980).

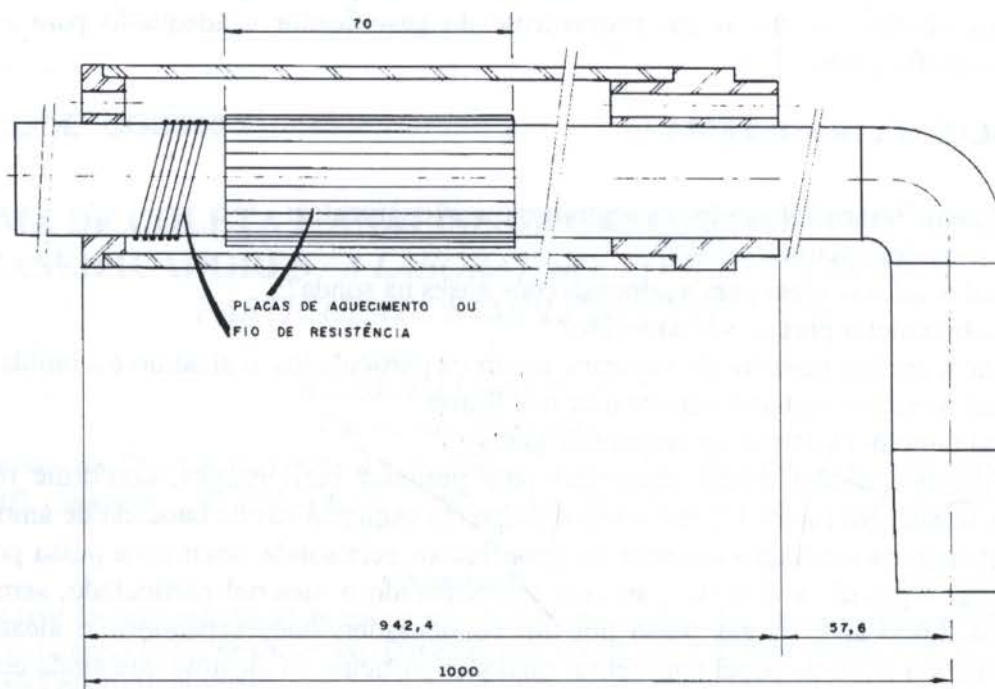


Figura 2. Desenho da sonda.

Em um estudo teórico dos efeitos eletrostáticos em amostragens isocinéticas, Masuda *et al.*, (1980) constataram que estas não garantem o valor verdadeiro para a medida quando as partículas e a sonda estão eletrificadas. Mesmo estando a sonda e as partículas inicialmente eletricamente neutras, através do atrito, as partículas perderão ou ganharão cargas elétricas, o que afetará o resultado da amostragem. Caso as partículas estejam carregadas eletricamente, elas tenderão a carregar a sonda, o que levará a uma repulsão mútua, acarretando erro na amostragem. O erro de amostragem tem um máximo numa certa faixa de diâmetro das partículas e de condições de amostragem. Quanto menor a entrada da sonda, maior serão os efeitos eletrostáticos. Quando as cargas eletrostáticas são muito altas, o erro não pode ser evitado, mesmo no caso de análises isocinéticas. Percebe-se que o erro causado por efeitos eletrostáticos só é muito grande quando o diâmetro de entrada dos gases na sonda é menor que 5 mm. Sendo a velocidade no duto da chaminé é da ordem de 7 m/s e o tamanho das partículas presentes nesse gás é da ordem de 10^{-6} m, significa que o diâmetro de entrada dos gases na sonda terá de ser de pelo menos 5mm, para assegurar um erro inferior a 5%. Pode-se estimar este erro, função da velocidade da corrente de gás e do diâmetro das partículas presentes na mesma, segundo Masuda *et al.*, (1980).

A entrada da sonda deve ser colocada no centro do tubo de saída dos gases do reator para que:

1. não haja acúmulo de particulados e/ou alcatrão que podem se desprender a qualquer instante comprometendo os dados obtidos e
2. porque é no centro do tubo que o gás flui com maior velocidade.

Como a amostragem será isocinética, junto a sonda estarão instalados um tubo de pitot tipo "S", para medir a velocidade, e um termopar, para medir a temperatura do gás.

3.2 Tubo de Transporte.

O tubo de transporte é a parte do equipamento encarregada de levar o gás coletado pela sonda até o sistema de purificação e análise.

Para evitar a precipitação de alcatrão e particulados dentro desse tubo, fato este que produziria resultados inferiores ao resultado reais, resolvemos manter este tubo aquecido por placas de aquecimento à temperatura de 220°C.

3.3 Filtro à Quente.

O filtro à quente tem como principal objetivo a filtração dos particulados, sem a filtração do alcatrão, que é coletado num local separado, para que se possam fazer análises quantitativas tanto do alcatrão como dos particulados.

O filtro deve funcionar a uma temperatura de 220°C para que os particulados precipitem e os alcatrões possam passar pelo filtro.

Esperamos que, ao final do experimento, os resultados obtidos sejam compatíveis com os encontrados na literatura, como, por exemplo, para a quantidade de cinzas em porcentagem e em base seca, que é de 1,18% (Coombs j. *et al* ; 1989).

Como pode ser visto na figura 3, o filtro escolhido foi o filtro de manga. O problema agora é encontrar um tecido, natural ou sintético, que resista a esta temperatura sem degradar e nem reagir com os compostos presentes no gás de análise.

O Biomass Research Group, 1989, desenvolveu a parte experimental da análise dos gases. A amostragem serve para determinar a quantidade de contaminantes encontrada no gás produzido pela gaseificação de determinada biomassa. A importância deste estudo está na utilização futura deste gás, porque os motores que vão utilizá-lo como combustível, só conseguirão aproveitá-lo satisfatoriamente se o grau de contaminantes deste gás não chegar a um valor crítico, valor esse que varia de motor para motor.

Particulados são normalmente removidos por um filtro aquecido, por onde passa o gás. Os condensáveis (alcatrões) são separados por resfriamento num condensador especialmente desenhado para esse fim.

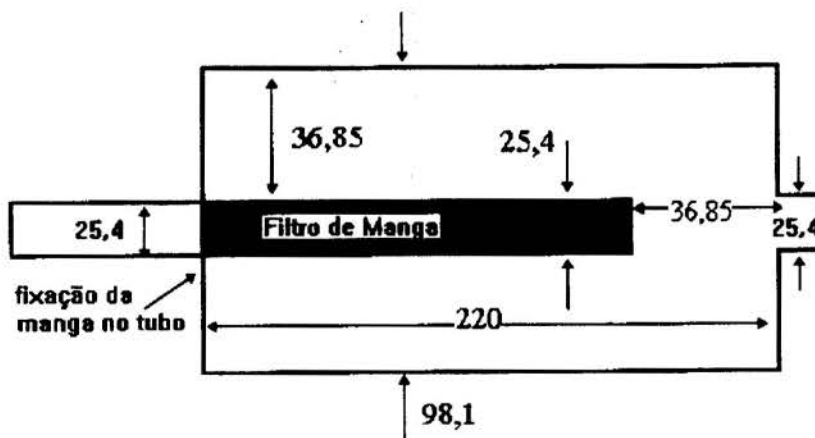


Figura 3. Visão lateral do filtro à quente.

Este trabalho foi desenvolvido para escala laboratorial, mas pode ser utilizado também para a necessidade do nosso trabalho ou para escala industrial, sem nenhum problema. Ele também contém uma técnica para fazer a medição do alcatrão, que é a que vai ser usada neste projeto.

O trabalho do Swiss Team, 1994, analisa os gases em duas etapas. Na primeira, passa-se os gases através de um analisador, para monitorar as quantidades de O_2 e CO_2 . Um registrador é necessário para marcar as frações molares dos mesmos. Depois, o gás passa por um cromatógrafo para analisar H_2 , CO , CH_4 , CO_2 e N_2 . O cromatógrafo usado é igual ao que usaremos neste projeto e o mesmo será descrito mais à frente. Para a análise dos particulados e alcatrões, eles usam um método que só serviria para nós caso nos interessássemos apenas pela quantidade de alcatrão e particulados presentes no gás; o que não é o caso, uma vez que nós também estamos interessados nas frações molares dos gases produzidos, para saber das possíveis utilizações do gás resultante da gaseificação da biomassa.

3.4 Sistema de Resfriamento e Coleta de Alcatrão.

É nessa parte do equipamento onde ocorre a precipitação do alcatrão. Para tanto, é necessário que haja uma queda de temperatura muito brusca e que o gás saia com uma temperatura de aproximadamente $20^\circ C$.

Monta-se uma caixa contendo também uma mistura de água e gelo e nessa caixa introduz-se uma serpentina, por onde passará o gás aquecido, fazendo com que ele precipite-se apenas na serpentina.

Nós escolhemos esta opção para facilitar o processo de coleta do alcatrão, pois para retirar o alcatrão, passa-se uma solução de acetona, que o solubiliza. Depois recuperamos essa substância através de um evaporador rotativo.

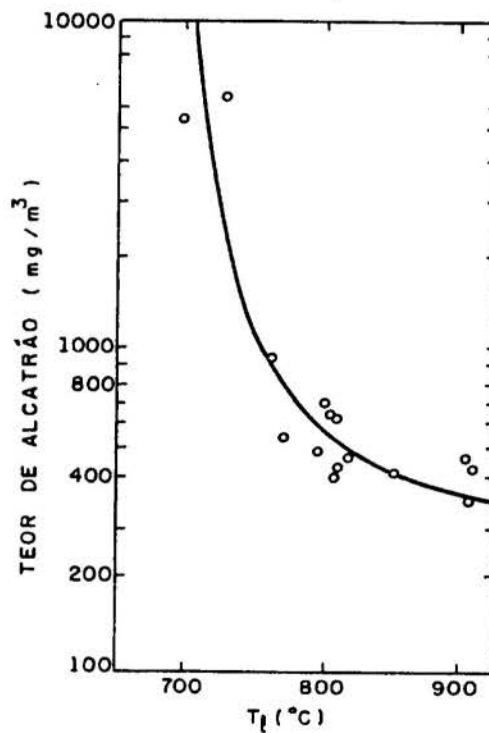


Figura 4. Teor de alcatrão(mg / m^3) X Temperatura($^\circ C$)

Como pretendemos utilizar o gaseificador para um período de 4 horas ininterruptas, será necessário a utilização de 6,2 kg de gelo e para que a troca de calor seja mais satisfatória, utilizaremos água para aumentar a superfície de contato, na proporção de 1:1. Baseado nesses cálculos preliminares, chegamos a conclusão que o banho de gelo deve ser feito num recipiente que caiba, no final do processo, 12,4 l de água, que é a soma da água utilizada para aumentar a superfície de contato e do gelo derretido.

Uma de nossas preocupações para com este sistema adotado é o de que a quantidade de alcatrão que venha a precipitar seja grande e que, durante a utilização do sistema, venha a entupir o tubo, pois utilizaremos tubo de 12,4 mm de diâmetro na serpentina. Um eventual entupimento poderia interromper o funcionamento do sistema, ou haver uma quebra no equipamento de análise e filtração de gases.

Dependendo da temperatura em que o leito venha a funcionar, pode-se evitar o problema acima. Segundo o gráfico da figura 4 (Van den Aarsen *et al.*, 1983), uma pequena diferença de temperatura pode acarretar numa grande variação na quantidade de alcatrão produzido. Baseado neste fato, decidiu-se não iniciar a análise dos gases antes que a temperatura chegue à 800 °C. Se for realmente necessário fazer a análise a uma temperatura inferior, ter-se-á que aumentar o diâmetro do tubo da serpentina.

3.5 Filtro Frio.

O filtro frio existe apenas para retirar partículas de alcatrão ou particulados que possam, por ventura ter passado pelos processos de filtração anteriores, a fim de proteger o cromatógrafo à gás e outras peças delicadas utilizadas na análise.

Por ser esta quantidade mínima, utilizaremos um filtro de disco para aumentarmos a segurança e conseqüentemente, a vida útil do nosso equipamento.

O filtro ainda está sendo selecionado.

3.6 Cromatógrafo à Gás.

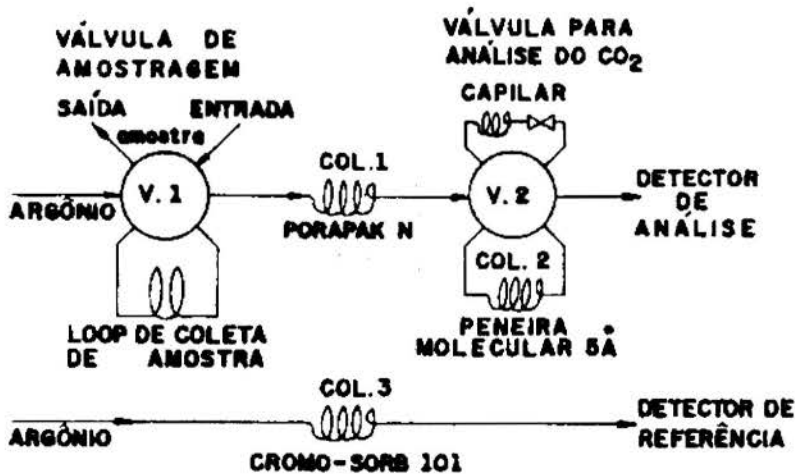


Figura 4. Esquema de instalação das colunas de separação

Depois de todo o processo de limpeza do gás, ele está apto a ser analisado pelo cromatógrafo à gás. A análise cromatográfica detectará as quantidades encontradas de CO, CO₂, CH₄, O₂, N₂, e H₂.

A análise do gás de fluidização e dos gases produzidos na volatilização da biomassa será realizada com um cromatógrafo à gás tipo CG90 com detector por condutividade térmica e argônio como gás de arraste. As colunas a serem utilizadas serão: de referência-cromosorb101 (1m de comprimento); de separação-*Porapaq N* (6m de comprimento) e peneira molecular de 5Å (1m de comprimento). O esquema de instalação das colunas de separação são como mostrado no esquema da figura 4.

Com o projeto definido, foi encomendada a construção da sonda, que porventura ainda não foi terminada.

4. METODOLOGIA EXPERIMENTAL.

Descrevemos a seguir a preparação para o uso da sonda e as análises dos gases, alcatrões e particulados.

Os seguintes passos devem ser feitos antes de cada amostragem:

- a) limpeza do tubo de transporte ;
- b) remover a serpentina e lavá-la com acetona para retirar quaisquer vestígios de alcatrão ou particulados provenientes da última amostragem;
- c) Pesar os filtros limpos e secos;
- d) Colocar os filtros em seus devidos lugares;
- e) Colocar cerca de 6,2 kg de gelo com aproximadamente 6,2 l de água no banho de gelo.
- f) Ligar o sistema de aquecimento, tomando o cuidado de manter os filtros entre 200 e 220°C;
- g) anotar a data, o horário, a temperatura e a vazão do gás;
- h) esperar que a temperatura chegue aos 750°C e então ligue a bomba, regulando-a para que a velocidade do gás que passa pela sonda seja a mesma do gás que entra na sonda.

4.1 Medição do Alcatrão.

- a) Lavar a serpentina com acetona, até que a acetona saia incolor pelo outro lado da serpentina;
- b) Colocar a mistura acetona-alcatrão num balão volumétrico de fundo redondo, limpo e tarado;
- c) Colocar a mistura acetona-alcatrão num evaporador rotativo com sistema de reaproveitamento de solvente, à temperatura de 55°C.
- d) Depois de completa a recuperação da acetona, aumente a temperatura à 105°C, para retirar qualquer vestígio de água que possa estar contaminando o alcatrão.
- e) Deixe o frasco esfriar à temperatura ambiente e pese-o novamente.
- f) O cálculo da quantidade de alcatrão contida no gás é feita da seguinte forma:

$$\text{Alcatrão no gás} = (W_{ff} - W_{fi}) / (Q_g * C.F.)$$

onde : W_{ff} = peso final do frasco (mg)

W_{fi} = peso inicial do frasco (mg)

Q_g = Volume de gás da amostra (m³)

C.F. = Fator de correção para converter a vazão real do gás para condições normais

4.2 Medição dos Particulados

- Secar o filtro num forno elétrico à 105°C até que o peso esteja constante. A secagem pode durar de 10 a 12 horas;
- Enrolar-o em papel alumínio, deixar esfriar em dissecador até a temperatura ambiente e pesar o filtro ;
- O cálculo da quantidade de particulados contida no gás é feita da seguinte forma:

$$\text{Particulados no gás} = (W_{FF} - W_{FI}) / (Q_g * C.F.)$$

onde : W_{FF} = peso final do frasco (mg)

W_{FI} = peso inicial do frasco (mg)

Q_g = Volume de gás da amostra (m³)

C.F. = Fator de correção para converter a vazão real do gás para condições normais

5. CONCLUSÕES

Foi desenvolvido um projeto integrado para coleta, limpeza e análise de gases para utilização em pirolisadores e gaseificadores. Este sistema pode ser utilizado em plantas de pirólise ou de gaseificação para análise dos efluentes gasosos e líquidos, resolvendo este que é um dos principais problemas enfrentados pelos pesquisadores nesta área.

6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à Fundação de Auxílio à Pesquisa do Estado de São Paulo, FAPESP, que financiou a construção da sonda e ao CNPq pela concessão de bolsa de estudo.

7. BIBLIOGRAFIA :

Kreith, F., Princípios da transmissão de calor, Editora Edgard Blücher , 1977 , São Paulo , SP.

Masuda, H., Yoshida, H. E Iinoya, K., Journal of Chemical Engineering of Japan, p 467 - 472, vol. 13 n° 6 , 1980

Coombs, J., Hall, D.O. E.Smith, W.H., Biomass, p 70 - , vol. 18 n° 1, 1989 , Elsevier Science Publishers Ltda. , Inglaterra

Van Den Aarsen, F. G., Beenackers A.A.C.M E Van Swaaij, W.P.M., Thermochemical Gasification in a Pilot Plant Fluidized Bed Wood Gasifier, *proceedings of Energy from Biomass Conference*, 2nd E.C. Conference, p 425-430, 1983

Biomass Resourch Group, Operating Manual for Laboratory Type Tar and Particulate Sampling Unit. Department of Mechanical Engineering, Indian Institute of Technology, Bombay ,1989.

Swiss Team, Report of the Gasifier Team by Indian Institute of Science, 1994.

Tema 29

Máquinas Térmicas, Ciclos Termodinâmicos e Propulsão



PAPER CODE: COB1100

A METHOD FOR CALCULATION OF FORCES ACTING ON THE GAS TURBINE BLADES WITH FILM AND EFFUSION COOLING

VOJIN GRKOVIĆ

Faculty of Technical Sciences, P.O.Box 55, 21121 Novi Sad, Yugoslavia, Fax No. (+)381 21 350775

Abstract

Main technical solutions for air cooling gas turbines blades are shortly described in the paper. The analytical procedure, based on the certain assumptions, for calculation of whirl and axial forces acting on blades with film and effusion cooling is given in detail. The analogous procedures for calculation of torque and power are also presented. The procedures are based on the impulse law and on the specific properties of the cooling process and blade surface. The consequences of film and/or effusion cooling on velocity diagram are presented and discussed in detail. For a blade with effusion cooling and for a blade with film cooling are given exemplified calculation of tangential and axial forces. The consequences of film and effusion cooling on the degree of reaction are also analyzed and the results are presented. We can generally conclude that, under introduced assumptions, there is small, but important increase of moment and forces due to film and effusion cooling, compared to no cooled blades.

Keywords

Gas turbines, Cooling of gas turbine blades, Force on gas turbine blade.

1. INTRODUCTION

High turbine inlet temperature (TIT) produces higher thermal cycle efficiency and greater specific output of the gas turbine unit. For that super alloy with good properties on the elevated temperature is needed. Development of a new super-alloy requires time and money. As alternative air cooling technology was introduced thus enabling higher firing temperature with existing material. In the past, contribution of the improved super-alloy to increase of firing temperature was about 10^0 /year, while that of the cooling technology was about 25^0 /year (Takeishi 1992).

A major design challenge in achieving high firing temperature is to develop effective cooling system for turbine gas path. Some of the cooling systems developed for blades is schematically presented on Fig1. The oldest and the most simple solution is convective cooling by compressed air passing through a set of small straight channels in the blade body, Fig. 1a and 1b. Later were developed film and shower head cooling. These methods are based on the producing air film over the blade surface, Fig. 1c. As possible future development comes so called effusion cooling where the whole blade surface is covered by very small holes for bleeding the air (Hempel et al., 1980), Fig. 1d.

Advancement in cooling technologies increases cooling effectiveness, but on the other hand also increase cavities necessary for settings the cooling configurations, and thus reducing

blade cross-sectional area capable to bear mechanical load. This fact amplifies request for better material capability. Simultaneously, more accurate calculation of the forces acting on the blade becomes very important.



Figure 1. Cooling systems for gas turbine blades

2. CALCULATION OF TANGENTIAL FORCE

Very complex 3D-flow picture occurs in the space between blades and end walls in a turbine cascade (Langston 1980). In the plane flow over blades with film or effusion cooling, we can distinguish three basic zones. Boundary layers at the pressure and suction surfaces, mixing layers which are composed of cooling air and hot gases, and unaffected main stream between blades. The mixing layers are postulated (Ito et al., 1980) to adjoin the blade surfaces with thickness larger than the boundary layers. Same authors (Ito et al., 1980) assumed expansion processes in mixing layers and in unaffected zone to be isentropic. Cooling air increases total mass flow in cascade producing change of the resultant force acting on the blades, compared to that acting on the blades in cascade without cooling.

For our calculations we have assumed one dimensional flow model. The velocities in the mixing layer and in the unaffected zone are equal to the average velocity in the cross-sectional area. The fluid density in the mixing layer equals that in unaffected zone. The fluid flow is subsonic.

Assuming that inlet flow equals G_1 , total outlet flow G_2 is determined by:

$$G_2 = G_1(1 + \omega_c A_c) \quad (1)$$

Where ω_c (kg/kgm^2) and A_c (m^2) denote cooling flow parameter (Glezer, 1992) and the total cooling surface, respectively.

The impulse law says that derivation by time of the impulse vector for the certain fluid-flow equals to the resultant force acting on the flow, i.e.:

$$\bar{F}_R = d\bar{I} / d\tau \quad (2)$$

This equation applied to flow in the turbine cascade with film or effusion cooling for the whirl direction gives:

$$F_u^c = G_1 [c_{1u} - (1 + \omega_c A_c) c_{2u}^c] \quad (3)$$

With c_{1u} and c_{2u} (m/s) are denoted absolute velocities at the inlet and at the outlet of the cascade. Superscript c denotes cooling affected value.

In the case of normal axial stage with equal axial components of inlet and outlet absolute velocity, we can determine tangential component of the absolute outlet velocity, from the following equation:

$$-c_{2u}^c = (1 + \omega_c A_c) c_1 \sin \alpha_1 \cot g \beta_2 - u \quad (4)$$

With c_1 is denoted inlet absolute velocity, α_1 is jet angle, β_2 is outlet blade angle and u is blade velocity. Putting equation (4) into (3) we can obtain final expression for calculation of the tangential force. It is second-order function of $\omega_c A_c$, (i.e. cooling flow), and linear function of the inlet absolute velocity and of blade velocity.

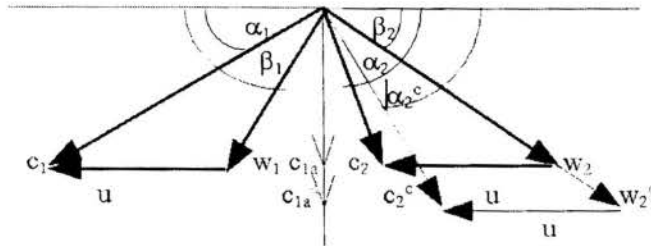


Figure 2. Velocity diagram for blades with film or effusion cooling

Velocity diagram for the moving vane with film or effusion cooling is presented schematically on Fig. 2. Outlet relative velocity must be greater than that in the vane with the same geometry but without cooling. This condition greater inlet to outlet pressure ratio at the moving vane and greater degree of reaction than that in the vane with the same geometry but without cooling as well.

For the analysis is considered the increase of the tangential force acting on the blades with cooling relative to force acting on the no cooled blades, defined by following expression:

$$\Delta \bar{F}_u = \frac{F_u^c - F_u}{F_u} \quad (5)$$

The analysis is performed for the two types of blades. First blade is with film cooling, 98 blades in the vane with the total surface of 0,399 m². The second one is blade with effusion cooling, as examined by Hempel et al. (1980), 92 blades in the vane with the total surface of 1.041 m². Equal inlet and outlet angles β_1 and β_2 for the both blades are assumed. When the cooling flow increases, the absolute exit velocity angle α_2 decreases. Simultaneously, axial component of the absolute exit velocity also increases thus contributing to the increase of the residual velocity loss. On the other hand increase of the cooling flow causes increase of the whirl. In fact, there is significant contribution of greater degree of reaction to this increase.

Tangential force acting on cooled blade is greater than that acting on no cooled blade. The increase of the tangential forces that calculated according to equation (5) is presented in Figs. 3 and 4. Absolute velocity exit angle α_2 (AOVA) is selected as parameter to indicate actual blade geometry. The greatest tangential force, i.e. the greatest increase of the tangential force is at the blade with the smallest angle α_2 . Considered range of the cooling flow parameter is about 2,5 times greater than expected in practical cases. It is also important to mention that in the analysis is considered unchanged inlet velocities triangle.

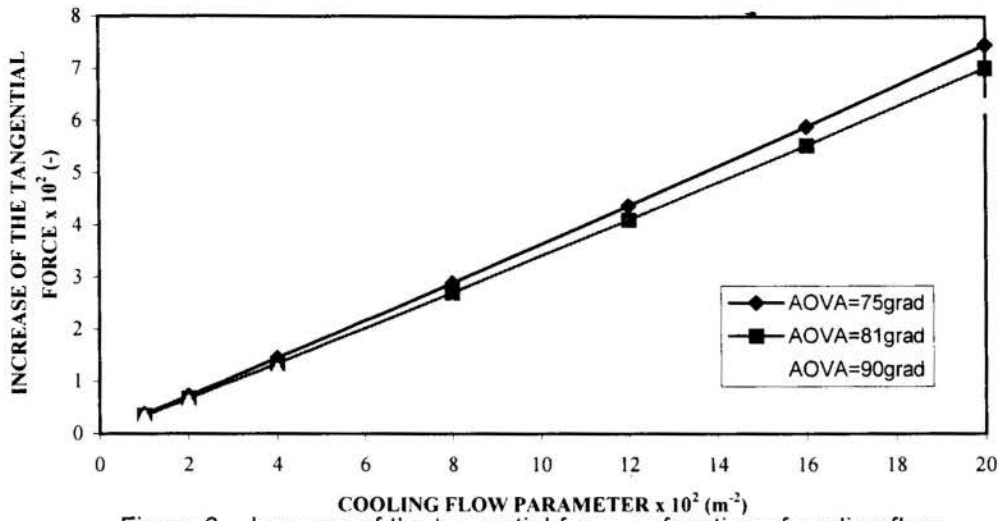


Figure 3. Increase of the tangential force as function of cooling flow parameter for the vane with film cooling and the total surface of 0,399 m²

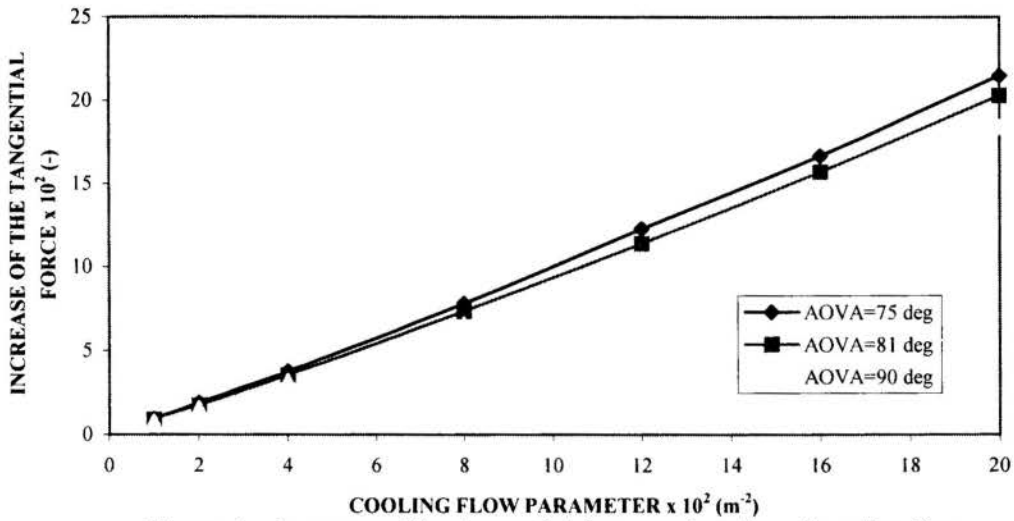


Figure 4. Increase of the tangential force as function of cooling flow parameter for the vane with effusion cooling and the total surface of 1,041 m²

3. CALCULATION OF AXIAL FORCE

Greater inlet to outlet pressure ratio for the moving vane with film or effusion cooling than that for moving vane without cooling, condition increase of the axial force. The general equation for axial force acting on the blade with film or effusion cooling can be expressed as:

$$F_a^c = G_1 [w_{1a} - (1 + \omega_c A_c) w_{2a}^c] + A_f (p_1 - p_2^c) \quad (6)$$

In Equation (6) with A_f (m²) is denoted axial flow cross-sectional area, p_1 and p_2 are inlet and outlet pressures respectively, w_{1a} and w_{2a} are axial components of relative to blade velocities at the inlet and outlet respectively. Part in large bracket in equation (6) is usually very small and can be neglected. Remaining part represents axial force component induced by the inlet to outlet pressure difference. This component can be significant. Finally, by cooling

cased increase of axial force that acts on air-cooled blades relative to the axial force acting on no cooled blades is defined by the equation:

$$\Delta \bar{F}_a = \frac{F_a^c - F_a}{F_a} = \frac{p_2 - p_2^c}{p_1 - p_2} \quad (7)$$

The change of the static pressure along the streamline from inlet to outlet of a moving vane corresponds to the difference of square relative to blade velocities on the same path. This difference we can also name as the change of the kinetic energy of the relative to blade motion. Relative to blade velocity depends on the expansion process in the moving vane. This process, due to heat transfer, can not be considered as adiabatic one, but as a polytropic one. According to Traupel (1966) exponent of the polytropic change of state for the flow in the channel with cooled walls equals:

$$n = \frac{\kappa}{\kappa - (\eta_p - \zeta_c)(\kappa - 1)} \quad (8)$$

In Equation (8) with $\eta_p = -dL_t/dh_s$ is denoted isentropic efficiency, $\zeta_c = dq_s/dh_s$ represents the rate of heat that is transferred in the cooling process per unit isentropic enthalpy difference during expansion, and κ is the exponent of the isentropic expansion. In the case of polytropic expansion in cooled moving vane, outlet to inlet pressure ratio can be calculated using following equation:

$$\frac{p_2^c}{p_1} = \left(1 - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \frac{n^c - 1}{n^c} \frac{1}{p_1 v_1} \right)^{\frac{n^c}{n^c - 1}} \quad (9)$$

In Eq. (9) with p_1 and v_1 is denoted pressure and specific volume at the vane inlet, respectively.

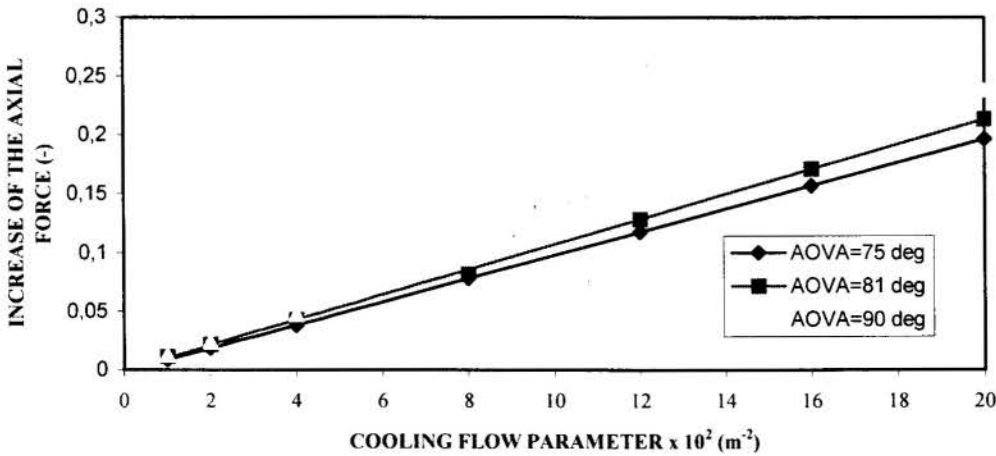


Figure 5. Increase of the axial force as function of the cooling flow parameter for the vane with film cooling and the total surface of 0,399 m²

In the case of polytropic expansion in the vane with no cooling, we can use same type of equation, with corresponding values for n and w_2 .

Increase of axial forces (equation 7) as function of cooling flow parameter, for both types of blades is presented in Figs. 5 and 6. In addition to already mentioned assumptions, for calculation purposes $n_c = n = 1,33$ is assumed.

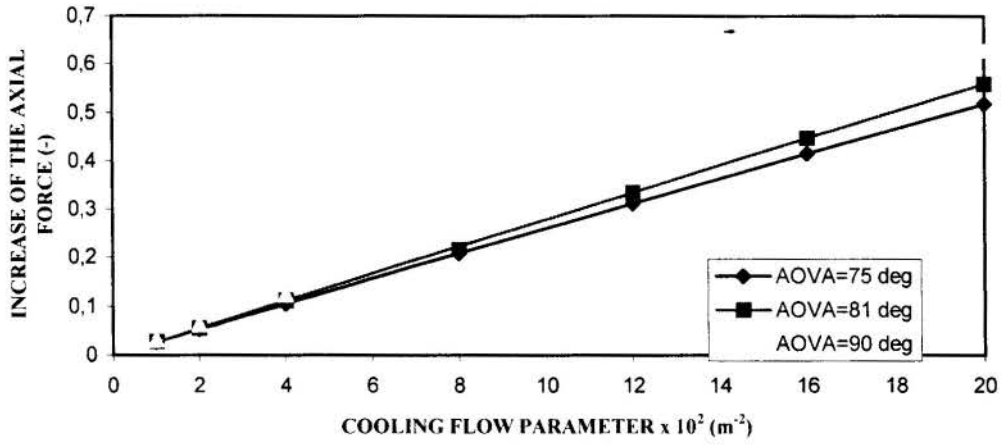


Figure 6. Increase of the axial force as function of cooling flow parameter for the vane with efusion cooling and the total surface of 1,041m²

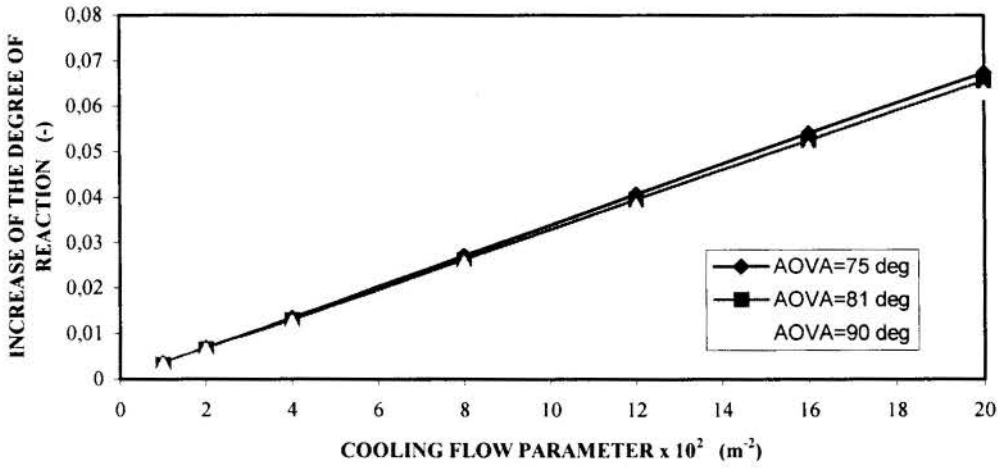


Figure 7. Increase of the degree of reaction as function of cooling flow parameter for the vane with film cooling and the total surface of 0,399 m²

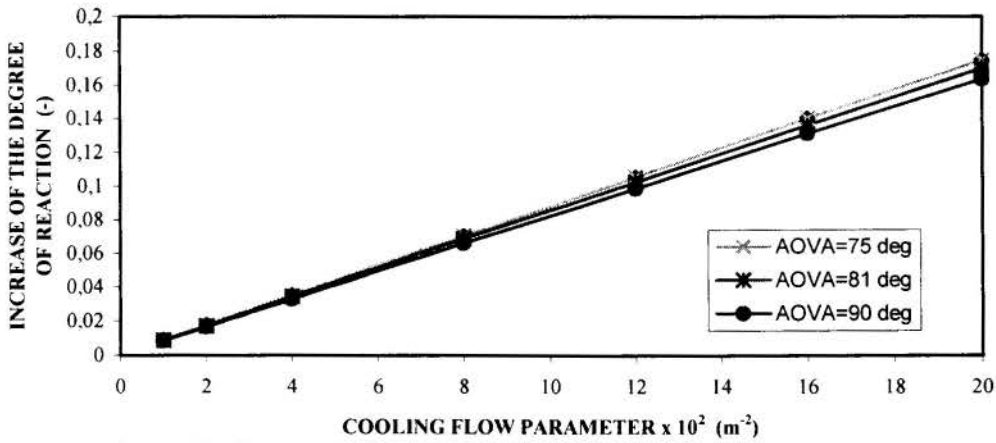


Figure 8. Increase of the degree of reaction as function of cooling flow parameter for the vane with efusion cooling and the total surface of 1,041 m²

The increase of reaction grade for both types of blades calculated according to equation: $\Delta\rho=\rho_c-\rho$, as function of cooling flow parameter is presented in Figs. 7 and 8.

4. CALCULATION OF TORQUE

Resultant moment acting on the moving vane can be determined using well known Equation in mechanics theory:

$$\bar{M}_R = \sum [\bar{r}, \bar{F}] = \frac{d[\bar{r}, m\bar{c}]}{d\tau} \quad (10)$$

In Equation (10) F is force, r is force arm, m mass and c absolute velocity. In the case of stationary mass flow G, the torque acting on the moving vane with film or effusion cooling can be derived from equation (10) as follows:

$$M_u^c = G_1 [r_1 c_{1u} - (1 + \omega_c A_c) r_2 c_{2u}^c] \quad (11)$$

The influence of film and effusion cooling on the torque acting on moving vane has basically the same form as for forces.

5. CALCULATION OF POWER

Power, or the rate at which work is done, in the case of vane with film or effusion cooling is determined by following equation:

$$P_u^c = \Omega M_u^c = G_1 [u_1 c_{1u} - (1 + \omega_c A_c) u_2 c_{2u}^c] \quad (12)$$

With $\Omega=u/r$ is denoted rotating speed.

6. DISCUSION AND CONCLUSION

Explained procedure for calculation of tangential and axial forces, torque and power for the rotating vane with film or effusion cooling takes into account cooling flow through cascade. The problem is simplified by assuming one-dimensional flow model. The procedure could be used as a part of the future code for the calculation of air-cooled gas turbine stages. The code is in the developing stage now.

The increases of forces, torque and power, compared to those acting on the vane with no cooling are very small. This can be explained by small flow of cooling air and its low energy level, compared to mean gas flow. Although obtained relationships are of the second order the lines have small curvature.

The increase of degree of reaction is obtained under implicit assumption that there is no change of flow through guide vane compared to that in stage with no cooling.

Higher increases of forces, torque and power for the vane with effusion cooling than that for the vane with film cooling are strongly influenced by greater blade surface in the first case.

In that respect comparison of the two types of cooling would be more appropriate if each of the increases is correlated with cooling effectiveness.

It is possible to design air-cooled blades with greater exit angle β_2 . In that case the value of c_2^c will be smaller, for unchanged blade velocity. The increases of forces, torque and power will be also smaller, compared to those for blades with no cooling and unchanged angle β_2 . However, greater angle β_2 generally leads to worse flow conditions (due to greater change of inlet to outlet velocity direction) and thereby to increase of energy loss on the fluid path through the vane.

Concluding this paper we can underline that presented procedure for calculation forces, torque and power for gas turbine moving vane with film or effusion cooling is more accurate than that with neglecting cooling air flow. The differences in tangential forces obtained by the two methods can be assigned as the small ones. The increase of axial force is greater than that of tangential one. However, development towered decrease of blade cross-sectional area capable to overtake load, longer blade life and more reliable operation of gas turbines, can justify applicability of our procedure.

7. REFERENCES

Takeishi K.-I. Heat Transfer Research in the High Temperature Industrial Gas Turbines, *International Symposium: Heat Transfer in Turbomachinery*, August 24-28, 1992, Athens, Greece.

Hempel H., Friedrich R. and Wittig S.: Full Coverage Film-Cooled Blading in High Temperature Gas Turbines: Cooling Effectiveness, Profile loss and Thermal efficiency, *Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power*, Vol. 102, Oct. 1980, p.p. 957-963.

Langston L.S. Crossflows in a turbine Cascade Passage, *Transactions of the ASME, Journal of Engineering for power*, Vol. 102, Oct 1980, p.p. 866-874.

Ito S., Eckert E.R. and Goldstein R.J.: Aerodynamic Loss in a Gas Turbine Stage with Film Cooling, *Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power*, Vol. 102, Oct. 1980, p.p. 964-970.

Glezer B.: Some Aspects of Industrial Turbine Cooling Development, *International Symposium: Heat Transfer in Turbomachinery*, August 24-28, 1992, Athens, Greece.

Traupel W.: *Thermische Turbomaschinen*, Sprienger Verlag, Berlin, Heilderberg, 1966.



PAPER CODE: COB1146

COMBUSTION CHAMBERS FOR SPARK IGNITION ENGINES FUELED WITH NATURAL GAS

FERNANDO L. J. DE CASTRO

*Departamento de Engenharia Mecânica, Escola Politécnica - USP
CEP 05508-900 São Paulo, SP, Brasil - e-mail: flcastro@usp.br*

ROBERT L. EVANS

*Department of Mechanical Engineering, Faculty of Applied Sciences - UBC
2324 Main Mall, Vancouver, B.C. - V6T 1Z4 - Canada - e-mail: evans@mech.ubc.ca*

Abstract

This paper describes a new four-valve cylinder head for the Ricardo Hydra research engine. This cylinder head was built for a research project on the new combustion chambers for heavy duty spark ignition engines operating on natural gas, conducted at the Department of Mechanical Engineering, University of British Columbia, Canada. The new four-valve cylinder head will allow the determination of the optimum level of turbulence inside the combustion chamber, which originates from intake-generated swirl and tumble gas motion and their effects on the combustion process in engines fueled with natural gas.

The results of research on the optimization of a "fast, lean-burn" combustion system for spark-ignited natural gas engines that meet emission regulations without the use of exhaust gas clean-up equipment are also presented. A family of "squish-jet" pistons was developed and tested over a wide range of air-fuel ratios using full-load operating conditions; these results are also presented and discussed.

Keywords

four-valve cylinder head, squish-jet chambers, spark ignition engines

1. INTRODUCTION

Environmentally conscious governments in several countries are promoting increasingly tougher legislation in order to reduce atmospheric pollution, which is affecting the whole industry, and in particular, automobiles. Engine manufacturers are being compelled to redesign their engines with an emphasis on the combustion system in order to reduce emissions and fuel consumption.

To decrease the amount of pollutants produced during combustion, it is necessary to reduce the amount of fuel available, which means that the air-fuel mixture must be made as lean as possible. Creating a leaner combustible mixture, however, presents some difficulties, including an erratic flame which implies high cyclic variability of the combustion process, causing loss of power and poor vehicle driveability. In order to reduce these problems, the combustion process must be efficiently controlled—which can be achieved through three distinct methods: the first, and the most important, is the combustion chamber geometry and spark plug location (Heywood, 1984; Castro, 1989); second, is the type and intensity of the charge movement inside the combustion chamber, which is directly responsible for the

velocity with which the flame propagates; and finally, the chemical properties of the air-fuel mixture.

The utilization of natural gas in a lean, fast-burn combustion process is extremely interesting from the point of view of emissions reduction. The levels of carbon monoxide (CO) can be drastically reduced once the levels of CO in the exhaust only depend on the oxygen availability. However, lean mixtures reduce peak engine torque, and in extreme cases may affect the flammability of the mixture, causing high combustion cyclic variation. Despite the fact that the use of gaseous fuels, which mix more efficiently with air, tend to mitigate the problem, unburned hydrocarbons are exhausted from the engine.

The most important and most difficult pollutant to eliminate from engine combustion is the nitrous oxide group formed by nitric oxide (NO) and nitrogen dioxide (NO₂), known collectively as NO_x. Combustion of natural gas, especially at lean ratios, produces lower temperature products compared to stoichiometric mixtures, which tend to reduce the amount of NO_x. The low propagation velocity resulting from this leaning of the charge makes combustion slow as the gases tend to remain in the combustion chamber longer. The longer the burned gases remain inside the combustion chamber, the larger the amount of nitric oxide (NO) produced. This means that low speeds, near stoichiometric mixtures, and high compression ratios are ideal conditions for an engine to produce high levels of NO. Generally speaking, the levels of NO_x can be drastically lowered by the use of gaseous fuels, in particular compressed natural gas, in engines that operate with very lean mixtures.

2. THE FOUR VALVE CYLINDER HEAD

The power developed by an SI engine depends on the amount of air it is capable of admitting to the combustion chamber, i.e., its volumetric efficiency and how efficiently the air-fuel charge is burned inside the combustion chamber. The combustion chamber geometry of an SI engine directly affects the volumetric efficiency of this powerplant, and the maximum size of the inlet and exhaust valves are strongly dependent upon its shape. Another factor is the valve area and valve effective opening area, which are dependent on diameter and valve lift; the larger this effective area, the greater the volumetric efficiency. It is clear then that the four-valve cylinder head presents the best performance when compared to a conventional two-valve engine.

The number of valves will also determine the type of charge motion that can be generated inside the cylinder. Cylinder heads with two valves are capable of generating swirl and squish. Swirl is generated during the intake process and is the rotation of the mass of gas around an axis parallel to the cylinder axis, and may or may not coincide with the cylinder axis. Squish is a radial flow produced when the mass of gas inside the combustion chamber is compressed between the top of the piston and the cylinder head. It is well established that the intake-generated swirl is responsible for better efficiency in the air-fuel mixing process, as well as combustion in compression ignition engines and in stratified charge spark ignition engines. In a homogeneous charge, swirl increases the rate of mixture burning and allows high dilution of the charge, thereby decreasing combustion cyclic variability and improving fuel economy.

In the past few years, the technical literature has referred increasingly to a new type of intake-generated flow field known as tumble. Tumble is the intense rotation of the incoming charge around a horizontal axis, i.e., an axis perpendicular to the cylinder axis. It is suggested that this type of turbulent flow tends to persist during and after the compression process, as opposed to swirl which presents strong decay during compression of the charge.

There are not many studies of tumble and its effects on the combustion process in the literature. Some experiments were performed with production four-valve heads in order to

study the effects of tumble on combustion duration (Kent, *et al.*, 1989). The conclusion was that tumble reduces the burn duration in proportion to its intensity. The researchers also confirmed that in a two-valve engine, intake-generated tumble was totally negligible, as expected.

The in-cylinder fluid motion is strongly influenced by the inlet port configuration during the intake process, as reported by Khalighi (1990) in a study using Particle Tracking Velocimetry (PTV) in an attempt to visualize the influence of port configuration on tumble and swirl in a four-valve cylinder head. The charge motion inside the cylinder was characterized by large-scale flow structures, whose size and number was determined by the inlet port configuration. Depending on the type of construction adopted, it was found that tumble could last until the pistons have reached TDC, while in other cases it was rapidly dissipated.

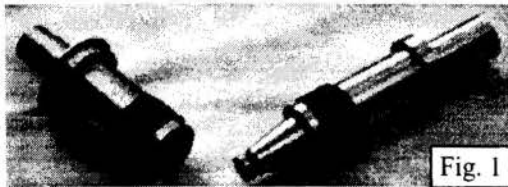


Fig. 1

Turbulence enhancement through the formation and destruction of tumbling vortices in a spark ignition engine, especially at the instant of ignition, was also studied by Arcoumanis *et al.* (1990). They found that pure tumble and zero swirl resulted in turbulence enhancement of 42% compared to the directed port. The stronger the tumble generated during the intake process, the more turbulent kinetic energy is released when tumble breaks down later in the compression. The combination of swirl and tumble also enhanced the flame propagation through the combustion chamber; however, there is still much work to be done in this particular area in order to better understand the phenomena involved.

Until recently, the two-valve cylinder head was the only option for production engines—the four-valve design was restricted to high performance and racing cars. However, in the constant pursuit for higher efficiency, the four-valve design, with two intake and two exhaust valves, is becoming increasingly popular. It is displacing the two-valve engines, even in low-price vehicles, clearly confirming its superiority in terms of performance, fuel economy, and reduced emissions characteristics.

The four-valve cylinder head considered in this paper was conceived as a further step in the development of new combustion systems for spark ignition engines operating with compressed natural gas. The cylinder head was intended to be part of the Ricardo Hydra single cylinder research engine. The design and construction of such a component will permit the study of the all important intake-generated flow tumble and swirl and their isolated and combined effects on the combustion process. The cylinder head is manufactured in two parts: the cylinder head itself and a separate box, both made of aluminium alloy, the latter accommodating the two camshafts, one to control the inlet valves and the other the exhaust valves.



Fig. 2

Four-valve cylinder heads offer very little room for the designer, especially the disposition and size of the valves, and the cylinder head considered was no exception. The cylinder head in discussion features two intake and two exhaust valves—the intake valves are slightly larger than the exhaust valves. The valves are disposed vertically around the spark plug, which is placed in the centre of the combustion chamber. Its axis almost coincides with the cylinder axis, giving the shortest path for the flame to traverse the combustion chamber, resulting in fast and stable combustion and a reduction in the tendency to knock. The advantages of a centrally positioned spark plug have been confirmed by a computer simulation program (Castro 1989).

The geometry of the inlet ports is crucial for the performance of the engine. Their main purpose is to convey the mixture of fuel and air to the combustion chamber in the most

efficient way. In this project, the inlet ports are straight, and do not impart a rotational movement to the intake charge, as opposed to the helicoidal ports traditionally used when the intention is to produce swirl. The main advantage of straight ports is that they will permit the generation of pure tumble when both inlet valves are active, or pure swirl if one of the valves is closed. Another peculiarity of the port geometry is that it is orientated in order to allow the charge to emerge inside the combustion chamber at a very large angle relative to the cylinder axis.

The camshafts are mounted in the aluminium box through ball bearings on both ends and are sealed against oil leakage. The lobes on both camshafts are asymmetrical allowing a more gentle closing of the valves, and eliminating the shock between the head and the valve seat. The camshaft controlling the exhaust valves is manufactured in one piece, while the one that controls the inlet valves is composed of two parts, each of which actuate over one valve and are joined together via a Morse taper. The objective of this construction is to permit variation in the opening between the two inlet valves, allowing different degrees of tumble and swirl inside the combustion chamber. It is expected that a combination of tumble and swirl will produce the most intense turbulence inside the combustion chamber, thereby allowing a

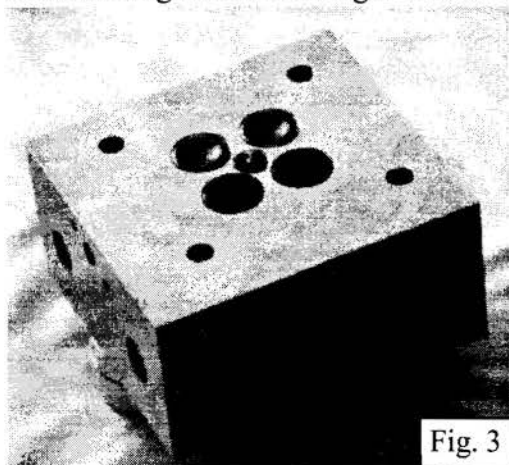


Fig. 3

leaner, faster, and stable combustion process to be obtained.

The timing between the inlet and exhaust valves events can be changed by means of specially designed pulleys mounted at the end of each camshaft and operated by timing belts. Also, the instant of inlet valves opening relative to piston position can be altered by means of a special designed pulley whose movement is synchronized with that of the crankshaft through the use of a timing belt. Figure 1 represent the two-part camshaft for the controlling of the

intake valves, while in Figure 2 the same camshaft is shown assembled. The angular phasing between lobes is clearly visible. Figure 3 shows the fire deck of the cylinder head and the relative position of the valves and spark plug. Finally, Figure 4 shows a view of the cylinder head and camshaft box, from the exhaust ports side, showing the larger pulley that synchronizes the movement between the two camshafts and the crankshaft. The movement of the two camshafts is synchronized via timing belts (not shown) through the two small pulleys.

Figure 1 represent the two-part camshaft for the controlling of the intake valves, while in Figure 2 the same camshaft is shown assembled. The angular phasing between lobes is clearly visible. Figure 3 shows the fire deck of the cylinder head and the relative position of the valves and spark plug. Finally, Figure 4 shows a view of the cylinder head and camshaft box, from the exhaust ports side, showing the larger pulley that synchronizes the movement between the two camshafts and the crankshaft. The movement of the two camshafts is synchronized via timing belts (not shown) through the two small pulleys.

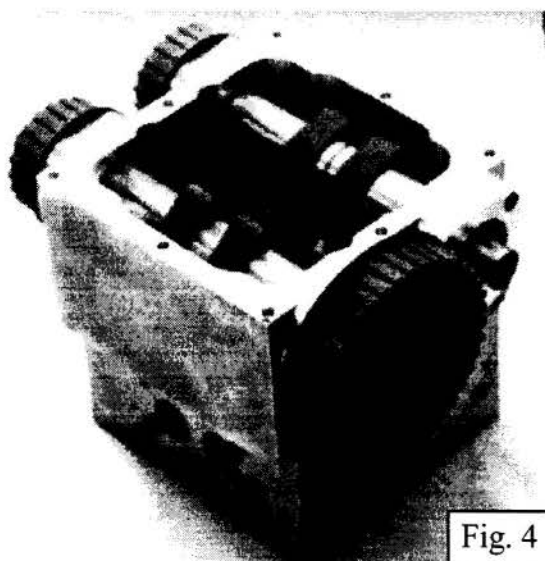


Fig. 4

3. COMBUSTION CHAMBERS

One primary disadvantage of operating an engine with a lean mixture is that, in order to optimize the combustion process, it is necessary to advance the spark plug that can lead to the onset of knock. This can be resolved if the combustion process is accelerated through an adequate choice of chamber geometry capable of promoting an intense level of turbulence prior to ignition and during the combustion. Also,

the path followed by the flame front must be kept as small as possible, which can be achieved by highly compacted combustion chambers, as demonstrated Thring and Overington (1982).

Highly efficient compact combustion chambers for four-valve cylinder heads have been obtained by constructing them in the piston crown; the most popular of these is the Heron type. A more shallow type of this bowl-in-piston combustion chamber was produced in the eighties, and showed improved performance when applied to SI engines, as described by Gruden (1984). Evans (1986) proposed and patented a variation of the standard bowl-in-piston chamber, described as a "squish-jet" chamber. This enhances the squish effect by using channels in the top of the piston to trap fluid and generate a series of jets.

Evans and Cameron (1986), evaluated this concept experimentally with hot-wire anemometer velocity measurements and combustion pressure measurements in a CFR engine. Initial results showed increased peak pressure and reduced combustion duration compared to a standard bowl-in-piston geometry. Subsequent investigations carried out by Dymala-Dolesky (1986), Evans and Tippett (1990), and Mawle (1989), further illustrated the influence of combustion chamber design on turbulence enhancement in a fast, lean-burning engine. Potential was found for the squish-jet action to improve engine efficiency and increase the knock limit. Reduced coefficient of variance of indicated mean effective pressure and reduced ignition advance requirements were also exhibited.

A family of squish-jet pistons was developed and tested over a wide range of air-fuel ratios under full-load operating conditions.

The level of turbulence was controlled by the geometrical features of the combustion chamber, i.e., by varying the piston clearance height, piston crown recess depth, and number and width of "jet" slots. The fuel used was natural gas, a slow-burning fuel compared to gasoline, which makes the use of a fast-burn type of chamber even more important. Several versions of the squish-jet chamber were then compared to conventional bowl-in-piston chambers of the type normally found in diesel engines that have been converted to spark-ignited operation on natural gas.

All experimental work was conducted in a Ricardo Hydra single cylinder research engine in the Department of Mechanical Engineering at the University of British Columbia, using natural gas fuel. The natural gas flow rate was obtained with an MKS mass flowmeter, which provided a readout in standard litres per minute (flow corrected to standard conditions). A lambda sensor mounted in the exhaust pipe was used to check the air-fuel ratio of the mixture being burned in the engine. The lambda sensor and CO₂ emissions provided a check on the air-fuel ratio determined from the air and fuel-flow meters. All of the data reported in this paper were obtained at steady-state operating conditions over a wide range of air-fuel ratios,

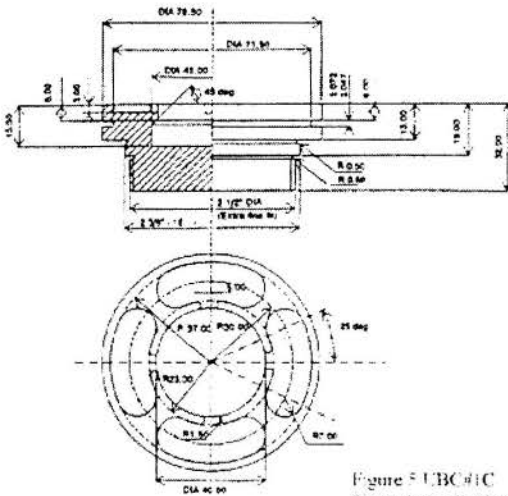


Figure 5 UBC #1C
Piston Insert Design

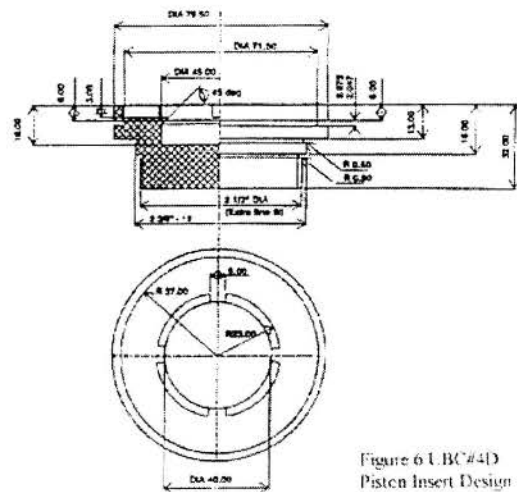


Figure 6 UBC #4D
Piston Insert Design

from stoichiometric to the lean limit, at 2000 rpm. All test procedures conformed to SAE standard J1829.

The combustion chamber design investigated was based on the principle of using squish motion to generate a series of jets directed towards the centre of the chamber just prior to ignition. An improved family of combustion chambers utilizing this concept, and referred to as "squish-jet" combustion chamber designs, has been patented by Evans (1991). The two squish-jet chamber reported on this paper, referred to as UBC#1 and UBC#4D, are shown in the piston insert drawings of Figure 5 and 6.

These two chambers are very similar in design, although the UBC#4D chamber has been designed to be easier to manufacture. The main difference between the two designs tested was that a clearance height (the distance between the top of the piston crown and the cylinder head at closest approach) of 3.1 mm was used for UBC#1C, while it was 1.7 mm for the UBC#4D.

The squish-jet combustion chambers incorporate a recess machined into the piston crown, which, in conjunction with the flat cylinder head, results in a cavity which traps mixture as the piston nears top dead centre. Small outlet passages from the cavity then results in the mixture

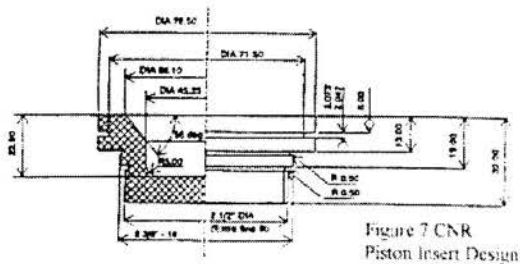


Figure 7 CNR Piston Insert Design

being squished out as a series of jets directed towards the main bowl in the centre of the piston crown as the piston nears the end of its stroke. These "squish jets" generate high levels of turbulence as they penetrate into the centre of the bowl. By carefully choosing the dimensions of both the pocket in the piston crown, and the outlet passages, the scale of

turbulence, as well as the intensity, can be controlled. Figure 7 represent a conventional bowl-in-piston chamber, labeled "CNR" and developed for natural gas use by Istituto Motori of the Italian CNR, as described by Evans et al (1996), was used for comparison with the squish-jet cases.

The relationship between MBT ignition timing and λ for the three chambers is shown in Figure 8. The MBT ignition timing is seen to increase with increasing λ , due to decreasing flame velocities with lean mixtures. MBT timing for the UBC chambers was 5 to 10 degrees less advanced than that for the CNR chamber, indicating a general increase in combustion rate for these two cases. The UBC#4D chamber, with the reduced clearance height, showed approximately 2.5 degrees less MBT spark advance requirement compared to the UBC#1C chamber at λ values greater than 1.2. This indicates that the UBC#4D chamber results in the fastest burning rate lean operation for all of the cases tested. The MBT ignition timing is seen to increase with increasing λ , due to decreasing flame velocities with lean mixtures. MBT timing for the UBC chambers was 5 to 10 degrees less advanced than that for the CNR chamber, indicating a general increase in combustion rate for these two cases. BsFC is shown for the UBC and CNR chambers in Figure 9.

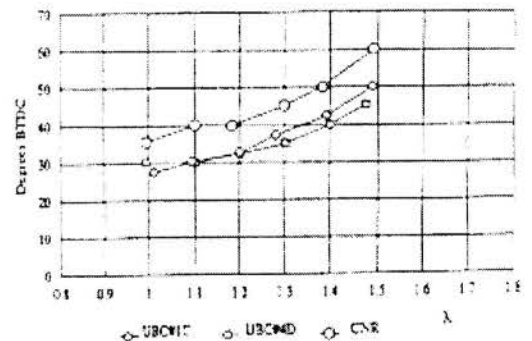


Figure 8 MBT spark advance as a function of λ .

The increased burning rate with the UBC#4D chamber translates into approximately a

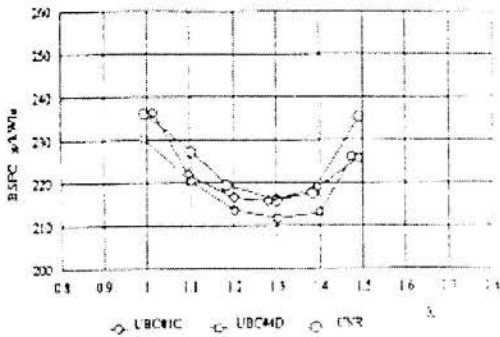


Figure 9 Brake specific fuel consumption as a function of λ .

2% reduction in BsFC at $\lambda = 1.3$. The other two cases demonstrate approximately the same BsFC at $\lambda = 1.3$. For all cases the minimum BsFC occurs at a λ of about 1.3, in common with results for most SI engines. The improvement in BsFC for the UBC#4D chamber is due to, at least in part, the reduced time available for heat transfer from the hot combustion gases to the cylinder walls, and to the reduction in MBT for the faster burning case. Figure 10 shows the brake specific total hydrocarbons emissions for the three chambers as a function of λ . The

BsTHC are 20% lower for the UBC#4D chamber than those for the other two chambers at $\lambda = 1.3$.

At first it may seem surprising that the hydrocarbon emission levels are lower for the UBC#4D chamber than for the UBC#1C design, since the former has a significantly lower clearance height, which would normally be expected to provide a greater quench area. Because of the design of the squish-jet piston crowns, however, with 3 mm deep pockets machined into most of the area, the actual quench area is negligible compared to a standard bowl-in-piston design. The pockets in the piston crown essentially increase the clearance height to 4.7 mm, thereby reducing the quenching effect. This feature of the squish-jet chamber design is important in reducing hydrocarbon emission levels. The relationship between BsNO_x and λ is shown in Figure 11. For all three combustion chamber designs the

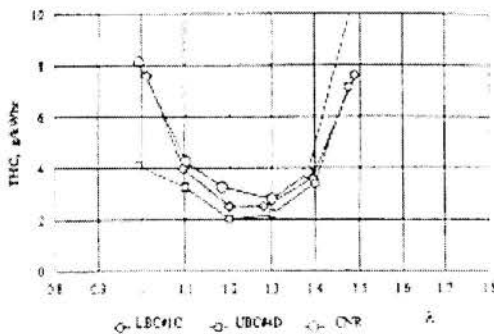


Figure 10 Brake specific total hydrocarbons as a function of λ .

NO_x emissions followed the classical relationship with maximum NO_x occurring at λ somewhat leaner than stoichiometric. However, the NO_x at $\lambda = 1.3$ is about 40% lower for both of the UBC chambers compared to those for the CNR chamber. This is again evidently due to the reduction in MBT for the fast-burn chamber designs.

4. CONCLUSIONS

Combustion chamber geometry has been shown to be an important factor in determining the performance and exhaust emissions of a lean-burn spark-ignition natural gas engine. The optimum spark advance, specific fuel consumption, and specific emission levels are greatly affected by the burning rate in the combustion chamber, which in turn is controlled by both the intensity and scale of the mixture turbulence just prior to ignition and during the early combustion process. A family of fast-burn combustion chamber designs was developed to produce controlled levels of turbulence in the cylinder. The squish-jet design utilizes piston geometry and squish motion to create a series of turbulence-generating jets as the piston nears top-dead centre. Two versions of the turbulence-generating chamber design were tested in a Ricardo Hydra single-cylinder research engine, and were compared to two conventional bowl-in-piston designs. The tests were conducted at wide-open throttle at a constant speed of 2,000 rpm, using natural gas as the fuel.

The two squish-jet chamber designs exhibited significantly faster burning rates than the two conventional chambers, as indicated by the reduction in MBT spark advance required. The faster burning rates led to an average 5% reduction in BASF, or 5% increase in power output in comparison with the slowest cases. Exhaust emission levels were generally lower for the fast-burn chambers, and the lean limit of operation was extended. This result indicates that the two squish-jet chambers have the potential of operating over a wider range of air-fuel ratios than conventional chamber designs, enabling a more effective lean-burn operating strategy to be employed. The resulting "fast lean-burn" strategy, when used over a wide range of speed and load operating points, should lead to significant reductions in fuel consumption and exhaust emissions.

REFERENCES

- ARCOUMANIS, C. ET AL. *Tumbling Motion: A Mechanism for Turbulence Enhancement in Spark Ignition Engines*, SAE Paper 900060, 1990.
- CASTRO, F.L.J. Combustion Chamber Design for Simulation of Thermodynamic Process in Spark Ignition Engines, V Symposium on Automotive Engineering, São Paulo, Brazil, 1989.
- DYMALA-DOLESKY, R. The Effects of Turbulence Enhancements on the Performance of a Spark-Ignition Engine, M.A.Sc. Thesis, University of British Columbia, 1986.
- EVANS, R.L. Internal Combustion Engine Squish Jet Combustion Chamber, US Patent No. 4,572,123, 1986.
- EVANS, R.L. AND CAMERON, C. A New Combustion Chamber for Fast Burn Applications, SAE Paper 860319, 1986.
- EVANS, R.L. AND TIPPETT, E.C. The Effects of Squish Motion on the Burn-Rate and Performance of a Spark-Ignition Engine, SAE Technical Paper Series, Future Transportation Technology Conference and Exposition, San Diego, CA, August 13 - 16, 1990.
- EVANS, R.L. Improved Squish-jet Combustion Chamber, U.S. Patent No. 5,065,715, 1991.
- EVANS, R.L., BLASZCZYK, J., GAMBINO, M., IANNACCONE, S., AND UNICH, A. High Efficiency Natural-Gas Engines, Conference on Energy & the Environment, Capri, Italy, June 6-8, 1996.
- GRUDEN, D.O. Combustion Chamber layout for Modern Otto Engines, SAE Paper 811231, 1984.
- HEYWOOD, J.B. Optimum Spark Ignition Engine Performance, International Journal of Vehicle Design, vol. 5, no. 3, pp 133-147, 1984.
- KENT, J.C. ET AL. Observations of the Effects of Intake-Generated Swirl and Tumble on Combustion Duration, SAE Paper 892096, 1989.
- KHALIGHI, B. Intake-Generated Swirl and Tumble Motions in a Four-Valve Engine with Various Intake Configurations - Flow Visualization and Particle Tracking velocimetry, SAE Paper 900059, 1990.
- MAWLE, C.D. The Effects of Turbulence and Combustion Chamber Geometry on Combustion in a Spark Ignition Engine, UBC Alternative Fuels Laboratory Report AFL-89-02, 1989.
- THRING, R.H. AND OVERINGTON, C.D. Gasoline Engine Combustion - The High Ratio Compact Chamber, SAE Paper 820166, 1982.
- YOUNG, M.B. Cyclic Dispersion - Some Quantitative Cause-and-Effect Relationships, SAE Paper 800459, 1980.



PAPER CODE: COB1274

DESIGN OF A RETROFIT FOR HEAVY DUTY DIESEL ENGINES TO LIMIT PARTICULATE MATTER EMISSIONS

Paper Code 1274

A.F. Romero López, G. Arámbula Cosío, G. Hernández Bautista, J. Teutle García, R. Pech. *Departamento de Mecánica, Térmica y Fluidos, Instituto de Ingeniería, UNAM 04510 México D.F.,*
Tel. : (5) 622-8142 Fax (5) 616-2894 e-mail : afri@servidor.unam.mx

Abstract

A preliminary design of a Diesel particles filter system for heavy duty vehicles is presented. The system consists of two ceramic catalyzed filters connected in parallel, so that is possible to regenerate one of them while the other is in operation. The regeneration (cleaning) process is carried out through the injection of a hot air flow in inverse direction to the filtering process. The air is heated by a thermal energy storage device (Thermal Inertia Device, TID). The system has a control and monitoring electronic circuit based on a micro-controller.

Keywords

Regeneration, Monitoring, Diesel Particulate Filtering, TID

1. OPERATING DESCRIPTION

A complete schematic diagram of the system is shown in Figure 1. It operates in a cyclical form for each one of the two filters at the following way: First, the Diesel engine exhaust gases are forced through one of the filters, according to the position of the flip-flop valve located at the exit of the retro-fit. During this period, this element accomplishes the filtration of the particles, while the other remains in stand-by. When the pressure drop due to the particulate matter accumulation in the ceramic trap reaches a predetermined maximum level, the control system send a signal for the displacement of the flip-flop valve. The exhaust gases are then diverted toward the other filter. The maximum pressure drop to avoid the shut down of the engine as the one selected is about 10kPa (MacDonald, 1988). At the same time, the pneumatic cylinder located at the exit of the Thermal Inertial Device (TID) receives a signal to displace the flow selector and opening the duct toward the loaded filter. During this time, the TID has stored energy. When the TID inner temperature reaches their maximum value, the system activates the flow amplifier. Then, the amplifier induces atmospheric air through the TID toward the filter for burning the trapped soot inside. When the pressure drop in the active filter reaches the permissible maximum values (11.4 cmHg), the flip-flop valve and flow

selector valve returns to their initial position, repeating the previously described process. All the process is described in the flow diagram of Figure 2.

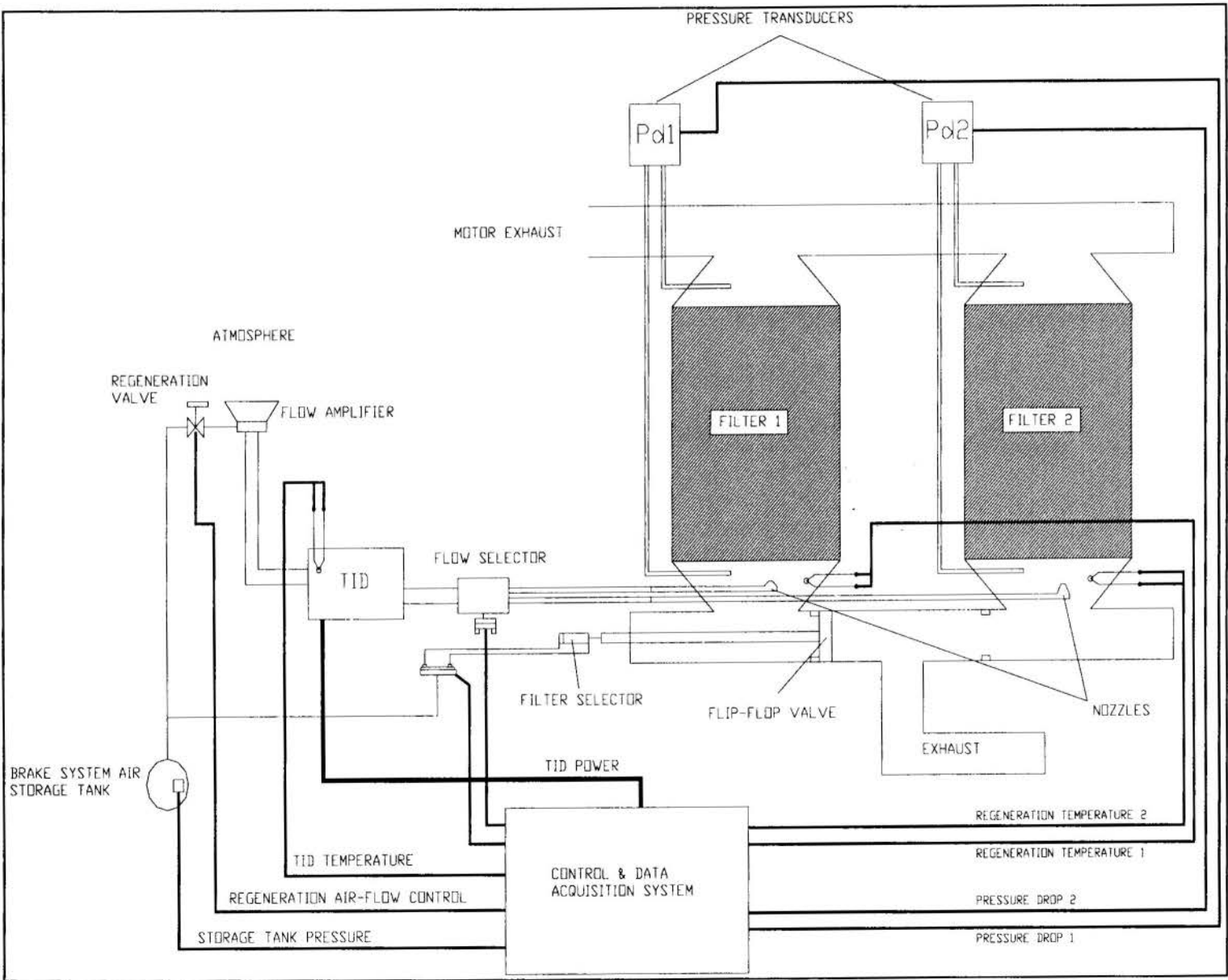


Figure 1 - Schematic diagram of system

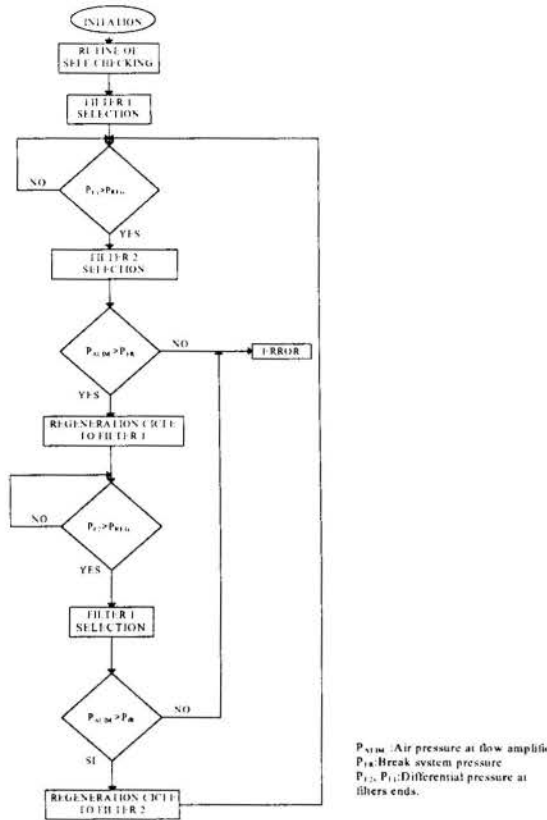


Figure 2 - Flow diagram of the process

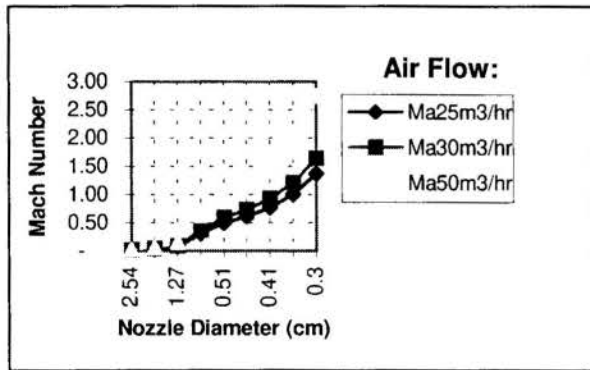


Figure 3 - Mach number vs Nozzle diameter

2. NOZZLE DESIGN

Due to the fact that the regeneration air must flow uniformly through the filter so that it has a smaller temperature gradient, and a uniform regeneration could be carried out inside the filter. It was proposed to design an expanding nozzle for the regenerating flow.

Three different air flows were estimated to optimize the filters regeneration quality.

Equations 1, 2, 3 describe this behavior, the simulation is presented in Figure 3. As can be seen in the figure with a minimum exit nozzle diameter of 3.6 [mm], a Mach number greater than one guarantees a fluid expansion.

$$cp \approx \gamma * R / \gamma - 1 \quad (1)$$

$$T_{01} = (T_1 + 0.5V_1^2) / Cp \quad (2)$$

$$Ma^2 = 5 \left(\frac{T_{01}}{T_1} \right) - 1 \quad (3)$$

Where: T_1 = TID Temperature $^{\circ}C$

V_1 = Regeneration Air Velocity [ms^{-1}]

Cp = Air Specific Heat [$JKg^{-1}K^{-1}$]

R = Gas Constant [$m^2s^{-2} * K^{-1}$]

γ = Cp/Cv Specific heats ratio

3.THERMAL INERTIAL DEVICE

(TID)

The TID stores energy as heat until the moment in which some of the filters needs regeneration; at this moment an air flow through the TID is induced by the flow amplifier. Stored energy is transferred then to the air flow and forced through to the loaded filter.

3.1 Construction

The TID consists of the following elements:

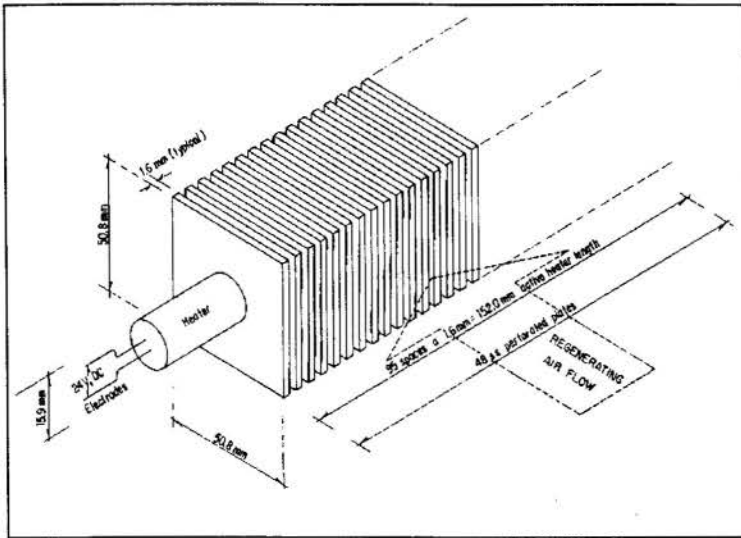


Figure 4 - TID perspective

surface is formed by 48 stainless steel 1.6 [mm] thickness ASTM AISI SS-316 plates, each one measuring 50.8x50.8 [mm] and with a perforation of 15.875 [mm] in diameter to house the electrical resistances. The Figure 4 shows a TID perspective.

The resistance set and extended surface is put inside a stainless steel box. It counts with an insulating material coat in order to minimize heat losses, since the TID must reach temperatures of 1273K in alternative warming-cooling cycles. Each one of the resistances has two K type thermocouples, so that a temperature monitoring and control is possible at all times.

3.2 Operation

The TID operates in a cyclic form:

1. Thermal energy storage period. The control system shuts off the resistances when either of the thermocouples indicates that the temperature in some of the resistance has reached the value of 950 °C .
2. There is no air flow through the device.
3. -When the filters need to be regenerated, the air supply with the necessary temperature (>450°C) is induced through the system. The air is injected to the TID and travel three times the extended resistance surface in order to maximize the plates heat transfer toward the regeneration air. Figure 5 shows the air movement inside the device.

4.ELECTRONIC DESCRIPTION

The control and data acquisition system is designed around a PHILIPS 80C552 micro-controller. This controller includes a 10-bit A/D converter in addition to other features, such as:

- Built in oscillator
- I/O digital ports (including a serial port)
- Five analog inputs
- Capacity of auto protection against software errors (Watch-dog)
- 256 bit RAM memory

- Heaters
- Extended surface
- Insulating material
- Control terminals

The heaters used for the TID consist of three 600W electrical resistances, having a total capacity of 1.8 kW. The resistances are energized with 24VCD, that is a normally available voltage in passengers buses or heavy duty trucks, and are controlled by the system micro-controller by mean of a power circuit. The extended

The use of a micro-controller allows the unit to be thoroughly portable and small in size and weight.

The system is capable of receiving up to 16 time multiplexed differential analog signals (8 inlets for K-type thermocouples and 8 for pressure transducers), so that they could be processed by two instrumentation amplifiers AD624 from ANALOG DEVICES. The monitored variables are :

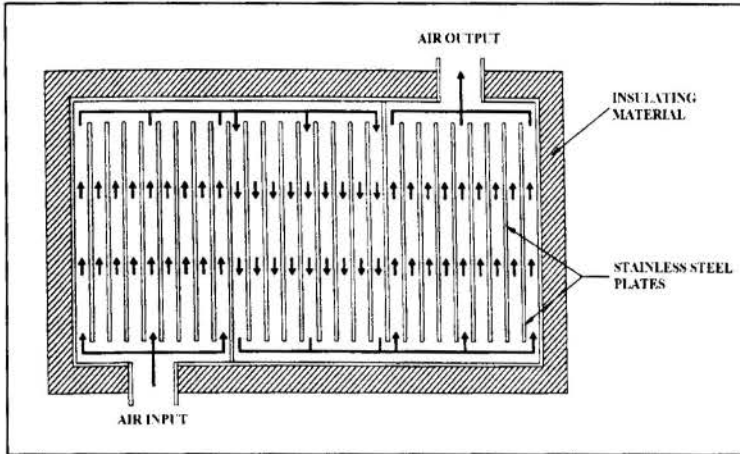


Figure 5 - Air movement inside the TID

- The filters pressure drop and the compressor tank pressure
- The filters input regeneration temperature and the TID temperature
- The filter-selector position and flow-selector position by means of positioning interruptors

Finally, the system has the possibility of storing monitored variables in a RAM memory card, that can be dismantled to load data in a personal computer, so that

they could be analyzed properly.

5. BENCH SCALE TEST OF TID

The behavior of the TID was verified in the laboratory. The experiment was carried out during the energy storage phases when there is not an induced air flow through the device. The resistances were energized with the aid of a motor-generator set and two serial connected 12V batteries. The results obtained in the TID warming test are shown in the Figure 6, showing stability of the involved variables. The labels in the figure correspond to:

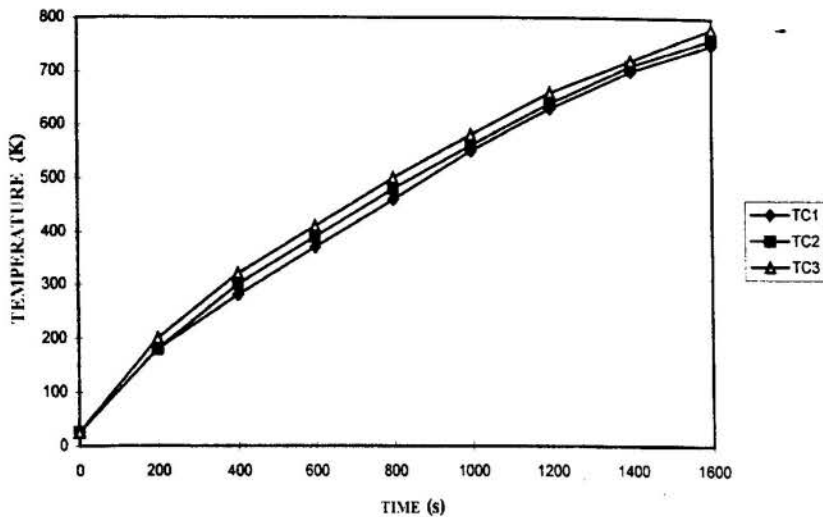


Figure 6. - TID Bench scale test

TC1 = Air Temperature in the entry of the TID
 TC2 = Mean Temperature of the metal within TID
 TC3 = Temperature of the stationary air to the exit of the TID

By looking at Figure 6 is easy to observe that the curve can be approximated by two lines, one of them between 100°C and 380°C and the other between 380°C and 800°C. Since the slope variation in both sections of the curve is minimal, the warming of the resistances can be considered linear.

6. CONCLUSIONS

The principal advantages upon injecting the regenerative air flow in inverse sense are the greater efficiency in the particulate matter incineration and better heat dissipation in the ceramic material. While in a plan of direct air flow regeneration the soot particles could leave before incineration, this can not happen in the inverse regeneration scheme, since the air flow is opposed to the exit of particles. On the other hand, the regenerative air helps to propagate the combustion energy, avoiding large thermal stresses in the ceramic material.

On the other hand, the use of a micro controller circuit permits an extremely versatile, light weight, reduced in size and low power consumption control and data acquisition system. This makes possible a long time operation (for example in long transportation routes of trucks or buses) without the driver intervention.

The system has been so far tested only with a numerical simulation and partial experimentation of some of the parts. The tested parts are the TID and some partially successful regeneration of non-catalyzed filters. The addition of a proprietary catalyst wash coat by Degussa, A. G., Germany (Engler and Müller, 1994) will improve the regeneration efficiency, since it reduces the activation energy of the carbon molecules to lower temperature levels. Of course the simulation results and the overall performance of the complete retro-fit (including electronics) will have to be compared later with experimental evidence.

7. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are deeply indebted to the following sponsors that have made possible the development of the project :

- Dirección General de Asuntos del Personal Académico, Universidad Nacional Autónoma de México, DGAPA-UNAM
- Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, CONACyT

- Mercedes-Benz México, SA de CV
- Degussa, A. G., Frankfurt, Germany
- Nelson Industries, Inc, USA

8. REFERENCES

- Anonymous. 80C51 micro-controllers reference hand-book, *PHILIPS*, 1989.
- Arpaci V. S. & Tabaczinsky, R.J. Radiation-Affected Laminar Flame Propagation, *Combustion and Flame* Vol. 46, pp. 315-322, 1982.
- Binder, R.C. Fluid Mechanics, *Prentice Hall Inc*, pp.180-186, Englewood Cliffs, N.Y., 1976.
- Engler, B. & Müller, W. Anorganische Chemieprodukte Autoabgas Katalysatoren, Degussa A.G., *Private Communication*, 1994.
- Gilot, P. Determination of Kinetic Data for Soot Oxidation. Modelling of Competition Between Oxygen Diffusion and Reaction During Thermogravimetric Analysis, *Combustion and Flame*, Vol. 95, pp 87-100, 1993.
- Hardenberg, H.L. & Ermansdorfer, H.J. Particulate Trap Regeneration Induced by Means of Oxidizing Agents Injected into the Exhaust Gas , SAE Paper 870016, 1987.
- Kojetin, P. J. F., Sura, L., & Tuma, D. Production Experience of a Ceramic Wall Flow Electric Regeneration Diesel Particulate Trap, SAE Paper 930129, SP-943, 1993.
- McDonald, J.S., & Simon, G.M. Development of a Particulate Trap System for a Heavy Duty Diesel Engine, *SAE Paper 880006*, 1988.
- Merrion D.F., Diesel Engine Design for the 1990's, SAE Special Publication SP 1011, pp. 17-18, 1994.
- Takama, K. *et al.* Regeneration Process of Ceramic Foam Diesel-Particulate Traps, *SAE Paper 841394*.
- Wiedemann, B. *et al.* Regeneration of Particulate Filters at Low Temperatures, *SAE Paper 830086*.

PAPER CODE: COB1300

POWER GENERATION SYSTEMS USING FLUIDIZED BED COMBUSTION AND GASIFICATION

Nikolai Khartchenko

*Institute for Energy Engineering, Technical University of Berlin.**Marchstr. 18, 10587 Berlin, Germany - E-mail: nik@buran.fb10.tu-berlin.de*

Abstract

The two types of pressurized fluidized bed combustors (PFBC), the bubbling PFBC and the circulating PCFBC plants, are now undergoing further development with the aim to increase efficiency, reduce emissions, improve availability, and thus to facilitate the commercialization of this technology. This paper reviews the progress and highlights the problems in the development of hybrid cycle power plants based on pressurized fluidized bed combustion and gasification. Hybrid cycle power plants show significant improvement in energy conversion efficiency, and essential reduction in SO₂ and NO_x emissions. They have higher efficiency than integrated gasification combined-cycle power plants. The second generation PFBC coal plants target 50 % efficiency.

Keywords

Pressurized fluidized bed combustor, hybrid cycle power plant, HGCU, emissions control

1. Introduction

Innovative fluidized bed combustion (FBC) technologies have been recently developed for power generation (see Figures 1 and 2). They are the atmospheric and pressurized bubbling and circulating fluidized bed combustion systems designated as AFBC and CFBC, PFBC and PCFBC, respectively. The most important feature of fluidized bed combustion (FBC) technology is its intrinsic capability of controlling the sulfur and nitrogen oxides emissions by sorbent addition and keeping the combustion temperature low. In addition, FBC are capable of burning a range of different fuels including low grade lignite and solid combustible wastes. Compared to other coal combustion technologies, AFBC units may emit higher levels of the greenhouse gas N₂O and of some air polluting organic compounds (Longwell et al., 1995).

The currently commercial fluidized bed combustion technology is CFBC. It has been implemented in plants with power output up to 175 MW (Lurgi, 1995). A further step in the development of CFBC boilers is 350 MW power plants.

The near-term development programs are concentrated upon the PFBC technology because of its suitability for combined-cycle power plants.

In the hybrid power plants, the so called mild gasification process in a carbonizer produces char and coal gas, the char is the burned in a FBC furnace, and the coal gas is then

cleaned and burned in a topping combustor of a gas turbine.

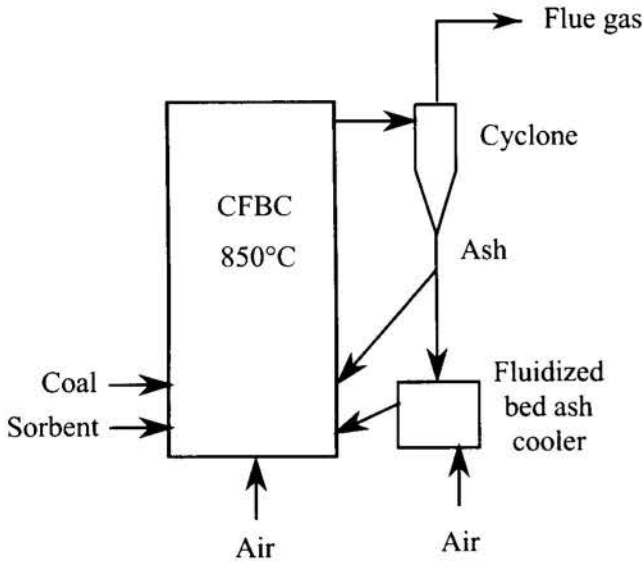


Figure 1. Atmospheric Circulating Fluidized Bed Combustor

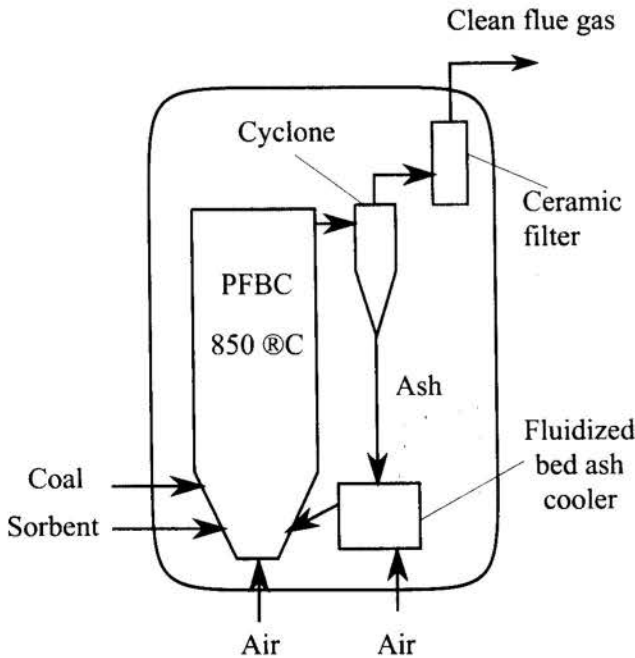


Figure 2: Pressurized Circulating Fluidized Bed Combustor

2. CFBC Power Plants

In circulating fluidized bed combustors (CFBC) much higher gas velocities than in bubbling fluidized bed combustors are used. This results in the circulation of the bed material which is carried-out of the bed with the combustion gases, separated from the gases in one or several hot cyclones placed at the combustor outlet and recycled to the bottom of the bed. Coal

and sorbent, e.g. limestone, are fed into the fluidized bed above the grate through which combustion air enters the combustor. Small size of coal, limestone and ash particles in the bed ensure a large gas/solid contact surface area and high heat transfer rates. Along with the recirculation of the material, this enables achieving high carbon burn-outs and efficient sulphur capture with high calcium utilization rate.

The coal mass is only 2 to 3% of total mass of the bed material. Due to large surface area of particles, rate of heat transfer between gas stream and particles is very high. At a relatively low bed temperature of 850 to 900°C, capture of sulfur dioxide SO₂ is promoted and the NO formation is retarded.

Heat is extracted from the CFBC by means of heat transfer surfaces which form the membrane water tube walls of the furnace. Additional heat exchange surfaces may be installed at the cyclone wall. One or two external fluidized bed ash coolers are also used to extract the heat and to raise steam.

Recirculation of finely ground fuel and limestone ensures high carbon burn-out and high sulphur capture rates. For the NO_x control in a CFBC, in addition to the favorable effect of low combustion temperature combustion air staging is used. Air staging limits the NO formation by minimising local oxygen concentrations in the combustor. The primary air is supplied through an air distributor at the bottom of the chamber and the secondary air is introduced into the furnace at various height levels.

Thus the CFBC technology features high fuel flexibility with a 98-99% carbon burnout, low environmental impact since, on the one hand, over 90% of the sulfur dioxide can be in-situ removed during combustion by adding small amounts of limestone or dolomite, and, on the other hand, NO_x emission levels as low as 200 mg/m³ may be achieved due to low combustion temperature of about 850°C and combustion air staging, single unit capacities of up to 300 MWe achieved now, compact design with small footprint of the plant, quick start-up due to high thermal capacity of the large inventory of fluidized bed.

Table 1 contains performance data of commercial CFB power plants: the Texas New Mexico Power Company (TNP) in Robertson County, Texas, USA, CFB power plant comprising two units with an electric capacity of 175-MWe each, the 125-MWe Emile Huchet CFB power plant, France, and the 100-MWe CFB Cogen Plant Bewag Berlin, Germany.

Table 1: Performance Data of Commercial CFB Power Plants

Parameter	TNP plant	Emile Huchet	Bewag Berlin
Power output, MWe	175	125	100
Thermal capacity, MWt	465	285	222
Fuel	lignite	coal-water slurry	lignite/hard coal
LHV, MJ/kg	15.5	10.5	16.9/28.8
Live steam	499 / 138 / 540	367 / 126 / 542	326 / 196 / 540

The maximum unit size of CFBC boilers has not yet reached 300 MWe for hard coal. The 250-MWe rated CFBC power plant has been constructed at Gardanne in Provence (France). It has a thermal capacity of 557 MW and produces 700 t/h main steam at 163 bar and 565°C from

feedwater at 249°C when firing lignite and hard coal. The steam plant uses reheat of 651 t/h of steam at 34.3 bar to 565°C (Longwell et al., 1995). Over 90% of the sulfur contained in the fuel are removed during combustion in the CFBC at Ca/S molar ratios of 1.6 to 2.0. The fuel NO_x formation is inhibited by staged combustion. Therefore, low NO_x emission levels (below 200 mg/m³) are attained in CFBC.

3. PFBC POWER GENERATION SYSTEMS

The currently developed PFBC technology uses a bubbling fluidized-bed boiler operating at 12 to 16 bar inside a pressure vessel in conjunction with a combined-cycle. At these pressure levels, combustion is nearly 100% complete, even at low excess air levels.

Combustion air is compressed in a two shaft, intercooled gas-turbine compressor and flows to the combustor. Coal is fed to the combustor as a coal/water paste. Some of the heat is used to generate steam in in-bed heat transfer tube bundles. The steam flows to the steam turbine which generates approximately 80% of the plant's power output. Primary and secondary cyclones are utilized to remove most of the particulates from the flue gas before the gas enters the turbine. The blading for the gas turbine is made more rugged to accommodate a certain level of expected erosion by the particulate in the flue gas. The remaining particulates are then removed in a fabric filter before the gas is discharged out the stack.

Figure 3 shows schematic of a combined cycle power plant with a pressurized bubbling fluidized bed steam generator and topping gas turbine combustor.

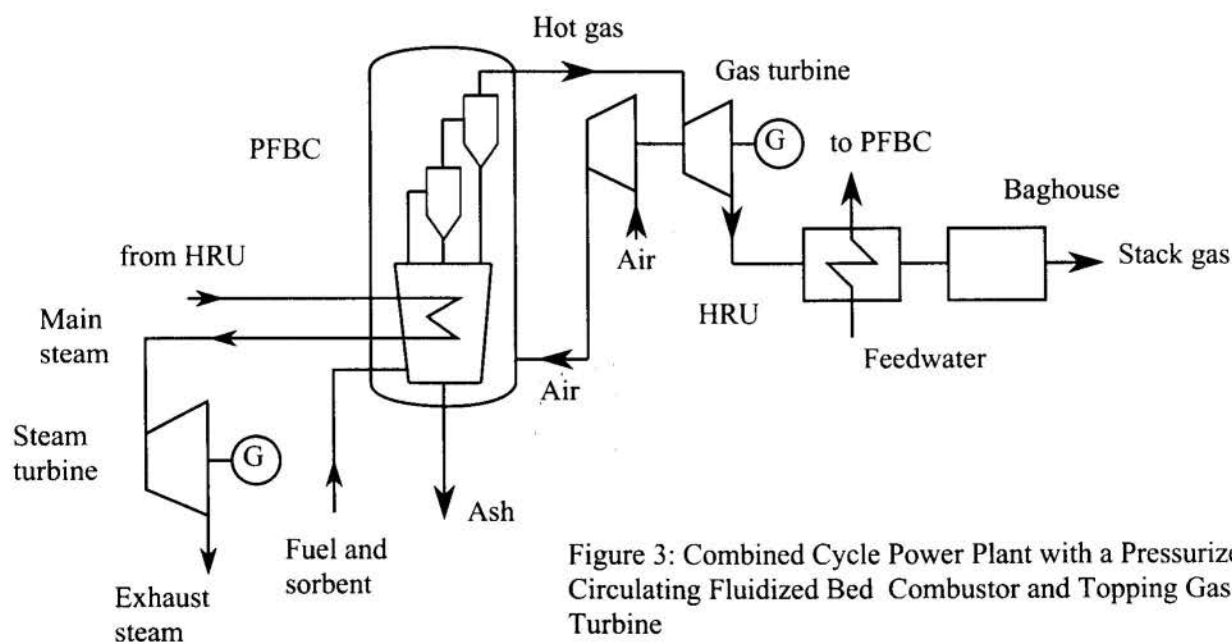


Figure 3: Combined Cycle Power Plant with a Pressurized Circulating Fluidized Bed Combustor and Topping Gas Turbine

PCFBC technology utilizing a circulating fluidized-bed boiler has several operating advantages over bubbling-bed technology. Thermal releases are higher because of higher velocities in the furnace resulting in a more compact combustor for the PCFBC system.

PFBC technology is yet in the early stages of commercialization. A number of PFBC-projects have been developed in Japan (Annon., 1995). They are: Wakamatsu and Tomatoh-

Atsuma with a power output of 70 MW and 85 MW (in operation), respectively, Karita and Osaki and Tomatoh-Atsuma with a power output of 350 and 2x250 MW, respectively, are to be put in operation in 1999-2002.

The 70 MW-Tidd PFBC power plant is in operation since 1995 in the USA. Three other larger PFBC-projects are being planned now: 350 MW for Appalachian Power Co., 80 and 95 MW for Mid American Energy Co. and Calvet City, respectively (Bergmann et al., 1997, Longwell et al., 1995). The biggest operational PFBC-project in Europe is the Värtan plant with a 135 MW (electric) and 225 MW (thermal) output. A larger PFBC-plant with a 65 MW (electric) and 90 MW (thermal) output is due to start operation in 1999 in Cottbus, Germany (Bergmann et al., 1997). The majority of these projects worldwide is based on the ABB stationary bubbling fluidized bed combustion technology.

There is only one IGCC plant with a fluidized bed gasifier and HGCU, the Pinon Pine plant in the USA. It has a power output of 95 MW and an efficiency of 45% and must be put in operation at the end of 1996.

A larger IGCC project is the 320-MW Puertolano plant in Spain. It is based on the Prenflo-entrained flow gasifier and is due to start operation in 1997 (Bergmann et al., 1997). The currently used fluidized bed combustion technology is CFBC. It has been implemented in plants with power output up to 175 MW (Lurgi, 1995). A further step in the development of CFBC boilers is 350 MW power plants. However, the emphasis in further development of FBC is put on the PFBC technology because of its suitability for combined-cycle power plants.

Pressurized circulating fluidized bed combustion (PCFBC) technology has the following advantages (Anon., 1995): very high carbon burn-out (> 99%) for all coals, high volatile bituminous and subbituminous coal and chars from a pyrolyzer (carbonizer) plant, very low CO-emissions compared to atmospheric CFBC, i.e. < 0.01 kg/GJ, it decreases by half when the combustor temperature increases from 880°C to 925°C, sulfur capture efficiencies above 96% are achieved with sorbent addition rates of Ca/S between 1.1 and 2, the barrier candle filter (clay bonded SiC candles) for high temperature gas clean-up show good performance.

Its main disadvantage is relatively high NO_x-emissions because of the short height of the PCFBC. The primary air stoichiometry has the strongest effect on the NO_x-emissions. Alkali concentrations are several times higher than the gas turbine limit and thus a getter is required.

The gas turbine design must allow to remove air from the compressor for combustion and to feed hot pressurized clean flue gas for the expansion in the gas turbine. The steam turbine generates about 80% of total output power and the flue gas flowing through the gas-turbine provide the drive power for the compressor and the remaining 20% of the electric output power.

The first utility-scale PFBC demonstration project in the US, the 70-MWe Tidd plant in Brilliant, Ohio, is in operation since 1991. The requirement of at least 95% SO₂ removal at a Ca/S molar ratio of less than 1.6 presents an essential other technological challenge.

Due to low combustion temperatures and staged combustion, PFBC technology exhibits low NO_x emissions. However, if emissions standards will be further lowered, the utilization of SCR process described in paper 2 may become necessary. Reburning in the freeboard zone of the combustor may be required at part load.

Two larger commercial PFBC plants are under construction now (1994): a 350-Me in Japan and a cogeneration plant in the Czech Republic which will produce 690 MWe of power, 135 MWt heat for district heating and 250 t/h of process steam.

In the effort to commercialize the PCFB technology by year 2000, the emphasis is placed on the development of an efficient hot gas clean-up (HGCU) system. It comprises three cleaning

stages in series: cyclone, ceramic filter, and alkali-removal unit. In order to protect the topping combustor and gas turbine from corrosion, erosion, and deposition, the following HGCU performance requirements must be met: particulates - reduction to meet 15 ppmw (parts per million by weight) limit in stack gas, with less than 2 ppmw of particles larger than 5 micron for turbine protection and control of alkali vapor to less than 500 ppbw (parts per billion by weight) in the gas stream entering the turbine.

4. HOT GAS CLEANUP (HGCU)

The flue gas contains particulate matter and other harmful constituents which can cause high temperature corrosion of gas turbine blades if the gas will be burned in a gas turbine combustor. Therefore raw gas must be cleaned before it will be burned in the gas turbine. HGCU of sulfur dioxide and particulates at elevated pressures greatly reduces the volume of gases to be cleaned. Hot gas cleanup occurs in ceramic candle filters for particulate removal and barium titanate system for sulfur removal at about 550°C or higher and thus plant net heat rates below 8000 kJ/kWh can be achieved.

Data on the major air pollutant emissions from advanced lignite-fired power plants are presented in Table 2.

Table 2: Emissions (in mg/m³) from Advanced Power Plants Using Lignite as Fuel

Emissions	PFBC	PCFBC	IGCC
SO ₂	150	<100	<25
NO _x	130	<120	<150
CO	10	<50	<4
Particulates	15	<5	8

5. HYBRID COMBINED-CYCLES

The general process in a hybrid power generation system involves the following major steps: coal carbonization, char combustion in a PCFBC, coal gas combustion in a topping gas turbine combustor and combined-cycle power generation (Beer et al., 1997, Bergmann et al., 1997). This is the so-called second-generation PFBC technology. Hybrid cycles including PFBC integrated with air-blown gasification and high temperature gas turbines can achieve high overall efficiencies.

Thus, the hybrid power generation technology incorporates key elements of PFBC and coal-gasification processes. Coal is first devolatilized/carbonized, the low heating value fuel gas produced by this process is burned in a gas-turbine topping combustor and the char is injected into the PCFBC furnace. Gas-turbine inlet temperatures above 1150°C are achieved due to this combination. The carbonizer, combustor, and particulate-capturing hot-gas cleanup (HGCU) systems operate at 850-875°C. The sulfur capture is accomplished by injection of lime-based sorbents. It is anticipated that the efficiency of the hybrid cycle will be about four percentage points higher than the efficiency of the first-generation PFBC systems. Before entering the gas turbine topping combustor and gas turbine, flue gas leaving the carbonizer and the char PCFB

combustor, must be cleaned in a HGCU system to a solid particle concentration below 20 ppm.

Although this concept could lead to a higher efficiency than integrated coal-gasification combined-cycle (IGCC) power-plants (because steam conditions are often subcritical) the environmental performance is the same as that for a conventional fluidized-bed powerplant. SO_2 emissions cannot be as low as for those for an oxygen-blown IGCC with cold gas cleanup. The ash particles, which are not molten in the process, contain varying proportions of CaSO_4 and unreacted limestone.

Figure 4 shows a hybrid system including PCFB gasifier, HGCU, fuel gas-fired topping combustor, gas turbine, HRSG, char-fired PCFBC steam generator and steam turbine.

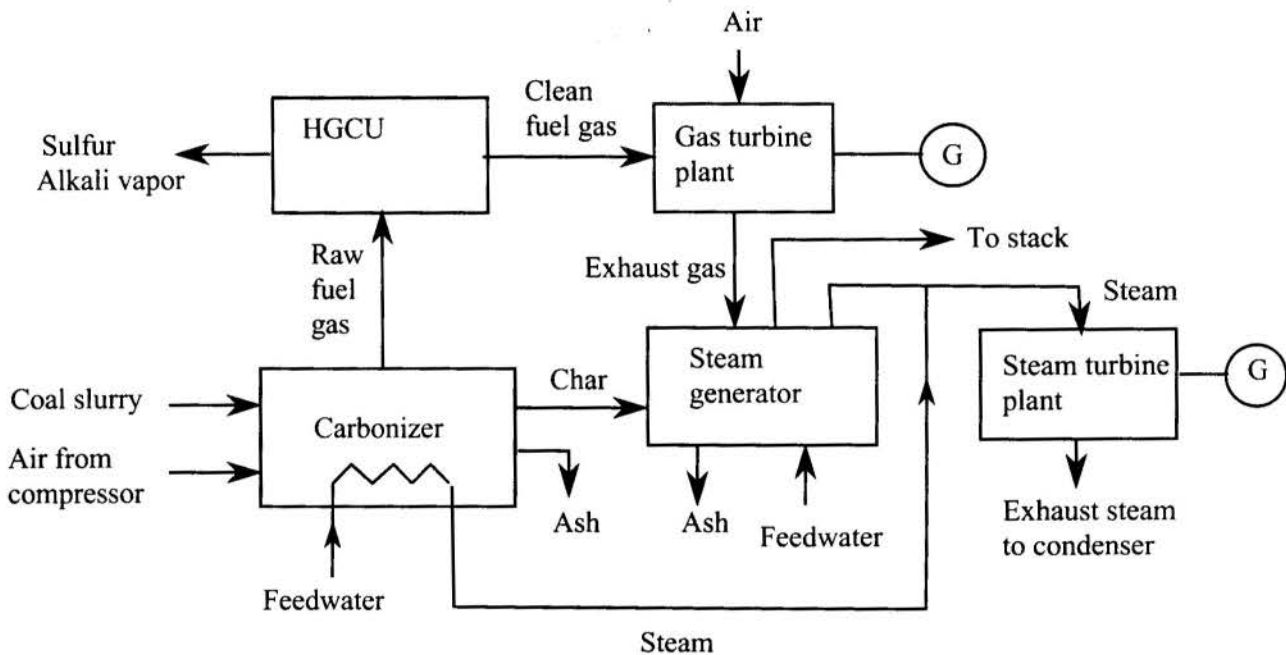


Figure 4: Hybrid Cycle Power Plant with a Carbonizer, HGCU, Char-Fired Steam Generator and Coal Gas-Fired Topping Gas Turbine Combustor

Two other varieties of advanced coal cycles that are being developed now are the direct coal combustion system (DCCS) and the so-called clean coal combustion system (CCCS) for gas turbine-based combined-cycle plants.

Pressurized slagging combustors are under development which would operate at 1370 to 1650°C and remove the ash and harmful constituents during the combustion process. This is a long-term development. At the present time, most of these concepts a gasifier as the first stage, a HGCU system and a staged combustion system. The CCCS comprises three stages of combustion. The first stage is fuel-rich combustion. All the available O_2 will be used only for the oxidation of carbon and hydrogen. Sulfur in the fuel will form calcium sulfide and fuel nitrogen will convert to molecular N_2 . The following stage is also fuel-rich. Calcium sulfide will be encapsulated in molten slag and removed from the combustor. The carbon burnout will be completed in the last stage under excess-air conditions. The performance of advanced coal-based

power generation systems is compared in Table 3.

Table 3: Performance Comparison of Advanced Coal-Based Power Generation Systems

Technology	Efficiency %	Coal conversion technology	Power generation technology
Pulverized coal	43	Conventional	25-30 MPa (steam)
PFBC - 2	45	Carbonizer + PCFBC	1300°C, combined-cycle
IGCC - 2	45	Fluidized-bed gasifier	1370°C, combined-cycle
Improved PFBC - 2	>50	PCFBC	1450°C, combined-cycle

Thus, overall efficiencies up to 45% are achievable in the second generation PFBC plants.

6. CONCLUSIONS

Due to low combustion temperature and sorbent addition to the furnace, boilers with fluidized bed combustors show essential reduction in SO₂ and NO_x emissions and have a smaller foot-print in comparison to pulverized-coal fueled boilers. Advanced hybrid cycle power plants will achieve an overall conversion efficiency up to 50%

7. REFERENCES

- Annon. Karita 360 MWe PFBC Will Be the First P800. *Modern Power Systems*, Vol. 15, 2, pp. 33, 35, 1995.
- Beer, J. M., Garland, R. V. A Coal-Fueled Combustion Turbine Cogeneration System with Topping Combustion. *Trans. ASME, J. Engng. Gas Turbines Power*, Vol. 119, p. 84 - 92, 1997.
- Bergmann, H., Chalupnik, R., Jacobs, J. Entwicklungsstand von Kombi-Kraftwerken auf Kohlebasis. *VGB Kraftwerkstechnik*, 77, 3, S. 166-173, 1997.
- Longwell, J.P., Rubin, E.S., Wilson, J. Coal: Energy for the Future. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 21, pp. 269-360, 1995.
- Lurgi AG. CFB, 1995.

PAPER CODE: COB1301

NO_x-EMISSIONS CONTROL TECHNIQUES FOR COAL-FUELED POWER PLANTS AND GAS TURBINE-BASED COMBINED CYCLES

Nikolai Khartchenko

Institute for Energy Engineering, Technical University of Berlin.

Marchstr. 18, 10587 Berlin, Germany - E-mail: nik@buran.fb10.tu-berlin.de

Abstract

Advanced techniques for NO_x-emissions control used in coal-fueled power plants and gas turbine-based combined cycles are discussed. The in-furnace NO_x control reduces the NO_x formation or emissions during combustion by using staged combustion, reburning, flue gas recirculation, low NO_x burners (LNBS), and other methods. The NO_x emissions reduction in the range of 40 to 60% is achieved with LNBS, 20 to 25% with the burners-out-of-service method, 15 to 25% by using overfire air, up to 15% due to low excess air, and 5% by biased firing. In addition, the paper discusses multi-pollutant emissions control methods. The recently developed processes for simultaneous SO₂/NO_x removal feature high removal efficiency for the two pollutant species. Thus, in the SNO_x-process 96% SO₂ and 94% NO_x removal is achieved when burning coal with 3.4% sulfur.

Keywords

In-furnace NO_x reduction, staged combustion, reburning, multi-pollutant emissions control, low NO_x burners.

1. INTRODUCTION

The pollutant (sulfur oxides SO₂ and SO₃, nitrogen oxides NO and NO₂, nitrous oxide N₂O, carbon monoxide CO and unburned hydrocarbons UHC) concentrations in the flue gas depend upon the fuel type and its composition, the type of combustion unit, and the peculiarities of combustion process. With the exception of benign molecular nitrogen, nitrogenous species, such as ammonia, hydrogen cyanide, amine compounds, nitrogen oxides NO_x (NO and NO₂) and nitrous oxide N₂O are air pollutants whose anthropogenic origins include also combustion systems such as those used in power plants. NO_x contribute to ground-level ozone, urban smog, and acid rain.

It is obvious, that sulfur and nitrogen oxides are most efficiently and cost-effectively controlled by preventing their formation. The in-situ sulfur dioxide abatement techniques involve sorbent injection such as limestone, dolomite a. o. into combustor. The fluidized bed combustion (FBC) provides an efficient means for sulfur dioxide control. Over 90% of the sulfur contained in the fuel are removed during the combustion in the circulating fluidized bed combustor at Ca/S molar ratios of 1.6 to 2.0 and the rate of thermal NO formation is low and the fuel NO formation

is inhibited by staged combustion at a combustion temperature of 850°C to 900°C. Therefore, NO_x emissions levels below 200 mg/m³ are attained in CFBC (Longwell et al., 1995, Makansi, 1993). Pollutant emissions from advanced coal-fired power plants, in mg/m³ gas are given in Table 1.

Table 1: NO_x emissions from advanced coal-fired power plants

Power Plant Technology	NO _x , mg/m ³
Pulverized coal power plant (reference technology)	800
Pulverized coal power plant + FGD + SCR	200
Fluidized bed combustion power plant	170
Integrated gasification combined-cycle (IGCC)	50

2. NITROGEN OXIDE FORMATION MECHANISMS

Three mechanisms contribute to the NO formation in combustors: fuel, thermal and prompt NO mechanisms. The first mechanism involves the oxidation of nitrogen contained in the fuel to NO, the second mechanism involves the fixation of molecular nitrogen by oxygen atoms at high temperatures, and the third mechanism involves formation of NO precursors by attacking of a hydrocarbon free radical on molecular nitrogen.

The fuel NO accounts for 75 to 95% of total NO_x in coal flames and greater than 50% in fuel oil flames. Hence, fuel NO is by far the most significant source of nitric oxide formed during the combustion of nitrogen-containing fossil fuels. The reasons for fuel NO dominance in coal systems is because of moderately low temperatures (1200-1700°C) and the locally fuel-rich nature of most coal flames. Fuel NO is formed more readily than thermal NO because the N-H and N-C bonds common in fuel-bound nitrogen are weaker than the triple bond in molecular nitrogen which must be dissociated to produce thermal NO.

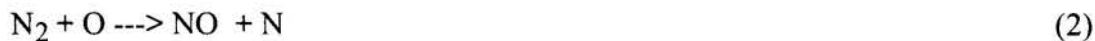
First, the fuel nitrogen is evolved from heterocyclic compounds (pyridine, quinoline, etc.) as HCN and from amines as NH₃. Then, HCN decays rapidly to NH_i (i = 0, 1, 2, 3) which, in turn, react with O₂, O, and OH to form NO and N₂. Nitric oxide is generated during the combustion of both the volatiles and the char. The NO can be reduced to nitrogen by the reaction on the char (C) surface.

The most important and rate-controlling reaction for the fuel NO formation is



Prerequisites for the thermal NO formation are: high temperatures, availability of oxygen, and large residence time in high temperature oxidizing environment.

The thermal NO formation mechanism is described by the modified Zel'dovic mechanism:



The reaction (2) is the rate-limiting step of the whole process. It takes place at high temperatures because of high activation energy, 314 kJ/mol. At relatively low temperatures such as 850°C in fluidized bed combustors, NO may form through a nitrous oxide (N₂O) intermediate.

The prompt NO formation occurs by the collision and fast reaction of hydrocarbon free radicals with molecular N₂. This mechanism is significant in fuel-rich hydrocarbon flames. The cyanide species (HCN and CN) are oxidized with oxygen to NO. The prompt NO formation is an important mechanism only in liquid fuel combustors.

The fuel NO mechanism dominates in pulverized, coal-fired boilers, although thermal NO is also important in the post-flame regions where over-fire is used. However, the thermal NO contribution becomes significant at temperatures above 1400°C in coal flames. Such high temperatures lead to the thermal NO formation in regions where local excess air ratios are near unity.

For fluidized bed combustion, at typical temperature range of 850 to 900°C, the formation of thermal and prompt NO_x is less than 5% of the total NO_x emitted.

Most of NO_x emitted to the atmosphere by combustion systems is in the form of NO. The two other oxides, i.e., N₂O and NO₂, are insignificant in oil and coal flames as well as in unquenched effluent gas of most gas combustors.

3. IN-FURNACE NO_x REDUCTION

The NO formation in furnaces and combustors is influenced by the temperature, the availability of oxygen, and the residence time in the high temperature zone. NO_x is produced in large quantities only at very high temperature levels. All the in-furnace NO_x control techniques are based on lowering the combustion temperature and on limiting the oxygen availability to reduce both thermal and fuel NO formation. Implicit to the reaction rate controlled formation of NO is the need to reduce the residence time available for NO formation.

The following methods are practically used for NO_x control during the combustion (Longwell et al., 1995, Makansi, 1993, Steel et al., 1997): staged combustion, flue gas recirculation, natural gas or coal reburning, low NO_x burners (LNBs), low excess air (LEA) operation, ammonia injection. All these techniques seek to redistribute air and fuel flows in the furnace. This is done at the burner and/or within the combustor. A balance must be carefully established and maintained among coal particle size, carbon monoxide and unburned hydrocarbons (UHC) in the products of combustion, unburned carbon (UC) in the bottom ash and flyash on the one hand and NO_x emissions on the other hand.

Air staging in boiler furnaces is also called overfire air (OFA), burners-out-of service (BOOS), biased or off-stoichiometric firing. The principle of NO_x control through air staging is illustrated in Figure 1. The total combustion air is divided into primary air and secondary air. To minimize NO_x formation, the mixing of fuel and primary air in the furnace is delayed to enable

occurrence of reducing conditions (with excess air ratio below 1). The secondary air is then introduced to achieve burnout of the remaining combustibles at lower temperatures and thus to prevent additional NO_x formation. However, the evaporator tube corrosion may accelerate under reducing conditions in the furnace, flame stability problems and furnace vibrations may occur in gas and oil fired boilers.

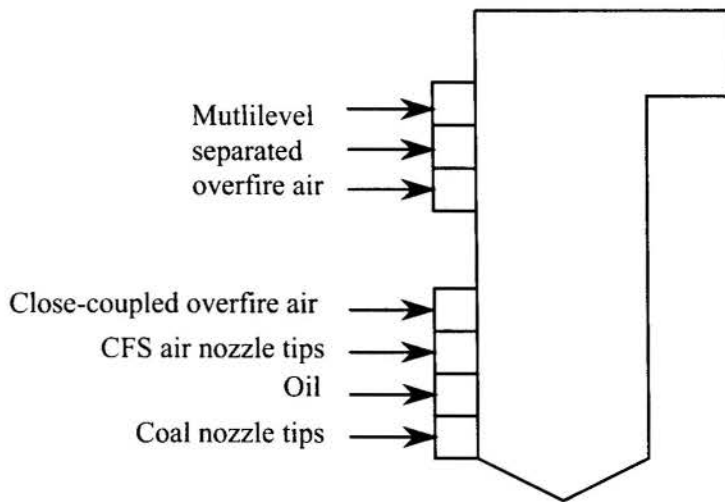


Figure 1. Air staging for NO_x emissions control

Thus, the combustion air is introduction through coal nozzle tips and multiple levels of separated overfire air (SOFA) and close-coupled overfire air (CCOFA). Innovative pre-assembled windboxes include some elevations of coal compartments with flame-attachment coal-nozzle tips, several elevations of air/oil compartments with concentric-firing-system (CFS) air nozzle tips, and one or two elevations of CCOFA . Some of the secondary air is directed away from the fuel streams in the main firing zone by CFS air-nozzle tips. This increases the O₂ concentration near the furnace waterwall and thus reduces the potential for tube corrosion from such coal constituents as sulfur and alkali metals. Post-retrofit NO_x emissions as low as 0.1 kg per GJ of fuel heat input can be achieved (Bald,et al., 1996).

Fuel supply to the furnace can be staged as shown in Figure 2. About 80% of the fuel (pulverized coal) is burned under fuel lean conditions in the lower portion of furnace. This is followed by the staged introduction of the remaining 20% of fuel at a higher elevation in the furnace to create reducing (fuel rich) conditions under which the NO is converted into N₂. Through overfire air ports in the upper portion of furnace, air is added to complete the combustion at lower temperatures at which no additional NO_x is formed. By utilizing gas and coal reburning, NO_x reductions may exceed 50% (Makansi, 1993).

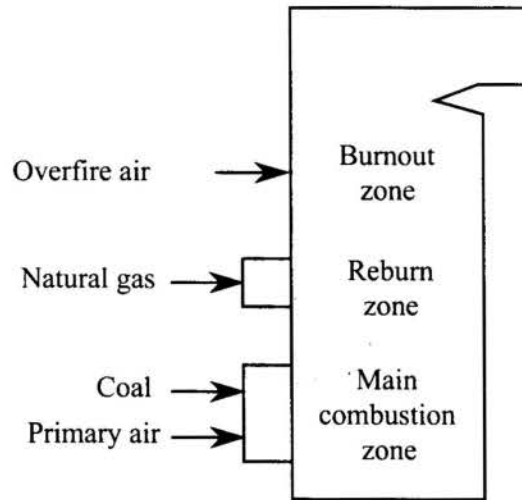


Figure 2: NO_x Emissions Control through Gas Reburning

4. LOW-NO_x BURNERS

In coal-fired boilers, low-NO_x burners reduce NO_x emissions by 40 to 65 percent compared with conventional burner designs. The burners modify the pulverized coal and air flow patterns to reduce the oxygen concentration in the region of the fuel NO formation and to reduce the flame temperature in the region of the thermal NO formation. Reburning can additionally be used to convert NO back to HCN by burning secondary fuel in the zone above the main coal burner flame. In both coal and oil fired combustors, the natural-gas reburning is an effective way to reduce nitrogen oxides by converting nitrogen oxides to environmentally benign nitrogen in a fuel-rich, oxygen-deficient combustion zone above the main firing zone. In a coal-fired boilers, gas burners are installed above the pulverized coal burners. Thus, the natural-gas reburning technology can reduce nitrogen oxides by more than 65% combined with good control of unburnt carbon in flyash. Typical values of 300 ppm NO_x are obtained. The optimized in-furnace NO_x emissions control combines air and fuel staging, reburning, flue gas recirculation, and low-NO_x burners.

In gas turbine power plants, dry low-NO_x (DLN) combustors can be used. The most efficient DLN combustors enable attaining a one-digit (9 ppm) NO_x emissions levels when burning natural gas in the pre-mix combustion mode at load levels of 40 to 100 % (Bald, et al., 1996., Steel et al., 1997). At lower loads, the water or steam injection into combustion chamber of a gas turbine or combined cycle power plant is required to reduce NO_x emissions to 25 ppm in the best case when burning the natural gas. This is achieved mainly by lowering the combustion temperature. The trade-offs of water injection are the efficiency loss and increased costs. In the dual-fuel DLN pre-mix EV-burner of ABB the fuel and air are pre-mixed and the flame temperature is about 500 K lower than in conventional diffusion burners. This reduces emissions of nitrogen oxides, carbon monoxide, and unburnt hydrocarbons. For direct coal combustion in

gas turbines, slagging combustors are being developed which operate at 1370 to 1650°C and attempt to remove the flyash and harmful constituents during the combustion process. Most have evolved to a staged combustion system where the first stage is a gasifier followed by a hot gas cleanup system and a secondary combustor.

It is often impossible to achieve the low NO_x levels required through combustion controls alone. This is especially the case when required outlet NO_x levels are extremely low or when NO_x must be controlled over a wider range of system loads than LNBS or other combustion controls can operate. Older boilers built for high efficiency and small plan area, in particular, generally have combustion systems that are not amenable to retrofit combustion controls for NO_x. In these cases, exhaust gas treatment methods may be used to reduce the amount of NO_x remaining in the gas stream after combustion.

The post-combustion exhaust gas treatment for NO_x control includes selective catalytic and non-catalytic reduction (SCR and SNCR, respectively). SCR is the only commercially available flue gas treatment technology that has been demonstrated a capability to remove up to 90% of NO_x content in exhaust gas. Thereby, ammonia NH₃ reacts with NO_x in the presence of oxygen and a catalyst to give nitrogen and water. The catalyst must be installed in the zone with a temperature from 300 to 400°C. At low oxygen concentration in the exhaust gas, the SCR reaction becomes much less effective. Although SCR is a well-proven techniques, it entails the following problems: high capital and catalyst replacement costs, as well as danger of ammonia slip into atmosphere.

Figure 3 shows an NO_x abatement system with multilevel area/water mixture injection, ammonia injection, and selective catalytic reduction (SCR) system.

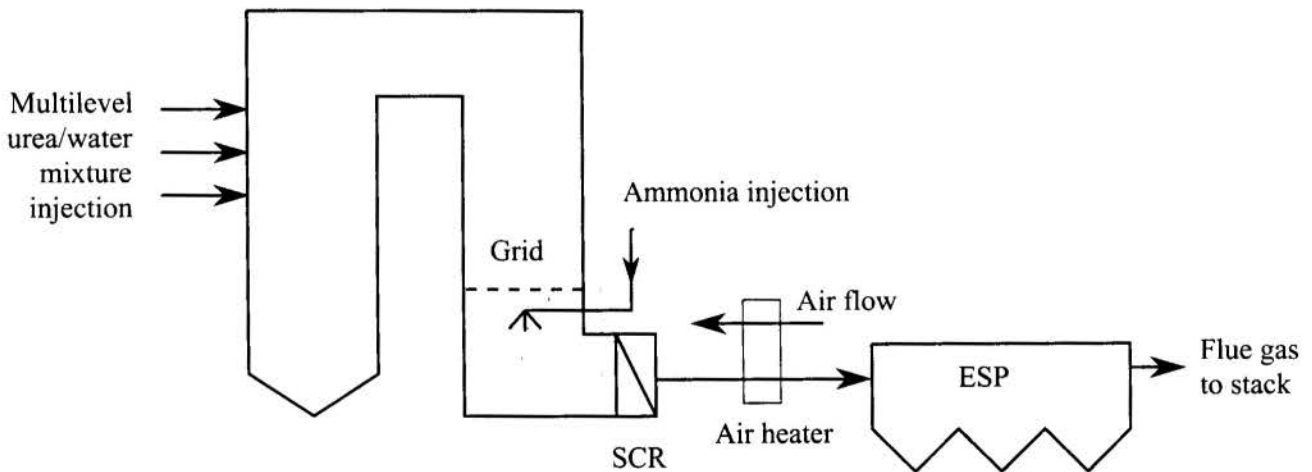


Figure 3: Urea/Water and Ammonia Injection and SCR Utilization for NO_x Emissions Control

SNCR uses ammonia or urea to reduce NO_x at temperatures between 870 and 1150°C without catalyst. Levels of NO_x reduction from 30% to 75% have been achieved using SNCR. Combined SNCR-SCR process can be used to reduce the necessary SCR catalyst requirement by using a combined SNCR-SCR process comprising an upstream SNCR unit followed by a SCR unit. For example, if 95% total NO_x reduction is required and the 50% of NO_x reduction is achieved by SNCR, then the SCR system needs to be designed for only 90% reduction.

5. MULTI-POLLUTANT EMISSIONS CONTROL

High-performance emissions control systems include advanced in-furnace NO_x control systems, and multi-pollutant removal processes (Longwell et al., 1995, Makansi, 1993, Steel et al., 1997).

The SNOx process includes five key steps - particulate control, NO_x reduction, SO₂ oxidation, sulfuric acid condensation, and acid conditioning and features high efficiency of pollutant removal. The world's largest SNOx plant has been operated at a 300 MW unit in Denmark for some years. The 35-MWe-scale SNOx demonstration plant at Ohio Edison Co's Niles station comprises a fabric filter to remove particulates, flue gas heater, SCR unit to remove NO_x, catalytic reactor to oxidize SO₂ to SO₃, and sulfuric acid (93% purity) condenser. The heat released in the oxidation reactor is partially recovered in the flue-gas heating step. The process is highly efficient so that 96% SO₂ removal from coal with 3.4% sulfur and 94% NO_x removal are achieved. In addition, 99% of heavy metals are removed. The integrated installation of a SNOx plant will result in an increase in net steam production. Typically, each 1% of sulfur in fuel results in 1% additional steam production.

The SO_x-NO_x, Rox-Box (SNRB) process of Babcock and Wilcox Co. is capable of simultaneous removal of flyash, SO₂, and NO_x in a compact device with a high temperature catalytic fabric filter. Dry sorbents and ammonia (NH₃) are injected upstream. The air heater is located downstream of the fabric filter. Since the sulfur is removed from the flue gas upstream of the air heater, operation at lower flue-gas exit temperatures -with associated heat-rate improvement- could result from SNRB application. Removal efficiencies over 80% for SO₂, over 90% for NO_x, and 99% for flyash have been achieved. The fabric-filter operating temperature is of 430 to 460°C and the calcium-to-sulfur ratio is 2 or lower with lime sorbent. Higher SO₂ removal rates can be achieved with sodium bicarbonate as sorbent.

A very efficient method for combined NO_x/SO_x removal involves streamer corona discharge to produce radical species in the flue gas. In the presence of ammonia and water, nitrogen oxides and SO₂ are reduced by means of the radicals. Sawtooth pulses having a 40 kV peak voltage and 0.36 to 0.8 kV/ns rising rates are applied. The peak corona currents exceed 10 A. In the NOXSO process that can remove over 95% SO₂ and 70% NO_x, flue gas passes through a fluidized-bed adsorber operated at 620°C in which SO₂ and NO_x are adsorbed. The Soxal process is capable of removing over 98% SO₂ and over 90% NO_x. The prescrubbed flue gas passes an absorber that uses sodium sulfite as sorbent. A bipolar membrane cell stack regenerates the sodium sulfite for use in the absorber and produces sulfurous acid. Steam is used to strip SO₂ from the acid. NO_x is removed in a two-stage process using methanol or urea injection into the reactor. NO is oxidized to NO₂ which is then reduced to N₂ by reaction with sodium sulfite in the scrubbing solution.

Table 2 compares the pollutant removal efficiency of systems for SO₂ and NO_x emissions control being developed within the DOE's clean coal technology program. As it is shown in Table 2, the most advanced emissions control techniques allow to remove up to 95 to 97% of SO₂ and up to 94% of NO_x.

Table 2: Pollutant removal efficiency of emissions control systems

Technology	Pollutant removal efficiency, %	
	SO ₂	NO _x
Advanced FGD for SO ₂ control	95	
NO _x control		
- LNBS + gas reburning		70
- selective catalytic reduction (SCR)		80
Combined SO _x and NO _x control		
- LNBS + gas reburning	50	70
- Limestone injection + multistage burners	70	50
- NO _x SO dry regenerable flue gas cleanup	97	70
- Dry NO _x /SO ₂ flue gas cleanup	70	80
- SNO _x catalytic advanced flue gas cleanup	96	94
- SNRB combined SO _x and NO _x control	85	90

6. CONCLUSIONS

The typical values of NO_x emissions from advanced coal-fired power plants lie in the range from 50 mg/m³ for integrated gasification combined-cycle power plants to 170-200 mg/m³ for fluidized bed combustion and pulverized coal power plants with selective catalytic reduction (SCR) as compared to 800 mg/m³ for the reference case of pulverized coal power plant without SCR. The best available advanced techniques for NO_x-emissions control is the combined method SNO_x for catalytic advanced flue gas cleanup that can remove up to 94% of NO_x and up to 96% of SO₂ simultaneously. By using low NO_x burners in combination with gas reburning or SCR, removal efficiency of 70 to 80% NO_x can be achieved.

7. REFERENCES

- Bald, A., Heusinger, K. Power Generation in Advanced Steam Power Plants Relieves Burden on Environment. Siemens Power J., no. 1, pp. 5-11, 1996.
- Longwell, J.P., Rubin, E.S., Wilson, J. Coal: Energy for the Future. Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 21, pp. 269-360, 1995.
- Makansi, J. Reducing NO_x Emissions from Today's Power Plants. Power, Vol. 137, 5, pp. 11-28, 1993.
- Steel, R.C. et al. Variables Affecting NO_x Formation in Lean-Premixed Combustion. Trans. ASME, J. Engng. Gas Turbines Power, Vol. 119, p. 102 - 107, Jan. 1997.

PAPER CODE: COB1430

**ANÁLISE TÉRMICA E ECONÔMICA DE TURBINA A GÁS
DE CICLO ÚMIDO/ THERMAL AND ECONOMIC ANALYSIS OF THE HUMID
AIR TURBINE CYCLE**

Marcos Vinicius Ribeiro Franco, Marco Antônio R. Nascimento & Luiz A. Horta Nogueira
Escola Federal de Engenharia de Itajubá- EFEI
Av. B.P.S. 1300, Itajubá, MG, CEP 37500-000 - E - mail: marco@efei.iem.mec.rmg.br

Abstract

This work presents thermodynamics simulation and economic analysis of the Humid Air Turbine cycle (HAT) operation. In this cycle hot water from intercooler and recuperator is mixed with air from the compressors in the evaporator, it is then sent to the gas turbine combustion chamber and expanded along with the combustion gases. A computer program was developed to simulate the thermodynamics behaviour on design point given by the specific fuel consumption, thermal efficiency and specific net work as function of turbine entry temperature and overall pressure ratio. After thermodynamics simulation, an economic analysis was carried out for power plant of 30MW with fuel cost of 3,5 US\$/GJ, which presented energy generation cost as a function of the load factor of power plant for different interest rate and design philosophy. The return rate of investment has been calculated taking into account to sell energy at 60 US\$/MWh. The economic parameters have indicated that economic viability of the investment, in scenery where electric energy cost is sold, is over 60 US\$/MWh. In addition, the results of the HAT have been compared to those of Simple Cycle, Combined Cycle, Steam Injected Gas Turbine and Intercooled Steam Injected Gas Turbine.

Palavras Chaves

Thermal Power System, the Humid Air Turbine cycle, Economic Analysis of Thermal System,
Ciclos de potência, Ciclos HAT, Análise Econômica de Sistemas de Potência

1. INTRODUÇÃO

Os ciclos de turbinas a gás com injeção de vapor foram pouco difundidos até o início da década de oitenta, já que o ciclo Brayton simples, sob o ponto de vista econômico, tem se mostrado ainda razoavelmente atrativo, principalmente devido aos preços do combustível, a melhoria da eficiência de seus componentes e ao aumento da temperatura máxima de entrada na turbina devido ao desenvolvimento de materiais e aperfeiçoamento das técnicas de resfriamento das palhetas. Entretanto, a partir do final da década passada tem sido observado um aumento expressivo nos esforços para o aperfeiçoamento dos ciclos com injeção a vapor. Esta tecnologia, juntamente com outras que incorporam novos equipamentos ao ciclo, tais como reacondicionadores, resfriadores intermediários (“intercoolers”) e recuperadores, representam

aftercooler". As correntes de água provenientes dos resfriadores de ar e do economizador são misturadas (M2 e M3) antes do saturador. Um resfriador de água externo (ExC) pode ser adicionado ao ciclo.

Estudos de viabilidade do ciclo HAT têm sido realizado por vários pesquisadores (Lindgreen, 1992; Stecco et al., 1993; Chiesa, 1993) e existe um número considerável de configurações e modificações que podem ser estudadas. Recentemente Gallo et al. (1994) realizou estudos exergeticos para determinar onde as irreversibilidades internas e externas ocorrem, também fazendo uma análise de otimização do ciclo variando a razão de compressão intermediária, a razão de compressão total e a temperatura de entrada na turbina .

O presente trabalho visa uma análise térmica e econômica, do ponto de projeto, para se determinar a viabilidade do ciclo HAT na geração termelétrica e a comparação de sua potencialidade com os outros ciclos já em operação. A análise térmica e econômica é concentrada no uso das turbinas a gás aeroderivativas cuja razão de pressão e temperatura de entrada na turbina são mais elevadas do que as industriais, devido às exigências de sua aplicação original.

3. MODELAGEM TÉRMICA

O ar seco, ar úmido e os produtos da combustão foram considerados como gases semi-perfeitos, de modo que as funções calor específico e entalpia são dependentes somente da temperatura e independentes da pressão. Os produtos da combustão referem-se a um combustível padrão de 86 % de carbono e 14 % de hidrogênio em massa, similar aos combustíveis líquidos usados em turbinas a gás e que dá uma massa molar dos produtos da combustão idêntica à do ar seco. As propriedades para os gases foram determinadas conforme as correlações de Chappell e Cockshutt (1965). Para as propriedades da água foram utilizadas as equações apresentadas por Meyer et al. (1993).

As Leis da Termodinâmica foram usadas para se obter os parâmetros de entrada e saída de cada componente e o desempenho global do ciclo, em base energética. O ar na entrada no primeiro compressor até o umidificador foi considerado seco e a partir do evaporador o ar é considerado úmido com 100% de umidade relativa. As eficiências, efetividades e perdas de pressão foram admitidas constantes, não se considerando as perdas de carga. A análise considera ainda o regime permanente. Mais detalhes da modelagem térmica pode ser encontrado em Gallo et al. (1994).

Um programa computacional foi desenvolvido para possibilitar a análise térmica, onde os parâmetros de desempenho do ciclo; consumo específico de combustível e trabalho específico útil foram analisados em função da temperatura de entrada da turbina e a razão de pressão total do ciclo. Estes resultados foram a base para a análise econômica do ciclo HAT e serão discutidos adiante neste trabalho.

4. MODELAGEM ECONÔMICA

O equacionamento a seguir permite a análise econômica do ciclo HAT, apresentando relações de custo para investimento e expectativas de custo de energia gerada, em cenários correspondentes a situações típicas. Esta análise deve ser considerada como uma estimativa preliminar, uma vez que a determinação exata destes custos só pode ser efetuada com precisão diretamente com fornecedores de equipamentos e mesmo assim, após a efetiva implantação de um projeto.

ANÁLISE TÉRMICA E ECONÔMICA DE TURBINA A GÁS

Relações fundamentais de custo. Apresenta-se a seguir as relações adotadas para a estimativa do custos associados a estas tecnologias, sendo estudados os custos de investimento, operação e manutenção e o custo do combustível.

1 - Custo de investimento, operação e manutenção: este custo, em (US\$/MWh), pode ser expresso por:

$$C_{\text{inv.om}} = \frac{C (FRC + C_{\text{om}})}{P.H.FC} \quad (1)$$

onde:

C = custo de investimento, (US\$);

C_{om} = custo relativo anual de operação e manutenção, função do investimento total da planta e admitido como 2% (Nogueira et al., 1995) do custo total do investimento;

FRC= fator de recuperação de capital, função da taxa de desconto e da vida útil adotada (-);

P = capacidade ou potência elétrica da instalação, (MW);

H = número de horas do ano, 8760 h;

FC = fator de capacidade, dado pela fração do tempo anual em que a planta é operada, (-).

O custo de investimento, tipicamente uma função da tecnologia adotada e nível de desempenho da planta, é a soma do custo dos diversos equipamentos que a compõem, acrescidos todos os custos de implantação. Estes custos podem ser considerados como uma função do investimento em equipamentos, sendo estimados por Craig (1994) para plantas térmicas típicas em 115 % do valor do investimento em equipamentos, índice adotado no presente trabalho.

Desta forma, os custos globais de investimento em uma planta HAT podem ser estimados pela seguinte expressão:

$$C = 2,15 \sum_{\text{comp}} C_{\text{comp}} \quad (2)$$

Por sua vez, o custo dos equipamentos componentes de plantas térmicas pode ser estimado a partir da correlação a seguir, apresentada por Bohem (1987):

$$C_{\text{comp}} = C_R \left(\frac{S}{S_R} \right)^m \quad (3)$$

onde:

C_R = custo do equipamento de referência, válido para uma capacidade de referência S_R ;

S = capacidade do equipamento;

m = fator de escala, correlacionando o custo e o porte do equipamento.

Os valores do custo do equipamento de referência, da capacidade de referência e do fator de escala podem ser obtidos de Bohem (1987) e Nogueira (1993). Não foi possível discriminar os custos de uma turbina a gás com resfriamento intermediário. Entretanto, avaliações dos custos globais para ciclos BIG-STIG com turbinas deste tipo, apresentadas por Consonni e Larson (1994), indicam valores inferiores aos valores correspondentes aos ciclos BIG-STIG básicos. Assim, de modo conservador, adotou-se para as turbinas com "intercooler" custos similares às máquinas convencionais, o que implica em admitir os custos adicionais associados ao trocador de calor podem ser compensados pela compactação do estágio posterior de compressão e pelo ganho de potência.

O custo do evaporador representa a maior incerteza na avaliação do custo de uma planta com o ciclo HAT, pois se trata de um equipamento processando grandes volumes de

água e ar e sob pressões elevadas, a respeito do qual ainda se dispõe de relativamente pouca informação. No presente estudo este custo foi adotado como correspondendo ao de uma torre de resfriamento de idêntica capacidade térmica e ao qual se agregou o efeito da pressão mediante um multiplicador empregado para trocadores de calor casco-tubo, segundo procedimento também apresentado por Bohem (1987). Adiante, na comparação entre os ciclos, estes custos serão apresentados.

2 - Custo do combustível: O custo unitário do combustível utilizado para a geração de energia elétrica depende do desempenho da planta e do custo unitário, em base térmica, do combustível utilizado, e em termos de (US\$/MWh), pode ser dado por:

$$C_{\text{comb}} = \frac{3,6 \cdot L_{\text{comb}}}{\eta_c} \quad (5)$$

onde:

L_{comb} = preço do combustível, (US\$/GJ);

η_c = eficiência térmica do ciclo, (-).

Finalmente, considerando o exposto anteriormente, o custo unitário da energia gerada pode ser expresso por:

$$C_{\text{EG}} = (1 + C_{\text{om}}) \cdot \frac{C \cdot \text{FRC}}{P \cdot \text{H} \cdot \text{FC}} + \frac{3,6 \cdot L_{\text{comb}}}{\eta_c} \quad (6)$$

Tabela 1 Cenários considerados para o estudo de sensibilidade dos custos de energia.

Variável	símbolo	valores
custo relativo de O&M sobre capital	C_{OM}	0,02
taxa de desconto	i	5 e 15%
vida útil da planta	n	15 anos
fator de capacidade	FC	50, 60, 70, 80 %
custo do combustível	L_{comb}	3,5 US\$/GJ
capacidade instalada	P	30 MW
temperatura máxima na entrada da turbina	T_{max}	1200 e 1400 K
razão total de pressão	R	10, 15, 20, 25 e 30

Como situação base para a análise dos custos da energia gerada, foram adotados os valores da Tabela 1, que apresenta os valores utilizados para o cálculo estimativo do custo da energia gerada e para o estudo de sensibilidade. Os valores utilizados para a eficiência nas diversas configurações consideradas para os ciclos de potência estudados refletem o melhor valor calculado para dois casos de temperatura máxima de ciclo considerada (1200 e 1400K), conforme mostra a Tabela 1, deixando portanto como variável livre neste caso a relação de pressão na turbina a gás (Nogueira et al., 1995). Tal seleção apoia-se no pressuposto de que a temperatura máxima em um ciclo é uma limitação tecnológica e determina a relação de pressão a ser adotada visando o máximo desempenho.

5. ANÁLISE TÉRMICA E ECONÔMICA DO CICLO HAT

A seguir, apresenta-se os principais resultados obtidos para os ciclos, em termos térmico e de custo por energia gerada e por capacidade instalada. A análise foi realizada comparando o ciclo HAT com os seguintes ciclos: ciclo simples de turbina a gás (CS), turbina a gás com injeção de vapor (STIG), turbina a gás com injeção de vapor e resfriamento intermediário (ISTIG) e ciclo combinado com turbina a gás e a vapor (CC). A Figura 2 mostra o desempenho térmico do ciclo HAT para as temperaturas e razões de pressão da Tabela 1. Observa-se que para a temperatura de entrada na turbina, TET, igual a 1200K a razão de pressão para a máxima eficiência térmica (35,43%) é de 10 e para TET de 1400K a razão de pressão para a máxima eficiência (46%) é de 15.

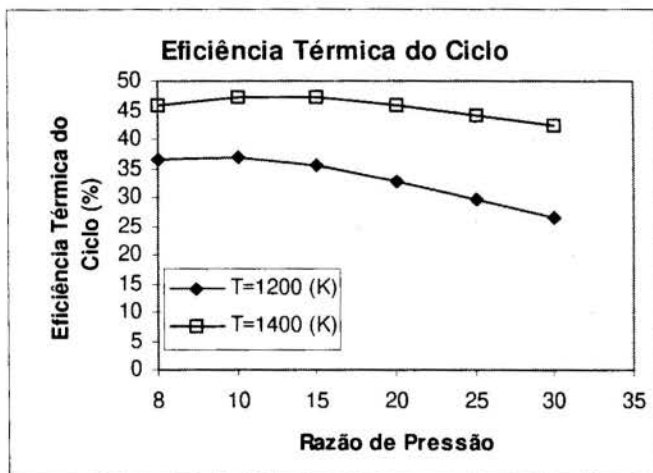


Figura 2 Desempenho do Ciclo HAT.

A Tabela 2 apresenta o custo da energia elétrica gerada (US\$/MWh) para o valor adotado para o fator de recuperação de capital (0,1710), que corresponde a uma taxa de desconto de 15% a.a e uma vida da planta de 15 anos. Considerou-se ainda um fator de capacidade de 80% e o preço do combustível como sendo 3,5 US\$/GJ. Considerando estes resultados, os ciclos mais complexos permitem a geração de energia elétrica sob menores custos, com a notável exceção dos ciclos combinados, cujos resultados neste sentido são similares aos do ciclo mais simples.

Tabela 2 - Resultados do custo da energia elétrica gerada considerando $L_{comb} = 3,5$ US\$/GJ

Ciclo	TET (K)	
	1200	1400
Simple	61,60	56,52
STIG	56,80	52,42
ISTIG	57,44	53,51
Combinado	62,52	57,43
HAT	32,67	25,73

Vale observar ainda a grande variação que resulta nos custos da energia produzida em decorrência de se adotar um valor maior ou menor para a taxa de juros ou de desconto, cujo valor em princípio deve ser estimado em uma ampla faixa. Existe assim, a necessidade de se arbitrar taxas de juros ou de desconto que possam ser consideradas factíveis ou correspondentes ao valor efetivo de mercado para os recursos financeiros, aspectos também sujeitos aos eventuais mecanismos creditícios.

Uma comparação da variação do custo da energia gerada em função do fator de capacidade FC, para uma temperatura escolhida (T=1400 K) do ciclo HAT com quatro ciclos diferentes, analisado por Bortolaia (1996), é mostrada nas Figuras 3, para um valor de custo de combustível de 3,5 US\$/GJ. Vale observar que este autor estudou configurações utilizando

biomassa gaseificada.. Os custos globais de investimento para as configurações estudadas foram estimados, baseando-se nas seguintes premissas:

- o custo do umidificador foi estimado com base no custo de uma torre de resfriamento com carga térmica comparável, corrigindo-se o efeito da pressão a partir de multiplicadores usados para trocadores de calor (Bohem, 1985).
- a turbina a gás, cuja potência foi fixada em 30 MW, também terá um custo constante;
- o custo da turbina a vapor depende da massa de vapor, sendo variável com a temperatura;

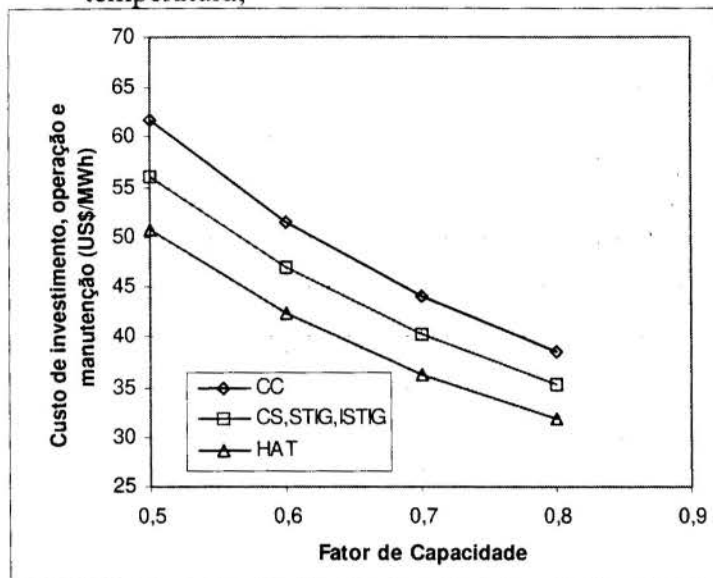


Figura 3: Custos estimados de investimento

- o custo do condensador depende também da massa de vapor, sendo portanto variável. Os custos de investimento do ciclo simples, STIG e ISTIG, foram considerados como sendo 42.480 mil US\$, baseando em informações da literatura (Consonni e Larson, 1994). No caso de ciclo combinado estes custos variam bastante em função de sua temperatura máxima, sendo estimados como 1705 US\$/kW para as temperaturas na entrada da turbina de 1400 K, ainda segundo Consonni e Larson..

6. CONCLUSÕES

O ciclo HAT apresenta resultados interessantes, sobretudo no campo das centrais térmicas trabalhando na base, isto é, sob elevados fatores de capacidade. São nestas condições que as vantagens decorrentes da alta eficiência, da ordem de 46 %, são mais evidentes e permitem atenuar o impacto do maior custo, acarretado essencialmente pelo evaporador.

Este trabalho deve ser considerado como uma abordagem preliminar ao tema e apenas com a disponibilidade de informações mais detalhadas sobre a composição dos custos é que poderá se esperar maior confiabilidade nos resultados. Não obstante, são resultados que confirmam o interesse e a oportunidade de se seguir no estudo de ciclos térmicos de alto desempenho.

7. REFERÊNCIAS

BOHEM, R.F. Design Analysis of Thermal Systems, Wiley, New York, 1987.

BORTOLAIA, L.A. Emprego de Biomassa Gaseificada em Ciclos com Turbinas a Gás. Itajubá: 136 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Escola Federal de Engenharia de Itajubá, 1996.

CHAPPELL, M.S.; COCKSHUTT, E.P., Gas-Turbine Cycle Calculations: thermodynamic data tables for air and combustion products for three systems of units, National Research Council, Canada, Report 14.300, Ottawa, 1965.

ANÁLISE TÉRMICA E ECONÔMICA DE TURBINA A GÁS

CHIESA, P. (1993) Analisi Termodinamica di Cicli di Turbina a Gas ad Aria Umida (HAT cycles). Atti del VII Convegno Nazionale Gruppi Combinati - Prospettive Tecniche ed Economiche. Milano, Italia, 21-22 ottobre, p169-188.

CONSONNI,S.; LARSON,E.D. Biomass-Gasifier Aero derivative Gas Turbine Combined Cycles: Part B-Performance Calculations and Economic Assessment, ASME COGEN-TURBO, IGTI-vol. 9, 1994.

CRAIG,K.R. Cost and Performance Potential of Advanced Integrated Biomass Gasification Combined Cycle Power Systems, ASME COGEN-TURBO, IGTI-vol. 8, 1994.

GALLO,W.L.R., BETTAGLI, N., BIDINI, G. Humid Air Gas Turbine Cycle (HAT cycle): Irreversibility Accounting and Exergetic Analysis. ASME COGEN-TURBO, IGTI, v. 9, p. 191-196, 1994.

LINDGREEN, G. , ERIKSSON, J. , BREDHE, K. , ANNERWALL, K. The HAT Cycle, a Possible Future for Power and Cogeneration. FLOWERS92, Nova Science Publishers, Florence, Italy, June 8-13. 1992.

MEYER, C.A., McCLINTOCK, R.B. et all. ASME STEAM TABLES, Thermodynamic and Transport Properties of Steam. 6. ed. New York: ASME PRESS, USA, 1993

NOGUEIRA, L.A.H. Estimativa de Custos em Sistemas de Cogeração, EFEI, 1993.

RAO, A. D. United States Patent 4,829,763 Process for Producing Power. May 16, 1989 .

STECCO, S.S., DESIDERI, U. , FACCHINI, B. , BETTAGLI, N. The Humid Air Cycle: Some Thermodynamic Considerations. ASME Paper 93-GT-77. International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition. Cicinatti, USA, May 24-27, 1993.

PAPER CODE: COB1431

ANALYSIS AND DIAGNOSIS OF THE OPERATION PERFORMANCES OF A STEAM POWER PLANT

ANDREA LAZZARETTO¹, ALARICO MACOR¹, ALBERTO MIRANDOLA¹, ANNA STOPPATO¹ &
 FRANCO DONATINI²

¹Department of Mechanical Engineering, University of Padova - via Venezia, 1
 35131 Padova, Italy - E-mail: mira@dim.unipd.it

²ENEL S.p.A. - Thermal Research Center - via Andrea Pisano, 120 - 56122 Pisa, Italy

Abstract

A new exergetic and exergoeconomic method for the diagnosis of energy systems operation is presented and discussed. The calculation of suitable indicators, showing the deviations of the fuel consumption from the expected one, helps the analyst or the operator identify the machines or the devices responsible for the malfunction and those "victims" of the malfunction itself. The method, applied to a big-size steam power plant, proved to be useful in locating the origin of malfunctions and their effects on the overall performances; anyhow, it is shown that some experience is needed by the operator, because the results must be interpreted in the light of both the knowledge of the plant operation and the theoretic bases of the diagnostic procedure suggested by the authors.

Keywords

On line diagnosis, exergy analysis, exergoeconomic analysis, computer code

NOMENCLATURE

Roman Characters

B	exergy, [MW]
F, P	fuel, product, [MW]
F _{tot}	total fuel of the plant, [MW]
I	exergetic irreversibilities, [MW]
k	specific consumption, = F/P
k*	exergetic cost per exergy unit

Greek Characters

Δ	difference, variation
η	exergetic efficiency, = P/F

Subscripts

h	h-th component of the plant
i	i-th fuel of a component

1. INTRODUCTION

The diagnosis of energy systems can be done through the control of the working parameters, to check whether any differences occur between the design and the actual performances, such as to imply decrease in efficiency and increase in fuel consumption. The departures of the performances from the design ones depend on: external causes, like fuel characteristics, environmental changes, plant running, etc., or internal causes, such as malfunction of some components due to obsolescence, bad maintenance, failure.

The diagnosis is generally performed by controlling thermodynamic (temperatures, pressures, flow rates) or mechanical (vibrations, critical speeds) quantities. This kind of information allows the operators to forecast the breakdown of some components and to decide

if any scheduled or unscheduled maintenance actions are needed, to avoid sudden and unexpected stops of the plants.

The amount and the cost of exergy losses due to irreversibilities or unwanted phenomena can be calculated through the exergetic and the exergoeconomic analysis (Gaggioli and El Sayed, 1987, Gaggioli and Wepfer, 1980); Valero *et al.* (1996) suggested the use of the exergoeconomic analysis also for plant diagnosis, besides cost accounting (Valero *et al.*, 1986, Tsatsaronis and Winhold, 1985) and plant optimisation (Tribus and El Sayed, 1983, Frangopoulos, 1983, von Spakovsky and Evans, 1990). In the present paper, the use of both the exergetic and the exergoeconomic analysis is suggested (Stoppato and Lazzaretto, 1996). The purpose is not only to look for anomalies bringing failures, but also to check if and how much a component malfunction or operation deviation affects the performances of the whole plant.

The possibilities offered by the exergetic and the exergoeconomic diagnosis have been investigated by applying them to the operation of a 660 MW steam power plant. By comparing the nameplate and the actual working parameters, the following objectives have been pursued:

- *evaluate the effects* of the malfunction of some components on the overall performances (exergy balance, efficiency, fuel consumption);
- *search the causes*, i.e. identify the components which are the origin of the malfunction causing an increase of the fuel consumption.

The thermodynamic, exergetic and exergoeconomic analyses were performed through the modular computer code DIMAP (Mirandola *et al.*, 1995; Lazzaretto *et al.*, 1995), the diagnostic analysis through the code DIAGN (Stoppato and Lazzaretto, 1996), interfaced with DIMAP. DIMAP and DIAGN can be directly matched with the plant data acquisition system: so they become an "on line" tool for the diagnosis. In DIMAP the exergoeconomic analysis is carried out according to the Exergetic Cost Theory (Valero *et al.*, 1986), which calculates the indicators needed by the diagnostic analysis. DIMAP and DIAGN are written in FORTRAN and can work both in DOS and in Windows environment.

2. EXERGETIC AND EXERGOECONOMIC METHODS OF DIAGNOSIS

Due to the malfunction of one or more components, the overall product of the plant (output power, for example) is obtained by using an additional amount ΔF_{tot} of energy resources (fuel), which is generally known, because it is measured by the control systems. As previously mentioned, the method of diagnosis presented here is aimed at evaluating *effects* and *causes* of the departures from the expected fuel consumption (F_{tot}) and at identifying the components responsible for these departures. To this end, the use of some indicators is proposed in the following.

The first index, introduced by Lozano *et al.* (1993), calculates the contribution ΔF_h of each component to ΔF_{tot} , by comparing the results of the thermoeconomic analysis (Valero *et al.*, 1986) in actual and reference state. This index is defined as:

$$\Delta F_h = \sum_i (k^*_{i,h} \Delta k_{i,h}) P_h \quad (1)$$

where $h = 1, \dots, n$ is the component number and $i = 1, \dots, m$ the number of fuels of the h -th component. Eq. (1) is based on the assumption of constant production of the total plant and on the approximation of replacing differential values with discrete ones. Therefore $\Delta F_{\text{tot}} \cong \sum_h \Delta F_h$, i.e. the equality is not strictly fulfilled. Usually the differences are slight and are believed not to be important for the diagnostic analysis. Eq. (1) evaluates ΔF_h by considering both the variation of the specific consumption of each fuel of the component ($\Delta k_{i,h}$) and the exergetic

cost ($k_{i,h}^*$) of the fuel itself, which depends on all the upstream exergy transformations. ΔF_h is null for those components in which the variation of the specific consumption ($k_{i,h}$) is null.

The second index is simply the change of irreversibilities (ΔI_h) occurring in the h -th component due to malfunctions in the component itself or in other components ($\Delta F_{\text{tot}} = \sum_h \Delta I_h$). Note that those with constant specific consumption can show non-null values of ΔI_h due to a variation of their product, at constant production of the plant, caused by malfunctions of other components. Therefore, a separation of the contributions to ΔI_h given by product and efficiency variations was suggested (Stoppato and Lazzaretto, 1996). By differentiating

$$\begin{aligned} I_h &= F_h - P_h = P_h \sum_i k_{i,h} - P_h = P_h (\sum_i k_{i,h} - 1) && \text{we get} \\ dI_h &= dP_h (\sum_i k_{i,h} - 1) + P_h \sum_i dk_{i,h} = dI_{\Delta P_h} + dI_{\Delta k_h} && \text{and by approximating with discrete values} \\ \Delta I_h &\cong \Delta P_h (\sum_i k_{i,h} - 1) + P_h \sum_i \Delta k_{i,h} = \Delta I_{\Delta P_h} + \Delta I_{\Delta k_h} && \text{where} \\ \Delta I_{\Delta P_h} &= \sum_i (k_{i,h} - 1) \Delta P_h && \text{and} && \Delta I_{\Delta k_h} = \sum_i \Delta k_{i,h} P_h \end{aligned} \quad (2)$$

$\Delta I_{\Delta P_h}$ and $\Delta I_{\Delta k_h}$ are the quota of the irreversibility variation caused by a change in the product and in the specific consumption respectively. The ratio $\Delta I_{\Delta k_h} / \Delta I_h$ is strictly associated with the performance variation of the component itself; therefore it can be used to search the causes of malfunction more successfully than ΔF_h , as explained in the next sections.

3. EXERGOECONOMIC DIAGNOSIS OF A 660 MW STEAM POWER PLANT

Fig. 1 shows the schematic of a supercritical 660 MW steam power plant operating in a big Italian power station; its main design characteristics, checked at the beginning of the plant operation, are summarised in Table 1. The boiler is fed by oil. The air preheating is obtained through both steam heaters (the steam is extracted from the low pressure turbine) and classical Ljungstroem regenerative heaters. The steam turbine consists of one high-pressure, one intermediate-pressure and two low-pressure sections. The main feed pump is regenerative. Six steam extractions feed four low-pressure water heaters (two lines in parallel), the deaerator and six high-pressure heaters (two lines in parallel). The condenser is cooled by sea water.

Table 1: Main characteristics of the plant in Fig. 1 at the reference state (air temperature 26°C, cooling water temperature 19.5°C).

oil flow rate	137.2 t/h
steam flow rate (at deaerator)	2077 t/h
air-fuel ratio	16.22
boiler pressure	293.5 bar
turbine inlet temperature	539.5
reheater temperature	542.3 °C
pressure at the condenser	0.05198 bar
electric power	660.7 MW
deaerator pressure	4.2 bar
exhaust gas temperature	152.2°C
cooling water flow rate	90566 t/h

The scheme in Fig. 2 represents the model of the plant arranged according to the requirements of DIMAP, showing 215 components and 339 streams. The simulation was developed for both full load and part load operation, taking into account the external environmental quantities, the fuel characteristics and the plant constraints (opening degree of valves, chemical controls, etc.). Since the test values of the thermodynamic parameters (flow rates, temperatures, pressures) were available under 100%, 70% and 40% loads, the model was adjusted in order to reproduce these values, assumed as reference ones.

As regards the actual operating conditions, big efforts were devoted by the Italian Electricity Company (ENEL) in the set up and calibration of the data acquisition system. However, uncertainties may arise on the data directly measured by the plant instrumentation due to the accuracy of the instruments and to the non stationary values of the very high number of physical and chemical quantities to be checked (Donatini, 1996). Therefore, for each plant load the “stationary” conditions of the simulation model were reproduced by using “averaged” values of the measured data supplied by ENEL; these values were obtained by applying mathematical and statistical techniques to the data supplied by the

measurement systems. Whenever any working parameters were still not consistent with the simulation model, they were calculated through the model itself. In the part load simulation model, the operation laws of the components as a function of load and of external parameters (environmental quantities, fuel characteristics, plant constraints) were obtained from the previously mentioned reference data, using also the formulations suggested in the literature (Cooke, 1985, Spencer *et al.*, 1963) when the data were not sufficient. Pressure losses and fluid leakages in pipes and devices are also considered.

In conclusion, the analysis was performed on the basis of the simulation results, to explore the usefulness of the indices previously presented in evaluating the effects and the causes of malfunctions. By modifying the reference values of the variables mainly affecting the plant performances, many different malfunctions were simulated.

Table 2 to 7 summarise the results of the diagnostic calculations performed by assuming the following malfunctions occurring in the 660 MW power station:

- Table 2: 10% decrease in the efficiency of the first stages of the high pressure turbine (HP1);
- Table 3: 10% decrease in the efficiency of all turbine sections;
- Table 4: 10% decrease in the condenser heat exchange coefficient;
- Table 5: 40% decrease in the heat exchange coefficient of R1.1 low-pressure preheater;
- Table 6: 20% decrease in the heat exchange coefficient of all the preheaters of one line;
- Table 7: 40% decrease in the heat exchange coefficient of R1.1 low pressure preheater and 10% decrease in the efficiency of the impulse turbine.

When two or more different causes of malfunction arise (Table 3 and 7), they are supposed to be independent. The value of ΔF_h for the condenser is calculated as suggested by Stoppato and Lazzaretto (1996). Some useful considerations can be drawn from the results about the reliability and the effectiveness of the three indicators ΔI_h , ΔF_h and $\Delta I_{\Delta k_h}/\Delta I_h$.

ΔI_h seems less suitable for diagnosis purposes because it is only related to the irreversibilities of each device, while ΔF_h and $\Delta I_{\Delta k_h}/\Delta I_h$ also consider the variations of the exergetic efficiency, adding "qualitative" information to the "quantitative" indications of ΔI_h .

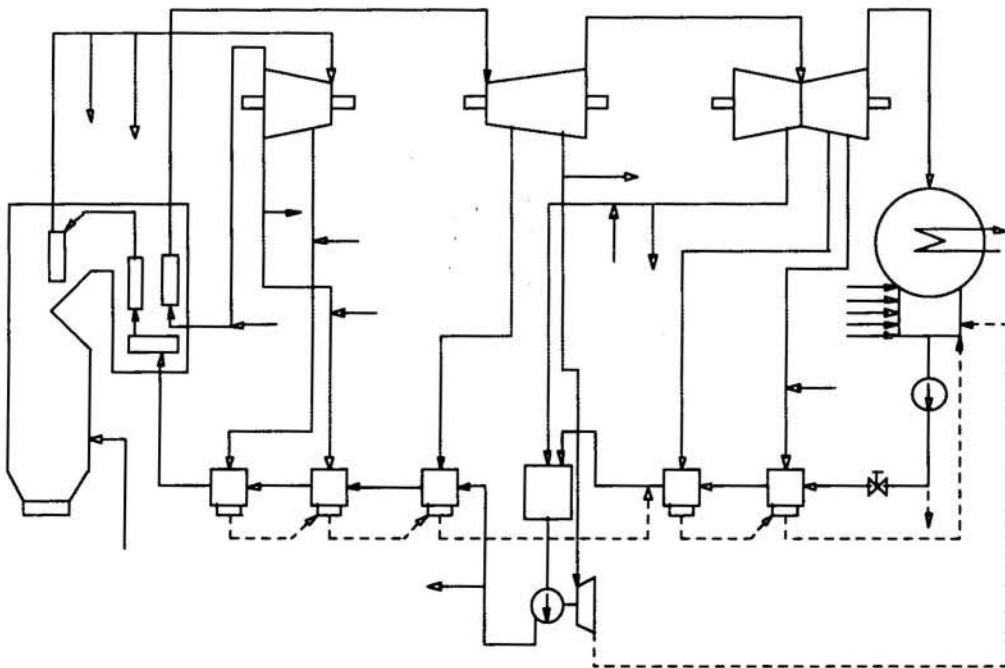


Figure 1: Schematic of the 660 MW Steam Power Plant.

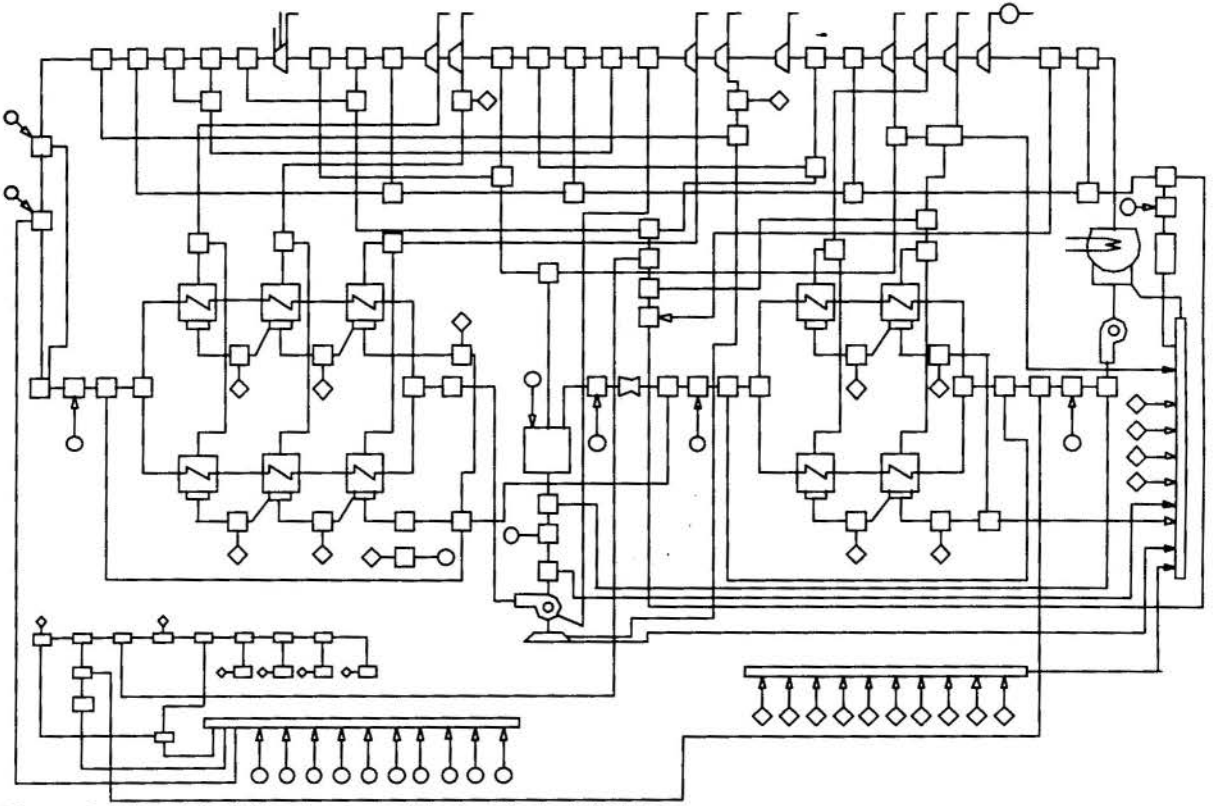


Figure 2: Plant Model Implemented in the Code DIMAP.

Therefore, high values of ΔI_h can be misunderstood if occurring in components affected by high irreversibilities at design conditions too, like the combustion chamber (this component shows a $\Delta I_h/\Delta I_{tot} \approx 20\%$ or more in all the Tables); in other cases, a decrease of irreversibilities does not depend on improved operation of a given component, but on a decreased amount of the product generated by the device itself (for example, see the impulse turbine in Table 3).

ΔF_h well represents the *effects* of the “local” malfunctions of a component on the overall performances, because it considers both deviations of the local behaviour through $\Delta k_{i,h}$ and links with the rest of the plant through $k^*_{i,h}$. Some devices show significant values of ΔF_h only if they cause the malfunction (for example, the first stages of the high pressure turbine only appear in Table 2 and 3, the preheater R1.1 in Table 5, 6 and 7), others even if not responsible (see for example in Table 2 the desuperheater, which is a simple mixer of fluids, or the condenser in all the Tables). So, the criterion based on ΔF_h cannot identify which part of the plant is the prime cause of the malfunction, but is useful to select the components remarkably affected by operation problems generated in whatever part of the plant, and whose contribution to ΔF_{tot} is consequently significant. Sometimes, owing to the effects of the secondary influence on “blameless” components, the value of ΔF_h in the “guilty” one is considerably different from $\Sigma \Delta F_h \cong \Delta F_{tot}$ of the whole plant. Note that an overall malfunction of the plant can even bring about an improvement in the performance of one or more components: for example, see in the tables the Ljungstroem or the combustion chamber.

The ratio $\Delta I_{\Delta k_h}/\Delta I_h$ seems to be more suitable for determining the **cause** of the malfunctions. In fact, the exergetic cost k^* of the fuels feeding the component does not appear in the expression of $\Delta I_{\Delta k_h}$, while it does in ΔF_h . Since k^* depends upon the whole upstream “exergy chain”, it is clear that $\Delta I_{\Delta k_h}$ is only linked to the fuel change of the component in hand and not to that of the whole plant. Therefore $\Delta I_{\Delta k_h}/\Delta I_h$ represents the local effect (i.e.

Table 2: Contribution of each component caused by 10% decrease in the efficiency of the first stages of the turbine HP1 ($\Delta F_{tot} = 9.834$ MW).

	$\Delta F_h / \Delta F_{tot}$ [%]	$\Delta I_h / \Delta I_{tot}$ [%]	$\Delta I_{sk} / \Delta I_h$ [%]
TURBINE HP1	125.71	44.71	117.65
DESUPERHEATER	16.58	4.84	95.04
CONDENSER	14.98	11.2	0
TURBINE LP4	3.63	7.39	18.00
SUPERHEATER 2	2.07	5.22	23.95
REHEATER	1.50	18.7	4.76
IMPULSE TURBINE	-1.38	-2.26	23.01
TURBINE LP3	-2.05	-0.35	217.14
REGENERATIVE PUMP 2	-2.05	-0.34	185.29
EXTRACTION PUMP	-2.11	-0.80	87.50
COMBUSTION CHAMBER	-2.28	20.88	-8.67
REGENERATIVE PUMP 1	-2.31	-0.25	284.0
TURBINE LP1	-2.56	-0.40	235.0
TURBINE LP2	-4.19	-0.62	248.39
TURBINE IP1	-4.47	-0.61	270.49
ECONOMIZER	-7.53	-6.33	73.78
SUPERHEATER 1	-7.84	4.48	-105.13
LJUNGSTROEM	-25.32	-13.24	115.86
TOTAL	100	100	-

Table 3: Contribution of each component caused by 10% decrease in the efficiency of the all the stages of the turbine ($\Delta F_{tot} = 116.5$ MW).

	$\Delta F_h / \Delta F_{tot}$ [%]	$\Delta I_h / \Delta I_{tot}$ [%]	$\Delta I_{sk} / \Delta I_h$ [%]
TURBINE LP4	22.74	11.89	85.79
CONDENSER	13.79	9.31	0
TURBINE LP2	10.75	5.26	92.21
TURBINE IP1	9.51	4.46	101.35
TURBINE HP1	9.04	4.20	105.00
TURBINE HP2	7.90	3.70	102.97
TURBINE LP3	6.06	3.01	88.70
TURBINE LP1	5.23	2.55	93.73
IMPULSE TURBINE	5.17	-0.13	-2246.15
DESUPERHEATER	3.48	1.30	84.62
TURBINE IP2	3.35	1.56	102.56
TURBINE IP3	2.19	1.06	95.28
SUPERHEATER 2	1.72	5.27	22.96
REHEATER	1.20	8.98	9.24
SUPERHEATER 1	1.05	9.95	8.34
ECONOMIZER	-0.88	-1.81	42.54
COMBUSTION CHAMBER	-1.87	20.64	-8.53
TOTAL	100	100	-

Table 4: Contribution of each component caused by 10% decrease in the condenser heat exchange coefficient ($\Delta F_{tot} = 3.311$ MW).

	$\Delta F_h / \Delta F_{tot}$ [%]	$\Delta I_h / \Delta I_{tot}$ [%]	$\Delta I_{sk} / \Delta I_h$ [%]
CONDENSER	132.76	71.14	0
LJUNGSTROEM	7.87	8.89	74.58
CONDENSATE WELL	7.52	3.61	116.07
SUPERHEATER 2	1.54	5.23	24.67
SUPERHEATER 1	2.55	14.48	14.92
REHEATER	1.39	7.18	16.43
DEAERATOR	-1.20	-3.35	111.64
COMBUSTION CHAMBER	-1.61	20.87	-8.58
TURBINE LP2	-1.71	-0.30	293.3
REGENERATIVE PUMP (RP)1	-1.76	-0.42	178.57
PREHEATERS R2	-5.96	-2.54	119.69
TURBINE LP4	-3.56	-13.58	13.84
PREHEATERS R1	-21.6	-5.72	182.17
TOTAL	100	100	-

Table 5: Contribution of each component caused by 40% decrease in the heat exchange coefficient of a low pressure preheater (R1.1) ($\Delta F_{tot} = 0.1008$ MW).

	$\Delta F_h / \Delta F_{tot}$ [%]	$\Delta I_h / \Delta I_{tot}$ [%]	$\Delta I_{sk} / \Delta I_h$ [%]
CONDENSER	108.93	60.91	0
PREHEATER R1.1	105.26	51.70	101.26
DRAIN MIXER (FROM R4)	25.35	10.41	100.10
RP COOLING	14.81	6.15	99.84
PREHEATERS R5	13.16	6.78	102.36
SUPERHEATER 2	3.11	8.13	31.61
REHEATER	1.83	11.21	12.67
COMBUSTION CHAMBER	0	30.75	-0.39
SUPERHEATER 1	-1.96	10.22	-15.66
EXTRACTION PUMP	-5.30	-5.73	43.28
PREHEATERS R2	-18.04	-8.18	115.65
TURBINE LP4	-9.4	-22.14	22.04
DEAERATOR	-10.42	-3.59	110.86
LJUNGSTROEM	-15.35	-8.3	158.19
CONDENSATE WELL	-84.4	-48.77	87.96
TOTAL	100	100	-

Table 6: Contribution of each component caused by 20% decrease in the heat exchange coefficient of all the preheaters of the first line ($\Delta F_{tot} = 1.989$ MW).

	$\Delta F_h / \Delta F_{tot}$ [%]	$\Delta I_h / \Delta I_{tot}$ [%]	$\Delta I_{sk} / \Delta I_h$ [%]
CONDENSER	33.22	19.2	0
CONDENSATE WELL	26.68	13.1	109.08
LJUNGSTROEM	16.94	16.61	86.09
SUPERHEATER 1	7.67	15.8	40.89
PREHEATER R1.1	4.68	2.68	88.43
PREHEATER R6.1	3.6	2.02	92.08
ECONOMIZER	3.36	3.03	93.73
PREHEATER R4.1	2.49	1.56	82.69
REHEATER	2.25	-0.09	-2111
PREHEATER R5.1	1.66	1.02	84.31
SUPERHEATER 2	1.57	5.29	24.95
PREHEATER R2.1	0.02	0.09	11.11
DEAERATOR	-0.17	-1.8	110.00
PREHEATER R4.2	-1.13	-0.32	184.38
TURBINE LP4	-1.18	-3.16	19.62
REGENERATIVE PUMP 1	-1.35	-0.31	187.1
COMBUSTION CHAMBER	-1.62	21.07	-8.35
TOTAL	100	100	-

Table 7: Contribution of each component caused by 40% decrease in the heat exchange coefficient of the R1.1 low pressure preheater and 10% decrease in the efficiency of the impulse turbine ($\Delta F_{tot} = 7.324$ MW).

	$\Delta F_h / \Delta F_{tot}$ [%]	$\Delta I_h / \Delta I_{tot}$ [%]	$\Delta I_{sk} / \Delta I_h$ [%]
IMPULSE TURBINE	102.48	41	254.95
CONDENSER	13.43	13.02	0
DESUPERHEATER	6.47	4.57	95.84
PREHEATER R1.1	1.95	2.42	69.01
TURBINE LP4	1.29	6.39	18.15
SUPERHEATER 2	0.85	5.18	24.32
REHEATER	0.66	18.4	5.27
PREHEATER R1.2	0.32	1.01	27.72
COMBUSTION CHAMBER	-0.93	20.84	-8.69
TURBINE LP1	-1.01	-0.38	42.21
REGENERATIVE PUMP 1	-1.22	-0.42	219.05
CONDENSATE WELL	-1.53	-1.61	77.64
TURBINE LP2	-1.68	-0.57	266.67
TURBINE IP1	-1.79	-0.58	279.31
SUPERHEATER 1	-3.03	4.7	-94.89
ECONOMIZER	-3.05	-6.19	73.51
LJUNGSTROEM	-9.97	-12.56	117.28
TOTAL	100	100	-

connected to the component) of the malfunction, and can be a good indicator in searching the causes, because it is disconnected from the links with rest of the plant. In addition, the ratio between $\Delta I_{\Delta k_h}$ and ΔI_h in the same device is independent of the quantitative aspect of its performances. A component is likely to be “guilty” if the value of $\Delta I_{\Delta k_h}/\Delta I_h$ is high (near to 100%), “victim” if the same value is low. In Table 2, 3 and 7 the devices responsible for the global malfunctions show the highest values of $\Delta I_{\Delta k_h}/\Delta I_h$; in Table 5 the preheaters R5 show a $\Delta I_{\Delta k_h}/\Delta I_h$ slightly higher than the preheater R1.1, but a ΔI_h about ten times lower: therefore, the decreased efficiency in these components is likely to be caused by the malfunction of other devices. Some components, strongly influenced by their boundary conditions, bring about hard problems in searching the causes of malfunctions. See, for instance, the pre-heaters in Table 6. In this case, instead of analysing them one by one, a good idea may be to assemble them in an “area”, as a block of the plant slightly influenced by the surrounding blocks. In this way the diagnosis helps find the area where the cause of the malfunction arises. Suitable “areas” of the plant could be the group *desuperheater and high pressure turbine* (see the influence of the HP turbine behaviour on the desuperheater performances in Table 2) or the block *low pressure preheaters and condenser* (see Table 5). When some heat exchangers are arranged in series, considering them as an area can be convenient. In searching the causes, the case of the condenser (see Table 4) is critical: since its exergetic efficiency $\eta = 1/k$ cannot be defined, the value of $\Delta I_{\Delta k_h}$ does not exist and therefore cannot be used for this purpose. On the other hand, the values of ΔF_h clearly show that the effects are maximum in the condenser, and this helps identify the condenser itself as cause of the malfunction. It is opportune to check if the results obtained by ΔF_h and $\Delta I_{\Delta k_h}/\Delta I_h$ lead towards the same direction. For example, if both ΔF_h and $\Delta I_{\Delta k_h}/\Delta I_h$ are high in the same device, this is probably “guilty” of the overall malfunctions.

The **experience** of the analyst and his knowledge of the plant operation and of the diagnostic methods is very useful in solving doubtful problems, for example in trying to understand whether a component affected by malfunction is “guilty” or “victim”. The same experience is also useful in assessing the concurrent actions of different causes (see Table 3 and 7), which are not likely to be identified by the previous indicators. In a case like this, a gradual elimination of the anomalies, by restoring the performance of the guilty components one by one, can be a good strategy. In Table 7 two components, the impulse turbine and the R1.1 preheater, are guilty; if restoring the expected performance of the impulse turbine, the case of Table 5 is obtained, where the preheater is more clearly identified to be responsible.

The previous examples are referred to the load of 100%, but similar results were obtained at part load, because the procedure suggested here supplies reliable information independently of the plant load. The availability of a detailed, complete and reliable model of the plant, able to simulate the design and the off-design operation against a variation of the load and of the boundary constraints, is paramount for the diagnosis. Moreover, the on-line diagnosis requires an efficient data acquisition system connected to suitable simulation tools, as previously explained.

4. CONCLUSIONS

The exergetic and exergoeconomic method of diagnosis presented in this paper indicates a new approach to the problem of identifying effects and causes of malfunctions on the performances of the plant and its components. This method calculates the changes occurring in some characteristic indicators drawn from the exergoeconomic theories. The observation of the values of these indicators, combined with the experience of the analyst and with a good

knowledge of the theoretic bases of this method, is an efficient guide towards the diagnosis of the energy conversion plants.

The availability of a suitable computer code is necessary to apply this method efficiently; moreover, if the on-line diagnosis is needed, the data acquisition system must be accurate and reliable and should be interfaced with a suitable simulation code, able to overcome the errors and the uncertainties which generally affect the measurement of a very high number of mechanical and thermodynamic quantities; the effects of non-stationary measurements can be counteracted by elaboration of the results through mathematical and statistical techniques.

5. ACKNOWLEDGEMENTS

Financial support to this work was supplied by the Italian Ministry of University and Scientific Research (MURST) and by the Italian Electricity Company (ENEL), which are gratefully acknowledged by the authors.

6. REFERENCES

- COOKE, D.H. On Prediction of Off-Design Multistage Turbine Pressures by Stodola's Ellipse, *Transaction of the ASME*, Vol. 107, pp. 596-606, July, 1985.
- DONATINI, F. Thermoeconomics: an Effective Way to the Performance Monitoring of Thermoelectric Plants, paper presented at the *International Mechanical Engineering Congress and Exposition (IME)*, Atlanta, November 17-22, 1996.
- LAZZARETTO, A., MACOR, A., MIRANDOLA, A., STOPPATO, A. & DONATINI, F. DIMAP, a Modular Computer Code for Thermodynamic, Exergetic and Thermoeconomic Simulation of Energy Systems, *ASME AES- Vol. 35*, pp. 119-126, 1995
- LOZANO, M.A. & VALERO, A. Theory of the Exergetic Cost, *Energy-The International Journal*, Vol. 18, pp. 939-960, 1993.
- MIRANDOLA, A., STOPPATO, A., DONATINI, F. & NERI, G. Matching Thermoeconomic with Exergetic Simulation in DIMAP, a Code for the Analysis of Energy Conversion Plants, Proc. of the workshop *Second Law Analysis of Energy Systems: Towards the 21-st Century*. Roma, 5-7 July, 1995.
- SPENCER, R.C., COTTON, K.C. & CANNON, C.N. A Method for Predicting the Performance of Steam Turbine-Generators...16,500kW and Larger, *Journal of Engineering for Power*, October, pp.249-301, 1963.
- STOPPATO, A. & LAZZARETTO, A. The Exergetic Analysis for Energy System Diagnosis, Proc. of *ESDA 1996 (Engineering Systems Design and Analysis Conference)*, Montpellier, July 1-4, 1996.
- TSATSARONIS, G. & WINHOLD, M. Exergoeconomic Analysis and Evaluation of Energy-Conversion Plants; Part I: A New General Methodology; Part II: Analysis of a Coal-Fired Steam Power Plant, *Energy: The International Journal*, Vol. 10 No. 1, pp. 81-94, 1985.
- VALERO, A., LOZANO, M.A. & MUÑOZ, M. A General Theory of Exergy Savings; Part I: On the Exergetic Cost; Part II: On the Thermoeconomic Cost; Part III: Energy Savings and Thermoeconomics, *Computer-Aided Engineering of Energy System, ASME WAM, AES- Vol. 2-3*, pp. 1-21, 1986.
- VALERO, A., LOZANO, M.A. & BARTOLOMÉ, J.L. On-line Monitoring of Power-Plant Performance, Using Exergetic Cost Techniques, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 16, No. 12, pp. 933-948, 1996.

Takenaka, Y. Development History of the N-I Launch Vehicles, *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, vol. 32, nº 362, pp. 127-141, 1984.



PAPER CODE: COB1432

PERFORMANCE AND GAS-DYNAMICS OF PROPULSION SYSTEMS WITH A SEPARATE SOURCE OF ENERGY

FERNANDO DE SOUZA COSTA & JOÃO ANDRADE DE CARVALHO JR.

*Laboratório Associado de Combustão e Propulsão - LCP/INPE
CEP 12630-000, Cx. Postal 01, Cachoeira Paulista, SP, Brazil
E-mail: fernando@yabae.cptec.inpe.br*

Abstract

A new improved approach is developed to analyze alternative propulsion systems with an additional power source, such as augmented catalytic, nuclear and electrical propulsion systems. The performance characteristics are calculated in terms of time of flight, power density, characteristic velocities and specific impulses. The effects of propellant density, tankage weight and the stagnation enthalpy of propellants are considered. A simplified model of the thruster gas-dynamics is employed to determine the mass flow rates and the power input to the propellant.

Keywords

Electrical Propulsion, Nuclear Propulsion, Performance, Gas-Dynamics, Mass Efficiency

1. INTRODUCTION

Missions with very large changes in vehicle velocity require the use of very energetic propellants. But even with these propellants only a small payload fraction can be obtained, since the propellant mass fraction can be very large. The classical expression derived by Tsiolkovski for the rocket mass ratio indicates that the exhaust velocities have to be comparable or larger than the characteristic velocities, in order to allow a significant payload ratio.

Purely chemical rockets are limited to specific impulses of about 450 s, for liquid hydrogen and liquid oxygen. If higher specific impulses (proportional to the exhaustion velocities) are to be obtained, another energy source other than the propellant chemical bonds must be utilized.

Alternative schemes for propulsion are investigated by means of the addition of energy to the propellant gases before exhaustion, to produce higher specific impulses. The energy could be supplied by thermal heating of the propellant gases, from a nuclear reactor, solar panels, solar concentrators, radiative sources, laser power or any other of a variety of schemes.

The propellant selection can be made by use of the approximate expression

$$V_e \cong \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{R_0}{M} T_c \right)^{1/2} \quad (1)$$

where V_e is the maximum ejection velocity of the propellant gases, T_c is the chamber temperature, M is the molecular weight, γ is the ratio of specific heats and R_0 is the universal gas constant. This expression indicates the use of propellants with low molecular weight. Hydrogen yields the highest exhaust velocities, for a given chamber temperature. Material limitations, however, do not allow to operate with chamber temperatures above 2500 K for long times. Consequently, the maximum attainable specific impulse, $I_{sp} \approx V_e/g_0$, would be, approximately, 870 s, for H_2 with $\gamma = 1.4$, and $g_0 = 9.81 \text{ m/s}^2$. Therefore, e.g., in the case of electrothermal thrusters, augmented catalytic thrusters and nuclear rockets the difference between augmented and non-augmented specific impulses can be relatively small. The chemical enthalpy of propellants can be a significant part of the exhaustion kinetic energy, differently from what is generally assumed for electrical propulsion analysis.

Several parameters and approaches are utilized to evaluate a mission (Jones, 1984; Kauffman and Robinson, 1984; Oates, 1988; Costa and Carvalho, 1993). The present analysis considers the performance of propulsion systems with an additional power source. The mass of the power source can decrease the payload to be transported, despite the augmented ejection velocities. Therefore, the mass efficiency, or payload ratio, is the most appropriate parameter to compare different configurations of augmented propulsion systems. A comparison is made of the space vehicle mass efficiency versus the additional power input, for a given time of flight, thrust level or fuel mass consumption rate, considering the propellant chemical enthalpy and the propellant density.

2. THEORETICAL ANALYSIS

The mass efficiency is defined as the ratio between the payload mass and the total initial mass, for a given mission with a characteristic velocity increment ΔV . The relation between mass efficiency and ΔV is obtained from an analysis of the mass distribution in the space vehicle. The mass distribution is given by

$$m_0 = m_l + m_{ps} + m_{prop} + m_{tk} \quad (2)$$

where m_0 is the initial mass, m_l is the payload mass, m_{ps} is the power source mass, m_{prop} is the initial propellant mass and m_{tk} is the tankage mass. The payload includes all the structure mass not directly related to the tankage. When part or all of the additional energy to the propellant comes from a source which belongs to the payload, as in the case of a solar panel, the corresponding power source mass m_{ps} can be decreased or eliminated.

For a single propellant the sum of the propellant mass and the tankage mass for a spherical tank with thin walls is given by

$$m_{prop} + m_{tk} = m_{prop} \left[1 + (1 + C_s) \frac{3P_{tk} \rho_{tk}}{2\sigma_{tk} \rho_{prop}} \right] \quad (3)$$

where C_s is a structural coefficient, P_{tk} , ρ_{tk} and σ_{tk} are the tank internal pressure, density and the yielding strength for the tank material, respectively, and ρ_{prop} is the propellant density. The structural coefficient C_s can be modified for cylindrical tanks, and includes the support and accessories for the tank, with values between 0.1 and 0.3.

A tankage fraction f_{tk} for a single propellant is defined as

$$f_{tk} = (1 + C_s) \frac{3P_{tk} \rho_{tk}}{2\sigma_{tk} \rho_{prop}} \quad (4)$$

For bipropellant systems the total tankage fraction is obtained from

$$f_{tk} = \frac{f_{tk,f} + \phi f_{tk,o}}{1 + \phi} \quad (5)$$

where ϕ is the O/F mass ratio, and $f_{tk,f}$ and $f_{tk,o}$ are the tankage fractions for the fuel and oxidizer, respectively.

The power source mass is proportional to the maximum available power (Jones, 1984; Oates, 1988), i.e.,

$$m_{ps} = \alpha W \quad (6)$$

where α is the specific mass of the power source and W is the maximum available power. For solar panels, $\alpha = 0.015 \text{ Kg/W}$ (Hord, 1985).

Inserting eqs. (3) and (4) into eq. (2) and dividing by m_0 , it follows that

$$\frac{m_l}{m_0} = 1 - \alpha \frac{W}{m_0} - (1 + f_{tk}) \frac{m_{prop}}{m_0} \quad (7)$$

The ratio m_{prop}/m_0 is derived from the momentum equation to the space vehicle, which results in the classical relation

$$\Delta V = g_0 Isp \ln \frac{m_0}{m_f} \quad (8)$$

where ΔV is the characteristic velocity increment, $m_f = m_0 - m_{prop}$ is the final mass of the space vehicle after the propellant is consumed and Isp is the specific impulse, defined by $Isp = F/\dot{m} g_0$. F is the thrust and \dot{m} is the mass flux of propellants. Therefore, the ratio m_{prop}/m_0 becomes

$$\frac{m_{prop}}{m_0} = 1 - \exp\left(-\frac{\Delta V}{g_0 Isp}\right) \quad (9)$$

which substituted into eq. (7), yields

$$\eta = 1 - \alpha \frac{W}{m_0} - (1 + f_{tk}) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta V}{g_0 Isp}\right)\right) \quad (10)$$

where $\eta = m_l/m_0$ is the mass efficiency or payload ratio.

3. AUGMENTED SPECIFIC IMPULSE

By applying the first law of thermodynamics for the flow in the thruster, the augmented exhaust velocities can be related to the power input by the following expression:

$$V_{e,h}^2 = \left(V_{e,opt}^2 + \frac{2W}{\dot{m}_h} \right) \left(1 - \left(\frac{P_e}{P_{01}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \quad (11)$$

where the subscript a designates conditions when heating is supplied, V_e is the exhaust velocity, \dot{m} is the mass flow rate, P_e is the pressure at the nozzle exit and P_{01} is the chamber pressure. The pressure ratio P_e/P_{01} depends only on the area ratio of the nozzle and it is evaluated with no heating. Equation (11) was derived assuming a one-dimensional flow of a perfect gas with a constant specific heat ratio, given by γ . A schematic view of the heating process is shown in Fig. (1).

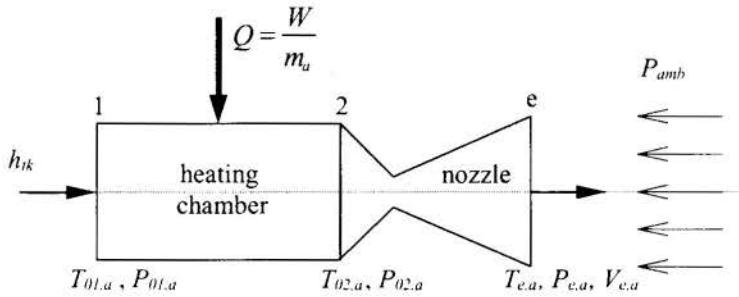


Figure 1: Scheme of the thruster flow.

The propellant gas enters the chamber with stagnation temperature $T_{01,a}$, leaves it with stagnation temperature $T_{02,a}$ and its internal energy is converted into kinetic energy by the nozzle, with an exhaust velocity $V_{e,a}$. Subscript a denotes condition when heating is supplied, subscript e denotes condition at nozzle exit, the subscripts 1 e 2 correspond to conditions at the entrance and at the exit of the heating chamber, respectively. P is the pressure, T is the temperature, V is the flow velocity and h , the enthalpy.

In the case of optimum expansion in vacuum, the expression (11) for the augmented system is simplified to

$$V_{e,a}^2 = V_e^2 + 2W/\dot{m}_a \quad (12)$$

where the subscript opt has been dropped. If $2W/\dot{m}_a \gg V_e^2$, it means that the propellant chemical energy is not significant compared to the additional power input, because V_e depends only on the chemical energy of propellants, for optimum expansion.

Considering that $\dot{m}_a = m_{prop}/t_f$, with t_f being the time of flight, it follows that

$$\dot{m}_a = (m_0/t_f) (1 - \exp(-1/x)) \quad (13)$$

where $x = g_0 Isp_a / \Delta V$. Therefore, eq. (12) can be rewritten as

$$V_{e.a}^2 = V_e^2 + \frac{2t_f W}{m_0} (1 - \exp(-1/x))^{-1} \quad (14)$$

and, consequently, the augmented specific impulse is given by

$$Isp_a = \left(Isp^2 + \frac{2t_f W}{g_0^2 m_0} (1 - \exp(-1/x))^{-1} \right)^{1/2} \quad (15)$$

yielding the following expression for the specific power consumption:

$$\frac{W}{m_0} = \frac{g_0^2}{2t_f} (Isp_a^2 - Isp^2) (1 - \exp(-1/x)). \quad (16)$$

4. OPTIMUM PERFORMANCE

Substituting Eq. (16) into Eq. (10) and defining the variables $\bar{x} = g_0 Isp / \Delta V$ and $K = 2t_f (1 + f_{ik}) / (\alpha \Delta V^2)$, gives the following expression for the mass efficiency:

$$\eta = 1 - (1 + f_{ik}) \left(1 + (x^2 - \bar{x}^2) / K \right) (1 - \exp(-1/x)) \quad (17)$$

and Eq. (16) can also be rewritten as

$$\omega = ((1 + f_{ik}) / \alpha K) (x^2 - \bar{x}^2) (1 - \exp(-1/x)) \quad (18)$$

where $\omega = W/m_0$. The maximum mass efficiency for a given augmented specific impulse can be found by taking the derivative of η with respect to x and equaling to zero, yielding the relation

$$2x^3 (e^{1/x} - 1) = K + x^2 - \bar{x}^2 \quad (19)$$

and, once the chemical enthalpy of the propellants is neglected, it simplifies to $2x^3 (e^{1/x} - 1) = K + x^2$, yielding lower values for the optimum augmented specific impulse and higher values of optimum mass efficiency, if Eq. (19) has a root. It can be verified that Eq. (19) can have zero, one or two solutions. For the case with two solutions only the larger root presents a negative second derivative of η and there exists a maximum efficiency.

Figure 2 shows the optimum values of mass efficiency for a mission with $\Delta V = 5000$ m/s, $\alpha = 0.015$ kg/watt and $f_{ik} = 0.2$, and fig. 3 shows the corresponding values of specific impulses for the same data.

It can be seen in Fig. 2 that increasing values of non-augmented specific impulses can lead to significantly higher optimum mass efficiencies and that increasing flight times lead to significantly higher mass efficiencies. In Fig. 3 it is showed that higher non-augmented specific impulses lead to lower optimum augmented specific impulses and, consequently, a lower power input is needed, as seen from Eq. 16.

The previous analysis assumed a given time of flight and, for a given power input, the mass efficiency can be determined from Eq. (17). An alternative approach is to consider an augmented propulsion system with a fixed mass flow rate or a fixed thrust level. In these ca-

ses different expressions for the mass efficiency and power consumption can be obtained (Costa and Carvalho, 1993). The optimum conditions with these assumptions are presented next.

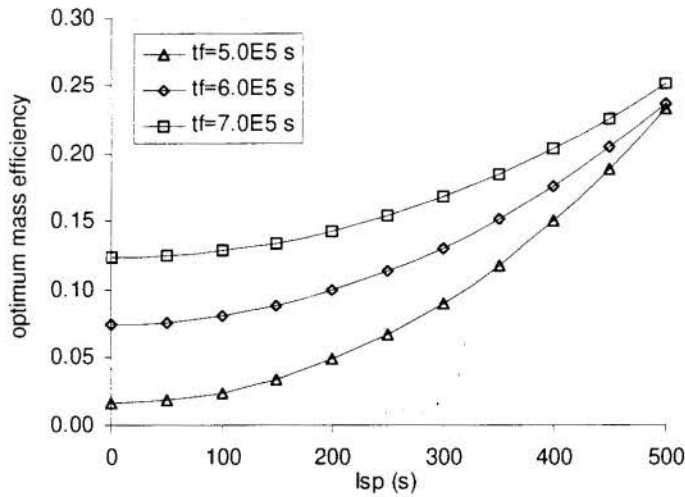


Figure 2: Optimum mass efficiency vs. Isp for fixed flight time.

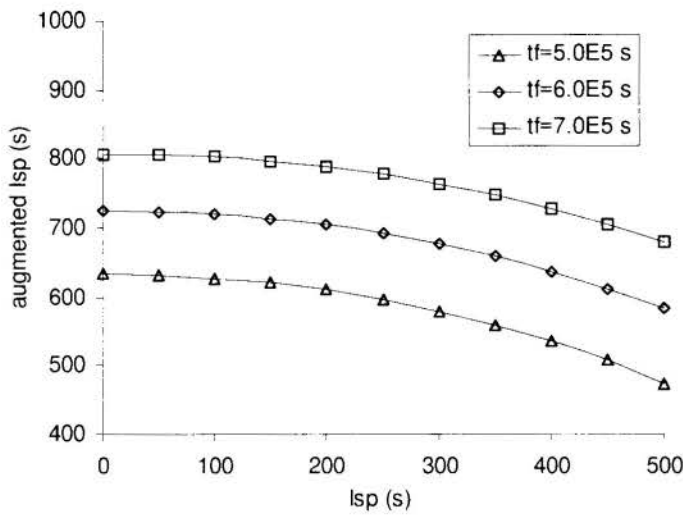


Figure 3: Optimum augmented specific impulse vs. Isp for fixed flight time.

5. CONSTANT THRUST AND CONSTANT MASS FLOW RATE PERFORMANCE

The ratio of specific impulses can also be obtained from the expression

$$\frac{Isp_a}{Isp} \cong \frac{V_{e,a}}{V_e} = \left(1 + \frac{W}{\dot{m} C_p T_{01}} \right)^{1/2} \quad (20)$$

where C_p is the specific heat at constant pressure. Assuming a constant mass flow rate for both augmented and non-augmented thrusters, with $\dot{m}_a = \dot{m}$, e.g., by changing the injection parameters, and substituting the relations $\dot{m} = F/(g_0 Isp)$ and $Isp^2 = 2C_p T_{01}/g_0^2$ into Eq. (20), it gives

$$Isp_a = [Isp((2W/Fg_0) + Isp)]^{1/2} \quad (21)$$

or, alternatively, assuming a constant thrust level, $F_a = F$, also by changing appropriately the injection parameters and considering $Isp^2 = 2C_p T_{01}/g_0^2$, it follows that

$$Isp_a = (W/Fg_0) + [(W/Fg_0)^2 + Isp^2]^{1/2} \quad (22)$$

Consequently, the power input for the constant thrust case is obtained from

$$W = (F\Delta V/2m_0)(x^2 - \bar{x}^2)/x \quad (23)$$

and, for thrusters keeping a constant mass flow rate, the power input is given by

$$W = (F\Delta V/2m_0)(x^2 - \bar{x}^2)/\bar{x}. \quad (24)$$

The flight times for constant thrust and constant mass flow rate will be affected, and they will depend on the power input and specific impulses obtained. For a constant thrust engine the flight time will be given by $t_f = (m_0\Delta V/F)x(1 - \exp(-1/x))$ and for a constant mass flow rate engine the flight time will be given by $t_f = (m_0\Delta V/F)\bar{x}(1 - \exp(-1/x))$.

In the case of a constant mass flow rate thruster, the augmented thrust is given by the relation $F_a = FIsp_a/Isp$, and for constant thrust the mass flow rate is given by the relation $\dot{m}_a = \dot{m}Isp/Isp_a$.

The mass efficiency can be obtained for each case by substituting Eqs. (23) and (24) into Eq. (10), yielding

$$\eta = 1 - K_1(x^2 - \bar{x}^2)/x - (1 + f_{ik})(1 - \exp(-1/x)) \quad (25)$$

$$\eta = 1 - K_1(x^2 - \bar{x}^2)/\bar{x} - (1 + f_{ik})(1 - \exp(-1/x)) \quad (26)$$

for constant thrust and constant mass flow rate, respectively, with $K_1 = \alpha F\Delta V/(2m_0)$.

The optimum mass efficiencies are obtained once more by taking derivatives with respect to x and equating to zero, yielding the relation $(x^2 + \bar{x}^2)e^{1/x} = K_2$ for constant thrust, with $K_2 = (1 + f_{ik})/K_1$, and $2x^3e^{1/x} = K_2\bar{x}$ for constant mass flow rate.

Figure 4 shows values of optimum mass efficiency for the constant thrust case, with $\Delta V = 18000$ m/s, $m_0 = 500$ kg, $\alpha = 0.015$ kg/watt and $f_{ik} = 0.2$. It can be easily verified that neglecting the propellant chemical energy leads to lower optimum mass efficiencies and higher optimum values for the augmented specific impulses.

It can be seen in Fig. 4 that there is an increase in mass efficiency when more energetic propellants are employed. For the 1.0 N thruster the mass efficiency is three times larger when compared to the case with negligible chemical enthalpy. It is verified in fig. 4 that increasing non-augmented specific impulses, or increasing chemical enthalpies, lead to decreasing optimum augmented specific impulses, with a lower power consumption.

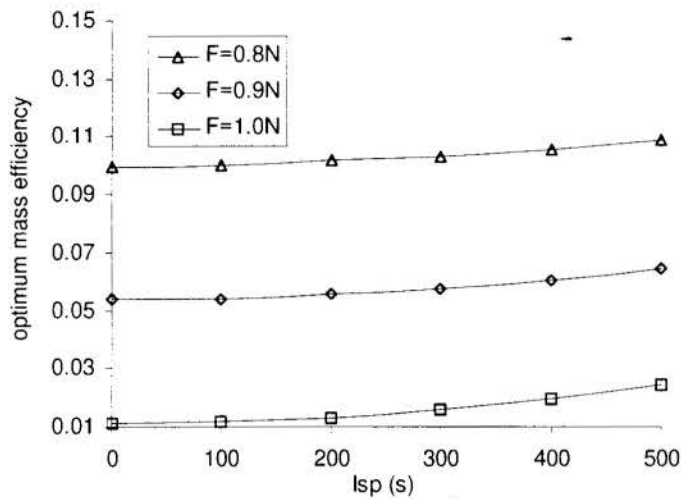


Figure 4: Optimum mass efficiencies vs. Isp for constant thrust.

6. CONCLUSIONS

A comprehensive method has been developed and employed to evaluate the performance of augmented propulsion systems, with a separate power source. Chemical enthalpy of propellants and tankage fraction have been considered in the analysis. The optimum mass efficiency and optimum specific impulse have been determined for missions having a fixed time of flight, a fixed thrust or a fixed mass flow rate. Conditions for obtaining increasing mass efficiencies for a given mission have been determined and it has been demonstrated that optimum specific impulses and power consumption can decrease significantly by using more energetic propellants for typical missions.

7. REFERENCES

- Jones, R.M., Comparison of potential electric propulsion systems for orbit transfer, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 21(1):88-95, 1984.
- Kaufman, H.R., Robinson, R.S., Electric thruster performance for orbit raising and maneuvering, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 21(2):180-186, 1984
- Holcomb, L.B., Survey of satellite auxiliary electric propulsion systems, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 9(3):133-147, 1972.
- Costa, F.S., Carvalho JR., J.A., Analysis of propulsion systems with a separate source of energy, *Acta Astronautica*, July, 1993.
- Oates, C.O., *Aerothermodynamics of gas turbine and rocket propulsion*, AIAA series, Seattle, Washington, 1988.
- Hord, R.M., *CRC Handbook of space technology: status and projections*, Boca Raton, FL, CRC, 1985.



PAPER CODE: COB334

BANCO DE TRABAJO 2D PARA EL DESARROLLO DE SUB-MODELOS DE MOTORES DE ENCENDIDO POR CHISPA

GINO BELLA & S CORDINER

Dipartimento de Ingegneria Meccanica Universita di Roma "Tor Vergata" Via della Ricerca Scientifica 00133 Roma Italia, E-mail: bella@utovrm.it

GABRIEL DEFRANCO

Laboratorio de Máquinas Térmicas, Facultad de Ingenieria U.N.L.P., Av. 1 y 47 La Plata 1900 Argentina, E-mail: ghdefran@volta.ing.unlp.edu.ar

Abstract

A 2D finite volume model has been developed as a workbench for sub-models development for combustion, turbulence and wall interaction in spark ignition engines combustion modeling. In particular different formulation of the eddy break-up model for turbulent premixed combustion have been casted in the 2D framework in conjunction with standard k-epsilon and k-epsilon-RNG turbulence models formulation. The simplified 2D formulation results particularly suited for model assessment. Numerical results have been then compared with experimental results varying the basic operational parameter (i.e. air/fuel ratio and RPM). In cylinder pressure data have been recorded for a 1242 Fiat MPI engine in different operating conditions. Pressure data and calculated heat release rate have been compared with numerical predictions. Even in the 2D simplified approach results seem to be on good accordance with the experiments and the the fundamental behaviour of the combustion model is correctly described.

Keywords

motor de combustión interna - modelo multidimensional de simulación de motor - modelo turbulento - motor de encendido por chispa - análisis decombustion

1. INTRODUCCIÓN

En estos últimos años la introducción de límites de emisiones cada vez más severos para las especies nocivas presentes en los gases de escape de los motores de combustión interna han impulsado a la sociedades constructoras a desarrollar técnicas teórico-experimentales capaces de determinar los complejos fenómenos que se desarrollan en el interior del cilindro durante combustión. Ciertamente la simulación constituye un auxilio válido para los proyectistas en cuanto, respecto a investigaciones análogas de naturaleza experimental, permite tiempos de investigación más rápidos y una consecuente reducción de costos. A partir de estas consideraciones en los últimos años se han desarrollado una notable cantidad de modelos de simulación. Tales modelos pueden ser subdivididos en dos categorías principales: de tipo termodinámico y de tipo fluidodinámico. Los primeros enfatizan los aspectos termodinámicos del sistema motor, resolviendo los balances de conservación de masa y energía. Las aplicaciones típicas de estos modelos son en el campo del diagnóstico donde, a partir de una cierta ley de presión, se intenta obtener una ley de liberación del calor. Los modelos de tipo fluidodinámico en cambio, resuelven las ecuaciones de balance de masa, energía, y movimiento en el interior de la cámara de combustión describiendo por lo tanto los fenómenos reales que en ella se llevan a cabo. Consecuentemente, sólo estos últimos pueden considerarse "instrumentos de proyecto". En el presente trabajo se ha desarrollado un modelo fluidodinámico de tipo bidimensional en el cual se han probado distintos submodelos de combustión y turbulencia. Los resultados numéricos han sido sucesivamente confrontados con datos medidos en la sala de pruebas del Departamento de Ingeniería Mecánica de la

Universidad de Roma "Tor Vergata", encontrando una concordancia óptima entre los datos medidos y los datos calculados.

2. MODELO DE SIMULACIÓN

Las ecuaciones que gobiernan la evolución de la fase gaseosa durante las fases de compresión y combustión pueden ser resumidas así:

Ecuación de conservación de la masa de cada especie particular

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \bar{\mathbf{u}}) = \nabla \cdot \left[\rho D \nabla \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right) \right] + \dot{\rho}_m^c$$

Ecuación de continuidad relativa al sistema completo

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}}) = 0$$

La ecuación de momento aplicada a la mezcla es del tipo:

$$\frac{\partial (\rho \bar{\mathbf{u}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) = -\nabla p - \nabla \left(\frac{2}{3} \rho k \right) + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\sigma}}$$

donde con $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$ se indica el tensor de los esfuerzos iguales a:

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}} = \mu \left[\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T \right] + \lambda \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{I}}$$

La ecuación de la energía se expresa a través de la relación

$$\frac{\partial (\rho I)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} I) = -p \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} - \nabla \cdot \bar{\mathbf{J}} + \rho \varepsilon + \dot{Q}^c$$

donde I es la energía específica interna sensible, mientras que en el término $\nabla \cdot \bar{\mathbf{J}}$, están comprendidos los aportes de la conducción de calor y de los procesos de difusión asumiendo la forma:

$$\bar{\mathbf{J}} = -K \nabla T - \rho D \sum_m h_m \nabla \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right) \quad \text{donde } h_m \text{ es la entalpía específica de la especie } m \text{ y } \dot{Q}^c, \text{ término cuya aparición se debe al}$$

calor liberado químicamente. En lo que respecta al modelo de turbulencia se han utilizado dos formulaciones diferentes, la primera relativa a una clásica formulación del tipo $k - \varepsilon$. En tal modelo la ecuación de transporte relativa a la energía cinética turbulenta y al factor de disipación de la energía cinética turbulenta asumen la forma:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} k) = -\frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + \bar{\boldsymbol{\sigma}} : \nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\mu}{Pr_k} \right) \nabla k \right] - \rho \varepsilon$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} \varepsilon) = -\left(\frac{2}{3} c_{\varepsilon 1} - c_{\varepsilon 3} \right) \rho \varepsilon \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\mu}{Pr_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} [c_{\varepsilon 1} \bar{\boldsymbol{\sigma}} : \nabla \bar{\mathbf{u}} - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon]$$

En el caso de adoptarse el modelo RNG- $k - \varepsilon$ las dos ecuaciones son:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} k) = -\frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + \tau : \nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \cdot (1.39 \mu \nabla k) - \rho \varepsilon$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} \varepsilon) = -\left(0.94 - c_3 + 0.056 c_\chi \frac{k}{\varepsilon} \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \right) \rho \varepsilon \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + \nabla \cdot (1.39 \mu \nabla \varepsilon)$$

$$+ \frac{\varepsilon}{k} [(1.42 - c_\chi) \tau : \nabla \bar{u} - 1.68 \rho \varepsilon]$$

Las cantidades $c_{\varepsilon 1}$, $c_{\varepsilon 2}$, $c_{\varepsilon 3}$, Pr_k e Pr_ε son constantes cuyos valores se fijan sobre la base de consideraciones teórico-experimentales, asignándoseles respectivamente: 1.44, 1.92, -1.0, 1.0, 1.3.

Su definición permite también explicitar el primer y segundo coeficiente de viscosidad μ e λ que representan los términos de transporte en la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento.

En efecto se tiene:

$$\mu = \mu_{aria} + 0.09 \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{Para encontrar } c_3 \text{ e } c_\chi \text{ es necesario en cambio resolver las siguientes ecuaciones.}$$

$$\lambda = -\frac{2}{3} \mu$$

$$c_3 = \frac{0.84 - 1.5(\gamma(T) - 1) + (-1)^\delta 0.0845 \sqrt{6} S(k/\varepsilon) c_\chi}{3}$$

$$c_\chi = \frac{S(k/\varepsilon) \left(1 - \frac{S}{4.38} (k/\varepsilon) \right)}{1 + 0.012 [S(k/\varepsilon)]^3}$$

en la cual, indicando con \bar{u}_i la componente media del movimiento en la dirección i ,:

$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad \begin{array}{l} \delta = 0 \\ \delta = 1 \end{array} \quad \text{si} \quad \begin{array}{l} \nabla \cdot \bar{u} \leq 0 \\ \nabla \cdot \bar{u} \geq 0 \end{array}$$

El problema resulta matemáticamente determinado utilizando la ecuación de estado de una mezcla de más componentes. Considerando la mezcla como compuesta de gas ideal, se obtiene:

$$x_m = \frac{\rho_m}{\rho}$$

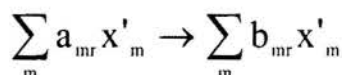
$$I = \sum_m x_m I_m$$

$$p = (\gamma(T) - 1) \rho I$$

$$T = \frac{p}{\rho R_0 \sum_m \frac{x_m}{PM_m}}$$

donde PM es el peso molecular, I la energía específica interna, ρ la densidad, x la fracción másica, R_0 la constante universal de los gases y el índice m indica que las magnitudes son relativas a la especie m .

Las reacciones químicas de combustión que se llevan a cabo en el sistema son del tipo:



donde x'_m representa un mol de la especie m y a_{mr} y b_{mr} son los coeficientes estequiométricos de la reacción r que deben satisfacer la relación:

$$\sum_m (a_{mr} - b_{mr}) W_m = 0 \quad \text{a los efectos de que se mantenga constante la masa en el transcurso de la susodicha reacción.}$$

La reacción r de oxidación del hidrocarburo genérico i se

produce con una velocidad $\dot{\omega}_R$ igual a:

$$\dot{\omega}_R = \frac{c_i - c_i^*}{\tau_R} \quad \text{donde } c_i^* \text{ denota la concentración de la especie } i \text{ en las condiciones locales de equilibrio químico instantáneo y el término } \tau_R, \text{ que}$$

representa el tiempo característico de reacción, está formado por un aporte proveniente de la química y estrechamente ligado a la presión, temperatura, relación de equivalencia y componente laminar del frente de llama y de un segundo aporte ligado al campo turbulento.

$\tau_R = t_m + t_L$ En particular el tiempo característico ligado a la turbulencia es:

$$t_m = 0.055 \frac{k}{\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t - t_s}{t_d}\right) \right] \quad \text{con: } t_d = 2.75 \frac{l}{S_L}$$

con t_s igual al instante de encendido de la bujía y S_L igual al la componente laminar de la velocidad del frente, o sea:

$$S_L = S_{L0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.75} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-1.25} \quad \text{en la cual } T_0 \text{ e } p_0 \text{ representan las condiciones termodinámicas estándar.}$$

Del análisis del tiempo vinculado a la turbulencia y del término $(t_s - t_d)$ se puede ver que a causa de la propagación inicial del frente laminar, el aporte turbulento, como fue demostrado experimentalmente, comienza a hacer sentir su efecto sólo después de que la llama ha atravesado una distancia de dos a tres veces de la que corresponde a la longitud característica del vórtice turbulento l .

El tiempo característico relativo a la química es, en cambio:

$$t_L = 4.59 \cdot 10^{-10} \exp\left[\frac{15100}{T} (1 + 0.08|\phi - 15|)\right] \quad \text{siendo } \phi \text{ la relación de equivalencia.}$$

Una vez determinado el tiempo característico por una reacción τ_R y consecuentemente el factor $\dot{\omega}_R$ se puede individualizar el término de origen químico en la ecuación de continuidad:

$$\dot{\rho}_c = PM_m \sum_r (b_{mR} - a_{mR}) \dot{\omega}_R$$

y el que corresponde a la liberación de calor consecuencia de las reacciones de oxidación en la ecuación de la energía:

$$\dot{Q}_c = \sum_r Q_r \dot{\omega}_r$$

donde, indicando con $(\Delta h_f^0)_m$ la entalpía de formación de la especie m en el cero absoluto, se tiene:

$$Q_r = \sum_m (a_{mr} - b_{mr}) (\Delta h_f^0)_m$$

El sistema de ecuaciones diferenciales ha sido integrado utilizando una técnica de volúmenes finitos tipo A.L.E (Arbitrarian Lagrangian Eulerian) que resuelve las ecuaciones de gobierno precedentemente ilustradas, refiriéndolas a una subdivisión del dominio de cálculo en un dominio estructurado formado por celdas cuadrangulares.

3. ANÁLISIS EXPERIMENTAL

El relevamiento de datos experimentales se ha llevado a cabo en un motor FIAT PUNTO 1242 MPI, cuyas características principales se dan en la tabla 1. Es motor fue montado en un banco de pruebas y acoplado a un freno hidráulico Borghi e Saveri cuyo sistema de control

permite el funcionamiento del motor en condiciones controlables y repetibles además de la medición del par motor erogado y del régimen de rotación.

Para cada condición de funcionamiento se relevaron todos los como el caudal y la temperatura de los fluidos (agua y aceite, gas en el ingreso y en la salida del motor). El caudal de aire se determinó mediante un anemómetro de hilo caliente *hot-film anemometer* (Sensycom), mientras que el de combustible con un medidor gravimétrico *dynamic fuel balance* (AVL). Finalmente, la temperatura se releva mediante termocuplas tipo K. Además

Tabla 1: Características del motor FIAT PUNTO 1242

Diámetro:	70.8 mm
Carrera:	78.86 mm
Longitud de la Biela:	180 mm
Relación de compresión:	9.8:1
Potencia máxima:	75 CV
Régimen de la potencia máxima:	6000 rpm
Par Motor máximo:	11 kgm
Régimen del Par Motor máximo:	4000 rpm
Apertura válvula admisión.:	7° antes PMS
Cierre válvula de admisión.:	41° después PMI
Diámetro válvula admisión:	31.50 mm
Alzada válvula admisión:	9.5 mm
Apertura válvula escape:	41° antes PMI
Cierre válvula escape:	5° después PMS
Diámetro válvula. escape:	27.50 mm
Avance (al mínimo):	10°-13°
Alzada válvula escape:	9.5 mm

de las variables usualmente relevadas, en el presente trabajo se ha procedido a relevar la presión en el interior de la cámara de combustión. La secuencia de medición utilizada se representa en el esquema de la figura 1. Los elementos característicos de tal secuencia son:

– Los transductores piezoeléctricos de presión *piezoelectric pressure transducer* AVL GM 11 D, del tipo no refrigerados *uncooled* que permiten acceder a la medición de la presión minimizando el error de inserción consecuencia de su inserción en la cámara de combustión. El pequeño tamaño del transductor

($\Phi = 5$ mm) sumado a la ejecución de un montaje tipo “flush” esto es, con la superficie de medición directamente asomada en la cámara de combustión, permiten en efecto minimizar las variaciones de forma y de volumen de la propia cámara.

– Los amplificadores de carga *charge amplifier* que transforman la señal de carga eléctrica proveniente de los transductores de presión en una variación de tensión y consecuentemente la amplifican.

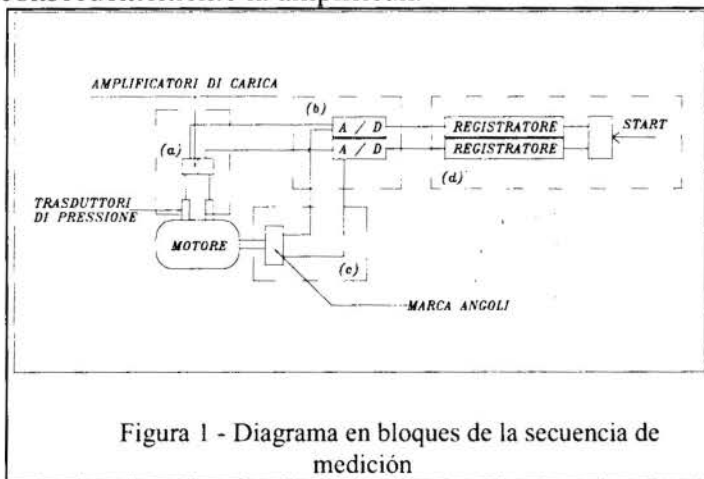


Figura 1 - Diagrama en bloques de la secuencia de medición

– Un encoder óptico que suministra tanto la señal del trigger para las operaciones de relevamiento (posición del PMS de referencia *reference TDC position*) como una base de tiempo necesaria para efectuar el relevamiento sobre una base angular con una definición igual a 0.2° de manivela 0.2° *crank angle*;

Un convertidor A/D (AVL PiMeter) con definición vertical igual a 12 bit y capaz de efectuar el relevamiento de la presión en función de una señal de reloj externo y consecuentemente de relacionar la señal adquirida con el valor relativo del volumen de la cámara de combustión.

Con la secuencia de medición sintéticamente ilustrada es posible efectuar la medición de la presión durante uno o más ciclos de funcionamiento consecutivos y, por lo tanto, enviar tales datos a una PC para su sucesiva elaboración.

Para evaluar la capacidad predictiva del modelo de cálculo precedentemente ilustrado se ha, por lo tanto procedido a efectuar una serie de relevamientos experimentales que, para aumentar la fidelidad de la verificación, se han efectuado con referencia a un amplio espectro de las condiciones operativas del motor.

Tabla 2: Síntesis de las condiciones operativas examinadas

RPM	Carga	Par motor		Potencia.		Consumo Aire		Cons. Comb.		Cons.Espec.		Avanc
		Cil.1	Cil.3	Cil.1	Cil.3	Cil.1	Cil.3	Cil.1	Cil.3	Cil.1	Cil.3	
e/min	%	Nm	Nm	Kw	Kw	Kg/h	Kg/h	Kg/h	Kg/h	g/Kwh	g/kwh	grad.
1500	20	33,6	33,9	5,4	5,4	27,2	27,0	2,09	2,00	389	369	22
	30	44,5	43,9	7,1	7,0	32,1	32,1	2,39	2,31	336	329	20
	40	59,4	60,5	9,5	9,7	39,6	39,9	2,96	2,92	312	303	16
	50	69,9	70,4	11,2	11,2	45,4	45,8	3,36	3,28	301	292	14
	60	76,5	76,7	12,2	12,2	49,1	49,7	3,61	3,49	296	285	13
	70	80,3	80,4	12,8	12,8	51,6	51,6	3,74	3,63	292	283	12
2000	20	16,7	17,0	3,5	3,6	25,6	25,9	1,87	1,93	529	535	29
	30	33,4	33,4	7,1	7,1	35,3	36,1	2,62	2,58	371	365	26
	40	55,0	54,9	11,7	11,6	49,3	48,6	3,62	3,50	310	302	22
	50	62,9	62,6	13,3	13,3	55,3	56,7	4,03	4,11	302	309	16
	60	71,2	72,1	15,1	15,3	61,9	62,2	4,54	4,41	301	289	14
	70	77,5	77,4	16,4	16,4	65,8	65,8	4,81	4,66	293	285	14
2500	20	11,3	11,4	3,0	3,0	28,4	28,8	2,04	2,08	686	694	30
	30	27,2	27,4	7,2	7,2	39,2	40,1	2,89	2,93	403	405	27
	40	44,5	45,0	11,7	11,8	52,8	53,2	3,87	3,73	330	316	25
	50	60,0	61,1	15,8	16,1	64,9	65,8	4,77	4,72	301	293	21
	60	68,5	69,3	18,1	18,2	74,4	75,3	5,43	5,35	300	294	14
	70	76,1	76,3	20,1	20,1	80,8	81,5	5,90	5,59	294	279	14
3000	20	4,0	4,3	1,3	1,3	31,6	30,5	2,28	2,15	1.779	1.609	30
	30	20,2	20,2	6,4	6,4	42,4	42,4	3,11	3,03	485	474	29
	40	36,2	36,7	11,5	11,6	56,9	57,5	4,16	4,03	363	347	28
	50	50,9	50,4	16,1	15,9	70,0	70,4	5,11	4,90	318	308	26
	60	63,3	64,0	20,0	20,2	85,4	84,9	6,19	5,83	309	288	22
	70	72,5	72,6	22,9	23,0	95,0	94,4	6,97	6,53	304	285	16
3500	20	6,8	7,0	2,5	2,5	39,0	37,5	2,82	2,72	1.112	1.077	32
	30	14,4	14,8	5,3	5,5	44,2	46,1	3,26	3,31	620	606	30
	40	30,9	31,0	11,4	11,4	60,8	61,4	4,46	4,23	393	372	29
	50	44,4	44,7	16,3	16,4	75,0	75,0	5,52	5,32	338	324	27
	60	58,1	59,1	21,3	21,7	92,1	91,1	6,82	6,34	320	292	24
	70	67,5	68,5	24,8	25,1	106,5	103,5	7,64	7,22	308	288	19
4000	20	7,7	5,4	2,8	1,8	38,3	33,9	2,75	2,45	967	1.340	35
	30	12,3	11,3	5,2	4,8	50,4	49,5	3,45	3,55	663	748	32
	40	27,0	26,3	11,3	11,0	66,7	64,5	4,62	4,70	408	426	29
	50	40,9	40,2	17,2	16,9	82,9	81,3	5,96	5,95	348	352	28
	60	54,5	53,7	22,9	22,5	100,3	98,7	7,22	7,18	316	319	26
	70	62,0	62,4	26,0	26,2	113,4	112,7	8,10	8,16	311	311	23

El campo de variabilidad considerado ha abarcado velocidades de rotación comprendidas entre las 1500 y 4000 RPM con variaciones de carga comprendidas entre el 20% y el 70% de su máximo valor. Dado que para variaciones tan amplias de las magnitudes de referencia el proceso de combustión tiene lugar en condiciones muy diferentes, este tipo de verificación representa un test más bien pesado para el código.

Tales mediciones se han llevado a cabo sobre dos de los cilindros del motor (cilindro 1 y cilindro 3) para evidenciar los efectos sobre el ciclo de presión de las eventuales no homogeneidades en la distribución de la carga y, de algún modo, para minimizar los efectos

de la dispersión entre ciclos. Estos efectos son tenidos en cuenta efectuando un promedio sobre un número de ciclos consecutivos representativos variables (de 64 a 256). El resultado de la medición es por lo tanto un resultado medio que se asume como representativo de las condiciones de funcionamiento y que junto a la posibilidad de contraste con el relevamiento de dos cilindros permite minimizar además los efectos de la dispersión. No obstante todo esto, de cualquier modo en los relevamientos efectuados sobre dos cilindros se debe observar, aún cuando mínima, alguna variación entre las condiciones de referencia. Tales variaciones, además de estar ligadas a los problemas antes indicados, son también consecuencia de la no precisa perfecta repetibilidad de las condiciones operativas que caracterizan un motor de combustión interna, máquina, como ya se dijo, caracterizada por un funcionamiento no estacionario.

En la tabla 2 se presentan de manera sintética las condiciones operativas y los respectivos resultados de las principales mediciones efectuadas. Los relevamientos efectuados en concordancia con las condiciones operativas examinadas serán confrontadas a continuación con los resultados obtenidos mediante la utilización de los modelos precedentemente ilustrados.

4. ANÁLISIS DE LOS RESULTADOS

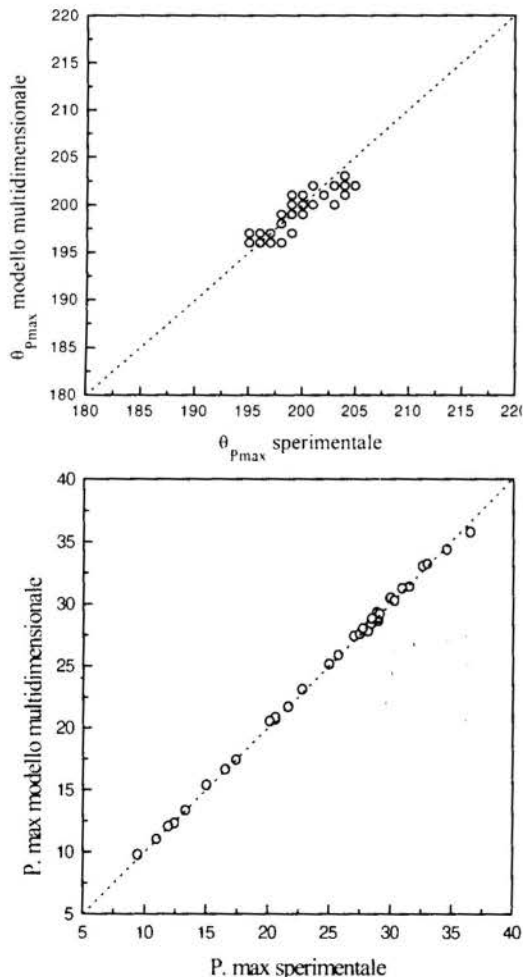


Figura 2 - Apartamiento entre los resultados numéricos y experimentales sobre los resultados globales

Las capacidades predictivas del modelo fluidodinámico de combustión han sido evaluadas a través de la confrontación entre los resultados obtenidos de la simulación y los obtenidos experimentalmente. El juego de datos experimentales utilizado para tal comparación es el ilustrado precedentemente y por la amplia variabilidad de las condiciones operativas examinadas representan un test bastante pesado de la capacidad del modelo. La capacidad del modelo de capturar la esencia de los complejos fenómenos que regulan la evolución de la combustión en presencia de variaciones así de amplias de las condiciones de funcionamiento se representa sintéticamente en la figura 2 donde los resultados de cálculo en términos de valores y posición del pico de presión además del valor final de la fracción quemada son confrontados con los valores análogos obtenidos a partir de los datos experimentales. La dispersión de los cálculos respecto de la línea de 45°, medida de la diferencia entre los valores de los relevamientos experimentales y el resultado de la

simulación, puede considerarse bastante buena considerando que el rango de condiciones

operativas examinadas es bastante amplia y que las medidas están afectadas por una indeterminación no reportada en el gráfico pero que es del orden del 3÷5 % del valor.

En las figuras 3 y 4 se reportan, para varios valores de la velocidad de giro y de carga la confrontación, en términos de ciclo indicado entre los ciclos indicados medidos y calculados, para varios números de giros y de carga. También en este caso se observa una buena concordancia entre los datos medidos y los calculados.

Finalmente, en la figura 5 se muestran comparados los resultados obtenidos utilizando una versión modificada del modelo $k - \epsilon$, versión que aprovecha una técnica que se refiere a grupos de renormalización *renormalization groups*. Desde un punto de vista del ciclo de presión la introducción de esta modificación, para la cual de algún modo se esperan sustanciales diferencias solo para valores del número de Reynolds muy inferiores a los que se realizan en este caso, los resultados del cálculo muestran buena concordancia con los relevamientos experimentales.

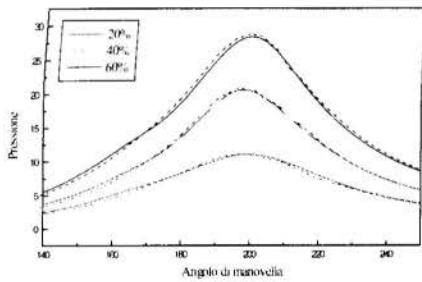


Figura 3 - Ciclo de presión al variar la apertura de la válvula mariposa con RPM=3500. Los ciclos obtenidos con el código son los representado por líneas de trazos.

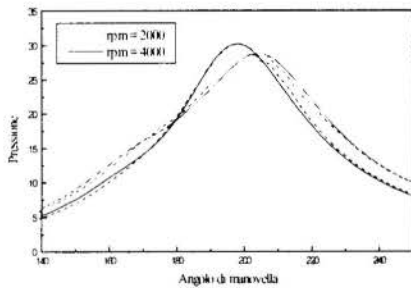


Figura 4 -Ciclo de presión al variar las RPM con parcialización del 60%. Los ciclos obtenidos con el código son los representado por líneas de trazos.

5. CONCLUSIONES

En el presente trabajo se ha desarrollado un modelo fluidodinámico 2D de un motor multicilindrico de encendido por chispa. Se han efectuado la mediciones experimentales para el relevamiento del ciclo indicado en dos cilindros diferentes para un numero importante de condiciones operativas del motor, encontrando una moderada dispersión cíclica. Los resultados experimentales han sido confrontados con los suministrados por el modelo en el cual han sido implementados dos modelos diferentes de turbulencia mostrando una concordancia óptima con los experimentales.

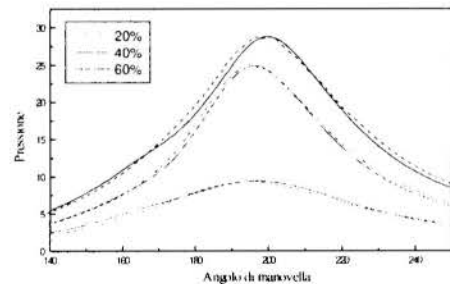


Figura 5 Ciclos de presión al variar la apertura de la válvula mariposa con RPM=3000, adoptando el modelo de turbulencia RNG $k - \epsilon$.

6. BIBLIOGRAFÍA

- [1] Abrham J., Bracco F.V., Reitz R.D., 1985, *Comparisons of computed and measured premixed charge engine combustion*, Combustion and flame, volume 60, pp 309-322, Elsevier Science Publishing, New York.
- [2] Amsden A.A., O'Rourke P.J., Butler T.D, 1989, *Kiva II: a computer program for chemically reactive flows with sprays*, Los Alamos National Laboratory report LA-11560-

MS.

- [3] Benjamin S.F., 1993, *Prediction of barrel swirl and turbulence in reciprocating engines using a phenomenological model*, IMECHE paper C465/013, Coventry
- [4] Borgnakke C., Davis G.C., Tabaczinsky R.J., 1981, *International congress and exposition Cobo Hall, Detroit*, SAE technical paper series 810224.
- [5] Ferrari G., 1992, *Motori a combustione interna*, Il Capitello, Torino.
- [6] Han Z., Reitz R.D., 1995, *Turbulence modeling of internal combustion engines using RNG k- ϵ models*, Combustion Science and Technology, volume 106, pp 267-295, Overseas Publishers Association, Amsterdam.
- [7] Heywood J.B., 1988, *Internal combustion engine fundamentals*, McGraw-Hill Book Company.
- [8] Hirt C.W., Amsden A.A., Cook J.L., 1974, *An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds*, Journal of Computational Physics, n° 14, pp 227-253.
- [9] Kong S.C., Reitz R.D., 1993, *Multidimensional modeling of Diesel ignition and combustion using a multistep kinetics model*, Journal of engineering for gas turbines and power, volume 115, USA.
- [10] Ramos J.I., 1989, *Internal combustion engine modeling*, Hemisphere Publishing Corporation, USA.
- [11] Reitz R.D., Bracco F.V., 1983, *Global kinetics models and lack of thermodynamic equilibrium*, Combustion and flame, volume 53, pp 141-143, Elsevier Science Publishing, New York.
- [12] Reynolds W.C., 1976, *Computational of turbulent flow*, Stanford, USA.
- [13] Tritton D.J., 1988, *Physical fluid dynamics*, Oxford Science Publications.
- [14] Watson H.C., Dingli R.J., De Zylia M.N., 1993, *The prediction of cycle variability in cylinder pressures using a quasi-dimensional flame propagation model*, IMECHE C465/055, Melbourne.



PAPER CODE: COB337

SISTEMA PARA MEJORAR LAS CARACTERISTICAS DE ARRANQUE DE LOS MOTORES DIESEL EN LA ALTURA

GUILLERMO LIRA CACHO, NICOLAI PATRAKHALSEV & JORGE PONCE G.
*Sección de Posgrado, Facultad de Ingeniería Mecánica - Universidad Nacional de Ingeniería
Av. Túpac Amaru 210 - Rimac, Lima-Perú - E-mail: master_fim@uni.edu.pe*

Resumen

Se presentan los fundamentos teóricos de un sistema para mejorar el arranque de los motores diesel en la altura, que incluye una válvula especial, denominada RND, utilizada para introducir líquidos inflamables a la línea de alta presión del sistema de inyección, y así reducir el período de retraso del encendido durante el arranque. Complementariamente, se propone el método de desconexión parcial de cilindros para evitar que el motor se apague después de arrancar. También, se presentan los resultados experimentales del tiempo de arranque, utilizando líquidos inflamables, en un banco de pruebas con simulación de altura estrangulando la admisión.

Keywords

Arranque en frío, altura, período de retraso del encendido, velocidad crítica, válvula RND, desconexión de cilindros, líquidos inflamables.

1. INTRODUCCION

El arranque de los motores Diesel, en condiciones de altura, se empeora notablemente debido a las menores presiones y temperaturas del aire atmosférico. En estas condiciones surgen problemas para que el arrancador eléctrico mueva al motor; y también para que se produzca el autoencendido de la mezcla aire combustible y, finalmente, para que el motor comience a trabajar autónomamente y en forma estable.

El primer problema se puede resolver fácilmente aumentando la potencia del arrancador; mientras que el segundo, por ejemplo, calentando el aire en el múltiple de admisión, o empleando líquidos inflamables. Sin embargo, incluso después de resolver estos problemas hay la posibilidad que, después del inicio del arranque, el motor se apague. La razón fundamental por la cual el motor se podría apagar después del arranque, es que el tiempo de calentamiento supera significativamente el tiempo de aceleración. Por otro lado, debido a que el ángulo de retraso del encendido aumenta proporcionalmente a la velocidad de giro del motor durante la fase de aceleración, el inicio del encendido se va desplazando hacia la línea de expansión, alejándose del punto muerto superior y, en determinado momento, el motor se apaga. Para eliminar este defecto es necesario disminuir la aceleración del motor, manteniendo el suministro de combustible constante.

En este trabajo se propone disminuir la aceleración del motor, después del arranque, mediante la desconexión parcial de los cilindros (supresión de la inyección a algunos cilindros), aumentando el suministro de combustible en los cilindros que continúan trabajando, para así mantener un mínimo desbalance positivo entre la potencia desarrollada y la potencia consumida por el motor. Como resultado de esto, aumenta el tiempo necesario para que el motor alcance a calentarse lo suficiente sin que se apague.

251

El sistema de desconexión de cilindros que se propone deriva el combustible de la línea de alta presión hacia la línea de baja presión. El sistema consta de una válvula unidireccional (tipo check), que se instala en la línea de alta presión del sistema de inyección; esta válvula se abre por diferencia de presiones cuando se produce una onda de depresión después del cierre de la aguja del inyector. El tiempo de abertura de esta válvula se controla mediante una bobina electromagnética.

Complementariamente, para mejorar la autoinflamación del combustible y facilitar el arranque, se propone inyectar líquidos inflamables (alcohol, bencina, gasolina, etc.) en los cilindros no desconectados. Para realizar esto, se utilizarán unas válvulas especiales (denominadas RND), las cuales, básicamente, son las mismas que en el caso anterior, pero sin bobina. Este método evita el funcionamiento rígido y el desgaste del motor cuando se suministran estos líquidos a través del múltiple de admisión.

2. FUNDAMENTACION TEORICA

El proceso de trabajo del motor Diesel durante el arranque en frío y en condiciones de altura tiene una serie de particularidades en comparación con el arranque en condiciones normales. Los principales parámetros del proceso de arranque que son influenciados por la altura son:

a) Presión y temperatura al final de la compresión (p_c y T_c). En general, los pequeños valores de p_c y T_c durante el arranque (30 - 40 % menor que en el régimen nominal) se explican por las mayores fugas de aire (falta de estanqueidad) a través de las holguras entre las paredes del cilindro y los anillos. El cierre un tanto tardío de la válvula de admisión (tardío sólo en este régimen) origina el escape de una parte de la carga fresca de aire. Las paredes frías del motor también provocan una disminución del exponente politrópico y de la compresión del aire.

Existen fórmulas mediante las cuales se pueden calcular los valores de las presiones y temperaturas al final de la compresión durante el arranque a diferentes alturas y velocidades de rotación [3]. Empleando estas fórmulas, se puede demostrar como en la altura, los valores de p_c y T_c , durante el arranque, disminuyen notablemente. Con una velocidad del arrancador de $n = 100$ rpm, la presión p_c disminuye, aproximadamente, en 50 % (a 2.000 m snm) y 60 % (a 4.000 m snm) con respecto al valor de p_c en el régimen nominal y al nivel del mar; mientras que la temperatura absoluta (en K) disminuye en 32 y 35 %, respectivamente.

b) Periodo de retraso del encendido (τ_i). El retraso del encendido, es decir, el que hay entre el momento que se inyecta el combustible y el momento en que éste se autoinflama, se puede calcular a través de la fórmula de Arrhenius :

$$\tau_i = \frac{k}{p_c^m} \cdot \exp [E / (\bar{R} \cdot T_c)]$$

donde: k , m , E y \bar{R} son constantes.

Como se puede observar, τ_i depende de los valores de p_c y T_c , los cuales en el arranque en frío y en condiciones de altura disminuyen notablemente, tal como se vio en el párrafo anterior. Es importante mencionar que en el arranque, la presión de inyección de combustible disminuye significativamente, lo que origina una deficiente pulverización y formación de la mezcla aire-combustible, provocando un crecimiento mayor del período de retraso del encendido. A medida que el motor se va calentando y acelerando se va estabilizando el proceso de inyección, lo que mejora el arranque.

A medida que aumenta la velocidad del motor (después de haberse iniciado el

arranque), τ_i disminuye apreciablemente en los primeros ciclos de funcionamiento del motor, para luego ir disminuyendo más lentamente. Al mismo tiempo, $\bar{\omega}$ crece la velocidad de rotación del motor, por lo que el ángulo de retraso del encendido (φ_i) aumenta paulatinamente. Esto último ocasiona que el inicio de la combustión se vaya desplazando hacia la línea de expansión, es decir, alejándose del punto muerto superior (ver Fig.1). El desplazamiento del momento del encendido y de la combustión hacia la línea de expansión ocasiona que el encendido sea débil y que la combustión no sea completa. Si es que la velocidad sigue aumentando, τ_i puede comenzar a crecer, con lo cual el encendido, finalmente, se suprime. De esta manera, si es que el ángulo de inicio de la inyección se mantiene constante, el inicio de la combustión se va a retrasar más, pudiendo llegar el momento en que el motor se apaga.

$$n_1 > n_2 > n_3 > n_4$$

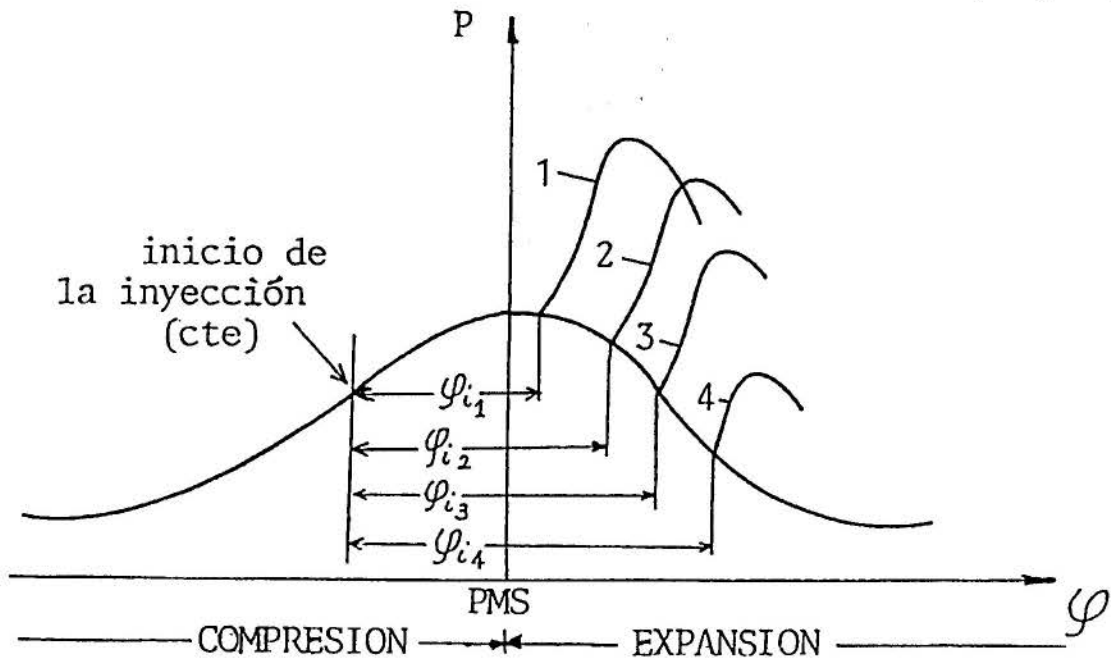


Fig.1-Variación del diagrama indicado durante el arranque (inicio de la inyección constante).

c) Velocidad crítica de arranque (n_{crit}). Del análisis de las figuras 1 y 2, se concluye que para que el encendido y el arranque del motor no se interrumpan, la velocidad de rotación debe mantenerse menor que la velocidad n_4 , llamada velocidad crítica (para una presión y temperatura del ambiente determinadas), es decir: $n < n_{crit}$.

Mientras más grandes sean los valores de P_o y T_o , mayor será el valor de la velocidad crítica de arranque n_{crit} . Como datos referenciales: a $T_o = 20$ °C, la velocidad crítica de arranque es de 500 rpm; mientras que a $T_o = 5$ °C, esta velocidad debe ser menor que 160 rpm. La explicación de este fenómeno, aparentemente contradictorio, es que el tiempo de aceleración del motor, después del arranque, es mucho menor que el tiempo de calentamiento de las paredes del motor, lo que no permite que el período de retraso alcance su valor mínimo óptimo durante esta fase.

Como se puede observar en la Fig. 2, una vez que se alcanza la velocidad crítica $n_{crit 1}$, es posible que el encendido deje de verificarse y el motor se apaga. Después de que el motor se detiene, de nuevo hay que arrancarlo. También puede suceder que la velocidad disminuya hasta un valor en el cual de nuevo aparece el encendido (línea punteada), y el motor de nuevo se acelera, pero esta vez hasta una nueva mayor velocidad crítica $n_{crit 2}$. Este proceso puede repetirse varias veces; sin embargo, convencionalmente, se considera que el proceso de arranque

es exitoso si es que después de no más de tres intentos de arranque, cada uno de los cuales no debe exceder 20 s. de duración, el motor comienza a trabajar establemente.

Aumentando excesivamente el suministro de combustible, el retraso del encendido también aumenta, lo que se explica por el enriquecimiento de la mezcla y también por la disminución de la temperatura del aire debido al exceso de combustible. Esto se empeora más en la altura debido al enriquecimiento natural de la mezcla causado por la altura.

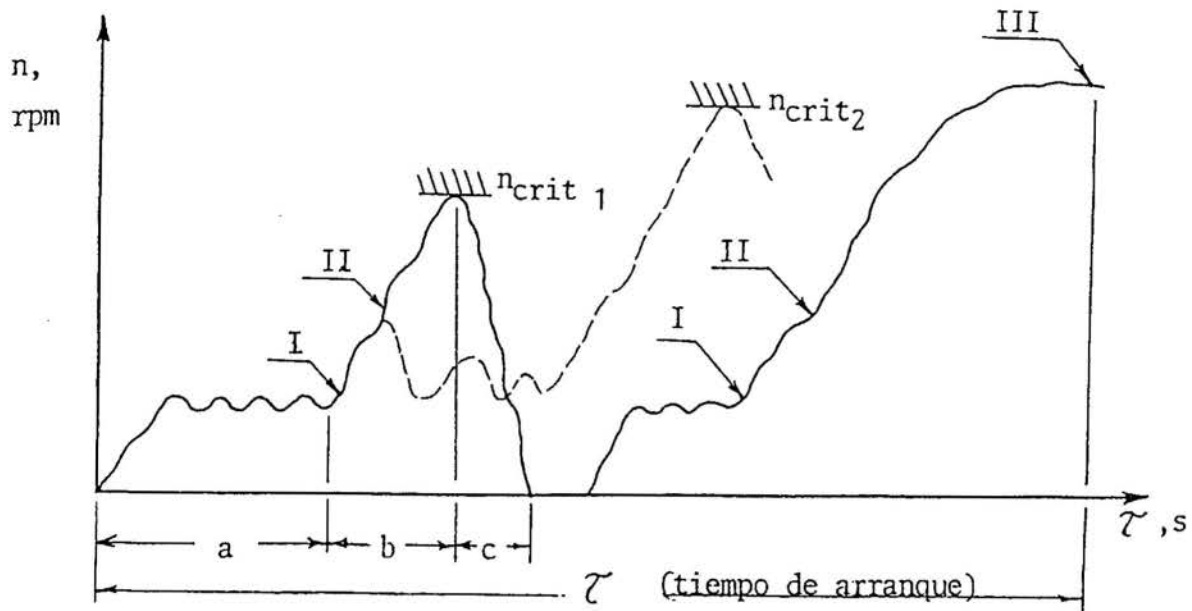


Fig.2 - Variación de la velocidad de rotación durante el arranque del motor Diesel: a - motor movido por el arrancador; b - funcionamiento autónomo del motor; c - sin encendido (el motor apagándose); I - aparición del encendido; II - desconexión del arrancador; III - comienzo del trabajo estable y autónomo del motor.

3. SISTEMA PROPUESTO

Otra forma de disminuir la aceleración del motor después del arranque, para así evitar la posibilidad de que el motor se apague después de los primeros arranques, es "desconectando" (cortando el suministro de combustible) parte de los cilindros, aumentando, simultáneamente, el suministro de combustible en los cilindros que continúan trabajando, de tal forma que el suministro total sea constante.

Este método se efectúa de la siguiente manera (ver Fig.2): Se pone en funcionamiento el arrancador (intervalo "a"), con lo que comienza a inyectarse el combustible. En el punto I aparece el encendido; en el punto II se produce la desconexión del arrancador; en el punto "b" se alcanza la velocidad de rotación cercana a n_{crit} (ligeramente menor que ésta). En este momento se desconecta uno o varios cilindros, con lo que el motor comienza a trabajar con velocidad constante o con una aceleración mínima del cigüeñal. Después de un cierto tiempo de calentamiento del motor, en el punto 3, el motor comienza a trabajar establemente. En este momento, en los cilindros desconectados, se vuelve a suministrar combustible.

3.1. La desconexión de cilindros y la válvula RND.

El método de desconexión de cilindros se basa en el empleo de un regulador de la presión inicial de inyección (RND). En la figura 3 se muestra el esquema de la instalación del

sistema de desconexión de la inyección de combustible y de la válvula RND [1]. Ambos sistemas tienen como elemento principal a una válvula especial unidireccional, con un resorte de retorno, la cual está instalada en la línea de alta presión, entre la bomba y el inyector. Esta válvula se abre por diferencia de presiones, al final de proceso de inyección, cuando se cierra la aguja del inyector y la válvula de impulsión cae en su asiento, y esto produce la descompresión de la tubería de alta presión. En el caso de la desconexión, se aprovecha de esta apertura para mantener abierta esta válvula mediante la acción de una bobina electromagnética de bajo consumo energético (de 12V y 40W). Estando abierta esta válvula, en la siguiente inyección, el combustible se deriva hacia la línea de baja presión. Esta válvula se mantendrá abierta mientras la bobina esté energizada, es decir, en este caso, hasta el momento en que el motor comience a trabajar establemente después del arranque.

La válvula RND será utilizada para introducir líquidos inflamables y volátiles a aquellos cilindros que no fueron desconectados, para así reducir el período de retraso durante el arranque en condiciones de altura. Cabe resaltar que la única diferencia constructiva entre la válvula RND y el desconector de cilindros es la bobina electromagnética.

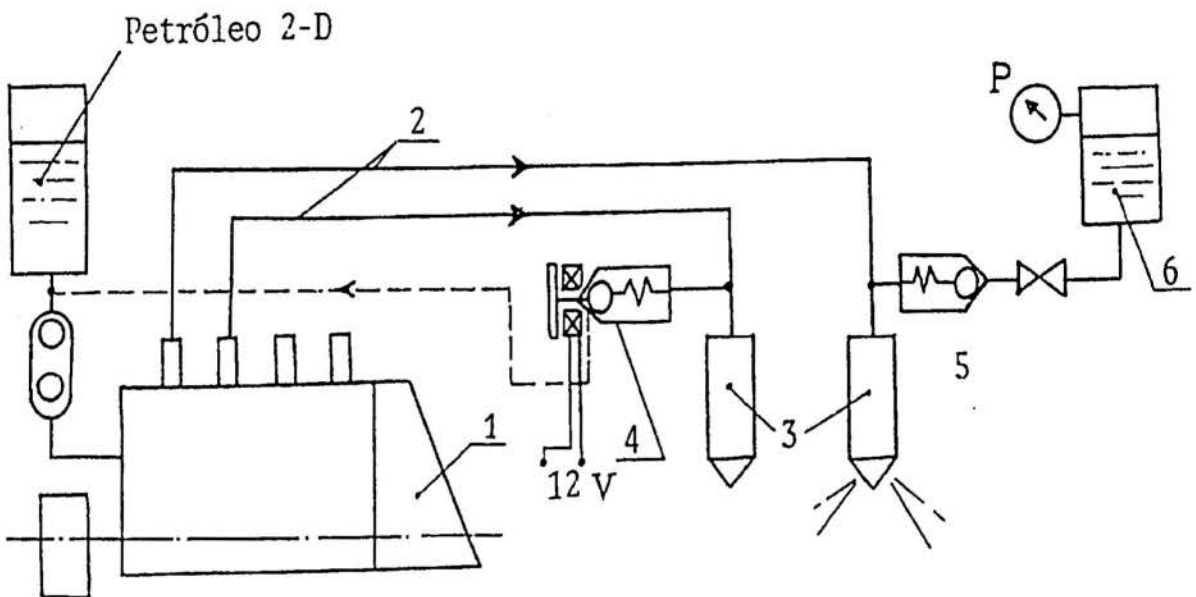


Fig.3- Esquema de la instalación de los desconectores de cilindros y de las válvulas RND: 1- bomba de inyección; 2-línea de alta presión; 3- inyector; 4- desconector; 5-válvula RND; 6- líquido volátil.

4. ESTUDIO EXPERIMENTAL

Las pruebas experimentales se realizarán en dos etapas:

Primera etapa. En esta fase se empleó el motor monocilíndrico RICARDO E6/TS, de relación de compresión variable, con bomba de inyección e inyector CAV. La simulación de las menores presiones atmosféricas en la altura se realizó mediante la estrangulación de la admisión del motor con una válvula de compuerta y un tanque de estabilización; mientras que en el escape se utilizó un eyector hidráulico para succionar los gases de escape del motor. A través de la válvula RND se introdujo, alternativamente, alcohol etílico, gasolina, bencina y el mismo petróleo diesel. Como arrancador se utilizó el freno eléctrico del banco, el cual en el arranque se comporta como motor.

Segunda etapa. En la segunda parte se tiene previsto emplear un motor Diesel de cuatro cilindros, de aspiración natural, con arrancador eléctrico y batería; empleando desconectores y

del alcohol etílico) del motor. Esto se debe principalmente a dos motivos: primero, al introducirse estos combustibles a la línea de alta presión del sistema de inyección se incrementa la presión inicial de inyección, lo que mejora la inyección y la pulverización de combustible; y segundo, la mayor volatilidad de los líquidos suministrados mejora el proceso de formación de la mezcla. La influencia de uno, o de los dos factores, simultáneamente, reduce el periodo de retraso del encendido durante el arranque. Sin embargo, en el caso del alcohol etílico se observa un incremento notable del tiempo de arranque, lo que probablemente se deba al alto valor del calor latente de vaporización de éste con respecto a los demás combustibles (el calor latente del alcohol es 920 kJ/kg, mientras el del petróleo varía de 210 a 250 kJ/kg), lo que provoca el enfriamiento de la mezcla y el retraso del encendido. Además de esto, la resistencia del alcohol etílico vaporizado a la auto-inflamación es grande (el número de octano del alcohol etílico según el método motor es 92). La disminución del tiempo de arranque cuando se introduce petróleo a través del RND (reducción de 34 y 35% a 150 y 2.500 m s.n.m., respectivamente) se debe, exclusivamente, a la mejora de la pulverización. Cuando se utiliza bencina y, principalmente, gasolina se observa una disminución sustantiva del tiempo de arranque (con bencina, se reduce en 17 y 18% a 150 y 2.500 m s.n.m., respectivamente; mientras que con gasolina, la reducción es de 40 y 42% a las mismas alturas, respectivamente), lo cual se debe a los dos factores mencionados. Adicionalmente, en estos dos últimos casos, es importante mencionar que estos combustibles a bajas presiones de compresión (como sucede en el arranque) se autoencienden igual o más fácilmente que el petróleo diesel, lo que, naturalmente, no sucede a altas presiones de compresión [2].

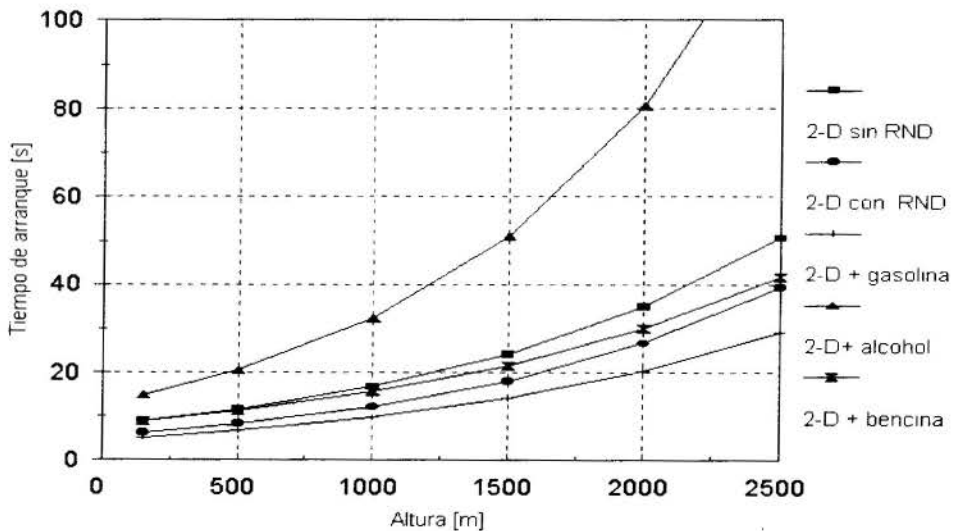


Fig.4- Variación del tiempo de arranque del motor RICARDO E6/TS en función de la altura, utilizando diversos líquidos inflamables.

6. CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos, en la primera fase de este proyecto de investigación, permiten establecer que mediante el suministro de algunos líquidos inflamables y volátiles, a través de una válvula especial y sencilla, denominada RND, e instalada en el sistema de inyección (sin ninguna modificación de éste), se logra reducir significativamente el periodo de retraso del encendido y el tiempo de arranque del motor, principalmente, en condiciones de altura (con la

gasolina, el tiempo de arranque se redujo en 42% a 2.500 m s.n.m.). Este método difiere completamente del método tradicional de suministrar líquidos (principalmente, éter dietílico), directamente al múltiple de admisión del motor, evitando así la combustión detonante durante el arranque.

Para la segunda parte de la investigación, se propone un segundo método, complementario al primero, que es el de la desconexión parcial de cilindros. Con este método, se lograría reducir la posibilidad de que el motor se apague después de arrancado, permitiendo que el calentamiento y la aceleración del motor sería paulatino, impidiendo de esta manera que el período de retraso aumente exageradamente a medida que el motor se va acelerando. Mientras que el suministro de algunos líquidos inflamables permite reducir el tiempo de arranque a cualquier nivel de altura, el método de desconexión de cilindros es más aplicable en condiciones de muy bajas temperaturas ambientales [$<(-5\text{ }^{\circ}\text{C})$].

Los resultados obtenidos en la primera fase de la investigación permiten plantear la necesidad de proseguir con la experimentación; preferentemente, en condiciones reales de operación.

7. REFERENCIAS

- [1] LIRA, G. Inyección de gas licuado de petróleo en los motores Diesel, *Revista TECNIA*, vol. 6, N°1, pp. 41-47, Universidad Nacional de Ingeniería, Lima-Perú, Nov. 1996.
- [2] MANUSAJHIANTS, O.I. *Materiales para automóviles*, Editorial Transport ,Moscú -Rusia, 1989 (en ruso).
- [3] MIRANDA, P. *Construcción y manejo de los motores Diesel marinos y estacionarios*, Editorial Gustavo Gili, S.A., Barcelona-España, 1971.
- [4] PENIDO FILHO, P. *O álcool combustivel: obtencao e aplicacao nos motores* , Livraria Nobel S.A.,Sao Paulo -Brasil, 1981 (en portugués).
- [5] VSOROV, B.A. *Manual de motores Diesel para tractores*, Editorial MIR, Moscú-Rusia, 1986 (traducción al español).

8. ABSTRACT

This paper the theoretical principles from a new complementary starting system for a Diesel engine in altitude conditions. This system includes an special valve, named RND, used to supply inflammable and volatile liquids toward the high pressure line of the inyection system. This system permits to reduce the ignition delay during the starting. Also, to prevent the engine the turn out after starting. At the same time some experimental results in a stationary testing bench specially structured to simulate the altitude are shown.



PAPER CODE: COB518

IDENTIFICAÇÃO DE DETONAÇÃO EM MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Luiz C.D. Arboés, Alessandro B.de S. Oliveira, Fernando J.R. Neves & João N.S. Vianna
Departamento de Engenharia Mecânica - Faculdade de Tecnologia - UnB
CEP 70910-900 Brasília - Brasil E-mail : aless@serpens.enm.unb.br

Abstract

This work presents the results of tests aimed at developing a methodology for the correct identification and analysis of knocking in internal combustion engines during laboratory testing. The instrumentation layout, and test methods used are presented, as well as the results obtained for gasoline engines of different capacities. The objectives of the tests included the identification of block vibration frequencies caused by knocking, the determination of the optimum position on the engine block for the knock sensor, and the analysis of the influence of engine speed and ignition advance on the intensity of knocking.

Palavras-Chave

Motores, Detonação, Sensores, Vibração, Pressão

1. INTRODUÇÃO

A detonação de alta intensidade, ocorrendo por longos períodos num motor, resulta em danos nos êmbolos e cabeçotes numa região adjacente à zona de detonação. A erosão que ocorre nos êmbolos e cabeçotes e até mesmo fratura dos anéis são provocadas pela alta transferência de calor na zona de detonação, devido à elevada densidade e temperatura da porção detonante da carga.

Os danos mecânicos nos pistões são devidos às altas pressões das ondas de choque na detonação, e às altas temperaturas que superam o limite de fusão da liga. Tais prejuízos constituem bons motivos para se procurar meios que permitam um maior controle da detonação.

Neste trabalho é apresentado uma metodologia para a identificação e análise de detonação em motores de combustão interna.

1.1 PRINCÍPIOS TEÓRICOS

Segundo Taylor (1971), nos motores de combustão interna, a elevação da pressão e da temperatura dos gases não queimados junto à parede da câmara de combustão, quando a

252

reação é suficientemente rápida e há suficiente quantidade de mistura reagente, resulta no fenômeno conhecido por detonação.

Para se obter dados para análise do fenômeno de detonação é necessário induzi-lo durante o funcionamento dos motores. A forma de indução utilizada neste trabalho consiste em ajustar o ponto de ignição do motor.

Durante o processo de compressão no interior do cilindro, um aumento súbito da pressão gera uma onda de choque cuja intensidade é proporcional ao diferencial de pressão através da mesma. Este diferencial de pressão será tão maior quanto maior for a quantidade de gás não queimado na extremidade da câmara de combustão.

A onda de choque gerada sofre reflexões nas paredes do cilindro numa frequência que é função da distância percorrida no interior da câmara, e da velocidade local de propagação do som.

Para identificar o valor da pressão, fez-se uso de sensores de pressão instalados no interior da câmara ora por intermédio de uma vela com linha pneumática curta, ora através de um furo no cabeçote. Vianna et al (1994)

A análise da vibração causada no bloco do motor devido às reflexões das ondas de choque no interior da câmara de combustão é uma importante ferramenta no estudo do fenômeno de detonação.

Para detectar as frequências das vibrações do bloco Dues et al.(1990) discute em seu trabalho a importância da seleção dos sensores, da localização deles no bloco do motor e da sistematização utilizada na aquisição dos dados, de modo que se tenha um resultado satisfatoriamente confiável. Tais aspectos foram abordados no escopo deste trabalho.

Além da identificação do fenômeno da detonação pelo valor da pressão e pela frequência da vibração do bloco do motor, tem-se o método pela identificação do som característico da detonação, denominado popularmente como 'batida de pino'. As vibrações causadas pela detonação são transmitidas através do bloco do motor gerando ondas que se propagam na atmosfera. Tais ondas dão origem ao som da detonação.

2. CARACTERIZAÇÃO DE SENSORES DE DETONAÇÃO

Para que se possam utilizar os sensores de detonação na identificação do fenômeno em motores, é necessário que eles sejam previamente caracterizados. A metodologia empregada na caracterização dos sensores de detonação utilizados foi a comparação direta utilizando um acelerômetro de referência em montagem "back to back". Tal montagem permitiu caracterizar os sensores em frequência bem como determinar sua sensibilidade.

O uso do sensor de detonação e não do acelerômetro na identificação de detonação se justifica pelo fato do primeiro ser mais barato e portanto mais viável economicamente.

A caracterização em frequência permite a obtenção da curva de resposta em frequência, determinando o comportamento dinâmico dos sensores. A sensibilidade dos sensores permite dimensionar o fenômeno de detonação nos motores através da variação da amplitude do sinal de vibração.

Na caracterização dos sensores foi utilizado um acelerômetro piezelétrico como sensor de referência. A curva de resposta em frequência do sensor mostra a faixa útil de frequência na qual não há variações significativas na amplitude do sinal. A incerteza na medição é dada pela instrumentação utilizada.

O procedimento adotado para a caracterização em frequência dos sensores de detonação consistiu em submetê-los, juntamente com o sensor de referência, à uma mesma aceleração gerada pelo excitador de vibrações, e tratar os respectivos sinais de saída por meio do analisador de sinais.

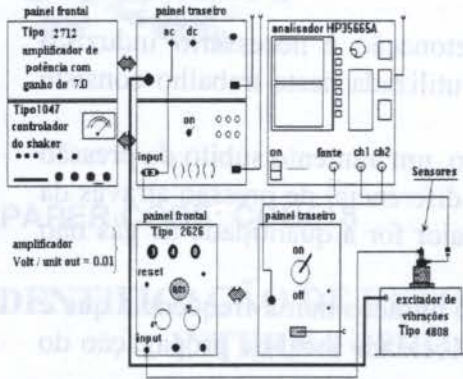


Figura 1- Aparato experimental de caracterização

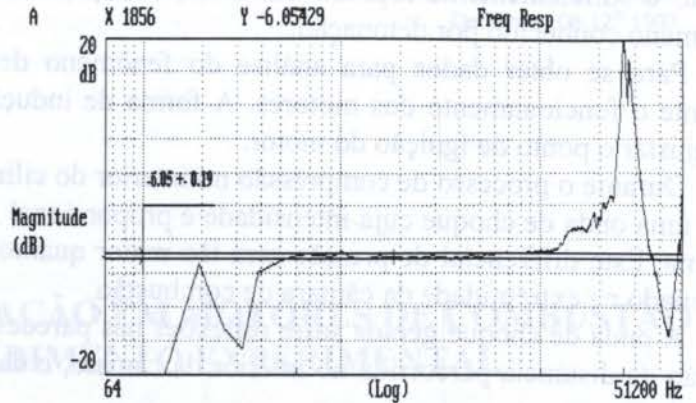


Figura 2- Resposta em frequência do sensor s3

Para caracterizar os sensores de detonação fez-se uso do aparato experimental mostrado esquematicamente na figura 1.

Foram utilizados seis sensores das marcas BOSCH e Magneti Marelli designados a seguir por s1, s2, ..., s6. Dispondo das curvas de resposta em frequência dos sensores observou-se a faixa de frequência na qual a amplitude do sinal fornecido pelo sensor não varia de forma considerável. Para tal, utilizou-se de uma incerteza na medição (I) dada pelo analisador de sinais em função do valor base Vb, e do fundo de escala FE:

$$I = Vb * 0,0292 + 0,00025 * FE \tag{1}$$

Na figura 2 tem-se a curva de resposta em frequência do sensor de detonação s3. Nota-se que na caracterização em frequência a curva mostra o intervalo de confiança para o valor base (-6,05 ± 0,19)dB calculado pela equação (1). É mostrada a faixa útil de frequência [0,6kHz;10,0kHz], e o valor da frequência de ressonância do sensor (26,7kHz). Foi determinado que a sensibilidade deste sensor é de 0.50 Volts/g, onde g = 9,807 m/s².

A tabela 1 mostra a frequência de ressonância (Fr), a faixa útil de frequência (FUF) e a sensibilidade (SENS) para cada um dos sensores caracterizado. Deve-se notar que o fenômeno da detonação, gera vibrações no bloco do motor numa frequência em torno de 7 kHz.

Tabela 1: Resultados da caracterização de sensores de detonação

	FUF kHz	Fr kHz	SENS V/g
s1	0,50 à 10,00	30,0	0,44 ± 0,01
s2	0,90 à 10,00	30,0	0,44 ± 0,01
s3	0,60 à 10,00	26,7	0,50 ± 0,02
s4	0,50 à 10,00	27,0	0,45 ± 0,01
s5	0,90 à 09,00	14,0	0,52 ± 0,02
s6	0,45 à 05,00	13,4	0,58 ± 0,02

Nota-se que esta frequência está dentro da faixa útil dos sensores caracterizados.

Nota-se também que as frequências de ressonância ocorrem cerca de 30 kHz para alguns sensores e cerca de 13 kHz para outros. Pôde-se perceber ainda na tabela 1 que os sensores s5 e s6 apresentaram sensibilidade mais alta do que os s1, s2, s3 e s4, e que seriam portanto os mais adequados para a utilização nos ensaios de detonação. No entanto, trata-se de sensores

com faixa útil de frequência muito estreita; logo, o sensor mais adequado para os ensaios é o sensor s3.

3. INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA UTILIZADAS NOS ENSAIOS COM MOTORES

Foram ensaiados três motores de cilindradas 1000cm^3 , 1300cm^3 e 1400cm^3 , que doravante serão denominados respectivamente motor 1.0, motor 1.3 e motor 1.4.

Utilizou-se sensores de pressão devidamente instalados no cabeçote para registro do sinal dinâmico de pressão na câmara de combustão. Um sensor fotossensível é responsável pelo registro do ponto morto superior (PMS) e é instalado na extremidade do eixo cardan do dinamômetro. O sistema destinado à aquisição dos dados de pressão dinâmica no interior do cilindro é baseado no "software" Captura (Linhares,1995).

O sistema de aquisição de dados de funcionamento do motor em regime permanente permite adquirir velocidade de rotação do motor, carga no dinamômetro, condições ambiente (pressão e temperaturas de bulbo seco e bulbo úmido), tempo de consumo de combustível. A aquisição de sinais de pressão no interior da câmara de combustão, de sinais de vibração do bloco do motor e sinais do PMS foi feita com um analisador dinâmico de sinais.

Neste ensaio, emprega-se o cabeçote com um furo permitindo a instalação do sensor de pressão em condições mais favoráveis para medição de pressão na câmara de combustão. São realizados testes para velocidades de rotação e avanços distintos. Logo, para uma mesma velocidade N , pode-se avaliar a influência do avanço do ponto de ignição no comportamento do fenômeno.

4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

4.1 Identificação da Frequência de Detonação no Motor 1.3

A identificação da frequência de detonação foi feita pela análise do sinal de pressão no interior da câmara de combustão. Nas curvas A da figura 3 tem-se a curva de pressão e o respectivo espectro de frequência para uma situação em que não existe ocorrência de detonação.

Nota-se no espectro de frequência que acima de 5kHz não há nenhum ganho de amplitude significativo. As curvas B da figura 3 mostram a curva de pressão obtida com a presença de detonação e o respectivo espectro de frequência do sinal. Notam-se, na curva de pressão, oscilações após o valor máximo, o que caracteriza o fenômeno de detonação. A curva de espectro de frequência mostra um ganho da amplitude em torno de 7 kHz , identificando desta forma o fenômeno de detonação.

A figura 4 ilustra o registro gerado pelo sensor de detonação no domínio do tempo, com

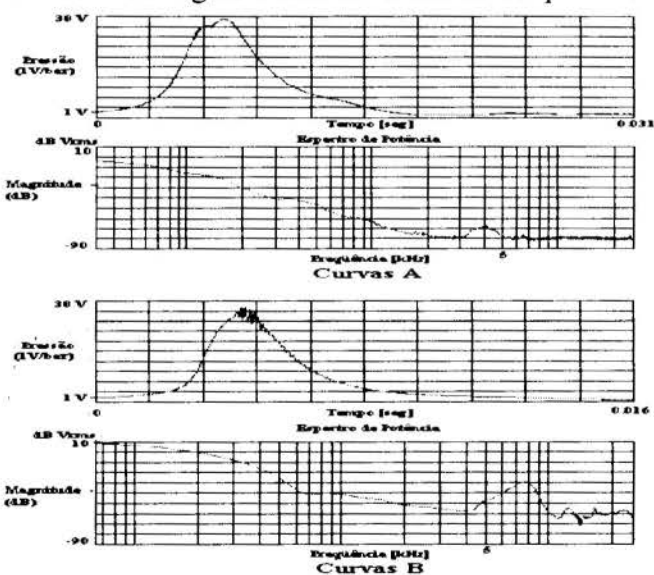


Figura 3- Identificação da frequência de detonação: A: sem detonação; B: com detonação

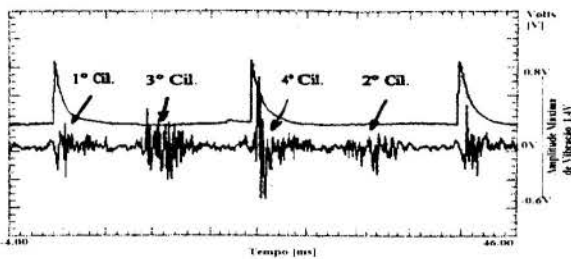


Figura 4- Sinal do sensor de detonação do domínio do tempo.

a presença de detonação. Sendo a ordem de ignição do motor 1-3-4-2, o primeiro aumento significativo de amplitude corresponde a detonação ocorrendo no 1º cilindro, a segunda mudança de amplitude, a uma detonação no 3º cilindro e assim por diante.

Ainda na figura 4, tem-se um segundo sinal indicando quando o primeiro cilindro do motor está no ponto morto superior (PMS).

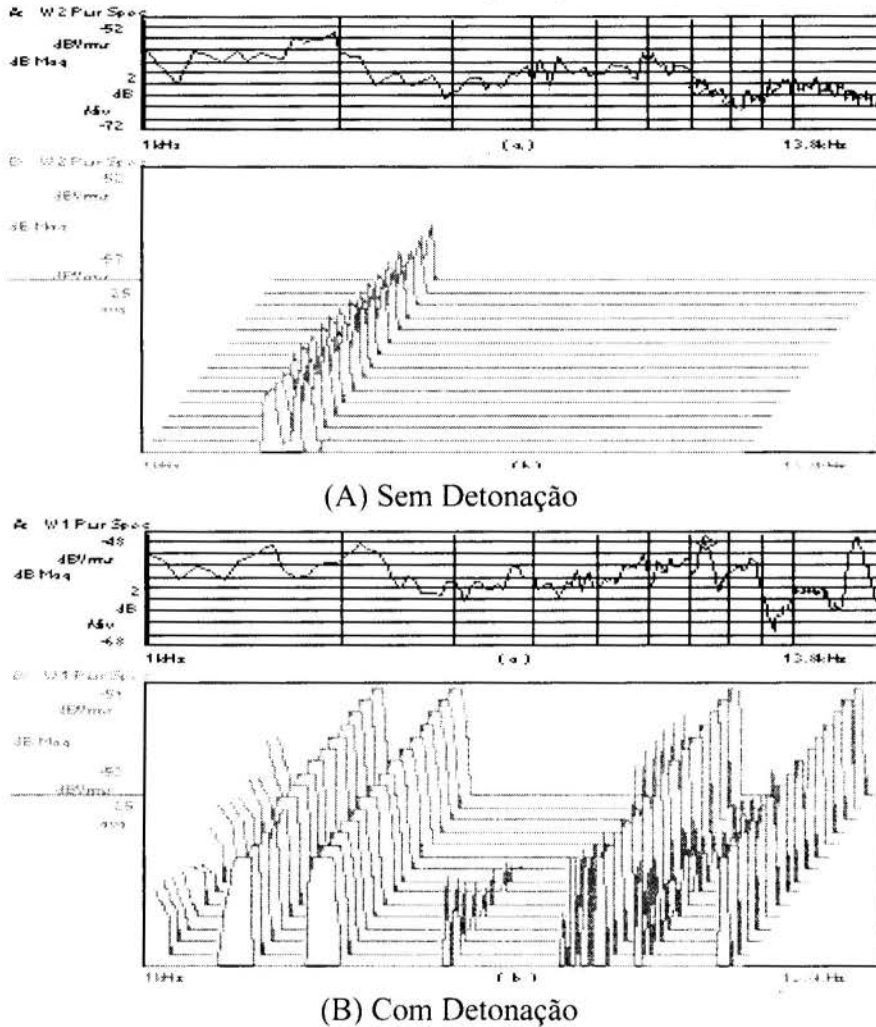


Figura 5- Resposta do sensor de detonação para motor sem ocorrência de detonação e com ocorrência de detonação: (a) espectro de potência; (b) mapeamento temporal

A figura 5A é o mapa espectral do sinal obtido do sensor de detonação com o motor operando sem ocorrência de detonação. Na figura 5B tem-se o mesmo sinal capturado com o motor apresentando detonação. Pela comparação das figuras 5A e 5B, pode-se notar que o sinal do sensor de detonação, quando analisado no domínio da frequência, apresenta uma amplitude de valor mais elevado para frequências entre 7 e 8 kHz quando o motor está detonando.

4.2 Determinação do Local Ótimo para Instalação do Sensor de Vibração no Bloco do Motor

Neste ensaio os sensores de detonação foram instalados em diferentes pontos no bloco do motor, com o intuito de se determinar a influência da localização dos sensores no bloco do

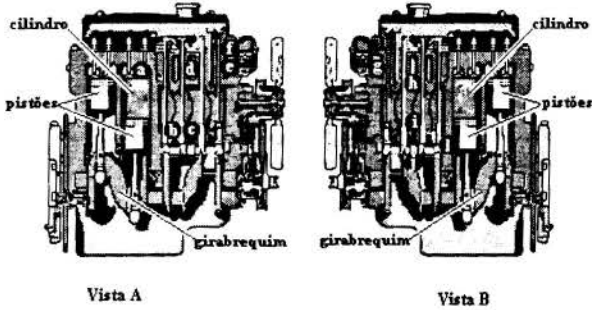


Figura 6- Posições dos sensores

corresponde ao lado oposto às velas, enquanto que a vista B corresponde ao lado das velas.

A tabela 2 mostra os resultados para $A=18^\circ$. 'Amp total' indica o valor da amplitude

Tabela 2: Vibração do bloco do motor 1.4

Sensor	Vmax V	Vmin V	Amp total V	SENS V/(g)	Aceleração m/s^2
s1	0,39	-0,32	0,71	0,44	15,82
s2	0,51	-0,47	0,98	0,44	21,84
s3	0,79	-0,59	1,38	0,50	27,07
s4	0,50	-0,43	0,93	0,45	20,27
s5	0,17	-0,19	0,36	0,52	6,79
s6	0,15	-0,13	0,28	0,58	4,73

motor, de modo a otimizar a metodologia de identificação da detonação. Foram feitos quatro ensaios, e em cada um deles utilizou-se uma disposição diferente dos sensores no bloco do motor. Os ensaios foram feitos para avanço $A = 35^\circ$, $A = 18^\circ$, $A = 27^\circ$, e $A = 30^\circ$.

As posições dos sensores no bloco do motor foram definidas antes dos ensaios e podem ser vistas de forma esquemática na figura 6. Nesta figura, a vista A

máxima do sinal de detonação expressa em volts. A partir deste valor calculou-se a aceleração do bloco do motor em m/s^2 . Na tabela 2 Vmax e Vmin indicam os valores máximos e mínimos do sinal de vibração. A melhor posição foi definida de modo subjetivo associando os resultados de melhor definição e de maior amplitude. Como resultado do ensaio concluiu-se que o melhor sensor foi o s3, e o local ótimo

para a instalação do sensor de detonação foi a posição a. Quanto a maior amplitude de vibração, o melhor sensor é o que apresenta maior valor da última coluna da tabela 2.

4.3 Influência do Avanço na Intensidade de Detonação no Motor 1.0

As figuras 7 (a) e (c) mostram o sinal do sensor de detonação e o sinal de pressão respectivamente, para $A = 38^\circ$ e $N = 3000$ rpm com o motor operando em regime ótimo.

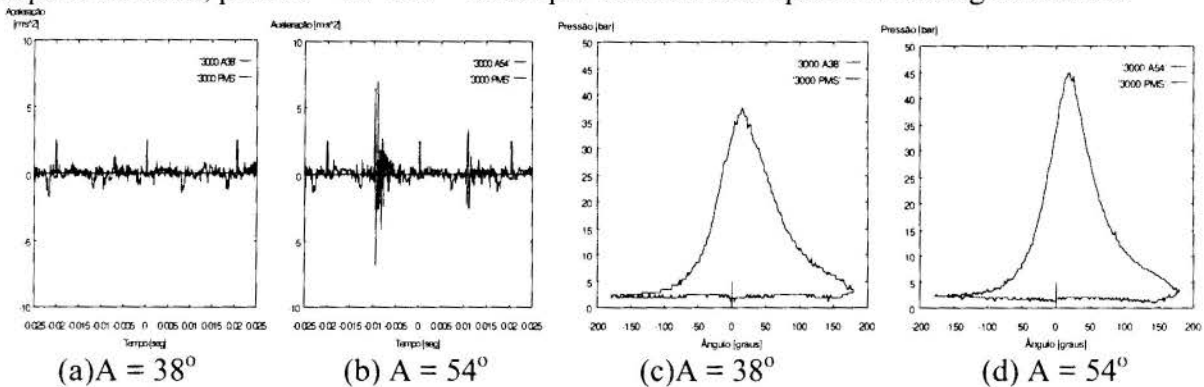


Figura 7- $N = 3000$ rpm - Análise de vibração e de pressão no cilindro

As figuras 7 (b) e (d) mostram os mesmos sinais para um $\bar{A} = 54^\circ$ e mesma rotação com o motor apresentando detonação leve. Como pode-se observar nas figuras 7, há um aumento na amplitude do sinal adquirido pelo sensor de vibração de $\approx 3,0 \text{ m/s}^2$ ($A = 38^\circ$) para $\approx 13,8 \text{ m/s}^2$ ($A = 54^\circ$). Quanto à curva de pressão, há um significativo aumento da amplitude do sinal de cerca de 20,0 %. Estes aumentos caracterizam o fenômeno de detonação.

Na figura 7(b) notam-se três sinais de PMS representando o ciclo de combustão completo. Estando o sensor de pressão instalado no quarto cilindro, este se localiza no sinal central do PMS. Logo, percebe-se que a detonação naquele instante não acontecia no quarto cilindro; porém, se mostrou mais intensamente no terceiro e segundo cilindros.

5. CONCLUSÕES

A detecção da ocorrência de detonação pode ser realizada utilizando o sinal no domínio do tempo capturado por um sensor de detonação, comercialmente empregado pela indústria automobilística. Para o caso de estudos relacionados à amplitude do fenômeno, a metodologia de identificação pelo sinal de pressão no cilindro e utilização do sensor de detonação com análise do espectro de frequência apresentam melhores resultados. Os dispositivos utilizados nos ensaios dos motores permitiram não só a identificação do fenômeno de detonação nos motores como também determinar a melhor posição no bloco do motor para a instalação dos sensores de detonação, analisar mediante tratamento no osciloscópio o comportamento do fenômeno como função do avanço do ponto de ignição e do combustível utilizado.

6. REFERÊNCIAS

DUES, S. M.; ADAMS, J. M.; SHINKLE, G. A., "Combustion Knock Sensing: Sensor Selection and Applications Issues", General Motors Corp., SAE Paper 900488, 1990.

LINHARES, F. A., "Sistema Especialista para Aquisição e Tratamento de Grandezas Físicas", UnB, 1995.

TAYLOR, CHARLES F., "Análise dos Motores de Combustão Interna", Edgard Blucher, Volume 1, 2ª edição, São Paulo, 1971.

VIANNA, J. DE S. ; DAMION, J. P. ; CARVALHO, M. A. M. , "Contribution of study of measurement of dynamic pressure in the interiors of combustion engine cylinders" , UnB e Ecole Nationale Paris, SAE TECHICAL PAPERS SERIES , 1994.

PAPER CODE: COB727

**SOBRE A ESCOLHA DE SISTEMA DE CONTROLE DO VETOR
EMPUXO DE MOTORES FOGUETE A PROPELENTE LÍQUIDO**
*/ ON THE CHOOSE OF THE THRUST VECTOR CONTROL SYSTEM OF LIQUID
PROPELLANT ROCKET ENGINES*

ALEXANDR ALEXANDROVICH KOZLOV, TOSHIAKI YOSHINO, ADALBERTO PACÍFICO COMIRAN,
MÁRIO NIWA

Divisão de Propulsão – CTA-IAE

CEP 12228-904 São José dos campos, Brasil

Abstract

This paper describes an analysis on the suitability of different types of thrust vector control (TVC) system to be applied to liquid rocket engines of open cycle scheme. It provides description of different types of existing Russian engines and the TVC methods that is utilized in these systems. In particular, detailed analysis is conducted on the propulsion system using liquid oxygen/kerosene propellants on three different open cycle configurations, aiming the second stage of VLS-2 launcher. These configurations are: a) one turbopump feeding four fixed combustion chambers, with the attitude control forces provided by four vernier nozzles expelling gases from the turbine; b) one turbopump feeding four fixed combustion chambers, with the control forces provided by four gimbaling combustion chambers feeded by independent turbopump; and c) four autonomous gimbaling engines, each one having its own turbopump and combustion chamber.

Palavras-chave

propulsão líquida, motor foguete, controle de atitude, controle do vetor empuxo, veículo lançador
liquid propulsion, rocket engine, attitude control, thrust vector control, launch vehicle

1. INTRODUÇÃO

Uma unidade propulsora (UP) de foguete a propelente líquido é composta por um ou mais motores, tanques de propelentes e sistemas de pressurização dos tanques. Compondo a maior parte de cada estágio do veículo lançador, a UP desempenha ainda a função de elemento atuador subordinado ao sistema de controle de atitude, gerando torques que permitem o controle em torno dos três eixos do veículo: arfagem, guinada e rolamento. Em geral, nos foguetes, os torques de controle são obtidos através de ajustes adequados da orientação e intensidade da força de empuxo, processo ao qual denominamos controle do vetor empuxo (CVE). Existem basicamente os seguintes meios de CVE aplicados a veículos lançadores (Kozlov *et al.*, 1988):

- 1) defletores (“jet vanes”) dispostos abaixo do jato do gás ejetado pelo motor;
- 2) “vernier’s” (pequenos propulsores móveis ou fixos com vazão distribuída);
- 3) câmaras de combustão auxiliares móveis;
- 4) motores principais orientáveis por articulação;

5) injeção secundária de gás ou propelente líquido, abaixo da garganta da tubeira.

O primeiro método foi bastante usado nos primeiros foguetes criados e caracterizou-se por perdas de impulso específico e problemas nos elementos defletores, pois estes são submetidos a condições extremamente agressivas do escoamento da tubeira. O último método, que se caracteriza por geração de ondas de choque no interior da tubeira para formar campos assimétricos de pressão e com isso gerar forças laterais, não apresenta os problemas inerentes aos defletores, porém requer uma fonte adicional de propelentes. Além disso, a injeção secundária traz perdas de impulso específico (em cada 1% de consumo de fluido injetado ocorre cerca de 0,5% de perdas de impulso específico). Neste esquema, já analisado por Kozlov *et al.* (1996), uma porção do gás é colhida logo abaixo da garganta da tubeira, desviado para acionar a turbina e, posteriormente, devolvido ao fluxo em locais mais abaixo na tubeira, induzindo assimetria no jato e, conseqüentemente, permitindo o controle de atitude do veículo.

Estudos atualmente em curso, acerca da segunda geração de veículos lançadores brasileiros (VLS-2), recomendam a utilização de motores foguete a propelente líquido (Niwa *et al.*, 1997). A partir das configurações estudadas para o VLS-2, vislumbra-se a possibilidade de desenvolvimento no Brasil de um motor com futura aplicação em seu segundo estágio, visto este requerer um empuxo não muito elevado (entre 70 e 350 kN). Portanto, paralelamente aos estudos de definição da UP a ser adotada no segundo estágio do VLS-2, torna-se oportuna a análise do tipo de motor a ser desenvolvido no Brasil e, em particular, do sistema de CVE a ser adotado para este estágio. Tal discussão é o objeto do presente trabalho.

2. AS POSSIBILIDADES BRASILEIRAS NA ÁREA DE PROPULSÃO LÍQUIDA E DE CVE

O tipo de CVE a ser adotado em uma UP a propelente líquido está intimamente ligado ao esquema de funcionamento do motor e à natureza do par propelente adotado. Portanto, será apresentado preliminarmente o esquema do motor recomendado para ser adotado no segundo estágio deste veículo, resultado dos estudos de definição do motor.

Com relação ao esquema de funcionamento do motor, duas concepções são possíveis: de esquema aberto (sem pós-combustão do gás usado no acionamento da turbina) e de esquema fechado (com pós-combustão). O segundo esquema concluiu-se não ser oportuno visto que neste tipo de motor, a pressão na câmara de combustão é elevada, dificultando o arrefecimento, aumentando a complexidade tecnológica, os custos e prazos de desenvolvimento. Para o Brasil, que ainda não possui suficiente experiência em propulsão líquida, a opção mais conveniente é o motor de esquema aberto, de menor eficiência quanto ao impulso específico que os de esquema fechado, porém, de tecnologia de fabricação e de testes mais simples e, conseqüentemente, de menor custo.

Outro critério de escolha é quanto ao tipo de propelente líquido a ser adotado. Niwa (1995) analisou este problema e as conclusões são resumidamente apresentadas aqui. Existe, na prática, três tipos de pares propelentes em uso nos diversos veículos hoje em operação: 1) oxigênio líquido e querosene, 2) tetróxido de nitrogênio e dimetilhidrazina assimétrica e 3) oxigênio e hidrogênio líquidos. Descartou-se o segundo par baseando-se na preferência adotada a componentes não tóxicos e o terceiro par, devido ao custo e complexidade tecnológica excessivamente elevados para absorção pelo Brasil, embora este último possua impulso específico dos mais significativos. Portanto, entre as alternativas, apenas o par oxigênio líquido e querosene oferece impulso específico relativamente alto, envolve tecnologia simples e é bastante seguro no aspecto operacional.

Desta forma, para a análise das opções para o CVE para o segundo estágio do VLS-2, nos fixaremos num motor líquido de esquema aberto utilizando o par de propelentes exigênio líquido e querosene, que são propelentes não tóxicos de fácil obtenção no mercado brasileiro (Dubenetz *et al.*, 1996).

3. COMPARAÇÃO ENTRE OS MÉTODOS DE CVE ANALISADOS

Nas figuras 1 a 3 são mostrados três esquemas básicos de motores líquidos com diferentes sistemas de CVE. A tabela 1 traz exemplos de sistemas de CVE implementados em motores operacionais (Dubenetz *et al.*, 1996) e (Isakowitz, 1991).

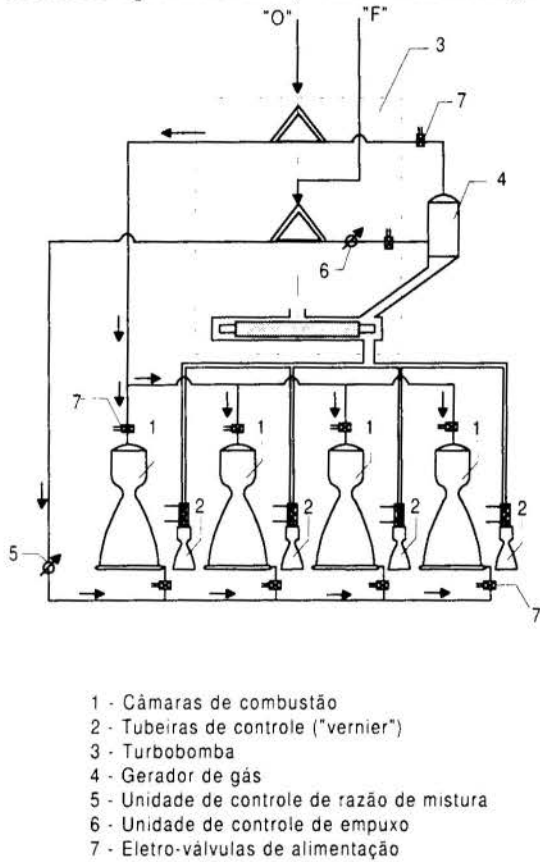


Figura 1: Controle de atitude através de "verniers" (esquema 1)

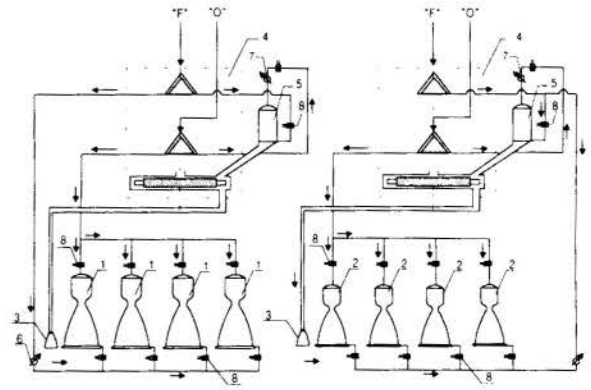
O esquema 2, figura 2, com motor independente de 4 câmaras móveis para controle de atitude possui as seguintes vantagens:

- 1) aumento do impulso específico da UP devido ao maior impulso específico oferecido pelas câmaras de combustão orientáveis, em comparação aos "verniers".
- 2) aumento da confiabilidade da UP pois, no caso de falha do motor principal, o incremento necessário de velocidade do veículo poderá, eventualmente, ser atingido somente com o uso do motor auxiliar de controle de atitude.
- 3) diminuição do impulso residual já que, após a parada do motor principal, o ajuste da velocidade final é feita pelo motor auxiliar. Ele poderá ainda servir para estabilização do segundo estágio, após a separação do primeiro.
- 4) simplicidade do sistema de comando do motor principal por ser dimensionado para regime fixo.

As desvantagens do esquema 2 são o aumento do peso e a necessidade de desenvolver dois tipos distintos de motores: o principal e o auxiliar, de controle de atitude. Este tipo de

motores de controle são usados, por exemplo, no RD-107 (com duas câmaras móveis) e no RD-108 (com quatro câmaras móveis).

As vantagens do esquema 3, figura 3, com os próprios motores principais articulados, evidenciam-se melhor nos motores de esquema fechado, uma vez que maiores eficiências são obtidas e podem compensar o aumento de peso; exemplos são os casos dos motores RD-253 e RD-43. Neste esquema não existe perda de impulso específico devido à ejeção de gases de escape da turbina sob temperatura baixa. Nas UP's dotadas de vários motores iguais torna-se possível desligar aquele em pane, aumentando o empuxo dos restantes e o tempo do vôo, além de ser necessário desenvolver apenas um módulo.



MOTOR LIQUIDO COM CÂMARAS DE CONTROLE E DUAS TURBOBOMBAS

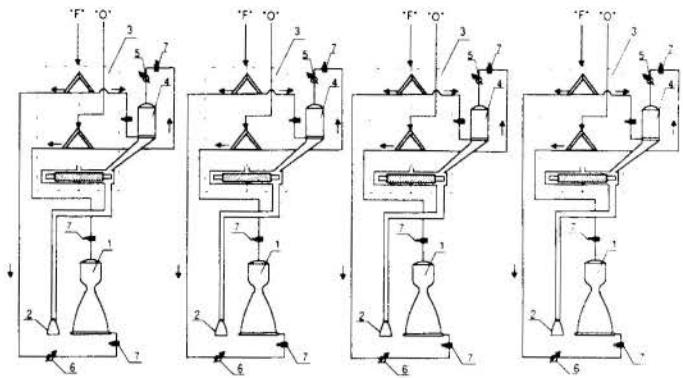
- 1 - Câmaras de combustão principal (fixas)
- 2 - Câmaras móveis de controle ("gimbal")
- 3 - Evasão dos gases da turbina
- 4 - Turbobomba
- 5 - Gerador de gás
- 6 - Unidade de controle de razão de mistura
- 7 - Unidade de controle de empuxo
- 8 - Eletroválvulas de alimentação das câmaras

Figura 2: Controle de atitude através de motor independente de 4 câmaras móveis (esquema 2)

Tabela 1: Sistemas implementados de CVE (K_m -razão de mistura; I_{sp} -impulso específico)

motor	esquema 1 "vernier's"			esquema 2 câmaras móveis		esquema 3 motores principais articulados e autônomos		
	RD-109 1 câmara	RD-119 2 câmaras	RD-0110 4 câmaras	RD-107 2 câmaras móveis	RD-108 4 câmaras móveis	RD-111 4 câmaras	RD-43 esquema fechado	RD-253 6 motores esquema fechado
propelentes	O ₂ + (CH ₃) ₂ N ₂ H ₂	O ₂ + (CH ₃) ₂ N ₂ H ₂	O ₂ + querosene	O ₂ + querosene	O ₂ + querosene	O ₂ + querosene	N ₂ O ₄ + (CH ₃) ₂ N ₂ H ₂	N ₂ O ₄ + (CH ₃) ₂ N ₂ H ₂
empuxo no vácuo, tf	10,36	10,76	21,8	10,2	96	166	57	166.8x6
pressão na câmara, atm	79	80,5	50	59,7 / 55,1	52 / 48,5	80	150	150
$K_{m\text{câm}} /$ $K_{m\text{motor}}$	1,62 / 1,49	1,615 / 1,5	2,32	2,47 / 2,51 / 2,06	2,39 / 2,45 / 2,06	2,55 / 2,39	2,6	2,67
razão de expansão dos gases ϵ	790	1278	944	149	153	133,3	250	214,28
pressão na saída da tubeira, atm	0,1	0,063	0,053	0,4	0,34 / 0,32	0,6	0,6	0,7
$I_{sp\text{câm}} /$ $I_{sp\text{motor}}$	340 / 334	358 / 352	331,3 / 315,16	320,3 / 313	321,9 / 315 / 312,5	317	316	316

Uma das desvantagens do esquema 3 é o sensível aumento do peso da UP em comparação com o esquema 1, porquanto a massa de quatro turbobombas é sempre maior que a de uma só, para uma mesma potência. Além disso, cai a eficiência das turbinas η_{turb} de cada motor devido à admissão parcial de gás nas aletas, em comparação com a admissão total que ocorre numa turbobomba alimentando 4 câmaras. É por este motivo que o motor RD-111 é dotado de uma só turbobomba com turbina de ação de dois estágios alimentando as quatro câmaras principais.



SISTEMA COM 4 MOTORES LIQUIDOS MÓVEIS AUTÔMONOS

- 1 - Câmaras de combustão móveis ("gimbal")
- 2 - Exaustão dos gases da turbina
- 3 - Turbobomba
- 4 - Gerador de gás
- 5 - Unidade de controle de empuxo
- 6 - Unidade de controle de razão de mistura
- 7 - Eletro-valvulas de alimentação das câmaras

Figura 3: Controle de atitude através de 4 motores autônomos móveis (esquema 3).

Os requisitos quanto à confiabilidade do motor de quatro câmaras com uma única turbobomba devem ser confirmados ainda durante os testes de homologação do motor. Em geral a confiabilidade de uma UP é determinada, acima de tudo, pelo nível de testes e não apenas pelo esquema adotado.

4. CARACTERÍSTICAS ENERGÉTICAS E MÁSSICAS DAS UP'S

Na comparação dos impulsos específicos das UP's apresentadas nas figura 1 a 3, foram feitas as seguintes suposições:

- 1º) o impulso específico no vácuo, das câmaras principais de todos os esquemas, para empuxo de 4 a 5,3 tf, foi considerado constante e igual a 331,3 s (igual ao impulso específico no vácuo da câmara do motor RD-0110);
- 2º) o impulso específico no vácuo, das câmaras de controle do esquema 2, foi considerado igual ao impulso específico da câmara de controle dos motores RD-107 e RD-108 (de empuxo 3,2 tf, impulso específico 312,5s, razão de expansão do gás na tubeira $\epsilon = 157,43$, pressão nas câmaras auxiliares 55,1 bar, razão de vazão mássica nas câmaras auxiliares 2,06);
- 3º) o impulso específico no vácuo dos "vernier's" foi considerado igual ao dos do motor RD-0110, ou seja, 166 s.

Como dados iniciais foram adotados os seguintes parâmetros:

- 1º) componentes: oxigênio líquido e querosene;
- 2º) empuxo total das UP's de todos os esquemas estudados $P_{\Sigma} = 21,8$ tf;
- 3º) pressão nas câmaras de combustão principais $p_{câm} = 5$ MPa;
- 4º) razão de expansão do gás na tubeira $\epsilon = 944$;
- 5º) razão de vazão mássica dos componentes $K_m = 2,32$.

O impulso específico das UP's é expresso pelas fórmulas:

$$I_{sp,UP} = \frac{P_{\Sigma}}{4\dot{m}_{câm} + \dot{m}_{turb}} = 316,86 \text{ s, para o esquema 1,} \quad (1)$$

$$I_{sp,UP} = \frac{P_{\Sigma}}{4\dot{m}_{c\grave{a}m} + 4\dot{m}_{c\grave{a}m,aux} + \dot{m}_{turb} + \dot{m}_{turb,aux}} = 318 \text{ s, para o esquema 2 e} \quad (2)$$

$$I_{sp,UP} = \frac{P_{\Sigma}}{4\dot{m}_{c\grave{a}m} + \dot{m}_{turb}} = 316,9 \text{ s, para o esquema 3,} \quad (3)$$

onde $\dot{m}_{c\grave{a}m}$ é a vazão mássica dos componentes através de cada câmara principal; $\dot{m}_{c\grave{a}m,aux}$ é a vazão mássica dos componentes através de cada câmara auxiliar articulada (“gimbal”); \dot{m}_{turb} é a vazão mássica através da turbina. A vazão mássica relativa através da turbina pode ser determinada a partir do balanço de potências da turbobomba: $N_{turb} = N_{bomb,ox} + N_{bomb,comb}$ ou

$$L_{ad}\dot{m}_{turb}\eta_{turb} = \frac{(p_{saida,ox} - p_{entr,ox})\dot{m}_{ox}}{\eta_{bomb,ox}\rho_{ox}} + \frac{(p_{saida,comb} - p_{entr,comb})\dot{m}_{comb}}{\eta_{bomb,comb}\rho_{comb}} \quad (4)$$

e considerando que $K_m = \dot{m}_{ox}/\dot{m}_{comb}$ e $\dot{m}_{\Sigma} = \dot{m}_{ox} + \dot{m}_{comb}$ obtém-se finalmente

$$\bar{m}_{turb} = \frac{\dot{m}_{turb}}{\dot{m}_{\Sigma}} = \left[\frac{(p_{saida,ox} - p_{entr,ox})K_m}{\eta_{bomb,ox}\rho_{ox}} + \frac{(p_{saida,comb} - p_{entr,comb})}{\eta_{bomb,comb}\rho_{comb}} \right] / \left[(K_m + 1)\eta_{turb}L_{ad} \right] \quad (5)$$

onde $L_{ad} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_{ent,turb} \left[1 - \left(\frac{p_{saida,turb}}{p_{entr,turb}} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \right]$, κ é a razão dos valores específicos, R é a constante dos gases e T é temperatura.

A figura 4 traz a comparação de valores reais e calculados da vazão mássica relativa através da turbina $\bar{m}_{turb} = \dot{m}_{turb}/\dot{m}_{\Sigma}$ para 10 motores distintos de esquema aberto. Os maiores valores correspondem aos motores RD-109 ($\bar{m}_{turb} = 0,0457$) e RD-0110 ($\bar{m}_{turb} = 0,0435$) dotados de turbinas de impulso de um estágio. A influência maior sobre o consumo de gás é exercida pela pressão de saída, proporcional à pressão na câmara de combustão, e pela eficiência das bombas e da turbina.

A referência Kozlov *et al.* (1996) traz as dependências estatísticas que permitem calcular as pressões requeridas nas saídas das bombas para o oxidante e o combustível, como funções da pressão na câmara de combustão, para motores de esquema aberto:

$$p_{saida,ox} = 1,428 p_{c\grave{a}m}; \quad p_{saida,comb} = 1,714 p_{c\grave{a}m}; \quad 5 \text{MPa} \leq p_{c\grave{a}m} \leq 14 \text{MPa} \quad (6)$$

Além disso, a vazão relativa através da turbina foi tomada igual a 0,0457 (como no motor RD-109). Uma vez que, para os esquemas 2 e 3, a vazão na turbina é determinada

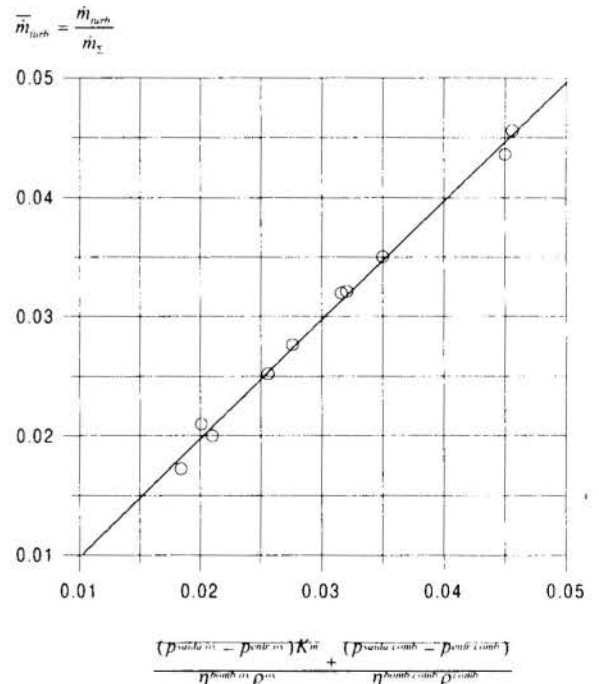


Figura 4: Vazão mássica relativa na turbina (valores experimentais e teóricos).

exclusivamente a partir do balanço de potências da turbobomba, ela poderá ser minimizada mediante, por exemplo, o uso de uma turbina de dois estágios ou o aumento do trabalho adiabático do gás. Isto permitiria elevar um pouco mais o impulso específico das UP's consideradas. A massa dos motores foi calculada segundo as correlações (Kozlov *et al.*, 1988):

$$m_{\text{motor}} = 4m_{\text{câm}} + m_{\text{turb+bomba}} + 0,217P + 57,5 \quad (\text{para os esquemas 1 e 2}) \quad (7)$$

$$4m_{\text{motor}} = 4(m_{\text{câm}} + m_{\text{turb+bomba}} + 0,217P + 57,5) \quad (\text{para o esquema 3}) \quad (8)$$

onde

$$m_{\text{câm}} = F_{\text{crit}} \left[\gamma_{\text{câm}} (\bar{S}_{\text{cil}} - \bar{S}_{\text{pré crit.}}) + \gamma_{\text{tub}} \bar{S}_{\text{tub}} + \frac{1,63 \cdot 10^6}{(p_{\text{câm}} \dot{m}_{\Sigma} c^*)^{0,25}} - \frac{8,5}{F_{\text{crit}}} \right] \quad (9)$$

$$\gamma_{\text{câm}} = 3,03 \frac{p_{\text{câm}} \cdot 10^6}{\sqrt{d_{\text{crit}}}} - 17; \quad c^* = p_{\text{câm}} F_{\text{crit}} / \dot{m}_{\Sigma} = 1738 \text{ m/s}; \quad (10)$$

$$\gamma_{\text{tub}} = 0,0589 (p_{\text{câm}} / \sqrt{\epsilon d_{\text{crit}}})^{0,475} - 23,58; \quad (11)$$

$$\bar{S}_{\text{cil}} = 0,0589 (\sqrt{p_{\text{câm}} \bar{q}} / \dot{m}_{\Sigma}) - 2 / \sqrt{\bar{q} c^*} + \sqrt{\bar{q} c^*}; \quad (12)$$

$$\bar{q} = \dot{m}_{\Sigma} / (F_{\text{câm}} p_{\text{câm}}) = 10^{-4} \text{ s/m}; \quad (13)$$

$$\bar{S}_{\text{pré crit.}} = 2 / \bar{q} c^* + 0,818 / \sqrt{\bar{q} c^*} - 0,974; \quad (14)$$

$$\bar{S}_{\text{tub}} = S_0 \left[1 - (1,415 - 0,274 / \sqrt[4]{F}) (1 - \exp(-\sqrt[3]{1-z})) \right] \quad (15)$$

$$S_0 = (32 - 10N) (\sqrt{F} - 1) + (2,1 + 1,6N^4) (\sqrt{F} - 1)^{2,25}, \quad (16)$$

sendo que quando $\gamma_{\text{câm}} < 10 \text{ kg/m}^2$ então $\gamma_{\text{câm}} = 10 \text{ kg/m}^2$, onde F_{crit} e d_{crit} área e o diâmetro da seção crítica da tubeira, respectivamente, $\bar{F} = F_{\text{saída}} / F_{\text{crit}}$, $N = 1$ ou 2 (número de câmaras), $z = 1 - \left\{ \text{sen} \Theta / 0,6 - (0,018n - 0,0175) (\sqrt{\bar{F}} + 24) \right\}^{4/3}$, n é o expoente adiabático, Θ é o ângulo de inclinação do jato junto à aresta de saída da tubeira., $m_{\text{turb+bomba}} = 6,29 + 0,28D$, e

$$D = \sum_{i=1}^2 \frac{\dot{m}_i (\Delta p_i / \rho_i)}{\omega}; \quad \Delta p_i = (p_{i,\text{saída}} - p_{i,\text{entr}});$$

As relações acima permitiram efetuar as estimativas de massas e impulsos específicos nos 3 diferentes esquemas. Os resultados obtidos são apresentados na tabela 2.

Tabela 2: Resultados dos cálculos para os três esquemas

parâmetros	esquema 1	esquema 2	esquema 3
------------	-----------	-----------	-----------

empuxo total da UP, tf	21,8	21,8	21,8
empuxo de 1 câmara, tf	5,3	4	5,3
empuxo de 1 câmara auxiliar, tf	-	1,3	-
número de câmaras	4	4 + 4	1
número de turbobombas	1	2	1
número de motores	1	2	4
razão de expansão dos gases na tubeira	944	944	944
razão mássica de mistura nas câmaras	2,32	2,32 / 2,06	2,32
pressão na câmara, MPa	5	5	5
impulso específico da câmara no vácuo, s	331,3	331,3 / 312,5	331,3
massa da câmara, kg	35	20,44 / 4,4	35
massa da turbobomba, kg	18	17,8 / 10,37	10,13
massa do motor, kg	261,82	191 / 96,75	4 x 113,48
massa relativa do motor, kg/tf	12	11,94 / 18,6	20,82
rotação da turbina, rad/s	1554	2508	2508

5. CONCLUSÃO

Os cálculos efetuados, e listados na tabela 2, mostram que, para as suposições feitas, os impulsos específicos das UP's com os esquemas considerados são aproximadamente iguais. Segundo as características mássicas, o melhor esquema é o 1, seguido pelo esquema 2, com motores auxiliares de controle de atitude, enquanto o mais pesado é o esquema 3, com motores principais articulados.

A escolha final do tipo de CVE para controle de atitude deve levar em conta não apenas as características energéticas e mássicas da UP. Devem ser considerados, também, indicativos de confiabilidade e custos. Tendo em vista a alta confiabilidade do motor RD-0110, de esquema aberto, e considerando-se a existência de um embrião tecnológico no país capaz de desenvolver um motor líquido deste nível de complexidade, é recomendável o direcionamento das atividades para um motor líquido de concepção similar ao do RD-0110 e, portanto, com CVE baseado em "vernier's" com gases oriundos da turbina. Se estes aspectos tecnológicos não forem considerados, o esquema 3 seria o de maior interesse, pois oferece o maior grau de confiabilidade devido à redundância dos motores. O esquema 2 ocuparia uma posição intermediária.

6. REFERÊNCIAS

Doubenetz, S.& Malyshev, V. *Preliminary Analysis of Launcher Liquid Propulsion System*, Vol. 2, International Center for Advanced Studies "COSMOS", Moscow, 1996.

Isakowitz, S. I. *International Reference Guide to Space Launch Systems*, AIAA, Second Edition, 1991.

Kozlov, A. A., Novykov, V. N.& Solovev, E.V. *Sistemy Pitania i Regulirovania JRD Ustanovok* (Sistemas de Alimentação e Controle das Unidades Propulsoras de Foguete a Propelente Líquido), Ed. "Mashinostroenie", Moscou, 1988, 352 p., em russo.

Kozlov, A. A., Hinckel, J. N.& Comiran, A. P. Tap-off liquid rocket engine scheme. *32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Lake Buena Vista, Flórida, EUA, 1996.

Niwa, M. & Yoshino, T. Propulsão Líquida no Brasil, *COBEM*, 1997 (trabalho aceito para publicação).

Niwa, M. Propulsão Líquida no Brasil e no Exterior - Um Paralelo, *Relatório Técnico 094-ASE-P*, IAE, CTA, 1995.

AGRADECIMENTOS

O primeiro e o quarto autores agradecem à FAPESP pelo apoio financeiro recebido durante a condução do presente trabalho.

PAPER CODE: COB728

**EXPERIMENTOS BÁSICOS SOBRE MOTOR FOGUETE A
PROPELENTE LÍQUIDO / BASIC EXPERIMENTS ON LIQUID PROPELLANT
ROCKET ENGINE**MÁRIO NIWA, MARCO AURÉLIO DA CUNHA ALVES, CARLOS ROBERTO ARANTES VIEIRA &
ROBERTO DOS PASSOS VIDAL*Instituto de Aeronáutica e Espaço, Centro Técnico Aeroespacial, IAE/CTA
CEP 12228-904 São José dos Campos, SP, Brasil – E-mail: niwa@iconet.com.br***Abstract**

The use of the technology of liquid propellant rocket-engine in the next phase of the Brazilian Space Program is a need. This technology includes complex and multidisciplinary nature problems, still new for our country. Considering the broad variety of required specialization, more researchers from industries, universities and research centers should be devoting their efforts to related fields for the success of the Program. Fundamental studies on injectors and atomization, ignition, combustion of spray, combustion under high pressure environment, are some of the fields that need to be conducted more extensively. In this work, an assembly of simple conception, composed by a test module and a small engine, was constructed and tested, in order to demonstrate a practical way to perform basic studies. The preliminary results show that the assembly is operational and allows to conduct several kind of experiments.

Keywords

Propulsão líquida / liquid propulsion, motor foguete / rocket-engine, propelente líquido / liquid propellant, combustão de spray / combustion of spray.

1. INTRODUÇÃO

A utilização da tecnologia de motor foguete a propelente líquido apresenta-se como uma necessidade para as próximas versões do veículo lançador de satélites do país. Trata-se de uma tecnologia complexa, de natureza multidisciplinar, envolvendo vários problemas não vivenciados anteriormente, ao longo do desenvolvimento de motor foguete a propelente sólido (Niwa *et al.*, 1997). A experiência dos países avançados tem mostrado que a participação ampla de universidades, centros de pesquisa, indústrias, etc., é imprescindível para que se obtenha êxito nessa nova atividade de desenvolvimento, tendo em vista a grande variedade de especializações requeridas. Neste contexto, o presente trabalho tem como objetivo contribuir com o processo de formação de recursos humanos qualificados, fomentando as pesquisas básicas sobre o assunto.

Dentre as atividades para aquisição de conhecimentos iniciais na área, a maior dificuldade reside na implementação de testes de funcionamento de motor em banco, onde estudos fundamentais sobre sistema de injeção, sistema de ignição, sistema de refrigeração, efeito da geometria da câmara de combustão e da tubeira sobre o desempenho, etc., podem ser realizados efetivamente. O custo elevado para aquisição de equipamentos, a falta de opções

para escolha de propelentes e a falta de informações detalhadas sobre infra-estrutura de ensaio são alguns dos possíveis obstáculos.

Com o objetivo de propiciar um meio prático de conduzir experimentos básicos na área, um motor e um módulo de ensaio de concepção simples, transportável e de fácil reprodução foram projetados e construídos. O par hipergólico ácido nítrico (oxidante) / álcool furfurílico (combustível), produzidos em plantas nacionais, foi utilizado como propelente nos testes iniciais. Álcool etílico e querosene de aviação também foram testados com o mesmo oxidante. Os resultados dos testes preliminares mostram que o sistema é viável. Detalhes construtivos e operacionais do módulo de ensaio são apresentados juntamente com os resultados de testes preliminares do motor.

2. DESCRIÇÃO DO MOTOR FOGUETE

O motor foguete é composto por uma câmara de combustão cilíndrica de parede não-refrigerada e uma placa injetora com possibilidade de acoplar até sete bicos de injeção do tipo centrífugo. As características principais do motor estão apresentadas na tabela 1.

Tabela 1. Características principais do motor.

Número de elementos de injeção admissível	7
Diâmetro da câmara	32,3 mm
Diâmetro da garganta da tubeira	6,8 mm
Diâmetro da saída da tubeira	12,5 mm
Comprimento da parte cilíndrica da câmara	60,0 mm
Comprimento total da câmara	88,8 mm
Razão de áreas A_c / A_g	22,6

A_c : área da seção transversal da câmara;

A_g : área da seção transversal da garganta da tubeira.

Dentre os sete bicos de injeção, um deles, centrado no eixo longitudinal da câmara de combustão, tem a função de injetar o combustível; os demais, circunferencialmente distribuídos ao redor do primeiro, têm a função de injetar o oxidante. Essa construção permite que o fluxo mássico de propelente seja alterado mediante

substituição de bicos de injeção por outros, com características distintas em termos de vazão, ou mediante redução do número de bicos de injeção do oxidante.

A placa injetora permite comunicação para o interior da câmara, através de um orifício, por onde a pressão da câmara pode ser monitorada.

O comprimento da parte cilíndrica da câmara pode ser aumentado mediante instalação de anéis espaçadores, de diâmetro interno 32,3 mm (diâmetro interno da câmara), entre a placa injetora e a câmara de combustão.

Todos os componentes foram confeccionados em aço inoxidável 304.

3. DESCRIÇÃO DO MÓDULO DE ENSAIO

O módulo de ensaio é constituído, basicamente, de dois circuitos similares e independentes, um para oxidante e outro para combustível. A figura 1 apresenta um esquema simplificado do módulo.

Conforme mostra a figura 1, cada circuito contém um tanque T para armazenagem de propelente, com capacidade de dois litros, cinco válvulas de agulha V1, V2, V3, V4 e V5, uma eletroválvula V6, conexões e tubos de aço inoxidável de 6 mm de diâmetro externo e 1 mm de espessura de parede.

O circuito prevê a entrada de nitrogênio sob pressão, na parte superior do tanque (a), proveniente de um reservatório com válvula reguladora de pressão, um desvio para respiro (b), um desvio para carregamento de propelente (c), um desvio para dreno (d).

Uma célula de carga (e), para medição do empuxo, e um transdutor de pressão (f), para medição da pressão no interior da câmara de combustão, são instaladas, respectivamente, no espaço entre o motor e o suporte de fixação do motor e na placa injetora do motor.

Para a realização de ensaio, as seguintes operações seqüenciais são previstas:

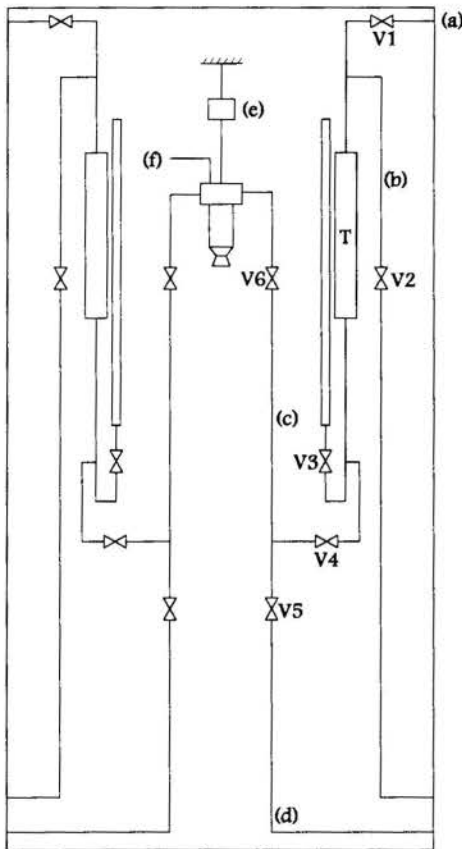


Figura 1 - Esquema do módulo de ensaio.

(1) Carregamento do tanque: é feito, por gravidade, através do desvio (c), mantendo as válvulas V2 e V3 abertas e as demais, fechadas.
 (2) Pressurização do tanque: é realizada através da entrada (a), com nitrogênio a uma pressão pré-determinada, com a válvula V1 aberta e as demais fechadas. O acoplamento de nitrogênio na entrada (a) pode ser mantido para funcionamento de longa duração.

(3) Retirada de ar da linha: é realizada com a abertura da válvula V6 controlada remotamente, mantendo apenas a válvula V4 aberta. Após a retirada de ar, deve-se lavar o interior da câmara de combustão com água; esse procedimento é importante, principalmente quando se trata de propelente hipergólico.

As operações (1), (2) e (3) devem ser repetidas para o combustível e para o oxidante, antes de passar para a operação seguinte.

(4) Ensaio do motor: é realizado com a abertura simultânea das eletroválvulas V6, mantendo as válvulas V4 (e V1, eventualmente) abertas e as demais, fechadas.

A lavagem das diferentes partes do circuito pode ser feita, pela combinação de abertura e fechamento das válvulas disponíveis. Por

exemplo, para lavagem dos bicos injetores, fecha-se a válvula V4 e abre-se as válvulas V5 e V6, e injeta-se o fluido de limpeza através de (d).

Para a determinação do consumo, a massa de propelente no tanque e o tempo do ensaio são medidos.

O presente módulo de ensaio pode ser utilizado, também, para teste de injetores, repetindo, basicamente, os procedimentos anteriores.

4. DESCRIÇÃO DOS ENSAIOS

Os ensaios foram realizados com ácido nítrico fumegante branco (pureza mínima de 97,5%) como oxidante e álcool furfurílico (pureza mínima de 99%) como combustível. Trata-se de um par hipergólico, não havendo, portanto, necessidade de sistema de ignição no motor.

A figura 2 mostra o sistema completo, pronto para ensaio. A foto mostra, também, a tubulação de exaustão, cuja finalidade é a diluição (com água) de propelente residual e o direcionamento dos gases provenientes da queima. A figura 3 mostra o sistema em funcionamento.

O controle e a aquisição de dados foram executados mediante utilização dos seguintes equipamentos:

- Computador HP mod. 382.

- Sistema de aquisição de dados HP-385A.
- Sistema de controle e aquisição de dados HP-3497A.
- Célula de carga BLH modelo C3P1.
- Transdutor de pressão Bourns modelo 745.
- Transdutor de pressão Sfim modelo 671.

Dois tipos de procedimentos de ensaio foram adotados para confirmar a regularidade de funcionamento do sistema:

- ensaio de curta duração, onde inspeções gerais do sistema foram realizadas a cada queima de aproximadamente 2 segundos;
- ensaio de longa duração, onde várias queimas (pulsos) de durações pré-programadas foram realizadas continuamente. Os intervalos entre os pulsos também foram pré-programados.

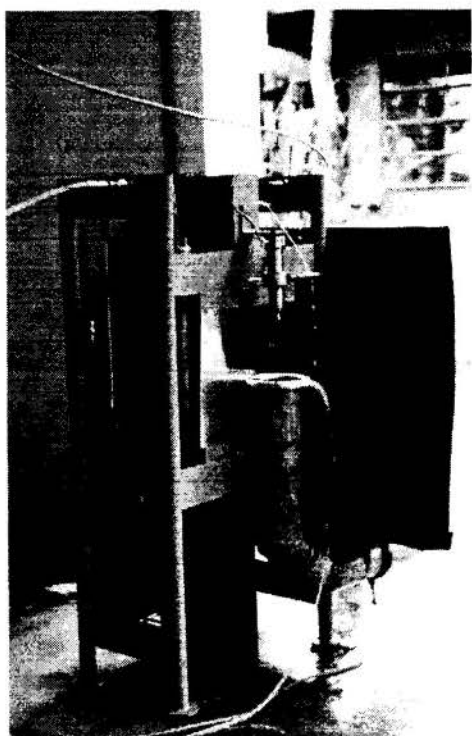


Figura 2 - Sistema motor/módulo de ensaio.

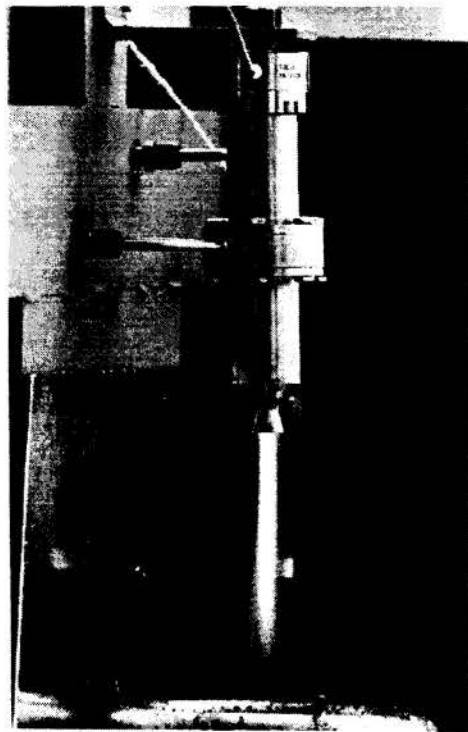


Figura 3 - Motor em funcionamento.

5. RESULTADOS DOS ENSAIOS

5.1 Ensaio Preliminar de Curta Duração

Vários ensaios de uma única queima foram realizados nesta etapa. A figura 4 mostra um resultado típico obtido. No exemplo mostrado, a razão de mistura oxidante / combustível (O/F) foi de 2,8, valor próximo da razão estequiométrica para o par considerado. Alguns fatos relevantes, quanto ao funcionamento do sistema, podem ser observados pelo referido gráfico:

- O intervalo de tempo entre o início do sinal de comando elétrico e o início da elevação da pressão na câmara, inclui, basicamente, dois efeitos: as inércias inerentes às aberturas das eletroválvulas e o retardo de ignição do par hipergólico. As inércias das eletroválvulas, na faixa de pressões de tanque utilizada, tiveram um efeito retardante de aproximadamente 50 ms, valor confirmado, inclusive, nas outras séries de ensaios. O tempo restante, de aproximadamente 150 ms neste caso, associado ao retardo de ignição, refere-se à parcela que pode trazer conseqüências danosas ao motor.

- O problema decorrente do retardo de ignição excessivamente longo fica evidente com a ocorrência de um pico de pressão, de aproximadamente 0,9 MPa, no início de funcionamento do motor, indicando um acúmulo de propelente na câmara de combustão, antes da ocorrência da ignição; a curva de empuxo também registra esse efeito.
- As oscilações na curva de empuxo são conseqüências da não-fixação da base do módulo de ensaio (vide figura 2) somada ao efeito das oscilações presentes na câmara de combustão. Sabe-se que combustão em um motor foguete a propelente líquido nunca ocorre em regime completamente estável: flutuações na pressão, velocidade, etc. estão sempre presentes. Em geral, considera-se como regime de combustão normal quando as flutuações na pressão não excedem $\pm 5\%$ da pressão média da câmara (Sutton, 1986). No resultado apresentado, as flutuações ultrapassam, ligeiramente, o limite especificado. Trata-se de um problema que necessita ser pesquisado com rigor maior no futuro.

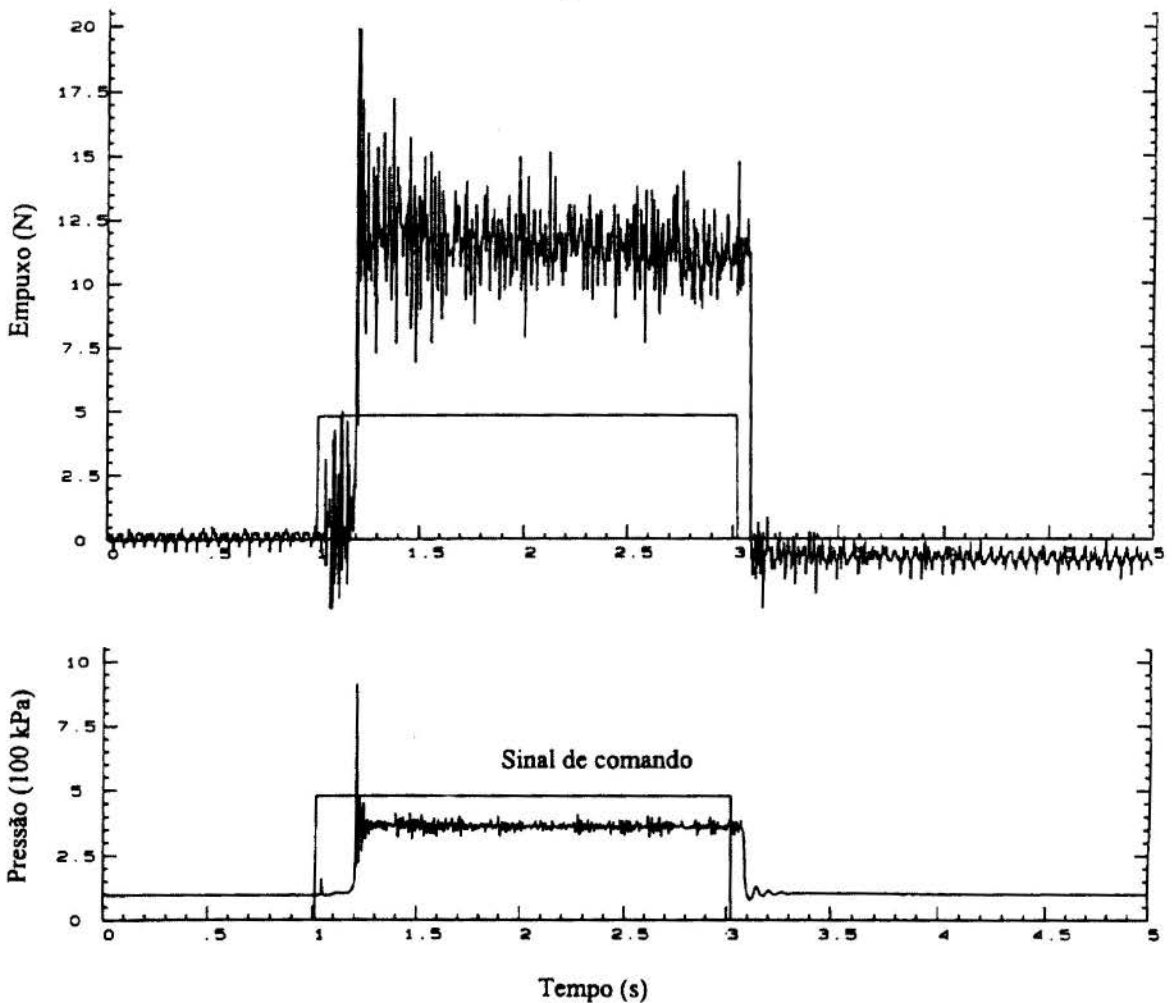


Figura 4 - Variação da pressão e do empuxo no tempo; (O/F): 2,8.

O retardo de ignição pode ser afetado por diversos fatores físicos e químicos, entre eles as proporções e o grau da mistura, a pressão, a temperatura e a característica das substâncias envolvidas. Alguns desses efeitos ficam evidentes nos resultados de queima pulsada, a serem discutidos posteriormente.

A tabela 2 mostra o resumo dos resultados obtidos. Os valores teóricos foram calculados considerando-se escoamento “congelado” na tubeira.

Tabela - 2 Resumo dos resultados experimentais e teóricos.

O/F	m (10^{-3} kg/s)	p_c (MPa)	I_{spe} (s)	I_{spt} (s)	ΔI_{sp} (%)
2,8	11,7	0,36	105	146	28,1
3,3	13,4	0,40	120	148	18,9

m: fluxo mássico total de propelente; p_c : pressão na câmara; I_{spe} : impulso específico experimental; I_{spt} : impulso específico teórico; ΔI_{sp} : erro relativo entre o impulso específico teórico e o experimental.

A tabela 2 mostra que o ΔI_{sp} diminuiu significativamente com o aumento de (O/F). A redução da tendência para formação de fuligem seria uma das possíveis explicações para esse efeito. As seções que seguem fornecem mais detalhes sobre o assunto.

5.2 Ensaio de Longa Duração em Regime Pulsado

Os ensaios preliminares permitiram verificar que o sistema motor/módulo de ensaio é operacional em regime de funcionamento de curta duração. A presente etapa, por outro lado, teve como objetivo verificar o comportamento do sistema em regime de funcionamento pulsado e, ao mesmo tempo, levantar possíveis anomalias ocasionadas pelo acúmulo de séries de ensaios pulsados.

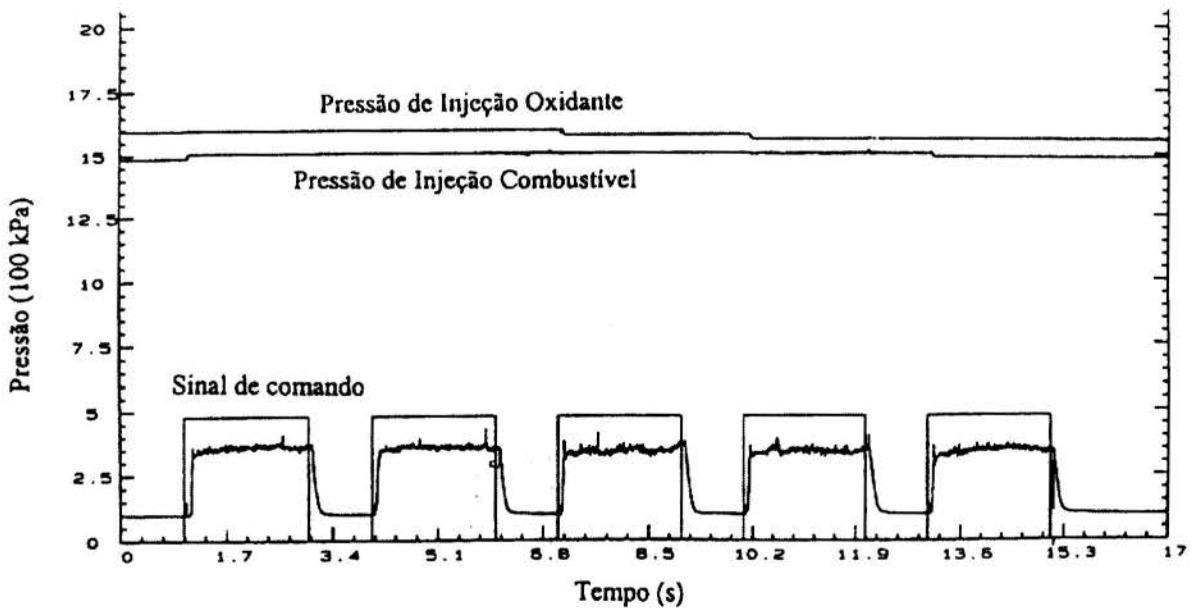


Figura 5 - Variação temporal da pressão na câmara de combustão e nos tanques; (O/F): 2,8.

A figura 5 mostra um resultado típico de ensaio com uma série de pulsos de 2 segundos, a cada intervalo de 1 segundo, perfazendo um total de 10 segundos de funcionamento. A figura mostra, também, as pressões dos tanques de oxidante e combustível durante o ensaio. Verifica-se que as pressões permaneceram estáveis, dentro de uma faixa aproximada de 5% da pressão média dos tanques. Essa faixa foi mantida, inclusive, nas demais séries de ensaios.

Pode-se observar, na mesma figura, que os retardos não são acentuados nessas condições de funcionamento. No caso mostrado, o primeiro pulso da série já inicia em condições favoráveis para ignição, já que tanto a câmara de combustão como o propelente retido na

placa injetora ainda conserva o calor gerado na série de pulsos anterior. De fato, não se observa nenhuma sobrepressão, do tipo mostrada na figura 4, no início de cada pulso. O efeito da temperatura sobre o retardo de ignição poder ser constatado, inclusive, observando-se os cinco pulsos da figura 5: o retardo do primeiro pulso é ligeiramente longo em relação aos dos demais.

Dentro da programação visando detectar possíveis anomalias ocasionadas pelo acúmulo de séries de ensaios pulsados, verificou-se que, para uma razão de mistura (O/F) de 2,8, um tempo de funcionamento de aproximadamente 70 segundos pode provocar acúmulo de material residual no interior da câmara, a ponto de inviabilizar um funcionamento estável.

A figura 6 mostra a foto da placa injetora após 78 segundos de funcionamento. A análise térmica realizada no material residual permitiu concluir que o mesmo é composto, basicamente, por material polimerizado (material orgânico não carbonizado) e material carbonizado (Lourenço, 1997).

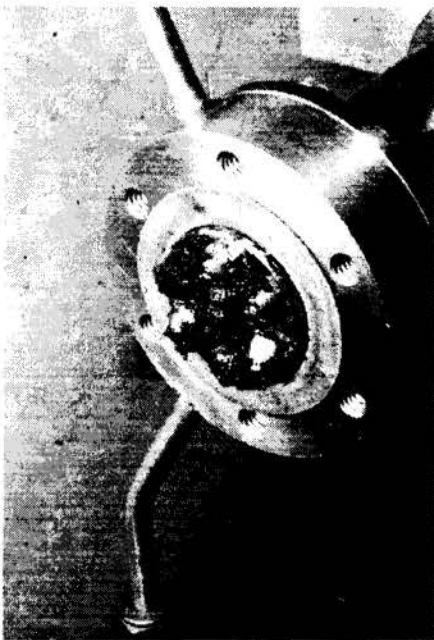


Figura 6 - Placa injetora, 78 s de ensaio.

conduzidos para uma razão de mistura (O/F) de 3,3, indicaram que o acúmulo de material residual diminuiu sensivelmente, não havendo comprometimento de funcionamento. Ao mesmo tempo, o retardo de ignição também decresceu em função do melhoramento da qualidade da mistura, não sendo registrado pico de pressão do tipo mostrado na figura 4.

O presente resultado serviu, inclusive, para apontar alguns problemas de ordem prática, já que o ensaio simula o regime de funcionamento de um motor para controle de atitude de um veículo lançador ou de um satélite. Assim, caso o par ácido nítrico / álcool furfurílico venha a ser utilizado em motores para controle de atitude, por exemplo, cuidados especiais deverão ser tomados com relação ao problema de formação de material residual na câmara de combustão.

5.3 Ensaios com Propelentes Não-Hipergólicos

Com a finalidade de verificar o funcionamento do sistema motor/módulo de ensaio, para casos de propelentes não-hipergólicos, adotou-se o ácido nítrico como oxidante e o querosene de aviação (QAV-1) e o álcool etílico como combustível (Niwa, 1994). O procedimento utilizado foi basicamente o descrito na seção 4.

A ignição foi obtida mediante utilização de álcool furfurílico nas tubulações, no trecho entre o tanque de querosene (ou de álcool etílico) e a eletroválvula, num total de 30 ml, aproximadamente. Essa quantidade foi suficiente para iniciar a combustão espontânea com o ácido nítrico. Após o consumo do álcool furfurílico, o querosene (ou o álcool etílico), proveniente do tanque, passou a sustentar a combustão com o ácido nítrico. Estudos detalhados sobre propelentes não-hipergólicos serão realizados no futuro, utilizando-se do presente módulo de ensaio e de um novo motor com sistema de ignição próprio.

6. CONCLUSÃO

Com o objetivo de propiciar um meio prático de conduzir experimentos básicos na área de propulsão líquida, um sistema motor/módulo de ensaio de concepção simples, transportável e de fácil reprodução foi projetado e construído. O par hipergólico ácido nítrico / álcool furfurílico, ambos produzidos em plantas nacionais, foi utilizado como propelente nos testes iniciais. Álcool etílico e querosene de aviação também foram testados com o mesmo oxidante.

Os resultados dos ensaios mostram que:

- o sistema permite utilização de propelentes hipergólicos e não-hipergólicos;
- o par ácido nítrico / álcool furfurílico, para (O/F) 2,8, propicia acúmulo de resíduo pós-queima na câmara de combustão e apresenta um impulso específico 28,1% abaixo do valor teórico; (O/F) de 3,3 reduz a tendência de acúmulo de resíduo e melhora o desempenho, apresentando um impulso específico 18,9% abaixo do valor teórico;
- o retardo de ignição apresenta uma forte dependência à qualidade da mistura oxidante / combustível e à temperatura inicial do propelente e da câmara de combustão.

7. REFERÊNCIAS

Lourenço, V. L. Análise Térmica de Resíduo de Queima de Propelente Líquido, *Relatório de Ensaio AT/TGA-V07/97*, AQI, IAE, CTA, 1997.

Niwa, M. Propulsão Líquida - Seleção de Propelentes Nacionais, *Relatório Técnico 081-ASE-P/94*, IAE, CTA, 1994.

Niwa, M. & Yoshino T. Propulsão Líquida no Brasil, *COBEM 97*, Bauru, 1997.

Sutton, G. P. *Rocket Propulsion Elements - An Introduction to the Engineering of Rockets*, John Wiley & Sons, New York, 1986.

AGRADECIMENTO

O primeiro autor agradece à FAPESP pelo apoio recebido durante a fase inicial do presente Projeto.



PAPER CODE: COB729

PROPULSÃO LÍQUIDA NO BRASIL / LIQUID PROPULSION IN BRAZIL

MÁRIO NIWA & TOSHIKI YOSHINO

*Instituto de Aeronáutica e Espaço, Centro Técnico Aeroespacial, IAE/CTA
CEP 12.228-904 São José dos Campos, Brasil - E-mail: niwa@iconet.com.br*

Abstract

The knowledge already accumulated on technology of solid propellant rocket-engine allows Brazil to develop propulsion systems for small launch vehicles. To obtain commercially feasible class vehicles however, the inclusion of stages with liquid propellant rocket-engine becomes a necessary condition. It is a complex technology that involves long-term big volume investment. Therefore, initial planning should be carefully prepared in order to direct the development activities in an effective way. In this work, it is intended to give contribution in this direction, analyzing some fundamental aspects for assimilating the new technology. Initially, main advantages and disadvantages that each of propulsion systems, liquid and solid, adds in a vehicle are discussed. Finally, configuration options for the next Brazilian Launch Vehicle are discussed for directing the activities for capability development.

Keywords

Propulsão líquida / liquid propulsion, motor foguete / rocket-engine, propelente líquido / liquid propellant, propelente sólido / solid propellant

1. INTRODUÇÃO

O Brasil já acumula uma base considerável de conhecimentos em tecnologia de motor foguete a propelente sólido (MFPS), sistema que compõe os estágios do atual veículo lançador de satélites (VLS-1) e de diversos foguetes de sondagem construídos no país. Como um próximo passo na evolução da família de veículos lançadores do país, o Programa Nacional de Atividades Espaciais (PNAE), da Agência Espacial Brasileira (AEB), prevê o desenvolvimento de um veículo para lançamento de satélite em órbita baixa, com porte para aplicação comercial.

A iminência do desenvolvimento deste novo veículo lançador, o VLS-2, reacende uma antiga discussão sobre o tipo de propelente, líquido ou sólido, a ser utilizado. Tomando como base exemplos de vários veículos ocidentais e orientais, observa-se que o porte do VLS-2 encontra-se num limiar onde sistemas exclusivamente sólidos deixam de ter as suas vantagens, cedendo lugar às vantagens dos sistemas líquidos. A utilização exclusiva de sistemas sólidos neste caso nos parece que só é válida se já existisse uma base instalada no país para a produção de motores sólidos com massas de propelente acima de 50 t. Diante desta realidade, a continuidade dos sistemas propulsivos exclusivamente sólidos no VLS-2 implicaria na aplicação de pesados investimentos para a construção de MFPS de porte compatível com as necessidades desse novo veículo.

Desta forma, torna-se extremamente oportuna a utilização e o direcionamento destes

investimentos para a área de motores foguetes a propelente líquido (MFPL), visto que a sua utilização no VLS-2, e outros no futuro, é uma necessidade. É importante ressaltar que a utilização de sistemas líquidos no VLS-2 não deverá excluir a possibilidade de utilização dos sistemas sólidos. Os exemplos em veículos americanos (Delta e Titan), europeus (Ariane 4), japoneses (H-1 e H-2) e indianos (PSLV) têm mostrado que a combinação de sistemas líquidos e sólidos num mesmo veículo trazem vantagens consideráveis.

O desenvolvimento de MFPL envolve tecnologia complexa e exige grande volume de investimento a longo prazo. As experiências dos países com o domínio do assunto têm demonstrado que o ciclo de desenvolvimento de um sistema líquido de grande porte dura, em média, cinco a dez anos (Mochizuki *et al.* 1986, Sergienko *et al.*, 1996). Ao mesmo tempo, elas têm demonstrado, também, a necessidade de uma ampla participação de indústrias, universidades, centros de pesquisa, etc., nas atividades de pesquisa e desenvolvimento, face ao envolvimento de vários problemas complexos de natureza multi-disciplinar. Estudos iniciais criteriosos são essenciais, portanto, para que se direcione objetivamente as atividades na área.

Pretende-se, no presente trabalho, fornecer contribuições nesse sentido, analisando alguns aspectos relevantes no processo de assimilação da nova tecnologia. Inicialmente, as principais vantagens e desvantagens que cada um desses sistemas de propulsão introduz num veículo são discutidas. A seguir, experiências de outros países como a China, a Índia e o Japão, que passaram por processos semelhantes em épocas relativamente recentes são levantadas e discutidas. Finalmente, opções de configuração do próximo veículo lançador do país, VLS-2, são discutidas, visando direcionar as atividades de capacitação na área.

2. MOTOR FOGUETE A PROPELENTE LÍQUIDO

2.1 Vantagens e Desvantagens

Conforme discutido anteriormente, o sistema de propulsão baseado em propelente líquido, quando utilizado independentemente ou em conjunto com o sistema sólido, pode melhorar consideravelmente o desempenho e a versatilidade de um veículo. A Tabela 1 mostra as vantagens típicas que podem ser obtidas com a adoção de cada um desses sistemas.

Tabela 1 - Principais vantagens obtidas com a utilização de MFPL e MFPS.

MFPL	MFPS
<ul style="list-style-type: none"> - Permite variação no empuxo - Permite variação no tempo de funcionamento e interrupção quando desejado. - Pode ser reacendido 	<ul style="list-style-type: none"> - Simplicidade de construção - Simplicidade no lançamento - Facilidade na estocagem

As vantagens inerentes ao MFPL, mostradas na tabela 1, são de grande valia para um veículo lançador, no sentido de melhorar os recursos de controle e guiagem e, como conseqüência, a precisão na injeção em órbita. No entanto, a sua obtenção é relativamente complicada, tendo em vista a necessidade de uma câmara de combustão de construção complexa, várias válvulas de precisão e um mecanismo complexo de alimentação que inclui, normalmente, bombas e turbinas.

Por outro lado, o sistema líquido leva vantagem sobre o sistema sólido, em termos de desempenho, principalmente quando se requer motores de grande porte. A seção seguinte trata desse aspecto.

2.2 Análise de Desempenho

O impulso específico I_{sp} , um dos principais parâmetros normalmente utilizados para avaliar o desempenho de um motor foguete, pode ser derivado a partir da equação de conservação de energia e é dado simplificadamente por (Sutton, 1986):

$$I_{sp} = \sqrt{\left(\frac{2k}{k-1}\right) \frac{RT_c}{gM} \left[1 - \left(\frac{p_e}{p_c}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \quad (1)$$

onde:

k : razão dos calores específicos a pressão e a volume constantes;

R : constante dos gases;

T_c : temperatura na câmara de combustão;

g : constante gravitacional;

M : massa molecular média dos produtos de combustão;

p_e : pressão na saída da tubeira e

p_c : pressão na câmara de combustão.

Verifica-se, pela equação acima, que o aumento no impulso específico pode ser obtido mediante aumento da temperatura na câmara, redução da massa molecular média dos produtos de combustão ou aumento da pressão de operação da câmara de combustão.

Os parâmetros M e T_c , em particular, dependem basicamente das características físico-químicas dos propelentes, sejam sólidos ou líquidos. Melhorias no desempenho podem ser obtidas, portanto, mediante aprimoramento dos propelentes existentes ou desenvolvimento de novos propelentes. Observa-se que, na prática, progresso nesse sentido tem sido extremamente lento.

A alternativa de aumentar a pressão na câmara p_c depende, basicamente, de aprimoramento de projetos e dos materiais. No caso de MFPS, o invólucro que contém o propelente faz parte do sistema motor e é submetido a alta pressão durante a queima. Assim, a alternativa de aumentar a pressão na câmara tem sido utilizada com restrição, já que isso implica em aumento de peso, pela necessidade de reforçar a estrutura do invólucro. A concepção de MFPS limita, inclusive, a construção de motores de grande porte, já que aumento na quantidade de propelente significa aumento de volume e peso da estrutura do invólucro.

No caso de MFPL, a estrutura (tanque) que contém o propelente não faz parte do sistema motor. Significa que apenas os elementos após as turbobombas (válvulas principais do motor, câmara de combustão, tubeira, etc.) são submetidos a alta pressão e, conseqüentemente, a penalização do tanque em termos de peso não é tão crítica como no caso de MFPS. Melhoria notável tem sido conseguida, nas últimas décadas, na área de MFPL, mediante atuação nesse parâmetro. Cita-se como exemplos os motores SSME (Space Shuttle Main Engine) dos EUA e o RD-170 da Rússia, que operam com pressões superiores a 20 MPa (Isakowitz, 1991).

Essa análise envolvendo sistemas líquido e sólido tem como referência o atual estado da arte na área; as desvantagens aparentes de um MFPS podem vir a ser reduzidas ou até eliminadas com o desenvolvimento de novos materiais estruturais, novos propelentes, etc., no futuro (Kaszubowski, 1995).

Conforme já mencionado, a próxima versão do veículo lançador do país, o VLS-2, no porte previsto pelo PNAE, já justifica a utilização de MFPL em seus estágios e o domínio dessa nova tecnologia apresenta-se como uma necessidade dentro do programa espacial nacional.

No entanto, por tratar-se de uma área pouco conhecida no país, existem ainda dificuldades naturais no direcionamento das atividades. Visando fornecer subsídios para que as atividades de pesquisa e desenvolvimento sejam conduzidas objetivamente, experiências de outros países são discutidas a seguir.

3. PROGRAMAS ESPACIAIS DA CHINA, ÍNDIA E JAPÃO

O privilégio de explorar comercialmente o espaço ainda pertence a um grupo limitado de países (por exemplo, os EUA, a Rússia, a Comunidade Européia, a China, o Japão e a Índia), com o domínio da tecnologia de lançamento de satélites. O Brasil, tendo optado por ingressar nesse grupo, não deve deixar de conhecer e aprender com as experiências vividas por esses países. Tendo em vista esta necessidade, históricos de países pertencentes ao grupo foram levantados, dando-se enfoque à tecnologia de sistema líquido.

A China, a Índia e o Japão foram os países escolhidos para realização deste levantamento, já que os mesmos incorporaram o sistema líquido em épocas relativamente recentes, em condições semelhantes ao do Brasil atual.

3.1 Aspectos Relevantes da Transição

A tabela 2 sintetiza os principais fatos que ocorreram durante a transição, aqui definida como sendo o período compreendido entre o início das atividades objetivando o desenvolvimento de sistema líquido de grande porte e o primeiro lançamento do veículo que utiliza esse sistema.

Uma característica importante, comum a todos os países pesquisados, é que um parceiro estrangeiro sempre esteve presente na fase inicial de utilização do sistema líquido de grande porte. Tal fato é uma indicação de que existem, nessa fase, inconveniências (dificuldades técnicas, tempo demasiadamente longo de pesquisas básicas, risco de insucesso, etc.) que justificam um investimento em parceria, que é, certamente, o fator fundamental para reduzir a transição. Além desse fator, outros que podem influir na duração da transição são apontados, incluindo:

- natureza da parceria;
- nível de capacitação do país receptor;
- programa espacial do país receptor;
- nível de priorização e participação do país receptor.

Os resultados do levantamento mostram que o Japão, em particular, foi o país que apresentou melhores condições, com relação aos fatores apontados (Takenaka, 1984, Hashizume *et al.*, 1984). Pode-se destacar, por exemplo, os seguintes aspectos:

- A parceria, no caso japonês, incluiu o fornecimento de tecnologias para desenvolvimento de sistema lançador completo, infra-estrutura para lançamento e demais tecnologias correlatas. Com essa providência, o país abreviou o tempo dedicado às pesquisas de apoio. Os demais países, ao contrário, tiveram que resolver, por meios próprios, vários problemas complexos, como por exemplo, integração de estágios líquidos ao veículo, sistemas inerciais, etc..
- O Japão, dispendo de indústrias em ascensão, e sendo o país que mais conduzia pesquisas sobre sistemas líquidos de pequeno porte, antes do período de transição, necessitou apenas de treinamentos específicos (subsistemas complexos como turbobomba, gerador de gás, etc., ainda não eram pesquisados com profundidade). A China, por exemplo, não dispendo de recursos humanos preparados, teve de contornar a deficiência solicitando cursos junto ao país fornecedor (Jun, 1992).

- No início da transição, o Japão efetuou modificações radicais no programa de desenvolvimento em curso, chegando, inclusive, a cancelar alguns projetos de vulto. Esse procedimento foi justificado pela urgência na obtenção de um veículo lançador operacional, no caso, o veículo N-I. Por outro lado, a China dividiu esforços para desenvolver mísseis de

Tabela 2 - Fatos relevantes que cercaram o período de transição.

	FASE (1)	TRANSIÇÃO	FASE (2)
CHINA	<p>ATÉ 1958</p> <ul style="list-style-type: none"> - Poucas pesquisas realizadas devido à guerra civil. 	<p>12 ANOS</p> <ul style="list-style-type: none"> - Fabricação interna de mísseis a propelente líquido (projetos russos) com presença de especialistas russos nos primeiros dois anos, a partir de 1958. Desenvolvimento de mísseis com projetos próprios. - Envio de pesquisadores chineses à Rússia para cursos especializados nas áreas de interesse. - Desenvolvimento do lançador LM-1 de três estágios (sistema líquido no primeiro e segundo estágio), com capacidade para colocar 300 kg em uma órbita baixa. 	<p>APÓS 1970</p> <ul style="list-style-type: none"> - Lançamento do primeiro veículo (1970), LM-1, colocando um satélite de 173 kg em uma órbita de 400 km. - Desenvolvimento e lançamento de veículos da séries FB-1 e LM.
JAPÃO	<p>ATÉ 1969</p> <ul style="list-style-type: none"> - Veículo lançador Q em fase de desenvolvimento; capacidade prevista: 100 kg em órbita circular de 1.000 km. - Estudos preliminares para desenvolvimento do novo veículo lançador N. 	<p>6 ANOS</p> <ul style="list-style-type: none"> - Importação de tecnologias americanas para todos os itens críticos do sistema líquido, em 1969. Fabricação desses itens no próprio país, sob licença. - Reformulação do programa de desenvolvimento, paralizando e alterando, respectivamente, os projetos Q e N. - Desenvolvimento do veículo lançador N-I (lançador N modificado) de três estágios (sistema líquido no primeiro e segundo estágios), com capacidade de colocar 130 kg em uma órbita geoestacionária. 	<p>APÓS 1975</p> <ul style="list-style-type: none"> - Lançamento do primeiro veículo (1975), N-I, colocando um satélite de 82,5 kg em uma órbita de 1000 km. - Desenvolvimento e lançamento de veículos das séries N-II e H-I com tecnologias próprias e importadas e da série H-II (1994), com tecnologias próprias.
ÍNDIA	<p>ATÉ 1978</p> <ul style="list-style-type: none"> - Desenvolvimento do SLV e do ASLV, de quatro estágios sólidos, com capacidade de colocar, respectivamente, 40 e 150 kg em uma órbita baixa. 	<p>15 ANOS</p> <ul style="list-style-type: none"> - Desenvolvimento do motor a propelente líquido PS2 (2º estágio do PSLV), baseado em know-how técnico obtido da França (motor Viking da firma SEP), em 1978. - Primeiro lançamento do SLV em 1980 e primeiro lançamento (com sucesso) do ASLV em 1992. - Condução de negociação com a Rússia para aquisição de motor criogênico e tecnologia para sua fabricação. - Desenvolvimento do lançador PSLV, de quatro estágios (sistema líquido no segundo e quarto estágios), com capacidade de colocar 1000 kg em órbita polar. 	<p>APÓS 1994</p> <ul style="list-style-type: none"> - Lançamento do primeiro veículo PSLV (1994). - Desenvolvimento do lançador GSLV, de três estágios, com capacidade de colocar 2500 kg em uma órbita de transferência geoestacionária.

FASE (1): Predominância do sistema de propulsão a propelente sólido no veículo lançador.

FASE (2): Predominância do sistema de propulsão a propelente líquido no veículo lançador.

um único estágio, enquanto a Índia condicionou o uso de sistema líquido após a obtenção de veículos SLV e ASLV, ambos utilizando propelentes sólidos.

Face a essas condições favoráveis, o período de transição, no caso japonês, foi significativamente inferior aos demais, conforme mostra a tabela 2.

Cabe ressaltar que o sistema de parceria adotado pelos países pesquisados sempre incluiu o produto e a transferência de tecnologia para produzi-lo no país de destino. A tabela 3 apresenta um descrição sumária dos motores envolvidos nas parcerias.

Tabela 3 - Características dos motores envolvidos na parceria (Isakowitz, 1991).

Motor	Origem	Destino	Empuxo kN	Propelente	Descrição
P-2	URSS	China	(*)	LOX/Alc	Versão melhorada do V-2 alemão
Viking IV	França	Índia	785(vác.)	NTO/UH25	Primeiro estágio do Ariane I
MB-3	USA	Japão	770	LOX/Ker	Primeiro estágio do Thor Delta

(*) Dado não disponível (o empuxo do V-2 alemão era aproximadamente 260 kN).

LOX: Oxigênio Líquido; Alc: Álcool; NTO: Tetróxido de Nitrogênio; UH25: Mistura (em massa) Hidrazina 25% e Dimetilhidrazina Assimétrica 75%; Ker: Querosene.

4. UM PARALELO COM A SITUAÇÃO DO BRASIL

Conforme consta no PNAE, o VLS-2, destinado a colocar satélites de até 1000 kg em órbita polar de 1000 km, deverá ter como uma das diretrizes a viabilização comercial, nos níveis nacional ou internacional, tirando partido das condições privilegiadas de lançamento a partir de Alcântara. Essa necessidade comercial é um dos fatores que deve influir na definição do grau de urgência para a operacionalização do veículo.

Na hipótese de extrema urgência, uma parceria similar àquela observada no Japão poderia ser adotada, envolvendo grandes investimentos em um curto espaço de tempo, adquirindo quase que a totalidade de todos os subsistemas do veículo. Caso contrário, uma adaptação do modelo de transição da China e da Índia poderia ser adotada.

Cabe observar que a simples aquisição de um sistema motor não significa uma garantia de domínio sobre o assunto. Preparação de recursos humanos qualificados e de infra-estruturas adequadas são passos fundamentais no processo de capacitação.

Em virtude do caráter comercial, além do aspecto capacitação nacional, o desenvolvimento do VLS-2 exigirá o envolvimento de uma empresa no país e uma forte parceria externa. Organizações governamentais como CTA e INPE deverão dar suporte a este desenvolvimento nas áreas de engenharia, fabricação e, principalmente, ensaios.

4.1 Capacitação Necessária ao Brasil

Para que as atividades de capacitação na área sejam orientadas objetivamente, é importante que se conheça as características prováveis do VLS-2.

Tendo sido definida a missão do VLS-2, dentro do PNAE, estudos sobre as possíveis configurações podem ser realizados. Por exemplo, análises preliminares permitem verificar que configurações do tipo dois ou três estágios, propulsados a MFPL (oxigênio líquido como oxidante e querosene como combustível no primeiro e no segundo estágio), podem atender à missão prevista. Nessas condições, os motores, cujo empuxo no nível do mar estejam dentro da faixa especificadas na tabela 4, podem vir a compor um dos estágios do VLS-2 (Loukiantchkov, 1996). O terceiro estágio, por ser um motor de concepção simples, não foi incluído na discussão.

Tabela 4 - Faixas de empuxo para primeiro e segundo estágios de veículo do porte do VLS-2.

Estágio	Empuxo (Nível do Mar) [kN]
Primeiro	800 a 1550
Segundo	70 a 350

Dentro desse critério, tendo definido, por exemplo, um MFPL de 1425 kN de empuxo para o primeiro estágio, para que se obtenha um veículo de dois estágios com capacidade de lançamento aceitável, segundo característica mostrada na figura 1, obtida mediante análise balística (Loukiantchkov, 1996), é necessário que se incorpore um segundo estágio com um empuxo aproximado de 85 kN. As características de massa de cada estágio são dadas na tabela 5.

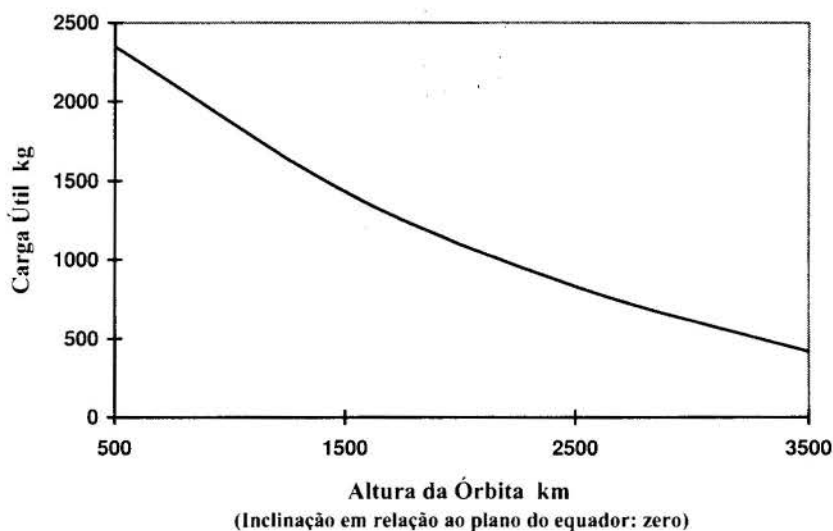


Figura 1 - Capacidade de lançamento de um veículo do porte do VLS-2.

Tabela 5 - Características de massa de um veículo do porte do VLS-2.

Parâmetro	Primeiro Estágio	Segundo Estágio
Massa inicial kg	95.035	12.845
Massa do propelente kg	75.077	10.283
Massa estrutural kg	7.112	1.572

Verifica-se, pelo estudo anterior, que o país necessita formar, a médio e a longo prazo, recursos humanos e infra-estruturas para fabricação e qualificação de MFPL de pequeno e de grande porte.

A experiência dos países avançados mostra que os dois portes de motores considerados requerem, em geral, infra-estruturas independentes para testes. As atividades de capacitação podem ser programadas, portanto, em dois segmentos separados, em etapas distintas, se necessário.

Considerando-se as condições gerais do país, em termos de capacitação inicial, disponibilidade de recursos, etc., uma seqüência razoável seria iniciar com atividades de capacitação em motores de pequeno porte, que proporcionaria conhecimentos iniciais para desenvolvimento de motores de grande porte e de motores criogênico de alto desempenho (oxigênio líquido / hidrogênio líquido), para o futuro.

Dentro do processo de formação de recursos humanos qualificados, o CTA, através do ITA e do IAE, já implantou um curso de especialização a nível de pós-graduação na área de propulsão líquida.

Em paralelo, um laboratório de propulsão onde serão implantados os meios necessários à condução de pesquisas, desenvolvimentos, montagens e ensaios de MFPL está sendo construído (Niwa *et al.* 1997).

5. CONCLUSÃO

No presente trabalho, fatores considerados importantes na decisão de se partir para a utilização e desenvolvimento de motores foguete a propelente líquido no Brasil foram abordados. Também, aspectos relevantes envolvidos no processo de assimilação de tecnologias de propulsão líquida foram levantados e discutidos. As principais sugestões são sintetizadas a seguir:

- Considerar, na medida do possível, a inclusão de uma parceria durante o período de assimilação da nova tecnologia.
- Dar preferência a uma parceria que permita a obtenção do produto juntamente com a tecnologia para produzi-lo internamente.
- Iniciar as atividades de pesquisa e desenvolvimento na área de MFPL de pequeno porte.
- Manter, melhorar e ampliar a base de recursos humanos hoje existentes para a área.

6. REFERÊNCIAS

- Hashizume, H. & Tamura, Y. Development of Ground Facility for N-I Rocket, *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, vol. 32, nº 366, pp. 363-376, 1984.
- Isakowitz, S. J. *International Reference Guide to Space Launch Systems*, AIAA, 1991.
- Jun, Z. *China Today: Space Industry*, Astronautic Publishing House, Beijing, 1992.
- Kaszubowski, M. J. A Simple Technology Forecasting Technique Applied to Major U.S. Launch Vehicles, AIAA, Paper 95-3091, 1995.
- Loukiantchikov, A. *Analysis of Launch Vehicles*, ICAS Cosmos, vol. 1, Moscow, 1996.
- Mochizuki, M. & Sogame, E. Development of H-I Second Stage Propulsion System, *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, vol. 34, nº 387, pp. 175-184, 1986.
- Niwa, M., Alves, M. A. C., Vieira, C.R. A. & Vidal, R. P. Experimentos Básicos Sobre Motor Foguete a Propelente Líquido *COBEM 97*, Dez. 1997. (Trabalho aceito para publicação)
- Sergienko, A. & Chervakov, V. Russian Rocket Engines Design, *Proceedings of 5th International Symposium on Propulsion in Space Transportation*, Paris, 1996.
- Sutton, G. P. *Rocket Propulsion Elements - An Introduction to the Engineering of Rockets*, John Wiley & Sons, New York, 1986.

Tema 31

Sistemas Hidráulicos e Pneumáticos



PAPER CODE: COB903

**CONFIGURAÇÃO DE SISTEMAS DE COGERAÇÃO CONSIDERANDO
A SENSIBILIDADE DO INDICADOR DE VIABILIDADE /
CONFIGURATION OF COGENERATION SYSTEMS CONSIDERING THE
VIABILITY INDICATOR SENSIBILITY**

ANDRÉ RAMON SILVA MARTINS & LUIZ AUGUSTO HORTA NOGUEIRA

*Departamento de Engenharia Mecânica, Escola Federal de Engenharia de Itajubá - EFEI - Itajubá
CEP 37.500-000 Itajubá, Brasil - E-mail: amartins@iee.efei.rmg.br*

Abstract

Cogeneration has been appointed as an important alternative to supply the increasing demand of electricity in Brazil. Even though this technology presents high thermodynamic efficiency, not always is economically merited, depending basically on the load factor and fuels and electrical energy prices. So it is worthwhile to develop good analysis tools for feasibility studies. In this paper one presents a improved methodology to evaluate the pay-back time of industrial cogeneration plants, determining the energy balance through convolution of thermal and electrical load curves and allowing to estimate the economic indicator in two scenarios. The difference of pay-back time in these scenarios can be used as risk indicator of a particular cogeneration configuration, assisting the decisor to select the proper capacity and best level of supplementary heat to be adopted.

Keywords

Cogeração, Modelagem Térmica, Otimização de sistemas Térmicos
Cogeneration, Thermal Modelling, Thermal Systems Optimisation

1. INTRODUÇÃO

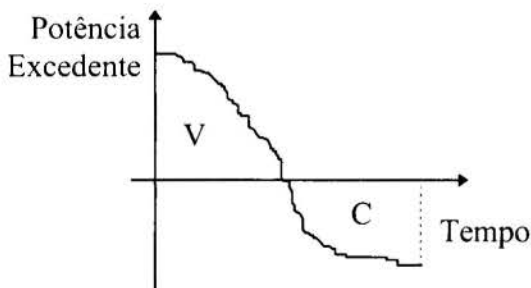
O crescimento do consumo de energia elétrica no Brasil vem apresentando sustentada evolução nos últimos anos, implicando em taxas anuais de expansão significativamente superiores ao crescimento da economia e da própria demanda energética como um todo. Entretanto, por diversos fatores, a capacidade de atendimento desta expansão, mediante tecnologias convencionais, por parte do Setor Elétrico tradicional (empresas de geração e concessionárias de distribuição) vem se mostrando cada vez mais limitada, inclusive apontando-se riscos de déficit a médio e curto prazo. Também como um elemento importante neste cenário, causa e efeito de mudanças, tem-se o progressivo câmbio institucional no setor energético e especialmente na área de energia elétrica, com expectativas de maior participação das unidades de autoprodução sob administração privada, em um contexto de estímulo à competição na oferta energética. Assim, a expansão da cogeração parece encontrar seu momento propício e se destaca como um dos principais e, com certeza, mais racionais caminhos para inserir novas unidades de produção de energia elétrica à capacidade instalada no Brasil.

Compreende-se por cogeração a produção combinada de energia eletromecânica e calor útil a partir de uma única fonte de calor, associando-se a algumas importantes vantagens como a maior eficiência na utilização dos insumos energéticos e o menor impacto ambiental. Em termos mais restritos aos interesses das empresas autoprodutoras, a cogeração pode apresentar razoável economicidade e revelar-se como um bom negócio, aumentando a confiabilidade e a segurança em seu suprimento de energia. Esta tecnologia pode associar-se favoravelmente aos programas de gestão de demanda, bem como apresentar a possibilidade de que capitais privados se comprometam com a geração de energia, postergando investimentos às vezes de difícil realização.

Como um indicativo das alterações do cenário institucional brasileiro no sentido de favorecer a cogeração, podem ser citadas as recentes leis editadas com referência à concessão de serviços públicos (Lei 8987/ 1995) e à produção independente de energia (Lei 9074/ 1995), que embora sejam omissas ou bem pouco explícitas sobre a cogeração enquanto um processo diferenciado e mais eficiente de autoprodução térmica, já melhoram as possibilidades de geração e venda de excedentes de energia elétrica, inclusive para terceiros. Também digno de menção é a maior disponibilidade de gás natural na matriz energética brasileira, em diversas regiões e particularmente no Sudeste. Considerando a importância que os sistemas de cogeração passam a apresentar dentro do contexto atual como uma fonte viável para amenizar o consumo e mesmo incrementar a oferta de energia elétrica, este trabalho busca apresentar uma metodologia para a análise destes sistemas, considerando tanto os aspectos técnicos como os econômicos envolvidos.

2. ANÁLISE ENERGÉTICA

Uma das formas de se realizar a análise energética de sistemas de cogeração consiste em empregar valores médios de consumo de energia e assumir a operação sem variação de carga. Neste caso pode-se utilizar o Método α - β (Nogueira e Santos, 1988), onde o parâmetro α é definido com a razão entre as energias elétrica e térmica consumidas, dependendo apenas do processo e de suas características. Por sua vez, o valor de β é obtido pela razão entre as energias elétrica e térmica útil produzidas, estando assim relacionado apenas com a tecnologia do sistema de cogeração e seu rendimento. A relação entre os valores de α e β indicam preliminarmente a presença ou não de excedentes no balanço de energia. Contudo, cabe observar que em instalações reais dificilmente as demandas não variam com o tempo e podem surgir excedentes mesmo em instalações com capacidade de geração inferior à demanda média. Sinteticamente, tal relacionamento pode ser representado como na Figura 1.



Para $\alpha < \beta$: $V > C \Rightarrow$ Excedentes
 Para $\alpha = \beta$: $V = C \Rightarrow$ Equilíbrio
 Para $\alpha > \beta$: $V < C \Rightarrow$ Déficit

onde: V = energia excedente
 C = energia em déficit

Figura 1 - Relação entre α , β e energia excedente, apresentada como curva de duração.

A partir dos valores de α e β pode-se determinar diretamente a energia elétrica excedente do sistema, através da expressão (1), onde Q_{anual} é a energia térmica total gerada por ano.

Conhecida a energia cogenerada anual, pode-se estimar a capacidade, adotando para cada caso o fator de carga, FC, correspondente, como apresentado na equação (2).

$$E_{exc} = Q_{anual} \cdot (\beta - \alpha) \quad (1)$$

$$\dot{E}_{exc} = \frac{E_{exc}}{8760 \cdot FC} \quad (2)$$

Entretanto, os valores obtidos por esta metodologia são valores absolutos, não permitindo analisar a distribuição desta energia no tempo. Para tanto utiliza-se o método da convolução, baseado na análise de curvas de duração. São procedimentos mais complexos, que permitem porém melhor conhecimento dos fluxos de energia entre o sistema de autoprodução, o consumidor e, eventualmente, a concessionária elétrica. De modo simplificado, curvas de duração lineares ou em patamares podem ser estimadas a partir dos valores da demanda média, do fator de carga, da porcentagem do tempo no ano em que o sistema opera (PTU) e da porcentagem do tempo em que o sistema opera nas potências máxima e mínima. Assim, podem ser determinadas as potências máxima e mínima requeridas, como mostrado nas expressões (3) e (4).

$$P_{MÁX} = P_{MÉD} / FC \quad (3)$$

$$P_{MÍN} = (2 / PTU) \cdot P_{MÉD} - P_{MÁX} \quad (4)$$

Em termos práticos, nos sistemas de cogeração a analisar, inicialmente são obtidas curvas de duração para as potências elétrica e térmica requeridas a partir de dados do processo, considerando-se a possibilidade de existência de uma fonte de calor externa ao sistema de cogeração. A energia aportada ao processo por esta fonte pode ser determinada pelo fator de calor complementar, definido como uma porcentagem da energia térmica consumida total. Admite-se ainda que o sistema de cogeração opere em paridade térmica, ou seja, gera exatamente a energia térmica requerida pelo sistema, o que leva a eventuais excedentes e déficits de energia elétrica. Desta maneira, a curva de duração da potência térmica gerada é idêntica à da consumida, a menos da existência de calor complementar. Podem ser consideradas, pelo menos, três situações distintas para a geração de energia térmica: Caso A - o fator de calor complementar é nulo (geração pela potência máxima); Caso B - o fator de calor complementar é tal que a potência térmica gerada é constante e igual à potência consumida mínima (geração pela base); Caso C - é o caso onde a potência instalada e o fator de calor complementar conduzem ao menor tempo de retorno. Assim, a curva de duração da potência elétrica gerada é obtida da curva de duração da potência térmica gerada pelo sistema de cogeração e do valor de β , que pode ser interpretado como uma disponibilidade adimensional de energia elétrica no sistema de cogeração. É importante ressaltar que a medida que a carga do sistema varia, os valores de β e do rendimento também variam, sendo função dos valores de potência, rendimento e β para a condição nominal, do consumo a vazio, das perdas e da própria carga.

Finalmente, das curvas de duração da potência elétrica gerada e consumida, pode-se obter, por sua convolução, a curva de duração dos excedentes, e a partir daí vários outros resultados, como a energia a ser comprada da concessionária, a disponível para venda e demais parâmetros para a posterior análise econômica. Este método pode ser implementado computacionalmente e está esquematizado na Figura 2. Observe-se que sua aplicação, seja em

ciclos de vapor ou de gás, se restringe as situações de paridade térmica, ou seja, quando a energia elétrica é um subproduto do fornecimento de calor útil, mesmo nas situações em que existe complementação térmica, como a combustão suplementar nas caldeiras de recuperação.

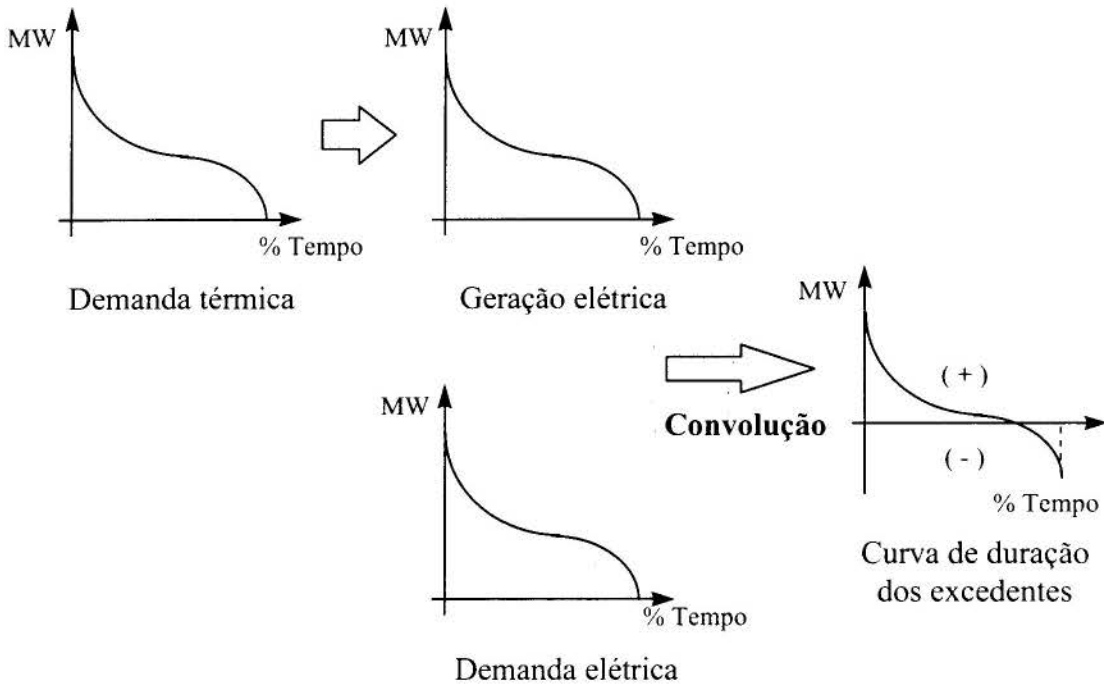


Figura 2 - Método da Convolução para análise da operação de sistemas de cogeração.

3. ANÁLISE ECONÔMICA

No sentido de determinar a viabilidade de sistemas de cogeração podem ser determinados índices típicos, como o tempo de retorno do investimento, que dependem de estimativas do investimento a ser efetuado e da diferença de custos operacionais com e sem a implantação desta tecnologia. Assim, calcula-se inicialmente o valor do investimento necessário para a implementação do sistema de cogeração.

O valor do investimento necessário à implantação de um sistema de cogeração pode ser obtido de duas maneiras. A primeira consiste em estimar este valor através de relações dadas pela expressão (6), onde C é o custo e Y a capacidade do equipamento. Os valores Y_0 , C_0 e a são valores de referência obtidos da análise de diversos equipamentos, indicando, respectivamente, o custo e a capacidade de referência e o fator de escala, disponíveis na literatura, como em Bohem (1985) e Nogueira (1994).

$$Y = Y_0 \cdot \left(\frac{C}{C_0} \right)^a \quad (6)$$

O investimento pode ainda ser obtido adotando-se valores típicos para o custo da potência elétrica a ser instalada no sistema de cogeração. Vale ressaltar que, a medida que aumenta o valor da potência a ser instalada, diminui o custo dos equipamentos por unidade de potência. O investimento total é a soma dos investimentos com equipamento mais os custos indiretos, como impostos e fretes, sendo este valor usualmente calculado como uma porcentagem do investimento em equipamentos.

A determinação do valor da economia anual decorrente da diferença entre as despesas anuais sem cogeração (sistema convencional) e com cogeração pode ser obtida conforme apresentado a seguir. A despesa anual sem cogeração é dada pela soma dos custos com a energia elétrica, comprada da concessionária, e do combustível, utilizado como fonte de calor para o processo, conforme expressão (7). Por sua vez, a despesa anual com cogeração é dada pela soma dos custos com combustíveis, utilizados no sistema de cogeração e para gerar o calor complementar, e com energia elétrica, devido a eventuais déficits de energia e com os novos custos gerados pela operação e manutenção do sistema, descontando deste total a receita obtida pela venda de energia excedente para a concessionária, de acordo com a expressão (8).

$$M_{conv} = Y_{ec} \cdot W_{cm} + Y_{ed} \cdot D_{inst} + Y_{ccon} \cdot Q_u / \epsilon_b \quad (7)$$

$$M_{cog} = Y_{ec} \cdot W_{def} + Y_{ed} \cdot D_{inst} - Y_{ev} \cdot W_{exc} + Y_{ccog} \cdot W_{cogm} / \eta_{cog} + Y_{ccon} \cdot Q_{comp} + O\&M \cdot I \quad (8)$$

onde:

M_{conv}	= Despesa anual do sistema convencional	(\$)
M_{cog}	= Despesa anual do sistema de cogeração	(\$)
Y_{ec}	= Preço de compra de energia elétrica	(\$/MWh)
Y_{ev}	= Preço de venda de energia elétrica	(\$/MWh)
Y_{ccog}	= Preço do combustível para cogeração	(\$/MWh)
Y_{ccon}	= Preço do combustível para o sistema convencional	(\$/MWh)
Y_d	= Tarifa de demanda de energia elétrica	(\$/MWh)
Q_u	= Consumo médio de energia térmica útil	(MWh)
Q_{comp}	= Energia térmica complementar do sistema de cogeração	(MWh)
W_{def}	= Energia elétrica deficitária média	(MWh)
W_{exc}	= Energia elétrica excedente média	(MWh)
W_{cm}	= Consumo médio de energia elétrica	(MWh)
W_{cogm}	= Energia elétrica cogerada média	(MWh)
D_{inst}	= Potência elétrica máxima comprada da concessionária	(MW)
ϵ_b	= Rendimento do sistema conv. de fornecimento de calor	(-)
η_{cog}	= Rendimento elétrico de cogeração	(-)
O&M	= Fator de custos com operação e manutenção	(-)
I	= Investimento total no sistema de cogeração	(\$)

A viabilidade do sistema é estimada por meio do cálculo do tempo de retorno, o qual é obtido pela expressão (9), onde i corresponde à taxa de atratividade considerada e E à economia obtida com a instalação do sistema de cogeração. Vale notar que, como em geral as expectativas de rentabilidade para sistemas de cogeração são relativamente elevadas, estes empreendimentos devem permitir uma rápida recuperação do capital aplicado e portanto os efeitos das taxas de desconto não chegam a ser muito significativos, podendo o tempo de retorno ser calculado simplificadamente através da expressão (10).

$$TRD = \frac{\ln[1 - i(I/E)]}{-\ln(1 + i)} \quad (9)$$

$$TRND = \frac{I}{E} \quad (10)$$

4. ANÁLISE DE SENSIBILIDADE E DE RISCO

O valor do tempo de retorno do investimento, como mostrado anteriormente, é função de uma série de parâmetros operacionais e de projeto, além dos parâmetros que definem o cenário econômico, como taxa de atratividade, preços de combustíveis e tarifas de compra e eventual venda de energia elétrica. Uma variação em qualquer um destes parâmetros influi no valor final do tempo de retorno com maior ou menor intensidade. Desta maneira, torna-se importante analisar a intensidade da influência de cada parâmetro e como ocorrem as variações decorrentes de uma mudança nos parâmetros envolvidos. Estes relacionamentos podem ser apresentados de duas formas distintas: curvas de sensibilidade e gráficos de risco.

As curvas de sensibilidade mostram como varia percentualmente o tempo de retorno em função da variação percentual dos principais parâmetros a partir dos quais é obtido. Desta maneira pode-se perceber a intensidade do aumento do tempo de retorno com o aumento do investimento ou do preço do combustível do sistema de cogeração, assim como sua redução frente a um aumento do preço de compra ou de venda de energia elétrica.

Os gráficos de riscos apresentam o valor que o tempo de retorno teria se fosse sujeito a um cenário diferente do adotado. Assim, para esta nova conjuntura, que pode ser mais otimista ou pessimista que a de referência, o tempo de retorno é recalculado, considerando também a possibilidade de se utilizar um sistema de capacidade diferente da original. Estes gráficos poderão ser melhor observados no estudo de caso apresentado a seguir.

5. ESTUDO DE CASO

Considerando-se uma planta petroquímica produzindo estireno, com uma capacidade de produção diária de 1.000 ton/dia, cujas características constam da Tabela 1, foi proposto um sistema de cogeração utilizando-se turbina a vapor, com as características constantes na Tabela 2, para o qual foi determinada uma complementação térmica ótima de 17,3%. A Figura 3 apresenta a curva de duração dos excedentes de energia elétrica, obtida pela análise energética através do método da convolução.

Tabela 1 - Demandas de Energia e Parâmetros Típicos de uma Planta de Produção de Etilbenzeno

Demandas de Energia e Parâmetros Típicos	Unidade	Valor
Demanda de Energia Elétrica	(MW)	6,00
Fator de Carga Elétrico	(-)	0,90
Porcentagem do ano em que se utiliza energia elétrica	(-)	1,00
Demanda de Calor Útil	(MW)	62,4
Fator de Carga Térmico	(-)	0,80
Porcentagem do ano em que se utiliza energia térmica	(-)	0,95
Parâmetro α	(-)	0,10

Tabela 2 - Características do Sistema de Cogeração Proposto

Características	Unidade	Valor
Potência nominal	(MW)	9
Parâmetro β nominal	(-)	0,16

Nestas condições, o tempo de retorno estimado para o investimento, considerando o fator de calor complementar ótimo e o cenário base, apresentado na Tabela 3, foi igual a 3,2 anos.

Na Figura 4 mostra-se a curva de sensibilidade do tempo de retorno frente a variações dos principais condicionantes presentes na análise econômica.

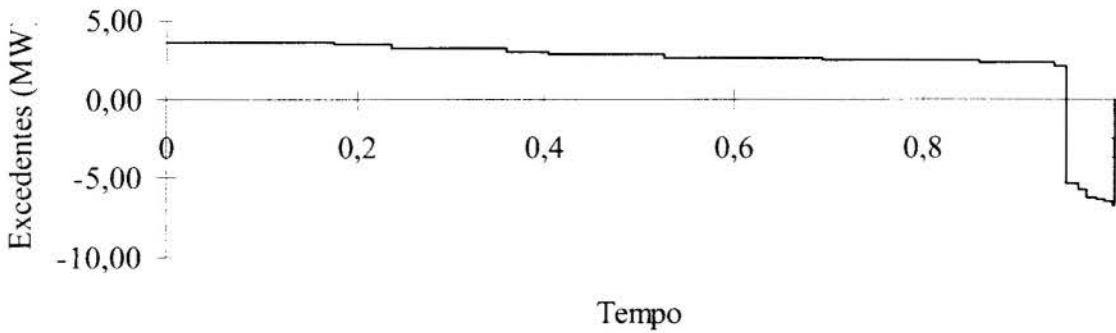


Figura 3 - Curva de duração dos excedentes de energia elétrica

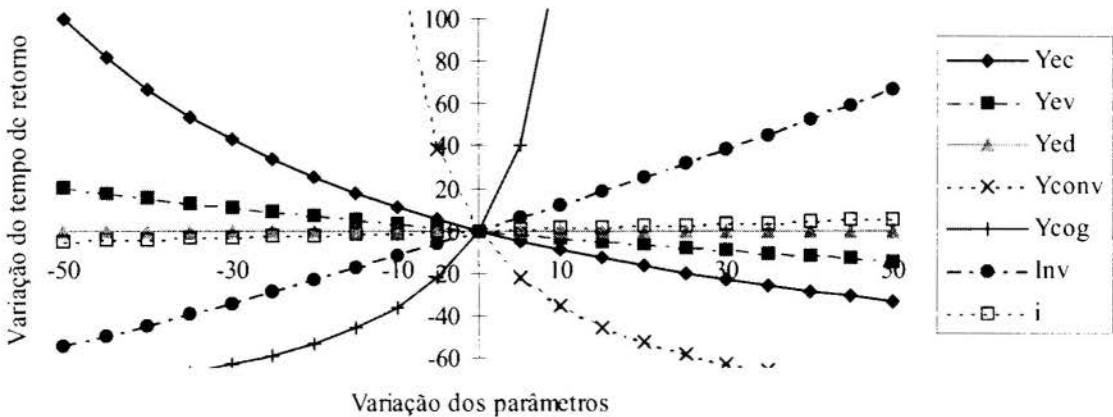


Figura 4 - Curva de sensibilidade do tempo de retorno

Visando explorar a robustez desta configuração e compará-la com outras que poderiam eventualmente ser instaladas nesta indústria, adotou-se como indicador de risco a variação do tempo de retorno entre dois cenários de custos e tarifas, apresentados na Tabela 3, onde o cenário de base refere-se as condições adotadas para os resultados anteriores e o cenário alternativo refere-se às condições consideradas pessimistas. O resultado obtido pode ser observado através do gráfico de risco, dado na Figura 5, e da Tabela 4.

Tabela 3 - Valores adotados para os cenários base e alternativo

Dados	Símbolo	Unidade	Cenário	
			Base	Altern.
Preço de compra de energia elétrica	Y_{ec}	\$/MWh	29,33	25,00
Tarifa de demanda de energia elétrica	Y_d	\$/MW	2174,00	2000,00
Preço de venda de energia elétrica	Y_{ev}	\$/MWh	20,00	15,00
Preço do combustível para cogeração (gás natural)	Y_{ccog}	\$/MWh	13,50	14,00
Preço do combustível para o sistema conv. (óleo 2A)	Y_{ccon}	\$/MWh	13,60	13,00
Fator de custos com operação e manutenção	O&M	---	0,05	0,05
Taxa de desconto	i	---	0,05	0,07
Custos indiretos (fretes, transportes, impostos,...)	f	---	0,30	0,30
Rendimento do sistema conv. de fornec. de calor	ϵ_b	---	0,75	0,80

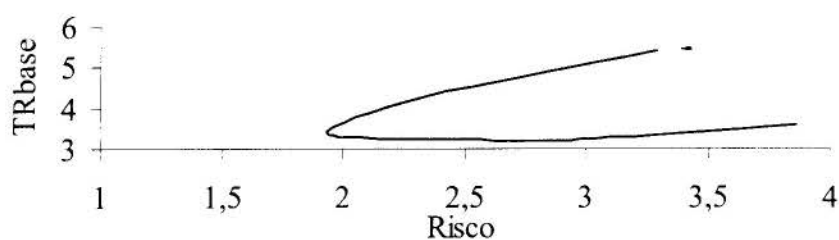


Figura 5 - Gráfico de Risco

Tabela 4 - Tempo de retorno obtido para os cenários base e alternativo

Configuração		TR _{base}	TR _{alternativo}
Potência Instalada (MW)	Fator de Calor Complementar (%)		
13	0	3,60	17,5
10	11	3,23	13,0
9	17	3,20	12,0
8	26	3,23	11,2
6	45	3,41	10,0
4	64	4,30	14,3
3	74	5,43	23,3

6. CONCLUSÕES

O método apresentado permite que, a partir de um conjunto relativamente limitado de dados, sejam determinados os indicadores básicos de performance energética e econômica para um sistema de cogeração, bem como permite comparar a robustez de uma configuração frente a um conjunto de alternativas, desde que se aceite como indicador de risco a variabilidade da tempo de retorno do investimento entre dois cenários, um cenário base e outro prospectivo. Outros aperfeiçoamentos que podem ser introduzidos levam em conta a distribuição probalística ou possibilística dos valores adotados no cenário e estão sendo desenvolvidos pelos autores.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Boehm, R.F., *Design Analysis of Thermal Systems*, John Wiley and Sons, New York, 1987.

Martins, A.R.S., *Estudo do Potencial de Cogeração da Indústria Petroquímica no Brasil*, Dissertação de Mestrado, Escola Federal de Engenharia de Itajubá, Itajubá, 1996.

Nogueira, L.A.H., Santos, A.H.M., 1988, Aplicação do Método da Convolução na Estimativa do Comportamento Energético de Sistemas de Cogeração, *Anais do Encontro Nacional de Ciências Térmicas*, Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, Águas de Lindóia, 1988.

Nogueira, L.A.H., *Cogeração - Uma Introdução*, Mimeo, Escola Federal de Engenharia de Itajubá, Itajubá, 1994.

PAPER CODE: COB178

**MODELAGEM LINEAR E NÃO LINEAR DE UM SERVOMECANISMO
ELETRO-HIDRÁULICO COM VÁLVULA PROPORCIONAL / *LINEAR
AND NON-LINEAR MODELLING OF AN ELECTRO-HYDRAULIC POSITION
SYSTEM WITH PROPORTIONAL VALVE***ARNO BOLLMANN¹ & PEDRO LUÍS ANDRIGHETTO²¹ - Dep. de Engenharia Mecânica, Laboratório de Sistemas Hidráulicos e Pneumáticos - UFSC

Caixa Postal 476 - 88040-900 - Florianópolis SC - e-mail: bollmann@portadig.com.br

² - Departamento de Tecnologia - Campus Panambi - UNIJUI

Caixa Postal 14 - 98280-000 - Panambi RS - e-mail: pedro@detec.unijui.tche.br

Abstract

In this work is presented a comparison between the linear and non-linear modelling results to an electro-hydraulic position system controlled by a proportional hydraulic valve. This system was built and the experimental results are compared with both models simulation to obtain their experimental confirmation and to identify advantages and disadvantages of these modelling strategies.

Keywords

Hydraulic systems modelling; Proportional valves; Fluid Power Control; Control Valves; Hydraulic position servo system.

1. INTRODUÇÃO

Este artigo tem por objetivo comparar os resultados obtidos das modelagens linear e não linear de um servomecanismo eletro-hidráulico com os resultados obtidos da verificação experimental e identificar vantagens e desvantagens entre a aplicação das duas modelagens.

A análise linear de sistemas utilizando programas computacionais adequados apresenta como vantagens o pequeno tempo necessário para a análise e a flexibilidade para estudar o sistema no domínio do tempo ou no domínio da frequência, permitindo projetar rapidamente o controlador (Anderson, 1988). O modelo linear de um sistema é uma ferramenta muito poderosa para verificação de seu desempenho durante o projeto (Virtanen, 1993).

Por outro lado, os servomecanismos hidráulicos têm suas variáveis relacionadas através de equações não lineares, como a equação da vazão através de orifícios e a zona morta. Nos sistemas não lineares, o princípio da superposição não é mais aplicável. Para realizar a modelagem linear, deve-se linearizar o modelo em torno de um ponto de trabalho.

O desenvolvimento tecnológico tornou possível o emprego de válvulas proporcionais em situações onde tradicionalmente eram empregadas servoválvulas eletro-hidráulicas. Porém, as válvulas proporcionais apresentam maiores não linearidades, demandando um esforço adicional na modelagem, para se obter melhores simulações.

A simulação computacional de sistemas hidráulicos, utilizada como ferramenta de projeto e desenvolvimento, é importante devido à complexidade crescente e à necessidade de otimização do sistema de controle (Frankenfield e Stavrou, 1993). Através do uso de modelos matemáticos adequados é possível prever o comportamento dinâmico do sistema e selecionar a melhor válvula de controle (Pietola e Vilenius, 1986). Tais modelos devem ser de fácil uso sem deixar de representar adequadamente o sistema.

2. SERVOPOSICIONADOR ELETRO-HIDRÁULICO

O posicionador eletro-hidráulico modelado é composto por uma válvula proporcional hidráulica, seu amplificador eletrônico, cilindro hidráulico de haste dupla, transdutor de posição e controlador de posição do tipo proporcional (Figura 1). Segundo Virtanen (1993), este tipo de controlador ainda é muito usado na prática.

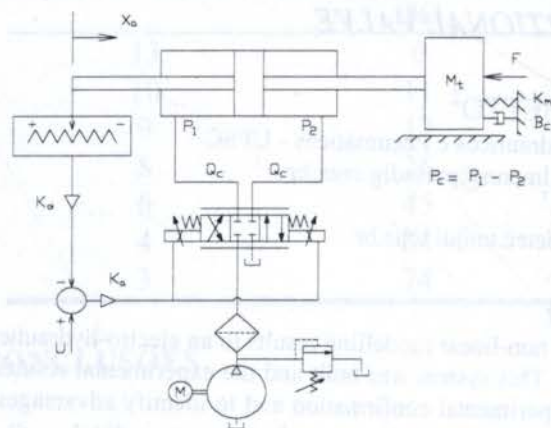


Figura 1 - Servomecanismo eletro-hidráulico.

3. VARIÁVEIS DE ESTADO

Segundo Dorf (1990), é prática comum escolher variáveis de estado que possam ser facilmente medidas (ou o maior número de variáveis de estado que possam ser facilmente medidas). Assim, as variáveis de estado escolhidas para o servomecanismo da Figura 1 são:

$$x_1 = Q_{CX} \quad [m^3/s] \quad (1)$$

$$x_2 = \dot{Q}_{CX} \quad [m^3/s^2] \quad (2)$$

$$x_3 = P_C \quad [Pa] \quad (3)$$

$$x_4 = x_a \quad [m] \quad (4)$$

$$x_5 = \dot{x}_a \quad [m/s] \quad (5)$$

4. MODELO MATEMÁTICO LINEAR

O comportamento dinâmico de um servomecanismo eletro-hidráulico pode ser descrito por um modelo matemático linear de 5ª ordem no espaço dos estados (Merrit, 1967). O modelo linear aqui utilizado foi proposto por De Negri (1988), aplicando-o a um sistema composto por servoválvula, cilindro e malha de controle de posição. Foi considerada a dinâmica de 2ª ordem da servoválvula, sobreposta à dinâmica de 3ª ordem do atuador hidráulico. O diagrama de blocos do sistema está representado na Figura 2.

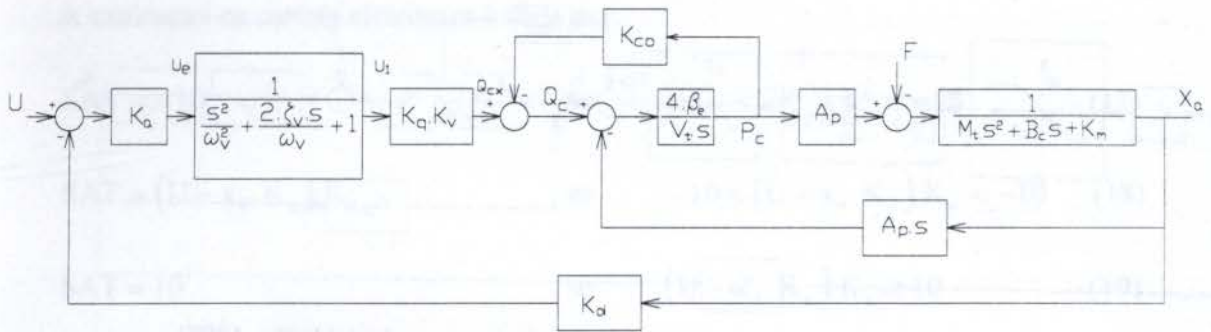


Figura 2 - Diagrama de blocos do modelo linear (De Negri, 1988).

As equações dinâmicas do modelo linear são:

$$\dot{x}_1 = x_2 \quad (6)$$

$$\dot{x}_2 = (U - K_d \cdot x_4) \cdot K_a \cdot K_q \cdot K_v \cdot \omega_v^2 - 2 \cdot \zeta_v \cdot \omega_v \cdot x_2 - \omega_v^2 \cdot x_1 \quad (7)$$

$$\dot{x}_3 = \frac{4 \cdot \beta_e}{V_t} \cdot (x_1 - K_{co} \cdot x_3 - A_p \cdot x_5) \quad (8)$$

$$\dot{x}_4 = x_5 \quad (9)$$

$$\dot{x}_5 = \frac{A_p \cdot x_3 - B_c \cdot x_5 - K_m \cdot x_4 - F}{M_t} \quad (10)$$

5. MODELO MATEMÁTICO NÃO LINEAR

O modelo matemático não linear foi obtido a partir da inclusão das não linearidades no modelo proposto por De Negri (1988). As não linearidades consideradas são o ganho de vazão não linear, a zona morta e a saturação. A histerese não foi considerada pois na válvula usada ela vale apenas 0,3 %, devido ao sistema de controle da posição do carretel da válvula (Robert Bosch GmbH, 1992). A não linearidade causada pela pressão devido à carga também não está incluída neste modelo.

A descrição completa do modelo não linear pode ser encontrada em Andrighetto (1996) e em Bollmann e Andrighetto (1995). Os resultados da simulação deste modelo são comparados aos resultados experimentais em Bollmann e Andrighetto (1996). O modelo é caracterizado pela fácil aplicação, com parâmetros normalmente obtidos de dados de catálogos dos fabricantes de válvulas proporcionais.

O diagrama de blocos do modelo não linear está representado na Figura 3.

O modelo não linear é formado pelas equações dinâmicas (6), (8), (9) e (10) do modelo linear, sendo a equação (7) substituída pela equação (11) para incluir as não linearidades.

$$\dot{x}_2 = \text{SAT} \cdot K_q \cdot K_v \cdot \omega_v^2 - 2 \cdot \zeta_v \cdot \omega_v \cdot x_2 - \omega_v^2 \cdot x_1 \quad (11)$$

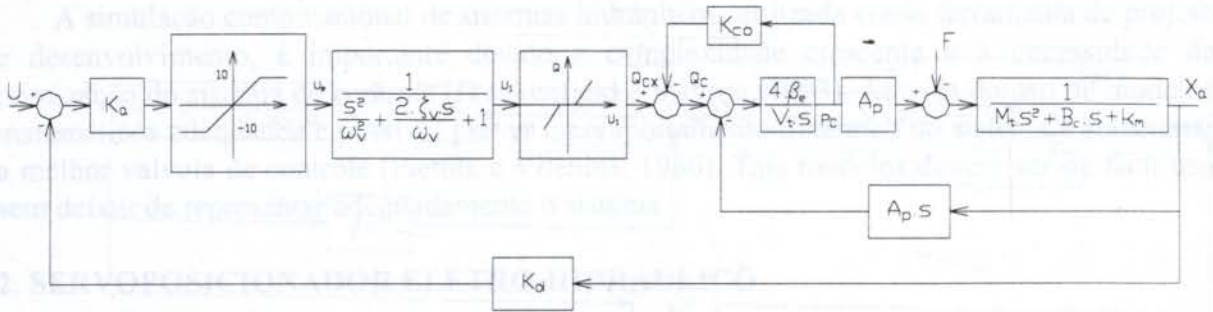


Figura 3 - Diagrama de blocos do modelo não linear (Bollmann e Andrighetto, 1995).

O ganho $K_q \cdot K_v$ e a zona morta são obtidos a partir da curva característica da válvula (Figura 4), aproximada pelas equações:

$$Q_{CX} = 0 \quad \text{se} \quad |U_1| \leq 0,35 \quad (12)$$

$$Q_{CX} = 0,39 \cdot U_1^2 + 0,59 \cdot |U_1| - 0,25 \quad \text{se} \quad 0,35 < |U_1| \leq 3,0 \quad (13)$$

$$Q_{CX} = 4,63 \cdot |U_1| - 8,88 \quad \text{se} \quad 3,0 < |U_1| \leq 7,0 \quad (14)$$

$$Q_{CX} = 5,67 \cdot |U_1| - 16,19 \quad \text{se} \quad 7,0 < |U_1| \leq 10,0 \quad (15)$$

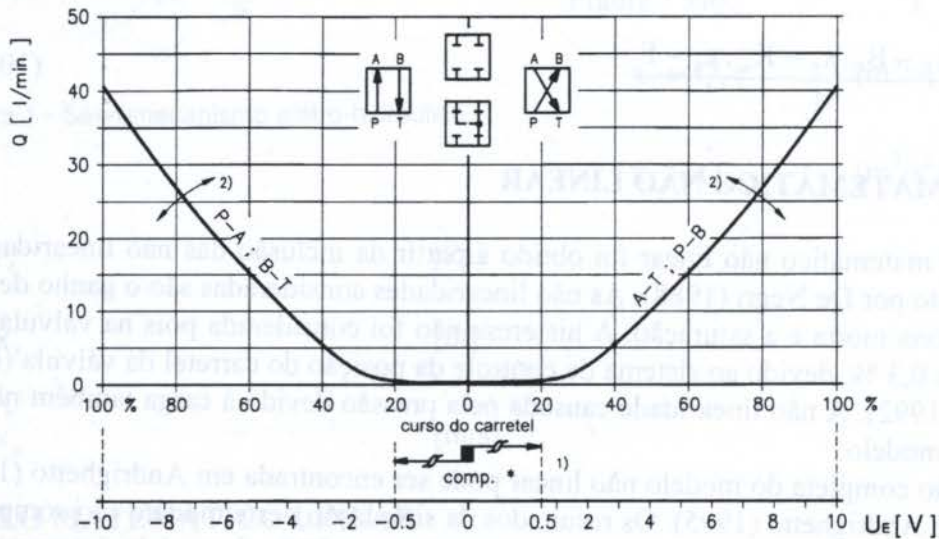


Figura 4 - Curva característica da válvula proporcional (Robert Bosch GmbH, 1992).

$K_q \cdot K_v$ é calculado a partir de Q_{CX} :

$$K_q \cdot K_v = 0 \quad \text{se} \quad |U_1| < 0,35 \quad (16)$$

$$K_q \cdot K_v = \frac{Q \cdot 1,667 \cdot 10^{-5}}{|U_1|} \quad \text{se} \quad |U_1| \geq 0,35$$

A saturação na cartela eletrônica é dada por:

$$\text{SAT} = -10 \quad \text{se} \quad (U - x_4 \cdot K_d) \cdot K_a \leq -10 \quad (17)$$

$$\text{SAT} = (U - x_4 \cdot K_d) \cdot K_a \quad \text{se} \quad -10 < (U - x_4 \cdot K_d) \cdot K_a < 10 \quad (18)$$

$$\text{SAT} = 10 \quad \text{se} \quad (U - x_4 \cdot K_d) \cdot K_a \geq 10 \quad (19)$$

6. PARÂMETROS DOS MODELOS

Os parâmetros dos modelos estão listados na Tabela 1.

Tabela 1: Parâmetros dos modelos

Parâmetro	Valor	Unidade
ω_v	266,67	rad/s
K_{co}	$3 \cdot 10^{-13}$	$\text{m}^3/\text{s}/\text{Pa}$
A_p	$7,6576 \cdot 10^{-4}$	m^2
B_c	316,165	$\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}$
β_e	10^9	N/m^2
V_t	$9,5583 \cdot 10^{-4}$	m^3
M_t	20,66	kg
K_d	9,82762	V/m
F	0	N
ζ_v	1,0	-
K_m	0	N/m
K_a	4,00	-
$K_q \cdot K_v$ (para o modelo linear)	$8,333 \cdot 10^{-13}$	$\text{m}^3/\text{s}/\text{V}$

7. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DA SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL

Os modelos acima foram avaliados pela comparação dos resultados experimentais com os obtidos da simulação computacional. Os experimentos foram realizados à pressão de suprimento 63 bar, recomendada pela norma ISO 2944 (International Organization for Standardization, 1974).

A Figura 5 apresenta os resultados da simulação e da avaliação experimental da posição para uma entrada em degrau $U = 8,0 \text{ V}$ na válvula proporcional (correspondendo a uma entrada em degrau da posição inicial de 101,91 mm para a posição final desejada de 918,70 mm) e ganho no controlador $K_a = 4,00$.

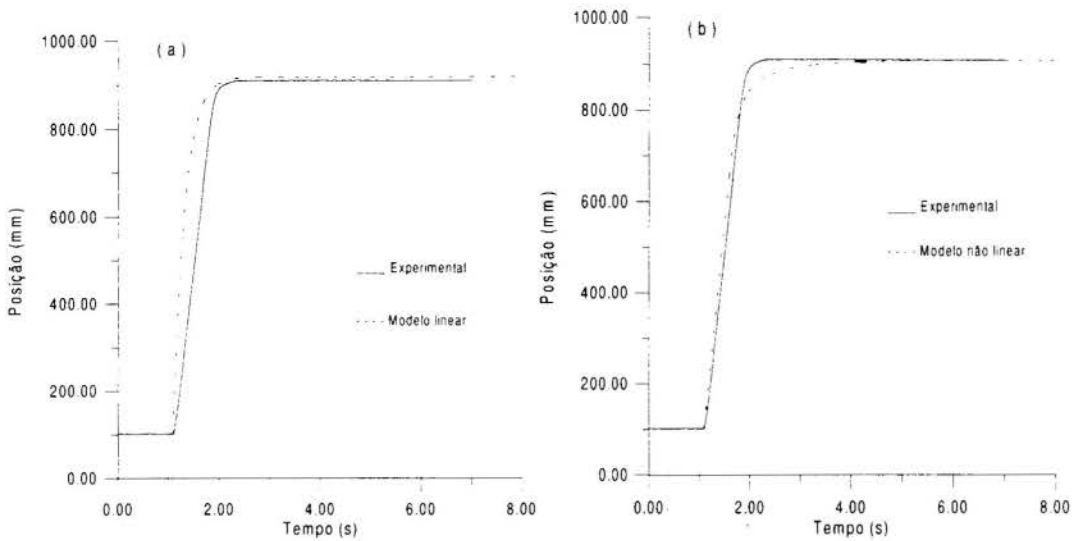


Figura 5 - Posição simulada e experimental com degrau de 8,0 V para: (a) modelo linear; (b) modelo não linear.

A velocidade simulada e experimental do atuador hidráulico para esta mesma situação está representada na Figura 6. Os resultados experimentais de velocidade foram obtidos a partir da derivação dos valores da posição.

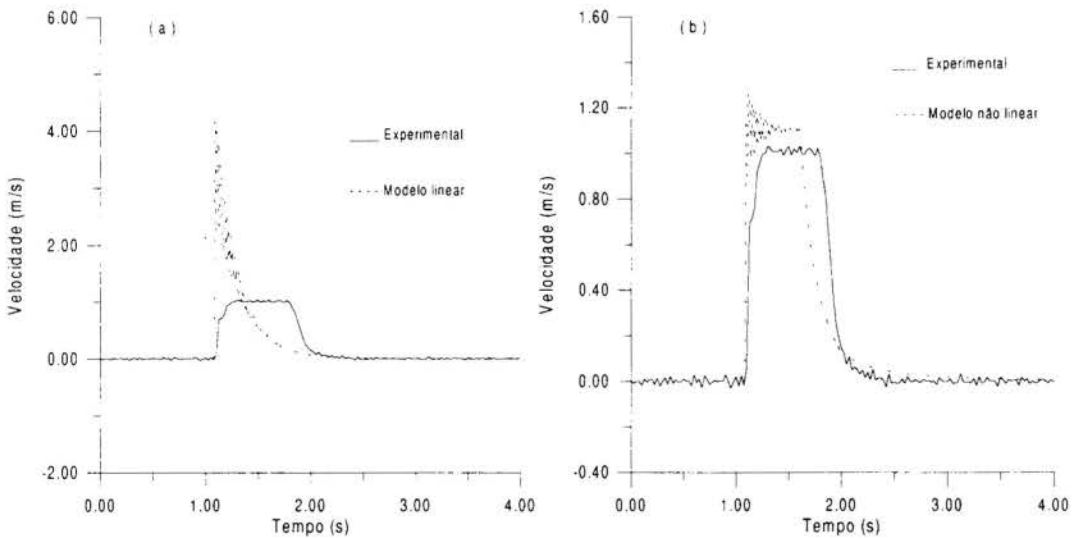


Figura 6 - Velocidade para degrau de 8,0 V: (a) modelo linear; (b) modelo não linear.

8. ANÁLISE DOS RESULTADOS

Comparando-se os resultados experimentais com os obtidos da simulação dos modelos linear e não linear, observa-se:

- Os dois modelos representam adequadamente a posição do atuador hidráulico.
- O modelo linear apresenta resposta dinâmica mais rápida que a real e que os resultados da modelagem não linear para a posição, devido à modelagem linear do ganho de vazão e à ausência da saturação na válvula e cartela eletrônica.
- O modelo não linear prevê com boa precisão o erro na posição do atuador hidráulico. Na Figura 5-b os resultados da simulação do modelo não linear indicam a posição em regime

permanente $x_4 = 909,79$ mm (erro em regime permanente de 8,91 mm). A posição obtida experimentalmente é $x_4 = 910,01$ mm (erro em regime permanente de 8,69 mm).

- O modelo linear não prevê o erro de regime permanente na posição (Figura 5-a) verificado nos resultados experimentais. Este modelo pode prever apenas o erro em regime permanente causado por uma força externa de perturbação F (Equação 10).

- O erro em regime permanente é causado pela zona morta na válvula (Ogata, 1982).

- A velocidade obtida da simulação linear (Figura 6-a) difere consideravelmente dos resultados experimentais devido à ausência da saturação na modelagem linear. O modelo não linear descreve melhor a velocidade (Figura 6-b).

- O modelo linear é ainda adequado para o projeto do controlador de posição.

9. CONCLUSÕES

O modelo não linear representa adequadamente a posição do atuador hidráulico, prevendo com boa precisão o erro em regime permanente na posição causado pela zona morta na válvula.

O modelo linear também representa bem a posição, mas não prevê o erro em regime permanente na posição verificado através dos experimentos. Este modelo pode prever apenas o erro em regime permanente na posição causado por uma força externa de perturbação F (Figura 2).

A modelagem linear tem como vantagens a facilidade de aplicação e análise. O sistema pode ser estudado no espaço dos estados ou através de funções de transferência. O modelo linear pode ser usado para o projeto do controlador de posição.

A aplicação do modelo não linear é relativamente mais trabalhosa devido à representação das não linearidades, o que é compensado pela obtenção de resultados mais próximos dos reais. A modelagem não linear está sendo cada vez mais incrementada, pois apesar de ser mais complexa, atualmente dispõe-se de programas de computador que facilitam o seu uso.

O modelo não linear apresentado neste trabalho propicia uma boa simulação e apoio adequado ao projeto do controlador, apesar de suas marcantes não linearidades.

As válvulas proporcionais hidráulicas representam uma alternativa de menor custo para aplicação em servomecanismos hidráulicos. Cabe ao projetista analisar as suas limitações e, apoiado pela modelagem e simulação do sistema, decidir se o desempenho final atende às suas necessidades.

10. REFERÊNCIAS

- ANDERSON, Wayne R. *Controlling electrohydraulic systems*. 1.ed. New York : Marcel Dekker, 1988.
- ANDRIGHETTO, Pedro Luís. *Posicionador eletro-hidráulico controlado por válvula proporcional direcional*. Florianópolis, 1996. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Curso de Pós Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina.
- BOLLMANN, Arno; ANDRIGHETTO, Pedro Luís. Modelagem de válvulas proporcionais hidráulicas. In: XII CONGRESSO BRASILEIRO E II CONGRESSO IBERO AMERICANO DE ENGENHARIA MECÂNICA. (1995 : Belo Horizonte). *Anais...* Belo Horizonte : ABCM - Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, 1995. *CD ROOM*.

- _____. Análise de um posicionador eletro-hidráulico com válvula proporcional. In: VII CONGRESO NACIONAL DE INGENIERÍA MECÁNICA. (1996 : Valdivia - Chile). *Anais...* Valdivia : Universidad Austral de Chile , 1996, p.41-44.
- DE NEGRI, Victor Juliano. *Estudo do Comportamento Dinâmico de Sistemas Hidráulicos*. Florianópolis : Fundação do Ensino da Engenharia em Santa Catarina - Laboratório de Sistemas Hidráulicos e Pneumáticos - LASHIP - UFSC, 1988.
- DORF, Richard C.. *Modern control systems*. 5.ed. Reading, Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, 1990.
- FRANKENFIELD, Tom; STAVROU, Paul. Developing Trends in Hydraulics Tied to Electronic Controls. *Control Engineering*, New York, v.40, n.5, p.62-66, Apr. 1993.
- INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION. *Fluid Power systems and components - Nominal pressures - International standart ISO 2944*. Switzerland, 1974.
- MERRIT, Herbert E. *Hydraulic control systems*. 1.ed. New York : John Wiley & Sons, 1967.
- OGATA, Katsuhiko. *Engenharia de Controle Moderno*. 1. ed. Rio de Janeiro : Editora Prentice/Hall do Brasil, 1982.
- PIETOLA, M. T.;VILENIUS, M. J. .The effect of a control valve on position servo characteristics. *Power International*, England, v.32, n.375, p.69-71, Mar. 1986.
- ROBERT BOSCH GMBH. *Proportional control valves without/ with integrated amplifier - NG 6, 10*. Stuttgart, 1992. Nota de catálogo.
- VIRTANEN, A. . The design of state controlled hydraulic position servo system. In: THE THIRD SCANDINAVIAN INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLUID POWER (1993 : Linköping, Sweden). *Anais...*, Linköping : Linköping University, 1993, p.193-206.