



**EPTT 2012**  
SÃO PAULO

**Anais da  
8ª Escola de Primavera  
de Transição e Turbulência**

Universidade de São Paulo  
São Paulo, 24 a 28/SET/2012  
[www.poli.usp.br/eptt2012](http://www.poli.usp.br/eptt2012)





**EPTT 2012**  
SÃO PAULO

**Anais da**  
**8ª Escola de Primavera**  
**de Transição e Turbulência**

Universidade de São Paulo  
São Paulo, 24 a 28/SET/2012  
[www.poli.usp.br/eptt2012](http://www.poli.usp.br/eptt2012)





**EPTT 2012**  
SÃO PAULO

**8ª Escola de Primavera de Transição e Turbulência**

São Paulo, 24 a 28 de setembro de 2012 - [www.poli.usp.br/eptt2012](http://www.poli.usp.br/eptt2012)

**APOIO**



MARINHA DO BRASIL

**ORGANIZAÇÃO**



Núcleo de Dinâmica e Fluidos



**PROMOÇÃO**





# 8ª Escola de Primavera de Transição e Turbulência

São Paulo, 24 a 28 de setembro de 2012 - [www.poli.usp.br/eptt2012](http://www.poli.usp.br/eptt2012)

## Bem-vindo à EPTT 2012

É um prazer recebê-lo na Universidade de São Paulo para a oitava edição da já tradicional EPTT – Escola de Primavera de Transição e Turbulência. Somos mais de 300 participantes vindos de diversos estados brasileiros e da América do Sul.

Nesta edição, contamos com a ilustre presença de 5 palestrantes de renome internacional da academia para tratar de temas que variam desde os fundamentos da estabilidade de escoamentos até a análise de turbulência como fonte de ruído. Também enfatizando a variedade dos assuntos, contamos com a participação de outros 10 profissionais da academia e indústria brasileiras, especialmente convidados dentre as empresas nacionais que de fato desenvolvem pesquisa relacionada à mecânica dos fluidos. Somando às 18 palestras,

destacamos a apresentação de 25 trabalhos na forma de pôsteres que serão expostos em duas sessões durante a semana.

Como você já deve ter notado, nem só de cientistas compomos nossa programação. De forma especial, convidamos dois artistas plásticos, um designer e uma crítica de arte para participarem de uma mesa redonda. São quatro profissionais que estão na fronteira entre duas áreas que recebem nossa admiração. Todos falam bem a linguagem das artes visuais e a dos fluidos e vão nos contar como se inspiram na mecânica dos fluidos para compor e apreciar suas obras.

Esperamos que todos aproveitem ao máximo a programação desta edição da EPTT. Serão cinco dias repletos de oportunidades para contatos profissionais e discussões científicas

dentro e fora das sessões, além do bom momento para rever colegas e amigos.

Agradecemos sua presença e ativa participação. Também aproveitamos para agradecer a todos que submeteram seus trabalhos e prepararam pôsteres para o evento. O árduo trabalho de revisão desempenhado pelo Comitê Científico também merece nosso louvor. Por fim, não podemos deixar de agradecer o suporte das agências, instituições e empresas que reconheceram neste evento uma boa forma de fomentar e desenvolver a pesquisa em nosso país. O apoio delas é fundamental para que a EPTT continue sendo organizado como um evento de alto nível e gratuito para toda a comunidade científica.

Cordialmente,  
Comitê Organizador

### PALESTRANTES CONVIDADOS

**Christos Vassilicos**  
Imperial College London, UK

**Peter Schmid**  
École Polytechnique, France

**Jonathan B. Freund**  
University of Illinois, USA

**Paul Durbin**  
Iowa State University, USA

**Charles Doering**  
University of Michigan, USA

**Clóvis Maliska**  
Univ. Fed. de Santa Catarina

**Luis Fernando A. Azevedo**  
PUC Rio de Janeiro

**Francisco Ricardo Cunha**  
Universidade de Brasília

**Jorge Baliño**  
Universidade de São Paulo

**Fabio Saltara**  
Univ. de São Paulo / EESS

**Guilherme Martins Ferreira Santos**  
Dynamis Mecânica Aplicada

**Maria Regina Zoby, Rommel Santos**  
Voith Hydro

**Adson Agrico de Paula**  
Universidade de São Paulo

**Manoel Veiga, Mônica Rizzolli Artur Mausbach, Carmen Aranha**  
Mesa redonda: “Arte, design e fluidos”

### COMITÊ CIENTÍFICO

**César Deschamps**  
Universidade Federal de Santa Catarina

**João Luiz Filgueiras de Azevedo**  
Inst. Aeronáutica e Espaço da Força Aérea Brasileira

**Jorge Hugo Silvestrini**  
Pontifícia Univ. Católica do Rio Grande do Sul

**Marcello Faraco de Medeiros**  
Universidade de São Paulo (EESC)

**Marcos de Mattos Pimenta**  
Universidade de São Paulo (POLI)

**Marcos Pinotti Barbosa**  
Universidade Federal de Minas Gerais

**Moacyr de Araujo Filho**  
Universidade Federal de Pernambuco

**Ricardo Sbragio**  
Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo

### COMITÊ ORGANIZADOR

**Bruno S. Carmo** (chairman)

**Gustavo R. S. Assi** (chairman)

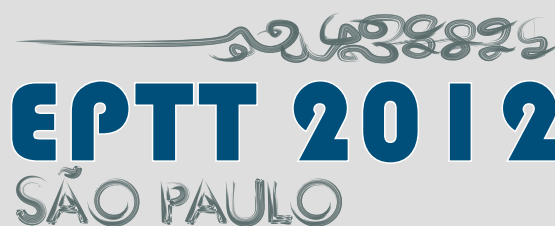
**Julio R. Meneghini**

**José Augusto P. Aranha**

**Jorge Luis Baliño**

**Ernani V. Volpe**

NDF - Núcleo de Dinâmica e Fluidos  
Escola Politécnica da Universidade de São Paulo



**EPTT 2012**  
SÃO PAULO



# ÍNDICE

## Em ordem alfabética pelo último sobrenome do primeiro autor

### **CARACTERIZACIÓN DE PERFILES DE VIENTOS DE CAPA LÍMITE NEUTRALMENTE ESTABLE EN TUNELES DE VIENTO**

G. M. Alvarez, A. R. Wittwer, A. M. Loredó-Souza

### **INFLUÊNCIA DO ACABAMENTO DA BORDA DE ENTRADA NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM DIFUSOR RADIAL**

D. M. Arantes, L. I. G. Maia, J. L. Gashe

### **NUMERICAL SIMULATION OF THE FLOW IN RADIAL DIFFUSERS USING THE IMMERSED BOUNDARY METHOD**

I. S. Barbosa, E. D. R. Vieira, S. S. Mansur

### **CORRECTED LAGRANGIAN LES MODEL FOR VORTEX METHOD**

A. M. Bimbato, L. A. A. Pereira, M. H. Hirata

### **ANÁLISE DE INTERAÇÕES ENTRE FASES SÓLIDAS NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM CICLONES POR EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA E FÍSICA**

K. K. Costa, O. L. Sgrott Jr., V. R. Wiggers, H. F. Meier, W. P. Martignoni

### **AVALIAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO SANGUÍNEO LAMINAR E TURBULENTO NO INTERIOR DE UM MODELO VENOSO**

J. M. R. da Cunha, V. C. Jakitsch, T. C. Lucas, R. Huebner

### **EFEITO DE INTERFERÊNCIA NO ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDROS ALINHADOS E DIMINUIÇÃO NA EFETIVIDADE DE SUPRESSORES DO TIPO STRAKES**

C. M. Freire, I. Korkischko, J. R. Meneghini



**NUMERICAL INVESTIGATION OF THE FLOW AROUND A FIXED YAWED CIRCULAR CYLINDER WITH ASYMMETRICAL BOUNDARY CONDITIONS IN THE SPAN**

R. S. Gioria, J. R. Meneghini, G. R. Franzini, A. L. Fugarra

**AVALIAÇÃO NUMÉRICA DOS EFEITOS DE TURBULÊNCIA NO ESCOAMENTO SANGUÍNEO DAS CORONÁRIAS QUANDO NA PRESENÇA DO CATETER**

V. C. Jakitsch, J. M. R. da Cunha, T. C. Lucas, R. Huebner

**INFLUÊNCIA DA LARGURA DA BOCA DO TUBO DE ÓRGÃO NO TIMBRE GERADO PELO MESMO**

F. S. Machado, M. L. S. Indrusiak

**FLOW AROUND A CIRCULAR CYLINDER SOLVING BY IMERSPECMETHODOLOGY: THE COUPLING OF FOURIER PSEUDO-SPECTRAL AND IMMersed BOUNDARY METHODS**

F. P. Mariano, L. Q. Moreira, A. Silveira Neto

**ANÁLISE DAS CARACTERÍSTICAS DE OPERAÇÃO E DESEMPENHO DE JATOS SINTÉTICOS**

F. Munhoz, C. Y. Y. Lee, F. L. D. Alves

**ANALYSIS OF OF THE BISTABILITY PHENOMENON IN TWO CYLINDERS SIDE-BYSIDE BY MEANS OF WAVELET AND HILBERT-HUANG TRANSFORMS**

A. V. de Paula, R. S. S. Horszczaruk, S. V. Möller

**ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDRO EM OSCILAÇÃO LIVRE E FORÇADA POR DNS**

L. C. Pinto, E. B. Schettini, J. H. Silvestrini

**ANÁLISE DO DESEMPENHO DO EQUIPAMENTO CICLONE MEDIANTE A TÉCNICA NUMÉRICA**

M. V. Ramirez, J. R. Coury, J. A. S. Gonçalves

**CARACTERÍSTICAS DE MODELOS RANS APLICADOS AO ESCOAMENTO SOBRE UMA PLACA PLANA**

A. L. T. Rezende, F. N. de Araújo

**APPLICATION OF EULER-LAGRANGE APPROACH TO PREDICT THE TURBULENT MULTIPHASE FLOW WITH HEAT TRANSFER AND DROPLET SOLIDIFICATION IN GRANULATION PROCESS**

G. A. N. Ricardo, D. Noriler, H. F. Meier, W. P. Martignoni

**INFLUÊNCIA DO GRADIENTE DE PRESSÃO NO DESENVOLVIMENTO DOS VÓRTICES DE GÖRTLER**

J. K. Rogenski, L. F. de Souza

**INERTIAL PARTICLE CONDITIONAL MEAN TRAJECTORIES ON THE INVARIANT PLANE**

J. P. L. C. Salazar, L. R. Collins

**FLOW PATTERNS INSIDE OPEN CAVITIES AND VORTEX SHEDDING IN THE SHEAR LAYER**

I. C. Silva, E. L. B. Rosim, E. D. R. Vieira, S. S. Mansur.

**NUMERICAL APPROACH OF TURBULENT FLOW BETWEEN TWO PARALLEL FINS**

S. I. Souza, J. Goulart

**EFEITO DA GRAVIDADE NA ANÁLISE DA ESTABILIDADE DE UMA CAMADA DE MISTURA ESTAVELMENTE ESTRATIFICADA**

D. E. Taira, E. B. C. Schettini, J.H. Silvestrini

**ANÁLISE DE INTERAÇÕES ENTRE AS FASES EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS MULTIFÁSICOS GÁS-SÓLIDO POR EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA E FÍSICA**

J. Utzig, R. K. Decker, D. Noriler, H. F. Meier

**HOT FILM PROBE CALIBRATION USING A FREE JET**

E. R. Vieira, S. S. Mansur

**AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO ATMOSFÉRICO NO CENTRO ESPACIAL DE ALCÂNTARA USANDO MODELOS TOPOGRÁFICOS EM ESCALA REDUZIDA**

A. R. Wittwer, A. M. Loredo-Souza, M. G. K. Oliveira, G. Fisch



# ÍNDICE

## Em ordem alfabética pelo título

### **ANÁLISE DAS CARACTERÍSTICAS DE OPERAÇÃO E DESEMPENHO DE JATOS SINTÉTICOS**

F. Munhoz, C. Y. Y. Lee, F. L. D. Alves

### **ANÁLISE DE INTERAÇÕES ENTRE FASES SÓLIDAS NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM CICLONES POR EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA E FÍSICA**

K. K. Costa, O. L. Sgrott Jr., V. R. Wiggers, H. F. Meier, W. P. Martignoni

### **ANÁLISE DE INTERAÇÕES ENTRE AS FASES EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS MULTIFÁSICOS GÁS-SÓLIDO POR EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA E FÍSICA**

J. Utzig, R. K. Decker, D. Noriler, H. F. Meier

### **ANÁLISE DO DESEMPENHO DO EQUIPAMENTO CICLONE MEDIANTE A TÉCNICA NUMÉRICA**

M. V. Ramirez, J. R. Coury, J. A. S. Gonçalves

### **ANALYSIS OF OF THE BISTABILITY PHENOMENON IN TWO CYLINDERS SIDE-BYSIDE BY MEANS OF WAVELET AND HILBERT-HUANG TRANSFORMS**

A. V. de Paula, R. S. S. Horszczaruk, S. V. Möller

### **APPLICATION OF EULER-LAGRANGE APPROACH TO PREDICT THE TURBULENT MULTIPHASE FLOW WITH HEAT TRANSFER AND DROPLET SOLIDIFICATION IN GRANULATION PROCESS**

G. A. N. Ricardo, D. Noriler, H. F. Meier, W. P. Martignoni

### **AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO ATMOSFÉRICO NO CENTRO ESPACIAL DE ALCÂNTARA USANDO MODELOS TOPOGRÁFICOS EM ESCALA REDUZIDA**

A. R. Wittwer, A. M. Loredo-Souza, M. G. K. Oliveira, G. Fisch

**AVALIAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO SANGUÍNEO LAMINAR E TURBULENTO NO INTERIOR DE UM MODELO VENOSO**

J. M. R. da Cunha, V. C. Jakitsch, T. C. Lucas, R. Huebner

**AVALIAÇÃO NUMÉRICA DOS EFEITOS DE TURBULÊNCIA NO ESCOAMENTO SANGUÍNEO DAS CORONÁRIAS QUANDO NA PRESENÇA DO CATETER**

V. C. Jakitsch, J. M. R. da Cunha, T. C. Lucas, R. Huebner

**CARACTERÍSTICAS DE MODELOS RANS APLICADOS AO ESCOAMENTO SOBRE UMA PLACA PLANA**

A. L. T. Rezende, F. N. de Araújo

**CARACTERIZACIÓN DE PERFILES DE VIENTOS DE CAPA LÍMITE NEUTRALMENTE ESTABLE EN TUNELES DE VIENTO**

G. M. Alvarez, A. R. Wittwer, A. M. Loredó-Souza

**CORRECTED LAGRANGIAN LES MODEL FOR VORTEX METHOD**

A. M. Bimbato, L. A. A. Pereira, M. H. Hirata

**EFEITO DA GRAVIDADE NA ANÁLISE DA ESTABILIDADE DE UMA CAMADA DE MISTURA ESTAVELMENTE ESTRATIFICADA**

D. E. Taira, E. B. C. Schettini, J.H. Silvestrini

**EFEITO DE INTERFERÊNCIA NO ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDROS ALINHADOS E DIMINUIÇÃO NA EFETIVIDADE DE SUPRESSORES DO TIPO STRAKES**

C. M. Freire, I. Korkischko, J. R. Meneghini

**ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDRO EM OSCILAÇÃO LIVRE E FORÇADA POR DNS**

L. C. Pinto, E. B. Schettini, J. H. Silvestrini

**FLOW AROUND A CIRCULAR CYLINDER SOLVING BY IMERSPECMETHODOLOGY: THE COUPLING OF FOURIER PSEUDO-SPECTRAL AND IMMersed BOUNDARY METHODS**

F. P. Mariano, L. Q. Moreira, A. Silveira Neto



**FLOW PATTERNS INSIDE OPEN CAVITIES AND VORTEX SHEDDING IN THE SHEAR LAYER**

I. C. Silva, E. L. B. Rosim, E. D. R. Vieira, S. S. Mansur.

**HOT FILM PROBE CALIBRATION USING A FREE JET**

E. R. Vieira, S. S. Mansur

**INERTIAL PARTICLE CONDITIONAL MEAN TRAJECTORIES ON THE INVARIANT PLANE**

J. P. L. C. Salazar, L. R. Collins

**INFLUÊNCIA DA LARGURA DA BOCA DO TUBO DE ÓRGÃO NO TIMBRE GERADO PELO MESMO**

F. S. Machado, M. L. S. Indrusiak

**INFLUÊNCIA DO ACABAMENTO DA BORDA DE ENTRADA NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM DIFUSOR RADIAL**

D. M. Arantes, L. I. G. Maia, J. L. Gashe

**INFLUÊNCIA DO GRADIENTE DE PRESSÃO NO DESENVOLVIMENTO DOS VÓRTICES DE GÖRTLER**

J. K. Rogenski, L. F. de Souza

**NUMERICAL APPROACH OF TURBULENT FLOW BETWEEN TWO PARALLEL FINS**

S. I. Souza, J. Goulart

**NUMERICAL INVESTIGATION OF THE FLOW AROUND A FIXED YAWED CIRCULAR CYLINDER WITH ASYMMETRICAL BOUNDARY CONDITIONS IN THE SPAN**

R. S. Gioria, J. R. Meneghini, G. R. Franzini, A. L. Fugarra

**NUMERICAL SIMULATION OF THE FLOW IN RADIAL DIFFUSERS USING THE IMMERSED BOUNDARY METHOD**

I. S. Barbosa, E. D. R. Vieira, S. S. Mansur

# CARACTERIZACIÓN DE PERFILES DE VIENTOS DE CAPA LÍMITE NEUTRALMENTE ESTABLE EN TUNELES DE VIENTO

**Gisela Marina Alvarez y Alvarez, giselaalvarezyalvarez@yahoo.com.ar**

**Adrián Roberto Wittwer, a\_wittwer@yahoo.es**

Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional del Nordeste, Avda. Las Heras 727, 3500, Resistencia, Argentina

**Acir Mércio Loredo-Souza, acir@ufrgs.br**

Laboratório de Aerodinâmica das Construções, UFRGS, Porto Alegre, Brazil

## **Abstract.**

*El presente trabajo se enfoca en realizar la caracterización de perfiles de velocidades medias con el objeto de obtener los parámetros necesarios para realizar una adecuada reproducción de los mismos en modelos computacionales. Para ello se evalúan perfiles de velocidad media de vientos de capa límite neutralmente estable, simulados en tres túneles de viento de diferentes dimensiones, teniendo en consideración las diferentes leyes que rigen su comportamiento en las distintas regiones de la capa límite y los diferentes métodos de obtención de los parámetros que caracterizan estas leyes.*

## **1. INTRODUCCION**

Para realizar la caracterización de vientos de capa límite es necesario evaluar los parámetros que definen al perfil de velocidades media. En la capa límite atmosférica la velocidad media del viento varía desde cero, junto a la superficie terrestre y hasta la velocidad gradiente en concordancia con la altura gradiente,  $z_g$ . A mayor rugosidad superficial, mayor será el intercambio turbulento de cantidad de movimiento y mayor la altura gradiente. Por este motivo en grandes extensiones de terreno abierto o superficies de agua el valor de  $z_g$  es de aproximadamente 250 – 280 m, en tanto que en superficies muy irregulares como ser centros de ciudades, el valor de  $z_g$  asciende a 500 m (Blessmann, 1997).

Al evaluar el perfil de velocidades medias resulta conveniente dividir a la capa límite en tres zonas, una región superior, una región intermedia o logarítmica y una región inferior o rugosa.

La región superior, alturas mayores a 100 m, se caracteriza por un gradiente de velocidades mayor que en las otras zonas y por tensiones de Reynolds que disminuyen con la altura, hasta un valor nulo, fuera de la capa límite.

En la región intermedia los perfiles de velocidad media pueden ajustarse a la ley logarítmica, debido a que las tensiones de Reynolds permanecen constantes con la altura. El espesor medio de esta capa es de aproximadamente el 40% de la capa límite si se trata de una superficie rugosa y del 20% de la capa límite si la superficie es plana (Maruyama y Ishizaki, 1988).

En la región inferior el perfil de viento se ve influenciado por la densidad, el tamaño y la configuración de la rugosidad superficial que afectan al coeficiente de arrastre y de la velocidad de fricción. En esta zona el perfil de velocidades puede definirse con una teoría basada en que el gradiente de tensiones de corte es proporcional a la raíz cuadrada de la velocidad. (Maruyama y Ishizaki, 1988).

En el presente trabajo, el estudio se enfoca a realizar la caracterización del perfil de velocidades medias en vientos con estabilidad neutra, simulados en tres túneles de viento de diferentes dimensiones, en las regiones superior e intermedia de la capa límite, teniendo en consideración las diferentes leyes que rigen su comportamiento, con el objeto de obtener los parámetros más representativos de los mismos tal que permitan una adecuada reproducción en modelos computacionales.

## **2 LEY POTENCIAL**

La ley potencial se encuentra definida por la Ec. (1), donde el exponente  $\alpha$ , caracteriza la rugosidad del terreno, tomando valores cercanos a 0.17 para los terrenos más lisos como terrenos abiertos sin obstrucciones y valores próximos a 0.24 para terrenos más rugosos, como por ejemplo un terreno suburbano. En la Ecuación (1)  $u$  y  $u_{(ref)}$  son los valores de la velocidad media correspondiente a una altura  $z$  y altura de referencia  $z_{ref}$ , respectivamente.

$$u / u_{(zref)} = (z / z_{ref})^\alpha \quad (1)$$

Por lo tanto para describir el perfil de velocidades medias, solo se requiere de la determinación del exponente  $\alpha$ , para ello se realiza un ajuste de la Ec. (1) a los valores medidos.

Esta ley empírica ha sido empleada universalmente durante varios años; por su simplicidad, sin embargo presenta algunos inconvenientes. El modelo no reconoce el tope de la capa límite, por lo cual aparentemente la velocidad del viento crecería indefinidamente con la altura, además, no posee una justificación teórica, por ende al emplearla no se debe olvidar que un modelo empírico solo representa aquellos atributos de la escala real que se han ajustado. Finalmente, el ajuste de esta ley es adecuado en la parte superior de la capa de Ekman, pero pobre cerca de la superficie



y presenta la ventaja de que puede ser aplicada también a ráfagas de diferente duración (Cook, 1985). Por lo expuesto, el ajuste del perfil de velocidades medias a la ley potencial es adecuado en las regiones intermedias y superior de la capa límite.

### 3 LEY LOGARÍTMICA

La ley logarítmica se basa en las hipótesis de tensiones de corte constantes y longitud de mezcla proporcional a la altura. Experimentalmente se ha demostrado que la región de la capa límite atmosférica más próxima a la superficie terrestre se caracteriza por tensiones de corte aproximadamente constantes, exceptuándose la región muy próxima a la superficie terrestre y para una altura que, teóricamente, va hasta el 15% de la altura de la capa límite. Por encima de la zona en que las tensiones de corte permanecen constantes estas disminuyen con la altura hasta un valor prácticamente nulo en fuera de la capa límite (Blessmann, 1997). Por este motivo la ley logarítmica brinda un adecuado ajuste del perfil de velocidades medias a partir de los 10 - 20 m hasta cerca de los 100 m de altura.

La ley logarítmica se la define con la Ec. (2) donde  $u$  es la velocidad media de escurrimiento correspondiente a la altura  $z$ ,  $k$  es una constante de proporcionalidad denominada constante de von Karman, y que toma el valor de 0.40;  $z_0$  es la altura de rugosidad;  $d$  el desplazamiento del plano cero y  $u^*$  la velocidad de fricción.

$$u = u^*/k \ln[(z-d)/z_0] \quad (2)$$

La altura de rugosidad,  $z_0$ , está directamente relacionada con la altura de los obstáculos que determinan la rugosidad superficial, por lo cual se ve influenciada por densidad y distribución de los mismos. Adquiere valores cercanos a 0.015 m para campo abierto y 3 m para áreas urbanas. Desde el punto de vista de la ingeniería estructural el uso de valores bajos de  $z_0$  queda del lado de la seguridad, consecuentemente en caso de duda es recomendable usar valores próximos a los límites inferiores (Blessmann, 1997).

La velocidad de fricción depende del gradiente de velocidades y de la rugosidad superficie, que influye en la turbulencia y en la longitud de mezcla. Puede ser vista como una medida de la intensidad de turbulencia y de la transferencia de la cantidad de movimiento causada por la turbulencia (Blessmann, 1997). Este parámetro puede determinarse a partir de la medición de las tensiones de Reynolds, pero para la medición de estas tensiones es necesario utilizar un anemómetro de dos canales con una sonda tipo "X" y no siempre se cuenta con este instrumental.

Para el caso de superficies muy rugosas u onduladas, el flujo sobre la parte superior de los elementos rugosos se ve dinámicamente influenciado por lo mismo, por lo cual el nivel de suelo, o agua, no coincidirá con el origen del perfil logarítmico, provocando un desplazamiento del plano de referencia  $d$ . La magnitud de este parámetro aumentará con la densidad de rugosidad, en terrenos con vegetación alcanzará un valor del 70-80% de la altura media de la vegetación y en centros urbanos su valor será una fracción de la altura media de las edificaciones (Arya, 1998).

Existen diferentes formas de obtener los parámetros  $z_0$ ,  $d$  y  $u^*$ . Se pueden determinar por ajuste por mínimos cuadrados del perfil de velocidades medias medido a la Ec. (2), pero la estimación simultánea de los parámetros generalmente provoca grandes errores. También se pueden hallar gráficamente mediante la representación de la Ec. (2) en un gráfico semilogarítmico. Se grafica el perfil de velocidades medias en un gráfico que posea una escala logarítmica vertical en la que se representan las alturas y en una escala decimal horizontal la velocidad, la gráfica se ajustará a una recta. La pendiente de dicha recta definirá la velocidad de fricción,  $u^*$ , y  $z_0-d$ , se define a partir del punto de intersección entre la gráfica y el eje vertical.

En este caso se utiliza un método basado en la medición del perfil de intensidad de turbulencia,  $I_u$ , para calcular el parámetro  $z_0$  (Liu et al., 2003). El cálculo descripto con mayor detenimiento en un trabajo anterior (Alvarez y Alvarez, et al, 2006) emplea la expresión empírica, dada por la ESDU, Engineering Science Data Unit, para la variación de la intensidad de turbulencia hasta los 100 m de altura en la atmósfera.

$$\sigma_w/U = B (0.867 + 0.556 \log_{10} z - 0.246 \log_{10}^2 z) / \ln(z/z_0) \quad (3)$$

Donde el valor de  $B = 1.0$  para  $z_0 \leq 0,02$  m,  $B = 0.76 \cdot z_0^{-0,07}$  para  $0,02 \text{ m} \leq z_0 \leq 1.0$  m y  $B = 0.76$  para  $z_0 \geq 1.0$  m. Se adopta el valor de  $z_0$  que mejor ajuste la Ec. (3) con los valores medidos, teniendo en cuenta que el 90 % de los datos del ensayo caigan dentro de  $\pm 15\%$  de los resultados obtenidos de la aplicación de la Ec. (3).

### 4. PROCEDIMIENTO Y RESULTADOS OBTENIDOS

Las mediciones consistieron en la determinación de velocidades medias y fluctuantes, con el objeto de determinar los perfiles de velocidades medias y de intensidad de turbulencia en tres túneles de viento que se describen a continuación.

Uno de los túneles de viento empleados fue el túnel de viento (TV2) de la Facultad de Ingeniería de la Universidad Nacional del Nordeste. Este túnel es de circuito abierto cuya longitud total es de 7.50 m, su cámara de ensayos consiste en un conducto de sección cuadrada de 0.48 m de lado y de 4.45 m de longitud (Alvarez y Alvarez, et al, 2004). Para

simular la capa límite atmosférica de espesor parcial se emplearon elementos de rugosidad y dispositivos de mezcla apropiados para reproducir una capa límite neutralmente estable. Los elementos de rugosidad consistieron en prismas de 0.012 m de lado y 0.009 m de altura, distribuidos al trespelillo separados 0.03 m entre sí y los dispositivos de mezcla empleados fueron agujas truncadas de 0.37 m de altura. Las mediciones se realizaron en la sección central del túnel, que se encuentra a 3.6 m de los generadores de turbulencia, empleando una escala de simulación de 1:800. La evaluación se realizó operando el túnel, primero a alta velocidad, alcanzando un máximo de 19 m/s, y luego operando el túnel a baja velocidad, con una velocidad máxima de 1.36 m/s. La altura de la capa límite simulada fue de 30 cm.

También se empleó el túnel de viento de capa límite “Jacek Gorecki”, de la Facultad de Ingeniería de la Universidad Nacional del Nordeste, que es túnel de circuito abierto cuya cámara de ensayos mide 2.4 m de ancho y de 1.8 m de altura y posee una longitud de 22.4 m (Wittwer y Moller, 2000). Para simular la capa límite atmosférica de espesor parcial se emplearon nuevamente una combinación de elementos de rugosidad y dispositivos de mezcla apropiados para reproducir una capa límite neutralmente estable. Las mediciones se realizaron en la sección central del túnel, empleando una escala de simulación de 1:150. La velocidad máxima alcanzada fue de 25.7 m/s y la altura de la capa límite simulada de 121.4 cm.

Además, se efectuaron mediciones en el túnel de viento de circuito cerrado “Prof. Joaquim Blessmann” (Blessmann, 1982) del Laboratorio de Aerodinámica de las Construcciones de la Universidad Federal de Río Grande del Sur. La cámara de ensayos de este túnel tiene una sección transversal de 1.30 m de ancho por 0.90 m de altura y una longitud de 9.32 m. Para reproducir la capa límite atmosférica neutralmente estable se utilizó, también una combinación dispositivos de mezcla y rugosidad. Se analizaron resultados de tres ensayos, primeramente operando el túnel a alta velocidad y luego dos casos a baja velocidad. Para alta velocidad, la velocidad media en la posición de referencia,  $u_0$ , fue de aproximadamente 35 m/s, mientras que para bajas velocidades se obtuvieron  $u_0$  de 0.85 m/s y 1.91 m/s en el primer y en el segundo caso evaluado respectivamente. La escala de simulación empleada fue de 1:350.

En los todos los casos descriptos, los perfiles de velocidad e intensidad de turbulencia se determinaron en la sección central de cada túnel. No obstante, mediciones anteriores permiten garantizar la homogeneidad lateral de los perfiles a partir del diseño de los elementos de simulación, excepto en las capas límites propias del las paredes lisas laterales y el techo. Por otro lado, dado que las mediciones se realizaron siempre al final de la cámara de ensayos, y además los dispositivos de simulación y la relación “longitud/altura” de la cámara de ensayos, en todos los casos fue superior a 10, se pudo suponer que el escurrimiento en la sección de medición es totalmente desarrollado.

Luego de realizadas las mediciones, en primer lugar, se procedió al ajuste a la ley potencial de los perfiles de velocidad media medidos. Los resultados obtenidos se encuentran en la Tab. 1 y se grafican en la Fig. 1 el ajuste logrado con los perfiles de velocidad media del túnel TV2 operando a baja y a alta velocidad y en la Fig. 2 el ajuste de los perfiles de velocidad media medidos en los túneles “Jacek Gorecki” y “Prof. Joaquim Blessmann”.

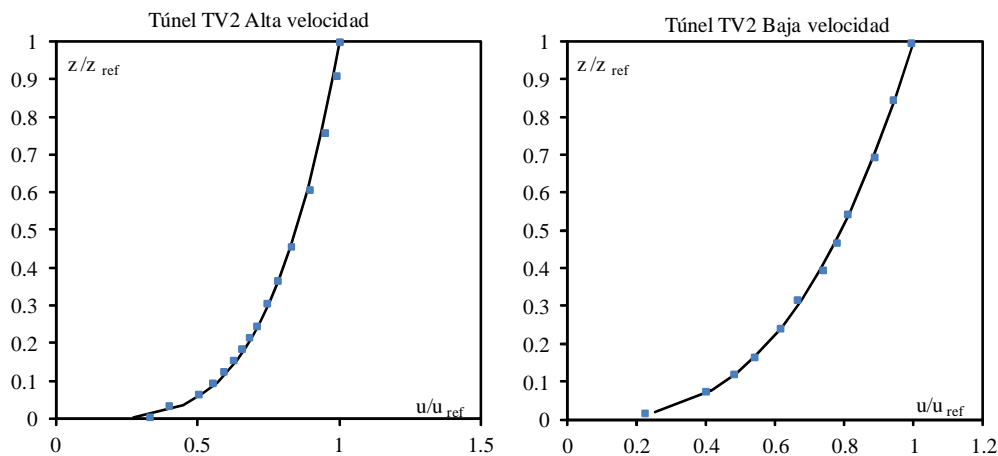


Fig. 1 Ajuste a la ley potencial de los perfiles de velocidad media del túnel TV2 operando a alta y baja velocidad.

Luego se procedió a realizar el ajuste a la ley logarítmica, empleando el método basado en la medición del perfil de intensidad de turbulencia,  $I_u$ , para calcular el parámetro  $z_0$  (Liu et al., 2003), ya citado. Se trabajó en cada caso con series de datos que cumplan con los límites de aplicabilidad de la ley logarítmica, valores que se correspondan con una altura mayor a 10 - 20 m y menor a 100 m, rango en el cual se pueden considerar las tensiones de corte constantes. Estos valores, también resultan apropiados para el empleo de la Ec. (3) que permite calcular la intensidad de turbulencia para alturas menores a 100 m.

En una primera instancia y aplicando la Ec. (3) se calcularon los valores de  $I_u$ ,  $0.85 I_u$  y  $1.15 I_u$ , para distintos  $z_0$ , los cuales se representaron junto a los valores medidos de  $I_u$  empleando la escala de simulación correspondiente, para llevar los datos obtenidos en el túnel de viento a una escala atmosférica. Se adoptó el valor de  $z_0$  que mejor ajuste la Ec.

(3) con los valores medidos, partiendo de valores de  $z_0$  que concuerden con el valores del coeficiente  $\alpha$  de ajuste de ley potencial obtenidos de la revisión bibliográfica realizada por Blessmann (1995). En el caso del túnel TV2 no fue posible realizar un ajuste con un mismo valor de  $z_0$  para alta y baja velocidad, como se esperaba que fuera, por esta razón, se efectuó la determinación del parámetro  $z_0$  de manera independiente para los casos de simulación a baja y a alta velocidad (Fig. 3). Diferente resultó el caso de los perfiles de intensidad de turbulencia del túnel Joaquim Blessmann, en el cual se obtuvo una misma altura de rugosidad para los tres ensayos, primeramente operando el túnel a alta velocidad y en los dos casos analizados a baja velocidad (Fig. 4). En la Fig. 4 se muestra, también, el ajuste correspondiente al túnel Jacek Gorecki. Los valores de obtenidos  $z_0$  obtenidos en cada caso se resumen en la Tab. 1.

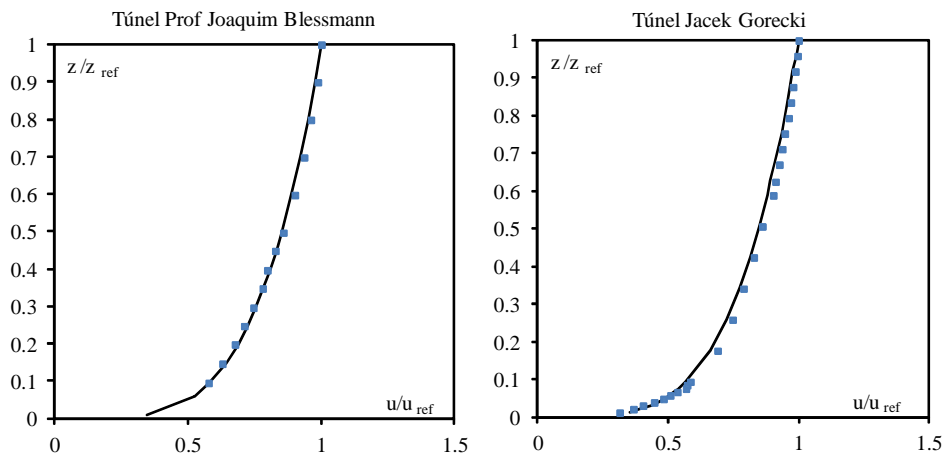


Fig. 2 Ajuste a la ley potencial de los perfiles de velocidad media de los túneles de viento Prof. J. Blessmann y Jacek Gorecki.

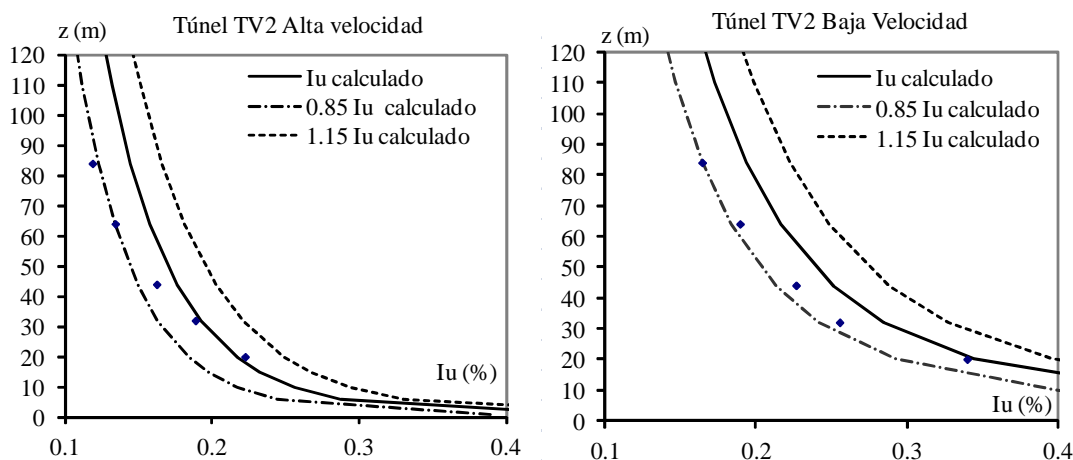


Fig. 3 Determinación de  $z_0$  para el túnel TV2 operando a baja y alta velocidad.

Tabla 1. Resumen de resultados obtenidos y comparación con los valores de  $z_0$  dados por Blessmann (1995) para diferentes valores de  $\alpha$ .

Túnel	Escala simulación	$\alpha$	$z_0 + d$ (mm)	$z_0$ (mm)	d (mm)	$u^*$ (m/seg)	$z_0$ atmosférico (mm)	$z_0$ atmosférico Blessmann (mm)
TV2 Alta velocidad	1:800	0.25	0.8	0.25	0.55	0.94	200	200 - 1000
TV2 Baja velocidad	1:800	0.35	3	1.88	1.12	0.09	1504	1100 - 2500
Prof. J. Blessmann	1:350	0.23	0.9	0.77	0.13	2.01	270	200 - 1000
Jacek Gorecki	1:150	0.24	3	2.33	0.67	1.55	350	200 - 1000



En la Figura 5 y en la Figura 6 se muestra la variación de la velocidad media con la altura para los casos de estudio, representada en un sistema de ejes semi logarítmico. Extrapolando el perfil logarítmico, donde la velocidad  $u$  se torna cero, la altura que se obtendrá será el valor de  $d + z_0$ , para ambos casos. A partir de estos resultados, y conociendo los valores de  $z_0$ , obtenidos en el paso anterior, se pudo determinar el valor del desplazamiento del plano cero,  $d$ . El valor de la velocidad de fricción  $u^*$  se determina mediante el ajuste de los valores de velocidad media medidos a la Ec. (2), empleando los valores de  $z_0$  y  $d$ , calculados para cada caso. Los resultados obtenidos se resumen en la Tab. 1.

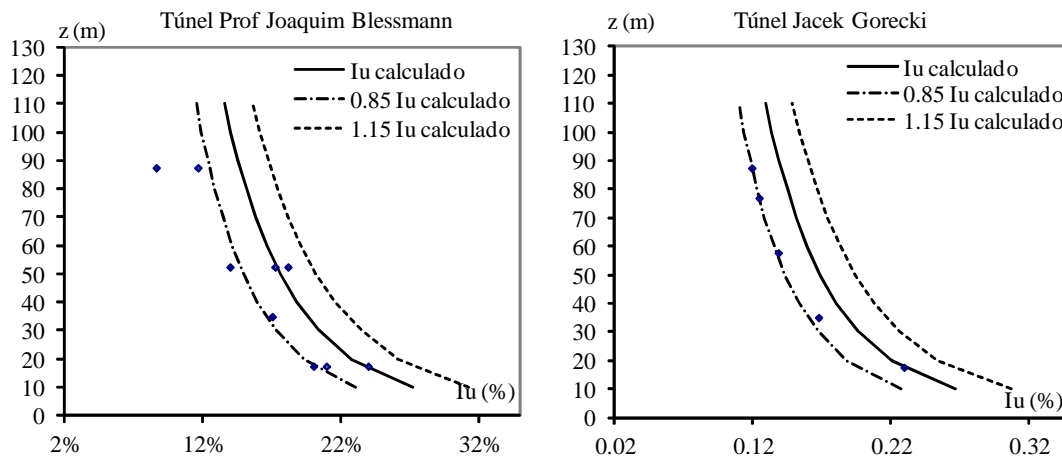


Fig. 4 Determinación de  $z_0$  para los túneles de viento Prof. J. Blessmann y Jacek Gorecki.

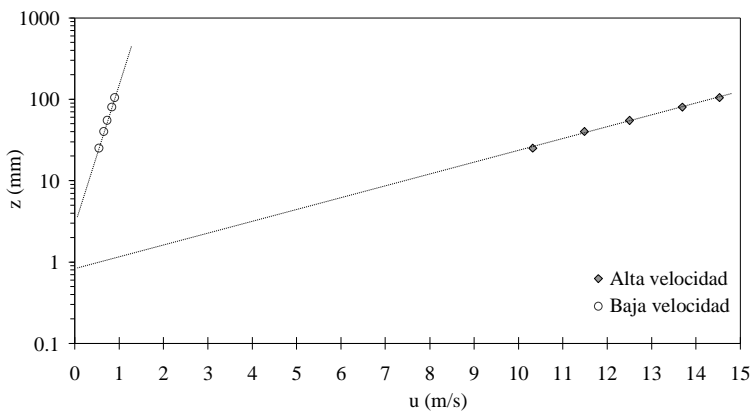


Fig. 5. Determinación de  $z_0 + d$  para mediciones efectuadas a alta y a baja velocidad en el túnel de viento TV2.

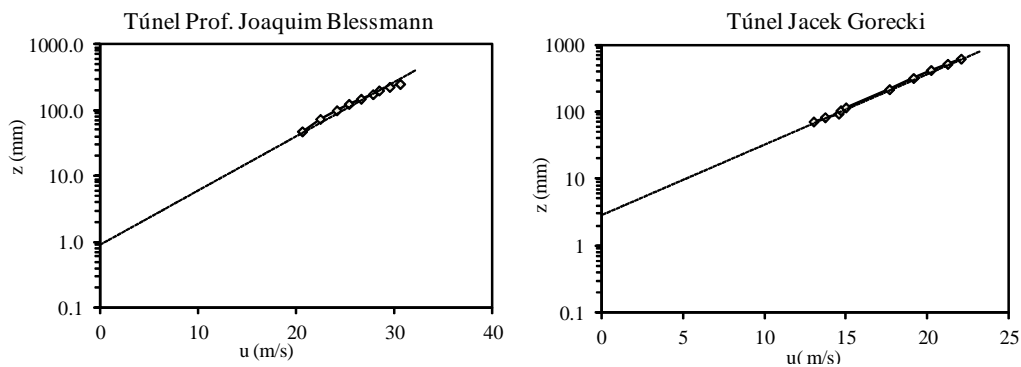


Fig. 6. Determinación de  $z_0 + d$  para mediciones efectuadas en los túneles de viento Prof. J. Blessmann y Jacek Gorecki.

Una vez determinados todos los parámetros de ajuste de la ley logarítmica, en las Fig. 7 y en la Fig. 8 se procedió a realizar el trazado del perfil de velocidades medias junto con la representación de las leyes potencial y logarítmica obtenidas para cada caso.

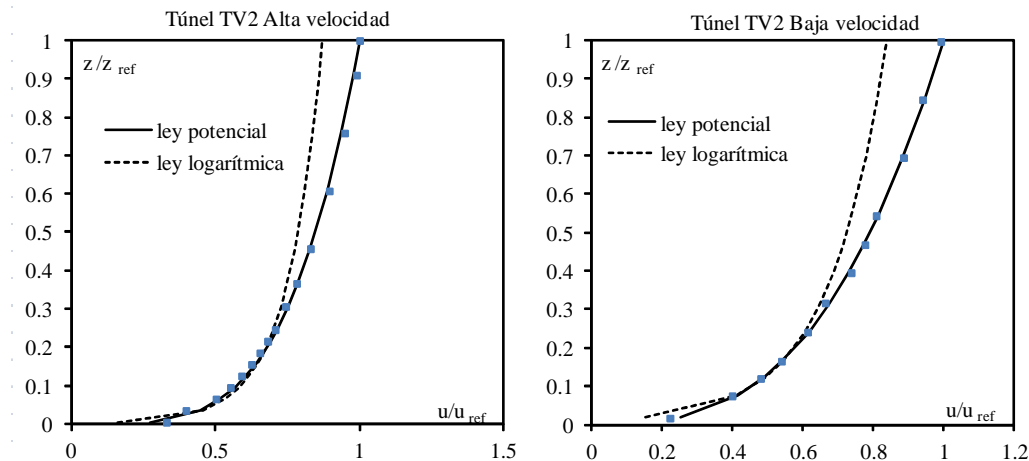


Fig. 7. Comparación ajuste a la ley potencial y a la ley logarítmica de los perfiles de velocidad media del túnel TV2 operando a baja y alta velocidad.

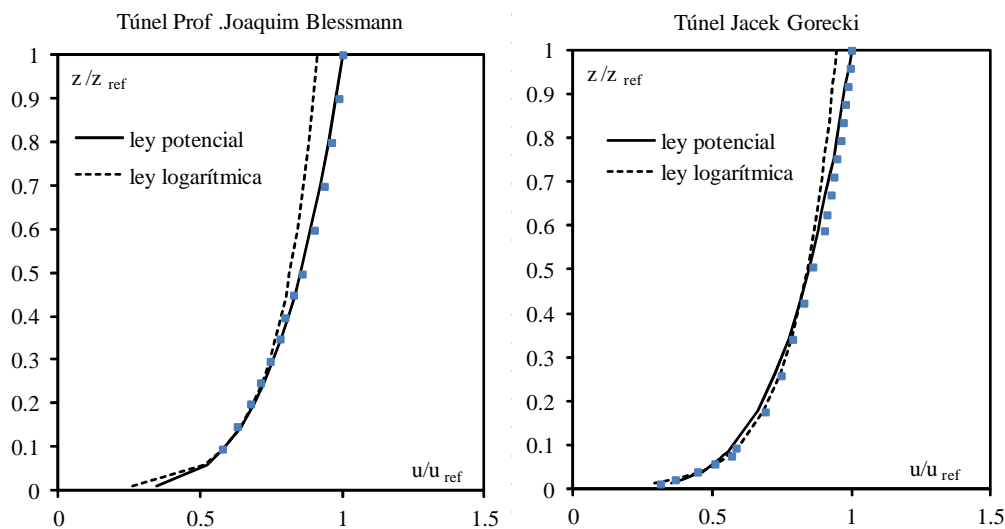


Fig. 8. Comparación ajuste a la ley potencial y a la ley logarítmica de los perfiles de velocidad de los túneles de viento Prof. J. Blessmann y Jacek Gorecki.

En primer lugar, del análisis de la Fig. 7 y la Fig. 8 se aprecia que en general en todos los casos ninguna de las dos leyes logra un ajuste adecuado del perfil de velocidades medias en la altura correspondiente al 5% inferior de la capa límite, lo cual es posible debido a que las hipótesis establecidas en el desarrollo de la ley logarítmica no se verifican en la región inferior de la capa límite.

En la Fig. 7 se observa un buen ajuste de la ley logarítmica en las simulaciones con el túnel operando a alta y baja velocidad hasta una altura del 25% de la capa límite, a partir de allí el mejor ajuste se obtiene con la ley potencial.

En el ajuste efectuado al perfil de velocidad media del túnel de viento Prof. J. Blessmann (Fig. 8) se observa que la ley logarítmica tiene un buen comportamiento hasta el 30 % de la altura de la capa límite, en cambio la ley potencial se adapta mejor al perfil medido a partir de 5% de la altura de la capa límite. Por otro lado, los ajustes realizados al perfil de velocidad media del túnel Jacek Gorecki (Fig. 8) muestra un correcto comportamiento del perfil logarítmico hasta el 50% de la altura de la CL y a partir de allí se adapta mejor el perfil definido con la ley potencial.

En la Tabla 1 se resumen todos los valores determinados en este trabajo, en la última columna se colocaron los valores los valores de  $z_0$  en la atmósfera que se corresponden con los exponentes de la ley potencial obtenidos de

Blessmann (1995). Se observa que los valores determinados experimentalmente entran en el intervalo dado por Blessmann.

## 5. COMENTARIOS FINALES

El objetivo del presente trabajo era la determinación de los parámetros que caracterizan el perfil de velocidades medias con el objeto de que permitan realizar una adecuada reproducción de los perfiles cuando se emplean en modelos computacionales. Los parámetros a emplear dependerán de la región de la capa límite que interese estudiar.

Los resultados obtenidos indican en general en la mayor parte de la capa límite el ajuste empleando la ley potencial es el más adecuado, además, cuenta con la ventaja de que la determinación del parámetro de ajuste  $\alpha$ , es muy sencilla, pero no debe olvidarse de que se trata de un modelo empírico y que representará, en la escala real, solo aquellas condiciones que han sido ajustadas con el modelo (Cook, 1985).

En la región intermedia de las capas límites simuladas los resultados obtenidos con el ajuste a la ley logarítmica han sido satisfactorios, y es propicio destacar que este método responde a formulaciones teóricas. Cabe señalar la ventaja de la aplicación del método utilizado en este trabajo y que las estimaciones de  $z_0$  e  $u^*$  son más consistentes y estables comparadas con las obtenidas usando el método de regresión simple.

Finalmente, los ajustes realizados en la región inferior de la capa límite no fueron adecuados y serán motivo de posteriores estudios.

## 6. REFERENCIAS

- Alvarez y Alvarez, Gisela M., Wittwer, Adrián R., “Estudio de escurrimientos turbulentos de capa límite en un túnel de viento de circuito abierto”, Anais da 4a Escola de Primavera de Transição e Turbulência - EPTT 2004, Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas - ABCM, Porto Alegre, RS, Set. 27 – Oct 1, 2004.
- Alvarez y Alvarez, Gisela M., Wittwer, Adrián R., “Análisis de los parámetros del perfil de viento en la CL simulada en un túnel de viento”, Anais da 5a Escola de Primavera de Transição e Turbulência - EPTT 2006, Paper ETT-06-0007, Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas - ABCM, Rio de Janeiro, Brasil, Set. 25 -30, 2006.
- Arya, S. Pal. Introduction to Micrometeorology, Academic Press, 1998.
- Blessmann, J. The Boundary Layer Wind Tunnel of UFRGS, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 10 (1982) 231-248.
- Blessman, J. O Vento na Engenharia Estrutural, Editora da Universidade, UFRGS, Porto Alegre, 1995.
- Cook, N., "The designer's guide to wind loading of building structures", Building Research Establishment, 1985.
- Liu, Guoliang; Xuan, Jie; Park, Soon-Ung, “A new method to calculate wind profile parameters of the wind tunnel boundary layer”. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 91 (2003) 1155–1162.
- Maruyama T., Ishizaki H. “A Wind Tunnel Test On The Boundary Layer Characteristics Above An Urban Area”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 28 (1988) 139-148 139.
- Wittwer, A.R., Moller, S.V. Characteristics of the low-speed wind tunnel of the UNNE, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 84 (2000) 307–320.

## 7. AVISO DE RESPONSABILIDAD

Los autores son los únicos responsables por el material impreso incluido en esta publicación.

## INFLUÊNCIA DO ACABAMENTO DA BORDA DE ENTRADA NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM DIFUSOR RADIAL

Danilo Martins Arantes, arantes.danilo@yahoo.com.br  
Letícia Irene Guimarães Maia, gmaia.leticia@gmail.com  
José Luiz Gasche, gasche@dem.feis.unesp.br

UNESP – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Avenida Brasil 56 – Centro – CEP 15385-000 Ilha Solteira-São Paulo

**Resumo:** Entre os fatores que contribuem para a eficiência termodinâmica de compressores de refrigeração, as perdas viscosas nas válvulas de sucção e descarga representam quase 50% de todas as perdas termodinâmicas. A análise do escoamento do fluido refrigerante através das válvulas não é uma atividade experimental trivial, principalmente devido à complexidade da geometria geralmente encontrada nestes tipos de válvulas. A fim de entender melhor este escoamento, pesquisadores tem adotado o difusor radial, com entrada de escoamento axial, como um modelo mais simples para analisar o comportamento em válvulas de compressores. Um dos principais parâmetros estudados é a força atuando sobre o disco frontal, que é resultado da distribuição de pressão atuando sobre o disco. O objetivo deste trabalho é analisar experimentalmente a influência do tipo de acabamento da borda de entrada da região do difusor radial na distribuição de pressão atuando no disco frontal do difusor. A bancada experimental foi concebida para usar uma nova técnica para medir a distância entre os discos que formam o difusor radial, um importante parâmetro que caracteriza o escoamento. A análise foi realizada para um difusor radial com relação de diâmetros de  $d/D=1,66$ , considerando escoamentos turbulentos com número de Reynolds variando entre 5000 e 14000, para distâncias adimensionais entre discos na faixa de  $s/d=0,03$  a  $0,1$ . Os resultados mostram que pequenas alterações de acabamento das bordas de entrada da região do difusor causam significativas variações no perfil de pressão sobre o disco frontal.

### 1. INTRODUÇÃO

De acordo com a Agência Nacional de Energia Elétrica – ANEEL – o mercado de energia elétrica experimentou um crescimento da ordem de 4,5% ao ano, entre 2007 e 2008, devendo ultrapassar a casa dos 100 mil MW. Ao longo das últimas duas décadas, o consumo de energia elétrica apresentou índices de expansão bem superiores ao Produto Interno Bruto (PIB), fruto do crescimento populacional concentrado nas zonas urbanas, do crescimento de consumo da classe média e da modernização da economia. As classes de consumo residencial, comercial e rural obtiveram expressivos ganhos de participação, enquanto o segmento industrial teve participação menor neste crescimento, principalmente pela utilização de tecnologias mais eficientes no uso final da eletricidade (ANEEL, 2009).

De acordo com um estudo feito pela Eletrobrás (2007) sobre a posse de aparelhos domésticos, 22% da energia consumida no país se deve ao setor residencial, destes 22% são consumidos pelos refrigeradores domésticos, 20% por aparelhos de ar condicionado e 5% por freezers. Devido a esse grande consumo de energia dos equipamentos de refrigeração, os fabricantes têm procurado aumentar suas eficiências para reduzir o consumo de energia.

Atualmente, os sistemas de refrigeração por compressão de vapor são os mais utilizados pela indústria de refrigeração. Dos componentes desse tipo de sistema, o compressor é o responsável pelas maiores irreversibilidades do sistema, chegando a 70% (Rasmussen e Jakobsen, 2000). Portanto, um pequeno aumento da eficiência do compressor pode significar um grande aumento na eficiência do sistema como um todo.

Um esquema simplificado de um compressor alternativo é ilustrado na Fig. 1, incluindo o sistema de acionamento, o pistão, o cilindro, o sistema de válvulas e as câmaras de sucção e de descarga.

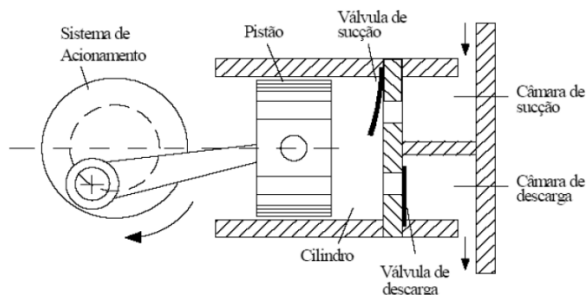


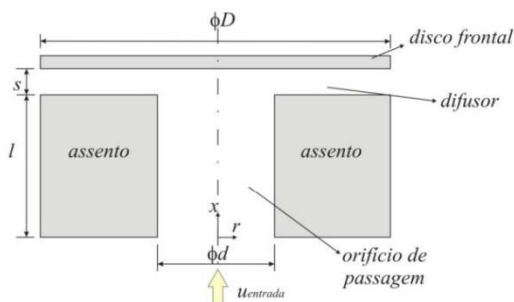
Figura 1. Esquema simplificado de um compressor alternativo (Possamai e Todescat ,2004).

As perdas nos escoamentos pelas válvulas do compressor, que correspondem a cerca de 30% das perdas totais do ciclo de refrigeração, são as principais fontes de perdas termodinâmicas. Segundo Possamai e Todescat (2004) melhorias no projeto do sistema de válvulas têm aumentado significativamente a eficiência nos compressores.



Neste tipo de compressor, o deslocamento linear e alternado do pistão é o responsável pela compressão. A válvula de sucção é responsável pela retenção e passagem do fluido da câmara de sucção para o cilindro, enquanto que a válvula de descarga é responsável pela retenção e passagem do fluido do cilindro para a câmara de descarga. A diferença de pressão entre o cilindro e as câmaras de sucção e descarga é responsável pela abertura e fechamento das válvulas. Depois de abertas, o movimento das válvulas é controlado pelo campo de pressão do escoamento. É por essa razão que estas válvulas são chamadas de automáticas.

Portanto o correto dimensionamento do sistema de válvulas é fundamental para a obtenção de uma eficiência elevada do compressor. De forma geral, o projetista busca válvulas com resposta rápida, tanto na abertura como no fechamento, que produzam uma perda de carga pequena e que restrinjam ao máximo o refluxo do gás. Dada a complexidade do escoamento nas válvulas de compressores, modelos simplificados como o difusor radial com entrada de escoamento axial têm sido adotados como modelo para a sua investigação. Neste tipo de modelo, os discos frontal e anterior representam a palheta e o assento da válvula, respectivamente, como mostra a Fig. 2.



**Figura 2. Esquema detalhado do difusor radial.**

O difusor radial é composto pelo disco anterior (assento da válvula) e pelo disco frontal (palheta da válvula). O fluido entra pelo orifício de entrada presente no assento, é defletido pela palheta e se desenvolve na região entre os discos, chamada de difusor. Mesmo sendo uma geometria simplificada, o escoamento em um difusor radial apresenta fenômenos físicos bastante complexos. Segundo Peters (1994), o escoamento em difusores apresenta instabilidades devido à presença de separação, curvatura, relaminarização e gradientes adversos de pressão.

Vários trabalhos abordam estudos a respeito de escoamento em difusores radiais, como pode ser encontrado em Souto (2002). O autor destaca que até o início da década de 70 a solução do escoamento era feita de forma analítica, empregando hipóteses simplificativas que restringiam a solução a situações com números de Reynolds ( $Re = \rho V d / \mu$ ) baixos (Livesey, 1960 e Killman, 1972). Posteriormente a esse período, a maioria dos trabalhos teóricos passou a adotar metodologias numéricas para a solução das equações, representando o escoamento de forma adequada, mesmo para números de Reynolds mais elevados.

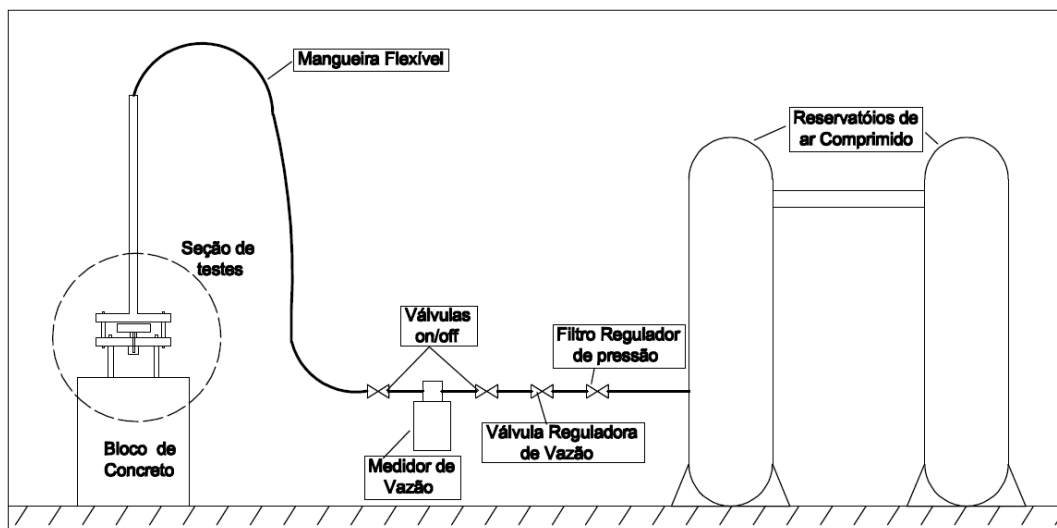
Trabalhos experimentais sobre o tema foram desenvolvidos por Jackson e Simmons (1965), Wark e Foss (1984), Ferreira e Driessen (1986), Tabakabai e Pollard (1987), Ervin et al. (1989), Gasche (1992), Salinas-Casanova (2001) e Souto (2002).

O objetivo deste trabalho é analisar experimentalmente a influência do tipo de acabamento da borda de entrada da região do difusor radial na distribuição de pressão atuando no disco frontal do difusor. A bancada experimental foi concebida para usar uma nova técnica para medir a distância entre os discos que formam o difusor radial, um importante parâmetro que caracteriza o escoamento. A análise foi realizada para um difusor radial com relação de diâmetros de  $d/D = 1,66$ , considerando escoamentos turbulentos com número de Reynolds variando entre 5000 e 14000, para distâncias adimensionais entre discos na faixa de  $s/d = 0,03$  a  $0,1$ .

## 2. METODOLOGIA EXPERIMENTAL E PROCEDIMENTOS

### 2.1. Bancada Experimental

A Fig. 3 mostra um esquema da bancada experimental, que é constituída por um tubo de alumínio, uma mangueira flexível, um medidor de vazão, dois tanques de ar comprimido, duas válvulas de esfera, uma válvula reguladora de vazão, um filtro regulador de pressão, pela seção de testes, por um sistema de posicionamento e pelos instrumentos de medição.



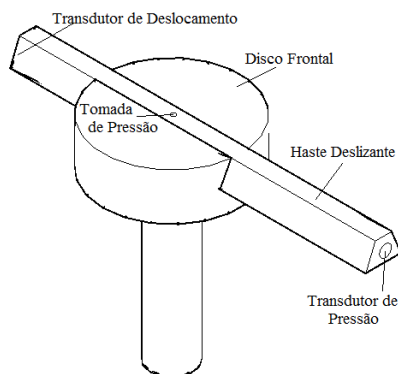
**Figura 3 – Esquema da bancada experimental.**

A bancada experimental, projetada para operar com ar comprimido, foi instalada em uma sala com condicionamento de ar, o que permitiu a realização de todos os testes numa temperatura média de 24°C. O ar é inicialmente armazenado em dois reservatórios de 500 litros de capacidade conectados em paralelo. A pressão de armazenamento é escolhida de maneira a proporcionar uma vazão de ar constante durante a aquisição de dados. Um compressor alternativo de dois estágios, com pressão máxima de 12,1 bar é usado para abastecer os dois reservatórios.

O ar escoar dos reservatórios para o sistema de controle do escoamento, que é constituído pelo filtro regulador de pressão e válvula reguladora de vazão. O filtro regulador de pressão possui duas funções, a de filtrar possíveis impurezas do ar e retirar parte de sua umidade, assim como a de manter constante a pressão da saída do escoamento. Desta forma, é possível manter uma vazão constante na seção de testes, apesar da redução de pressão nos reservatórios de ar comprimido à medida que ocorre o seu esvaziamento. A válvula reguladora de vazão instalada a jusante do filtro regulador tem a função de ajustar a vazão desejada do escoamento em cada teste. Em seguida, o ar escoar pelo medidor de vazão tipo Coriolis, cuja função é medir a vazão e temperatura do escoamento.

Após escoar pelo medidor de vazão, o ar é transportado para a seção de testes por meio de uma mangueira flexível e um tubo de alumínio com 2 m de comprimento, 34,9 mm de diâmetro interno e 38,1 mm de diâmetro externo de 38,1 mm. Na entrada do tubo de alumínio são instaladas duas telas finas com o objetivo de iniciar a regularização do perfil de velocidade do escoamento. Esta regularização é completada com o uso do tubo de 2 m de comprimento, cuja função é produzir um escoamento com perfil de velocidade completamente desenvolvido na entrada da seção de testes.

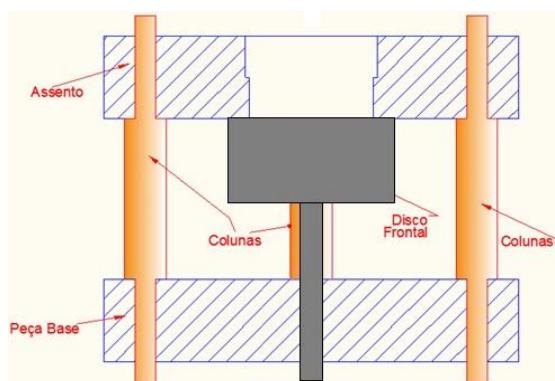
A medição do perfil de pressão sobre o disco frontal é realizada por meio de uma tomada de pressão (orifício de 0,7 mm de diâmetro) confeccionada em uma haste móvel que se movimentar na superfície do disco frontal. Em uma das extremidades dessa haste é instalado um transdutor de pressão, enquanto na extremidade oposta é instalado um medidor de deslocamento indutivo. Este medidor está conectado a um sistema de deslocamento (sistema da haste de tomada de pressão) movimentado por um motor de passo. A Fig. 4 mostra um detalhe do disco frontal e da haste móvel.



**Figura 4 – Disco frontal com a haste móvel.**

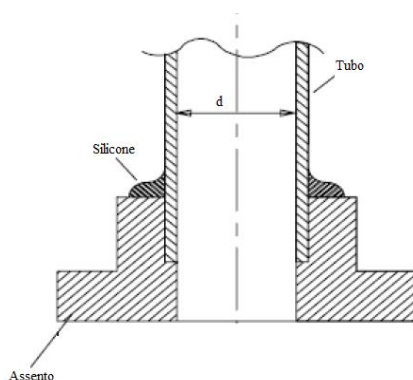
A seção de testes foi concebida para garantir o paralelismo entre o disco frontal e o disco anterior (assento), permitindo ainda a fácil substituição dos discos para o estudo de diferentes geometrias do difusor radial. Isto é de fundamental importância para a obtenção de resultados satisfatórios de distribuição de pressão sobre o disco frontal. Estudos anteriores mostram que, dependendo da vazão do escoamento e da distância entre discos ajustadas, a distribuição de pressão sobre o disco frontal pode ser significativamente alterada por pequenas inclinações entre os discos e por pequenas variações no afastamento entre os discos. Dessa forma, é necessária uma montagem que garanta o paralelismo entre os discos, além de uma medição precisa do valor do afastamento.

Um detalhe da seção de testes é mostrado na Fig. 5. A peça base é montada em uma base de concreto para minimizar os efeitos de vibração transmitida pelo solo. O disco anterior (assento) do difusor é montado na peça base por meio de três colunas de 39 mm de comprimento distanciadas de 120°. O disco frontal é instalado em um furo usinado na peça base e fixado por meio de um parafuso de trava. Para garantir o melhor paralelismo possível, todas as peças foram retificadas.



**Figura 5 – Detalhe da seção de testes.**

O disco anterior, que representa o assento do sistema de válvulas, possui diâmetro interno de 34,9 mm, diâmetro externo de 130 mm e altura de 30 mm, sendo projetado de maneira a se ajustar ao diâmetro externo do tubo, conforme ilustra a Fig. 6. Para evitar vazamento de ar, o assento é unido ao tubo de alumínio por meio de cola de silicone. O material escolhido para a fabricação do assento é o alumínio, que facilita o processo de construção da peça, garantindo menor irregularidade das medidas. A utilização do alumínio também evita o processo de corrosão.



**Figura 6 – Disco anterior representando o assento do sistema de válvulas.**

O disco frontal possui um eixo que é usado para montar o disco frontal no furo usinado na peça base. O diâmetro do eixo foi escolhido para fornecer rigidez ao sistema, assim como para propiciar uma montagem consistente com a busca do paralelismo desejado.

### 2.1.1. Instrumentação da Bancada

Durante a realização de um teste são medidos vários parâmetros: temperatura do ar para determinação da densidade e viscosidade; pressão a montante da seção de testes para cálculo da densidade do ar; vazão do escoamento; pressão na superfície do disco frontal; posição da tomada de pressão da haste deslizante e pressão atmosférica local.

Os sinais dos instrumentos de medição, com exceção do barômetro usado para medir a pressão atmosférica, são conduzidos a um sistema de aquisição de dados da National Instruments e tratados pelo software LabView. Apresentam-se a seguir as informações e detalhes da instrumentação utilizada na bancada.

Um medidor de distância óptico é usado para garantir medições confiáveis do afastamento entre o disco frontal e o assento. Um sensor do fabricante Philtec, modelo mcDMS-RC100-T2, foi escolhido para satisfazer as necessidades dos testes. Neste sensor, três feixes de fibra óptica são arranjados lado a lado. Um feixe de luz é emitido por um dos lados, reflete na superfície a ser medida e dois feixes retornam para o outro lado do sensor. A intensidade luminosa de retorno é dependente da distância entre a extremidade do sensor e a superfície de incidência do feixe luminoso. O sensor é projetado de tal maneira a fornecer um sinal de voltagem proporcional à distância. Um programa de aquisição e tratamento de dados, confeccionado na plataforma LabView, permite salvar os dados em arquivos, ajustar os sensores para medições e alterar a curva de calibração do sensor de acordo com a superfície de incidência do feixe luminoso.

A medição da pressão atmosférica é feita utilizando um barômetro com incremento de escala de 100 Pa. A pressão manométrica sobre a superfície do disco frontal é medida por um transdutor indutivo de pressão, com fundo de escala de 0,035 bar e incerteza de 0,1% do fundo de escala. A pressão manométrica do escoamento à montante do difusor radial é medida por um transdutor indutivo de pressão com fundo de escala de 1 bar e incerteza de 0,1% do fundo de escala. Para os testes realizados para maiores vazões e menores afastamentos é utilizado um transdutor indutivo de pressão para a medição da distribuição de pressão sobre o disco frontal, com fundo de escala de 0,1 bar e incerteza de 0,1% do fundo de escala.

A medição da posição da tomada de pressão na superfície do disco frontal é realizada por um transdutor indutivo de deslocamento com faixa de operação de até 152,4 mm. O transdutor é fixo num suporte composto por um sistema elétrico-mecânico, cujo deslocamento é feito por um motor de passo de rotação controlada, permitindo um deslocamento suave e uniforme da haste. Dessa forma, a posição radial da tomada de pressão é determinada com maior precisão, sem interferir no ajuste do posicionamento do disco frontal.

Um medidor de vazão do tipo Coriolis, com incerteza de 0,2% da leitura, é responsável por medir não só os valores instantâneos de vazão, mas também valores de temperatura do fluido de trabalho.

Os sinais analógicos dos transdutores de pressão, transdutores de deslocamento e medidor de vazão são tratados por um sistema de aquisição de dados composto por placas de conversão de sinais analógico/digital, por um computador e por um software de tratamento dos sinais digitais.

Foram usadas duas placas de conversão Analógico/Digital (A/D) da National Instruments. Uma delas, modelo NI 9215, com quatro canais, é responsável pela aquisição dos sinais dos transdutores de pressão e de deslocamento. A outra, modelo NI 9203, com oito canais, é responsável pela aquisição do sinal do medidor de vazão. Ambas são instaladas em um chassi NI Compact DAQ-9178. Os sinais são transferidos para um computador. O monitoramento e registro dos dados são feitos por um programa elaborado na plataforma LabView, versão 6i, da National Instruments (2000). O LabView utiliza uma programação totalmente gráfica que facilita a construção de programas de aquisição e monitoramento de sinais.

A Fig. 7 ilustra a tela principal do programa desenvolvido. O programa permite a visualização e acompanhamento de todas as variáveis de interesse em tempo real para escoamentos estacionário ou transiente. As placas utilizadas possibilitam taxas de aquisição de sinais de até 100.000 amostras/s.

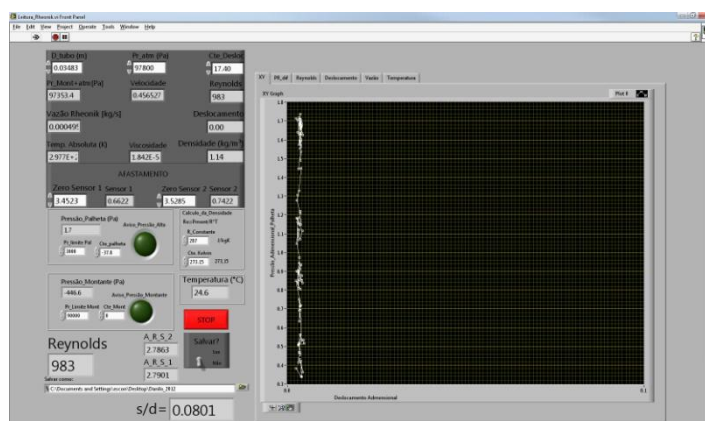


Figura 7 – Tela principal do sistema de monitoramento e aquisição de dados.

## 2.2. Procedimento experimental

O procedimento para a realização dos testes é dividido em três grandes partes: preparação, realização e processamento.



### 2.2.1. Preparação

O primeiro ponto a ser analisado na preparação é a pressão de ar comprimido nos reservatório. Para que se tenha uma vazão constante na seção de testes, é necessário que a pressão nos reservatórios seja maior do que pressão registrada no filtro regulador de pressão. Posteriormente, deve-se fazer a zeragem do sistema de medição do afastamento. Isto é feito encostando o disco frontal no assento, de maneira que a distância relativa entre os dois seja zero. Neste momento, os valores indicados pelos sensores óticos são registrados no programa de aquisição, como esquematizado na Fig. 8. Esta zeragem deve ser feita atribuindo para o indicador “Zero Sensor 1” o mesmo valor presente em “Sensor 1”. O mesmo procedimento deve ser seguido para o sensor 2.

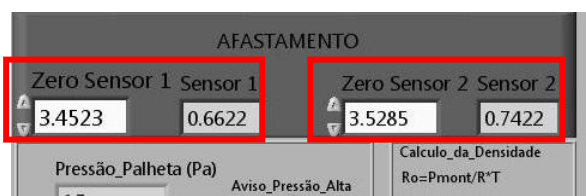


Figura 8 - Ilustração do programa sobre a zeragem do afastamento.

Após a zeragem dos sensores, posiciona-se o disco frontal no afastamento desejado. Isto é feito facilmente por meio do acionamento de um micrômetro instalado na superfície inferior do eixo do disco frontal. Finalmente, ajusta-se a vazão do escoamento na válvula reguladora de vazão para o valor do Reynolds desejado no teste. A Fig. 9 mostra os indicadores dos valores do número de Reynolds e do afastamento adimensional,  $s/d$ .

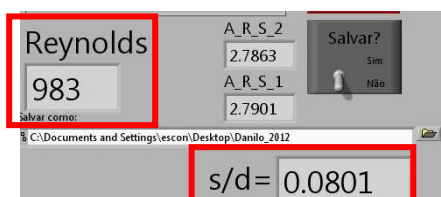


Figura 9 - Ilustração do programa sobre os valores do número de Reynolds e do afastamento adimensional,  $s/d$ .

### 2.2.2. Realização

Após a etapa de preparação, procede-se a realização do teste desejado, que ocorre com o acionamento do motor de passo para produzir o movimento da haste deslizante e, conseqüentemente, da posição da tomada de pressão na superfície do disco frontal. Desta forma, com a varredura de todo o diâmetro do disco frontal, obtém-se a distribuição de pressão sobre o disco.

### 2.2.3. Processamento

Por fim, é necessário fazer o processamento dos resultados de maneira a se obter os resultados desejados, como perfil de pressão, área efetiva de força e coeficiente de descarga.

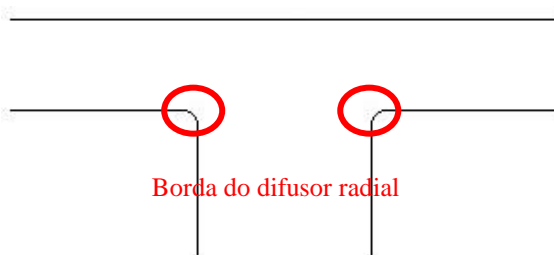
## 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A primeira fase no estudo experimental do escoamento no difusor radial foi a validação da bancada experimental utilizada, por se tratar de uma bancada recém construída. Esta tarefa foi realizada por meio da comparação de resultados da distribuição de pressão sobre o disco frontal com dados disponíveis de Salinas-Casanova (2001) e Souto (2002), em condições semelhantes de operação. Durante esta fase, os resultados obtidos insistentemente não confrontavam satisfatoriamente com os dados destes autores. Para tentar encontrar as possíveis causas das divergências entre os resultados, todos os parâmetros importantes envolvidos no problema foram pesquisados: qualidade do ar comprimido em termos de quantidade de vapor d'água e impurezas, instalação do medidor de vazão, vazamentos de ar após o medidor de vazão, instalação adequada dos transdutores de pressão, diâmetro do orifício de tomada de pressão sobre o disco frontal e, principalmente, a qualidade da medição da distância entre discos. Este parâmetro foi medido com um relógio comparador e um micrômetro para a certificação do uso e calibração do sensor ótico. Após todos os testes realizados, não foi identificada nenhuma causa das discrepâncias entre os resultados.

Uma última tentativa foi verificar a qualidade da borda do assento na entrada do difusor. Nos experimentos de Salinas-Casanova (2001) e Souto (2002) os testes foram feitos com bordas do tipo canto vivo, como mostrado na Fig. 10. A concepção da seção de testes usada neste trabalho também previa o mesmo tipo de borda. Entretanto, por falta de conhecimento do problema, o operador que realizou a usinagem da peça executou uma operação comum nestes casos, denominada “quebra de quina” no jargão dos operadores. Esta operação produziu uma pequena suavização, usinada de forma irregular, na borda do assento. A medição da peça mostrou uma suavização aproximadamente circular com um raio próximo de 0,4 mm. O aspecto final da borda é mostrado esquematicamente na Fig. 11. Para sanar a dúvida em relação ao tipo de borda, a superfície do disco foi usinada novamente para produzir uma borda com canto vivo. Os resultados, a partir de então passaram a confrontar muito melhor com os resultados experimentais de Salinas-Casanova (2001) e Souto (2002).



**Figura 10 - Ilustração da borda do difusor radial (canto vivo).**



**Figura 11 - Ilustração da borda do difusor radial (com quebra de quina).**

A Fig. 12 mostra os resultados da distribuição de pressão adimensional ( $p^*=p/(1/2 \rho V^2)$ ) para  $Re=5000$  e  $s/d=0,03$ . Os resultados nomeados com (A) são os resultados antigos (com quebra de quina). Nota-se que a diferença é da ordem de 45% em relação aos resultados com canto vivo. O disco com canto vivo produz uma maior aceleração do escoamento, produzindo uma maior queda de pressão na região de entrada do difusor, além de aumentar as forças viscosas do escoamento, o que produz o aumento da pressão de estagnação do fluido (pressão na região central do disco). Também é plausível pensar em alterações nos parâmetros de turbulência do escoamento, mas este aspecto deve ser melhor investigado.

O mesmo comportamento foi obtido para outras configurações de escoamento, como pode ser visto nas Figs. 12 a 16. A maior diferença encontrada foi de 54% nos testes de  $Re=5000$  e  $Re=14000$ , para  $s/d=0,05$ . A menor diferença foi de 38% no teste de  $Re=8000$ , para  $s/d=0,10$ . No teste de  $Re=8000$ , para  $s/d=0,05$  a diferença foi da ordem de 50%.

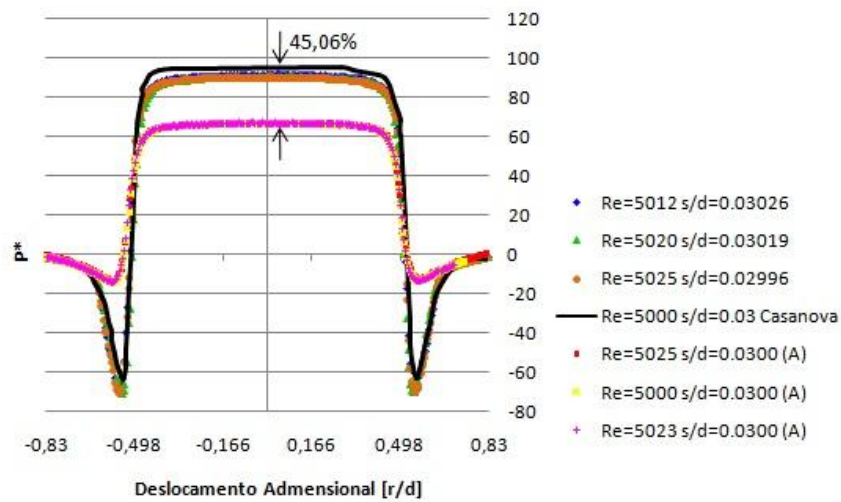


Figura 12 – Resultados para Re=5000 e s/d=0,03

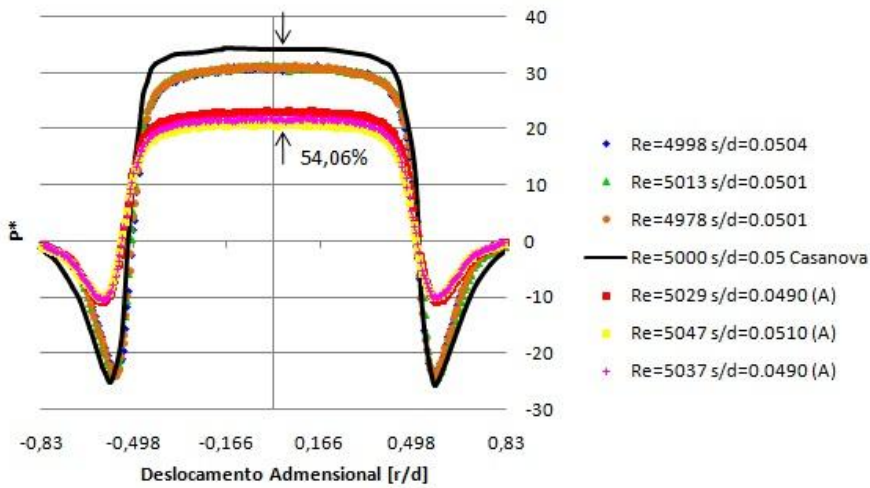


Figura 13 – Resultados para Re=5000 e s/d=0,05.

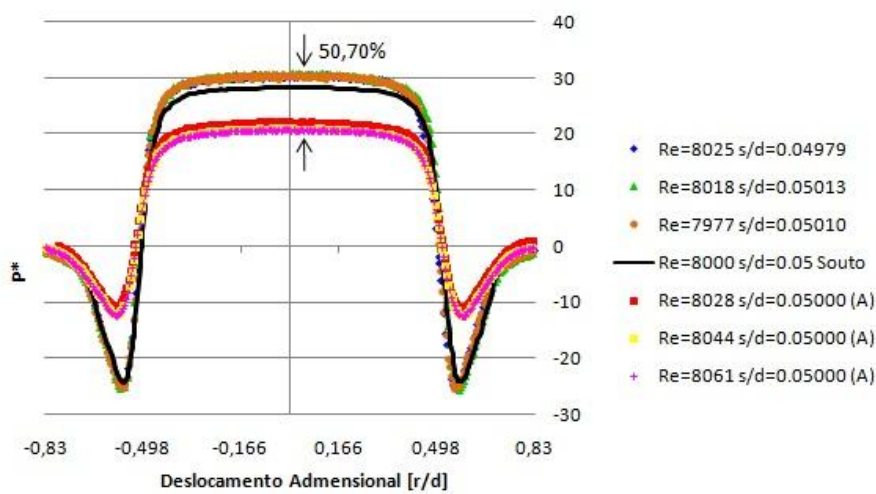


Figura 14 – Resultados para Re=8000 e s/d=0,05.

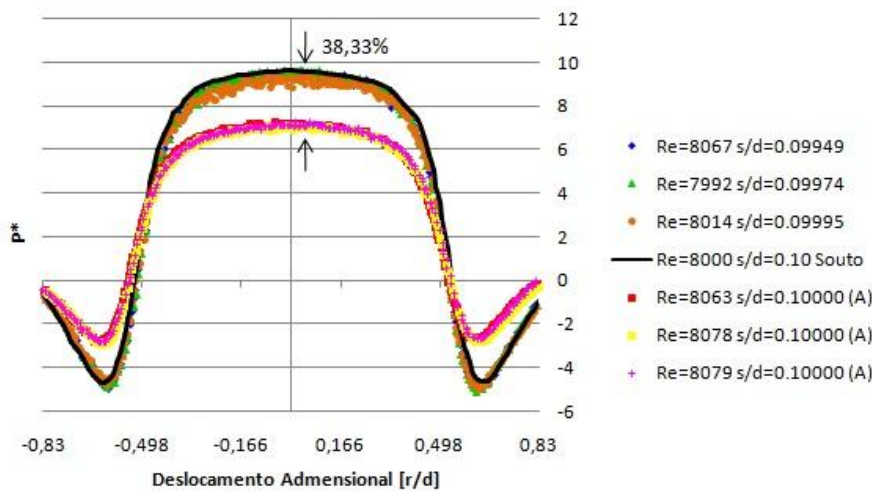


Figura 15 – Resultados para Re=8000 e s/d=0,10.

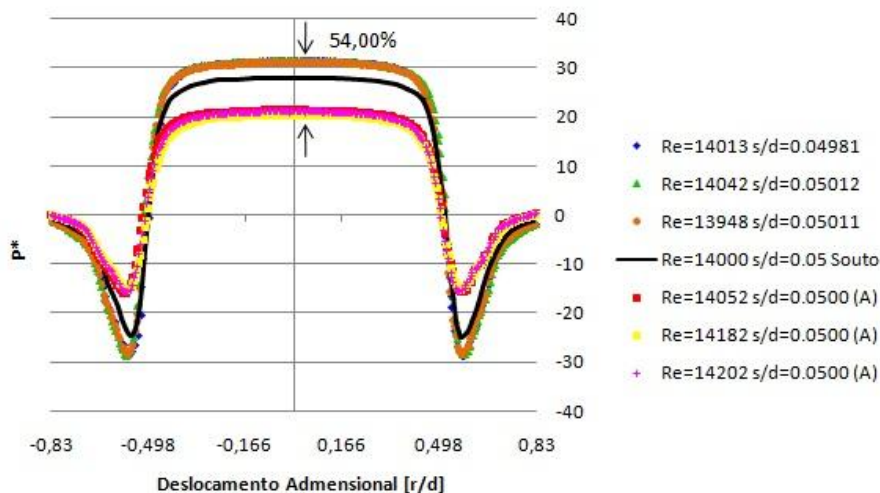


Figura 16 – Resultados para Re=14000 e s/d=0,05.

#### 4. CONCLUSÃO

Neste trabalho, analisou-se experimentalmente a influência do tipo de acabamento da borda de entrada da região do difusor radial na distribuição de pressão atuando no disco frontal do difusor. A bancada experimental foi concebida para usar uma nova técnica para medir a distância entre os discos que formam o difusor radial, um importante parâmetro que caracteriza o escoamento. A análise foi realizada para um difusor radial com relação de diâmetros de  $d/D=1,66$ , considerando escoamentos turbulentos com número de Reynolds variando entre 5000 e 14000, para distâncias adimensionais entre discos na faixa de  $s/d=0,03$  a  $0,1$ . Os resultados mostram que pequenas alterações de acabamento das bordas de entrada da região do difusor causam significativas variações no perfil de pressão sobre o disco frontal, chegando a diferenças em torno de 54% para os maiores valores de pressão na região central do disco.

#### 5. REFERÊNCIAS

Agencia Nacional De Energia Eletrica, ANNEL, Informações do Setor Elétrico, Disponível em: <<http://www.aneel.gov.br/39.htm>>. Acesso em: 14 nov. 2009.

ELTROBRAS – PROCEL. Avaliação do mercado de eficiência energética no Brasil – Ano base 2005 – Classe residencial – Relatório Brasil. Disponível em: <<http://www.eletrobras.gov.br/procel>>, Acesso em: 14 nov. 2009

Ervin, J.S., Suryanarayana, N.V. e Chai NG, H., (1989), Radial, Turbulent Flow of a Fluid Between Two Coaxial Disks, Journal of Fluid Engineering, vol. 111, p. 378-383.



- Ferreira, R.T.S. e Driessen, J.L., (1986), Analysis of the Influence of Valve Geometric Parameters on the Effective Flow and Force Areas, International Compressor Engineering Conference at Purdue, p. 632-646.
- Gasche, J.L., (1992), Escoamento Laminar Através de Válvulas Excêntricas de Compressores de Refrigeração, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC.
- Jackson, J.D. e Symmons, G.R., (1965), An Investigation of Laminar Radial Flow Between Two Parallel Disks, Applied Sci. Res., Section A, vol. 15, p.59-75.
- Killman, I.G., (1972), Aerodynamic Forces Acting on Valve Discs, International Compressor Engineering Conference at Purdue, p. 407-414.
- Lacerda, J. F. Simulação numérica do escoamento em difusores radiais usando o método da fronteira imersa. 2009. 165p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica), Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Ilha Solteira – SP, Brasil.
- Livesey, J.L., (1960), Inertia Effects in Viscous Flows, Int. J. Mech. Sci, vol. I, p. 84-88.
- Peters, S., (1994), Bifurcação e Oscilações Auto-Induzidas em Escoamentos de Fluidos em Difusores Radiais, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC.
- Possamai, F. C., Todescat, M. L., (2004) A review of household compressor energy performance, International Compressor Engineering Conference at Purdue.
- Rasmussen, B. D., Jakobsen, A., (2000), Review of compressor models and performance characterizing variables, International Compressor Engineering Conference at Purdue.
- Salinas-Casanova, D.A., (2001), Análise Numérica do Escoamento Turbulento em Válvulas Automáticas de Compressores, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC.
- Souto, L.E.M., (2002), Investigação Experimental do Escoamento Turbulento em Válvulas de Compressores, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC.
- Tabatabai, M. e Pollard, A., (1987), Turbulence in Radial Flow Between Parallel Disks at Medium and Low Reynolds Numbers, Journal Fluid Mech., vol. 185, p. 483-502.
- Wark, C.E. e Foss, J.F., (1984), Forces Caused by the Radial Out-Flow Between Parallel Disks, Journal of Fluids Engineering, vol. 106, p. 292-297.

## 6. DIREITOS AUTORAIS

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo do material impresso incluído no seu trabalho.

## NUMERICAL SIMULATION OF THE FLOW IN RADIAL DIFFUSERS USING THE IMMERSED BOUNDARY METHOD

Iara de Souza Barbosa, [iara.souza.barbosa@gmail.com](mailto:iara.souza.barbosa@gmail.com)

Edson Del Rio Vieira, [delrio@dem.feis.unesp.br](mailto:delrio@dem.feis.unesp.br)

Sérgio Said Mansur, [mansur@dem.feis.unesp.br](mailto:mansur@dem.feis.unesp.br)

UNESP Ilha Solteira, Mechanical Engineering Department, Ilha Solteira/SP, Brazil.

**Abstract.** *The unsteady incompressible flow inside radial diffusers with axial feeding has been numerically simulated to investigate the influence of the impinging disk diameter on the fluid motion. Governing equations have been written in cylindrical coordinates and solved by using a volume finite in-house CFD code. The SIMPLEC algorithm applied to staggered mesh has been used for pressure-velocity coupling. The convective terms have been treated by the power-law scheme, while the TDMA has been employed to solve the linear system. Turbulent flows have been simulated by means of LES methodology using Smagorinsky subgrid-scale model. An immersed boundary method based on the physic virtual model has been used to represent the frontal disk and the computational performance of this methodology has been evaluated. Flow visualization of impinging jets by smoke injection has also been carried out and preliminary results are presented.*

**Keywords:** *Impinging jet, immersed boundary method, radial diffuser.*

### 1. INTRODUCTION

A round jet colliding perpendicularly against a solid wall is a recurrent problem in fluid mechanics, often found in industrial applications and geophysical flows, such as paper dryers, inkjet printers, soldering process, cooling systems, glass tempering, and thunderstorm microburst wind, among many others. From a hydrodynamic point of view, an impinging jet can be classified like free-surface, submerged, confined or semi-confined. Whatever the case the flow is inherently unsteady and characterized by physical mechanisms quite complex. In confined or semi-confined jets, the fluid spread radially outward in a channel formed by two parallel disks. When the gap between confining and frontal disks is severely reduced, the problem is no longer referred in literature as an impinging jet, but, instead, as a radial diffuser. These four configurations are illustrated in Fig. 1.

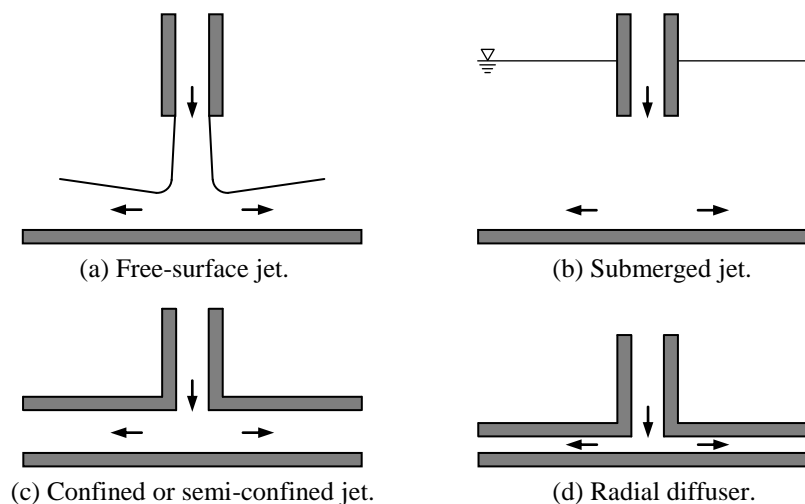


Figure 1. Impinging jet configurations and the radial diffuser.

The radial diffuser geometry with axial feeding has been frequently adopted as a simplified model to study numerical and experimentally the flow through reed valves of reciprocating compressor, as shows the comprehensive review presented by Souto (2002). This choice is justified by the topological similarity of the fluid motion inside these two geometries. Both flows are characterized by sudden direction change, stagnation and recirculation zones, acceleration and deceleration, adverse pressure gradient, and turbulence. Besides, according to Prata and Ferreira (1990), self sustained radial oscillations generated by the adverse pressure gradients and by shear instabilities in the corner of the feeding nozzle are also observed in radial diffuser as well as in reed vanes. Using this approach, other interesting aspects concerning with the flow in reed valves have been highlighted by Deschamps *et al.* (2000), Mariani and Prata (2006), and Lacerda and Gasche (2010).

Incompressible flow in a closed impinging jets and radial diffusers is governed by the Reynolds number and depends intrinsically on the geometric parameters depicted in Fig. 2, namely the nozzle diameter ( $d$ ), the frontal ( $D$ ) and confining disk ( $D'$ ) sizes, and the nozzle-to-disk spacing ( $s$ ). Position and size of the frontal disk affect directly flow deceleration and deflection as well as the pressure field, modifying completely the fluid motion. For small nozzle-to-disk spacing ( $s$ ), the average velocity decreases thereupon nozzle exit and, in general, no turbulent instability is observed in the axial direction. As the gap  $s$  increase, the effect disk is attenuated and turbulence occurs, mainly occurs as  $s \geq d$ . Experimental studies by Baydar and Ozmen (2006) for  $s/d = 1$  have revealed the presence of a stationary recirculation bubble close to the sharp edge formed by the junction of the nozzle with the confining disk, due to the sudden direction change of the flow in that region. Such a recirculation trends to disappear as separation increase or the confinement is removed.

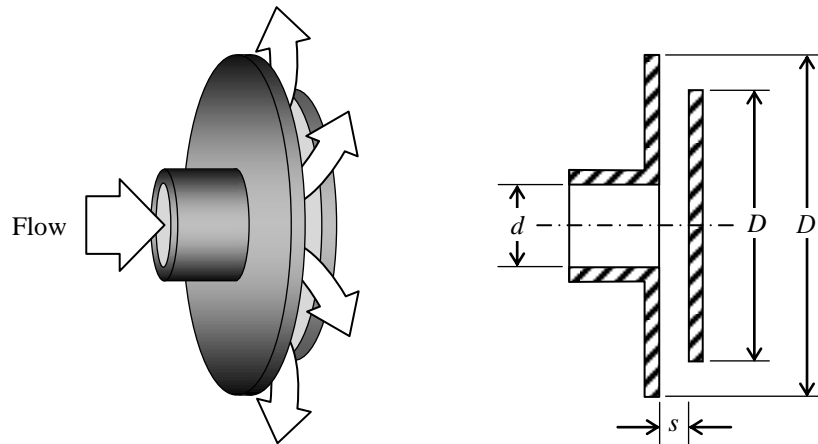


Figure 2. Geometric configuration of a radial diffuser.

In the present paper, the unsteady incompressible flow inside radial diffusers with axial feeding has been numerically simulated using an in-house computational code based on an immersed boundary formulation. The influence of the impinging disk diameter on the fluid motion is investigated. Flow visualization by smoke injection is also performed for a qualitative comparison purpose.

## 2. NUMERICAL PROCEDURE

### 2.1. Governing equations

The governing equations for an unsteady, incompressible, isothermal, and two-dimensional flow in a radial diffuser can be stated as:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \vec{V} \right) = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \left[ \mu (\vec{\nabla} \vec{V} + \vec{\nabla}^T \vec{V}) \right] + \vec{F} \quad (2)$$

where,  $\rho$  is the density,  $\mu$  the dynamic viscosity, and  $\vec{F}$  the forcing term – or Lagrangian force – added in the Navier-Stokes equation.

### 2.2. Immersed boundary formulation (IB)

The so-called immersed boundary method has pioneering been developed by Peskin (1972), as an effort to simulate the blood flow through cardiac valves. From a conceptual viewpoint, the distinguishing feature of the immersed boundary method is its ability to simulate the presence of interfaces interacting with the fluid flow by adding a force field to discretised Navier-Stokes equations source term. As illustrated in Fig. 3, embedded interfaces are represented by Lagrangian points (IB mesh), whereas the flow domain is discretized by an Eulerian orthogonal grid – usually built in Cartesian or cylindrical coordinates. An interpolation function transfers the information from the flow domain to the IB mesh and back. This domain independence facilitates the representation of complex geometries in the computational domain and, additionally, allows the Lagrangian points to easily move and/or deform

relatively to the Eulerian grid without remeshing. The way the force field term is evaluated and the interpolation function is defined characterizes the different variants of IB formulation.

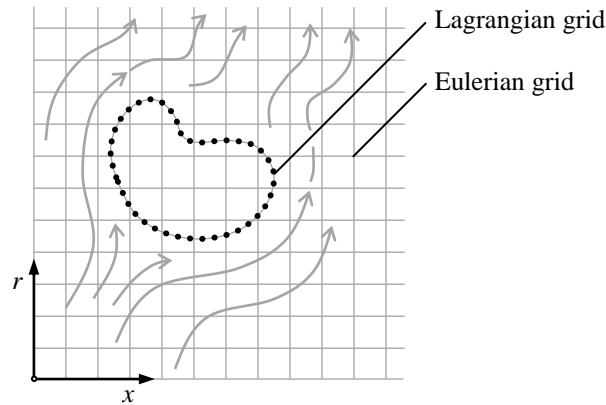


Figure 3. Eulerian and Lagrangian grids.

### 2.3. Virtual physical model

In this work, the physic virtual model proposed by Lima and Silva (2003) has been used to evaluate the forcing term introduced in Eq. (2). Through this method, the Lagrangian force density is evaluated by means of a momentum balance in a fluid particle at each discrete Lagrangian point  $\bar{x}_k$  as follow:

$$\vec{f}(\bar{x}_k) = \underbrace{\rho \frac{\partial \vec{V}(\bar{x}_k, t)}{\partial t}}_{\vec{f}_a} + \underbrace{\rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V}(\bar{x}_k, t)}_{\vec{f}_i} - \underbrace{\mu \nabla^2 \vec{V}(\bar{x}_k, t)}_{\vec{f}_d} + \underbrace{\nabla P(\bar{x}_k, t)}_{\vec{f}_p} \quad (3)$$

where  $\vec{f}_a$ ,  $\vec{f}_i$ ,  $\vec{f}_d$ ,  $\vec{f}_p$  are the forces by volume unit acting on the fluid particle at the interface, due, respectively, to acceleration, inertia, viscosity, and pressure. These forces must be calculated at the interface, using the velocity and pressure fields,  $\vec{V}(\bar{x})$  and  $P(\bar{x})$ , obtained by interpolations from the Eulerian domain. In order to insure non-slip and impermeability conditions on the immersed boundary, the flow velocity at the interface must be equal to the interface velocity.

As explained by Lacerda and Gasche (2010), the acceleration term is approximated by  $\rho (\vec{V}_k - \vec{V}_{fk}) / \Delta t$ , where  $\vec{V}_k$  and  $\vec{V}_{fk}$  are, respectively, the interface velocity and the fluid velocity at interface for the Lagrangian point  $\bar{x}_k$ . To calculate the spatial derivatives that appear in the other terms of the Lagrangian force density, two mutually perpendicular lines passing by the Lagrangian point  $k$  are traced. Then, auxiliary points are defined on these lines, as indicated in Fig. 4. The values of pressure and velocities at these points are interpolated from the Eulerian domain by the following distribution function:

$$\phi(\bar{x}_k) = \sum_i \sum_j D_{ij} \left( \|\bar{x}_{ij} - \bar{x}_k\| \right) \phi(\bar{x}_{ij}) \quad (4)$$

where  $\phi$  is either the pressure or the velocity components,  $\bar{x}_k$  is the Lagrangian and auxiliary points,  $\bar{x}_{ij}$  is a elementary volume in the Eulerian domain, while  $D_{ij}$  is given by:

$$D_{ij} \left( \|\bar{x}_{ij} - \bar{x}_k\| \right) = g(m_x) g(m_r) = g \left( \frac{\|x_{ij} - x_k\|}{\Delta x} \right) g \left( \frac{\|r_{ij} - r_k\|}{\Delta r} \right) \quad (5)$$

where  $\Delta x$  and  $\Delta r$  are the side length of Eulerian control volume in the  $x$  and  $r$  directions, respectively. The values of  $g(m_x)$  and  $g(m_r)$  are calculated by substituting  $m$  by  $m_x$  or  $m_r$  in the function:

$$g(m) = \begin{cases} \frac{3 - 2 \|m\| + (1 + 4 \|m\| - 4 \|m\|^2)^{1/2}}{8} & \text{for } m < 1 \\ \frac{1}{2} - \frac{3 - 2 \|2 - m\| + (1 + 4 \|2 - m\| - 4 \|2 - m\|^2)^{1/2}}{8} & \text{for } 1 < m < 2 \\ 0 & \text{for } m > 2 \end{cases} \quad (6)$$

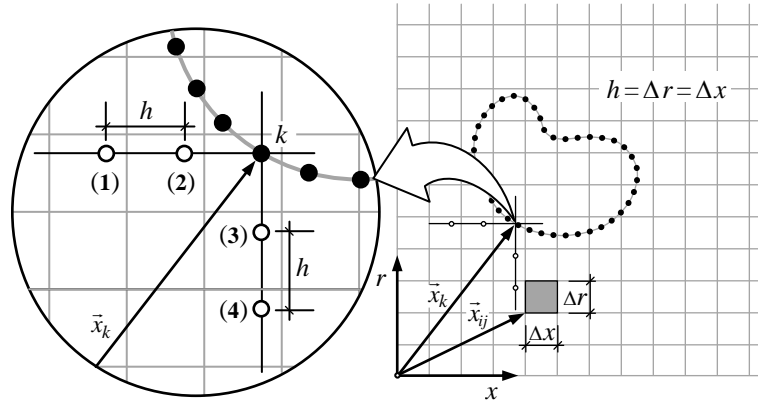


Figure 4. Lagrangian ( $k$ ) and auxiliary points (1, 2, 3,4).

The derivatives are calculated with the aid of second order Lagrange polynomial through values previously interpolated of  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ,  $\phi_3$ , and  $\phi_4$ . Once calculated, the Lagrangian force density given by Eq. (3) is distributed over the neighboring Eulerian grid using:

$$\vec{F}(\vec{x}_{ij}) = \sum_k D_{ij} \left( \|\vec{x}_{ij} - \vec{x}_k\| \right) \vec{f}(\vec{x}_k) \left( \frac{\Delta v_k}{\Delta v_{ij}} \right) \quad (7)$$

where  $\Delta v_k / \Delta v_{ij}$  is the ratio between the Lagrangian and Eulerian volumes. Calculation of  $\vec{F}(\vec{x}_{ij})$  is repeated at each time step, assuming that mass conservation is reached. Non-slip and impermeability conditions are verified by evaluating the  $L_2$ -norm, established for the two-dimensional case as:

$$L_2 = \frac{1}{N} \left( \sum_{k=1}^N (u_{fk} - u_k)^2 + (v_{fk} - v_k)^2 \right)^{1/2} \quad (7)$$

where  $N$  is the amount of Lagrangian points used to represent the immersed boundary. Values of the order  $10^{-2}$  for  $L_2$  are generally acceptable.

## 2.4. Computational domain and boundary conditions

The computational domain and the boundary conditions required to solve the problem are displayed in Fig. 5. The dotted line indicates that the immersed boundary approach has been applied barely to describe the frontal disk. To represent the confining disk, infinite viscosity has been prescribed within the entire region occupied by it. In order to take advantage of the symmetry of the problem, only one half of the diffuser has been considered. Two numerical probes have been inserted at the centerline of the radial channel to capture the time evolution of local flow properties.

The radial diffuser treated in this work is geometrically simple and has no moving parts. Therefore, the use of the immersed boundary formulation to solve such a class of problem would be, in principle, unnecessary. Nevertheless, this methodology has been employed here in character experimental, intending its future application to investigate the fluid motion in reed vanes of compressors.



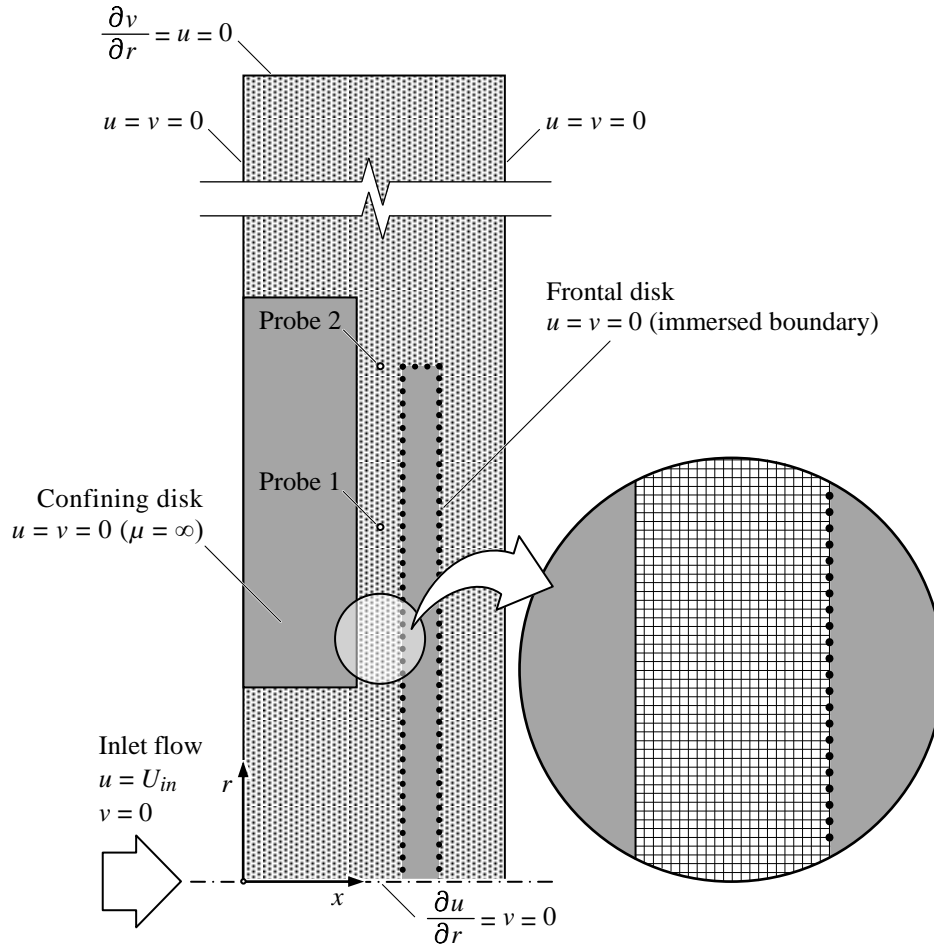


Figure 5. Computational domain and boundary conditions.

## 2.5. Turbulence modeling

Turbulent flows have been calculated using the large eddy simulation (*LES*) methodology, associated with the standard Smagorinsky sub-grid scale model (Smagorinsky, 1963). The governing equations are subjected to a filtering procedure described in Almeida *et al.* (2008). The closure process is performed using the Boussinesq hypothesis and the turbulent viscosity is given by:

$$\mu_t = C_{S0}^2 \rho \Delta^2 |\bar{S}| \quad (8)$$

where  $C_{S0}$  is the Smagorinsky constant,  $\rho$  the fluid density,  $\Delta = (dx dy)^{1/2}$  the filter length scale, and  $|\bar{S}| = (\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2}$  the strain rate. The Smagorinsky constant,  $C_{S0}$ , has been analytically estimated by Lilly (1966) as being 0.18 for homogeneous isotropic turbulence. Nevertheless, its value depends in fact on the flow features and the intrinsic characteristics of the computational code, and should be adjusted for each case, by means of a calibration process.

It is well known that Smagorinsky model overestimate the turbulent viscosity in the vicinity of walls, where turbulence effects are usually negligible. In the present investigation, such a drawback is particularly acute, since the radial flow is strongly confined between two parallel disks. In order to reduce the Smagorinsky constant in parietal regions, the van Driest (1956) wall damping function is commonly used:

$$C_s = C_{s0} \left( 1 - e^{(-n^+/A^+)} \right)^2 \quad (9)$$

where  $n^+ = n u_\tau / \nu$  is the dimensionless wall distance,  $u_\tau = (\tau_w / \rho)^{1/2}$  shear velocity,  $\tau_w$  is the shear stress at the wall, and, according Fergizer and Peric (2002),  $A^+$  is approximately 25. In this work, the van Driest function has been applied only in three volumes closest to each wall

### 3. RESULTS

In the present work, the Reynolds number is based on nozzle diameter ( $d$ ) and inlet velocity ( $U_{in}$ ). Simulations have been performed for Reynolds numbers ( $Re$ ) from 1500 to 14000 and nozzle-to-disk spacing ( $s/d$ ) equal to 0.003 and 0.1. The confining disk size ( $D$ ) has been kept constant, while different frontal disk sizes ( $d$ ) have been considered, resulting in a diameter ratio ( $D/d$ ) ranged from 1 to 2. Preliminarily, exhaustive tests have been accomplished in order to ensure grid independence of the solution.

Initially, the flow inside a radial diffuser with  $s/d = 0.003$ ,  $Re = 1500$ , and diameter ratio between  $D/d = 1.0$  to 2.0 have been simulated. The vorticity and velocity fields obtained are presented in Fig. 6, where the higher vorticity are represented by hot colors. The flow incident on the frontal disk is bound to change sharply from direction. Thus, for all diameter ratios, the most intense vorticity occurs close to the sharp corner at the junction between nozzle and confining disk. In that region, flow separation produces an elongated recirculation bubble, as show streamlines in Fig. 7. Nevertheless, the most evident feature of this flow is its sensitivity to the size of the frontal disk. As this is a radial flow simulated in cylindrical coordinates, the average velocity on deflection region is bigger than in the outlet zone. In this region, the inertial forces overcome the viscous effects and deviation is more pronounced when a front disk lower used.

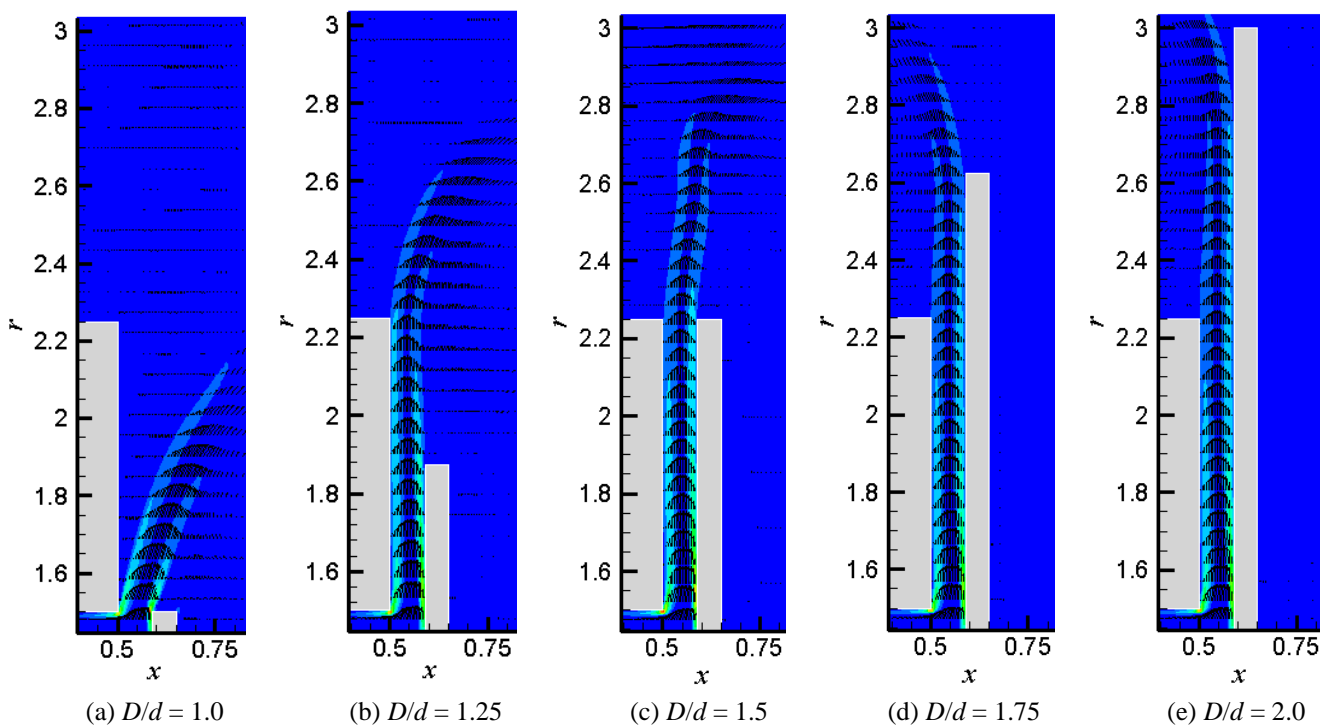


Figure 6. Vorticity and velocity fields for  $Re = 1500$ ,  $s/d = 0.003$ , and different  $D/d$ .

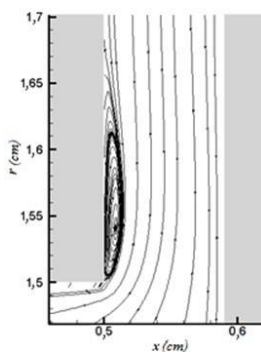


Figure 7. Streamlines in the sharp corner region for  $Re = 1500$ ,  $s/d = 0.003$ , and  $D/d = 1.5$ .

Time evolution of axial ( $u$ ) and radial ( $v$ ) velocities has been captured by means of two probes installed inside the radial channel, as indicated in Fig. 5. Probe 1 is positioned at  $x = 0.55$  and  $r = 1.5$ , while probe 2 is at  $x = 0.55$  and  $r = 1.87$ .

Figure 8 shows axial velocity signal recorded by probe 1 and, as well as radial velocity captured by probe 2. A huge discrepancy between the results for  $D/d = 1.0$  and the others may be observed. Such an issue was expected, because as  $D/d = 1.0$  the radial diffuser does not exist. Upon reaching the frontal disk, the impinging flow is deviated and immediately leaves the confined region.

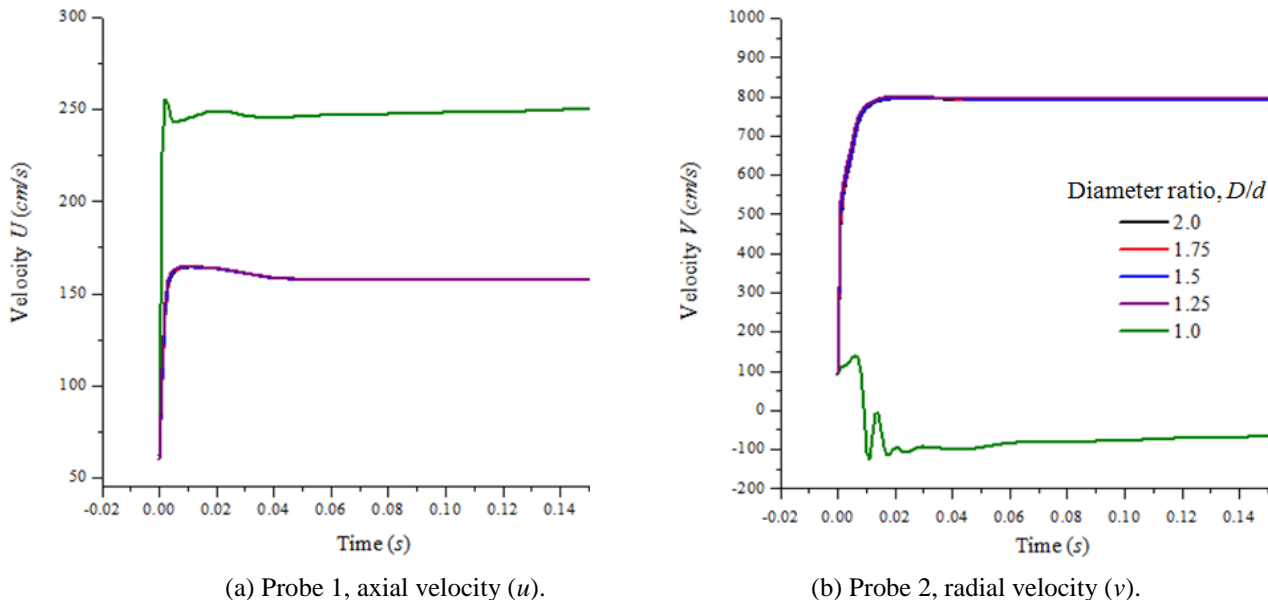


Figure 8. Time evolution of the velocity captured by probes 1 and 2, for  $Re = 1500$ ,  $s/d = 0.003$ , and different  $D/d$ .

Flow patterns for  $s/d = 0.1$ ,  $D/d = 3.0$ , and Reynolds number from 750 to 3000 may be visualized in Fig. 9 thereby isovorticity maps. These simulations have been performed without turbulence modeling.

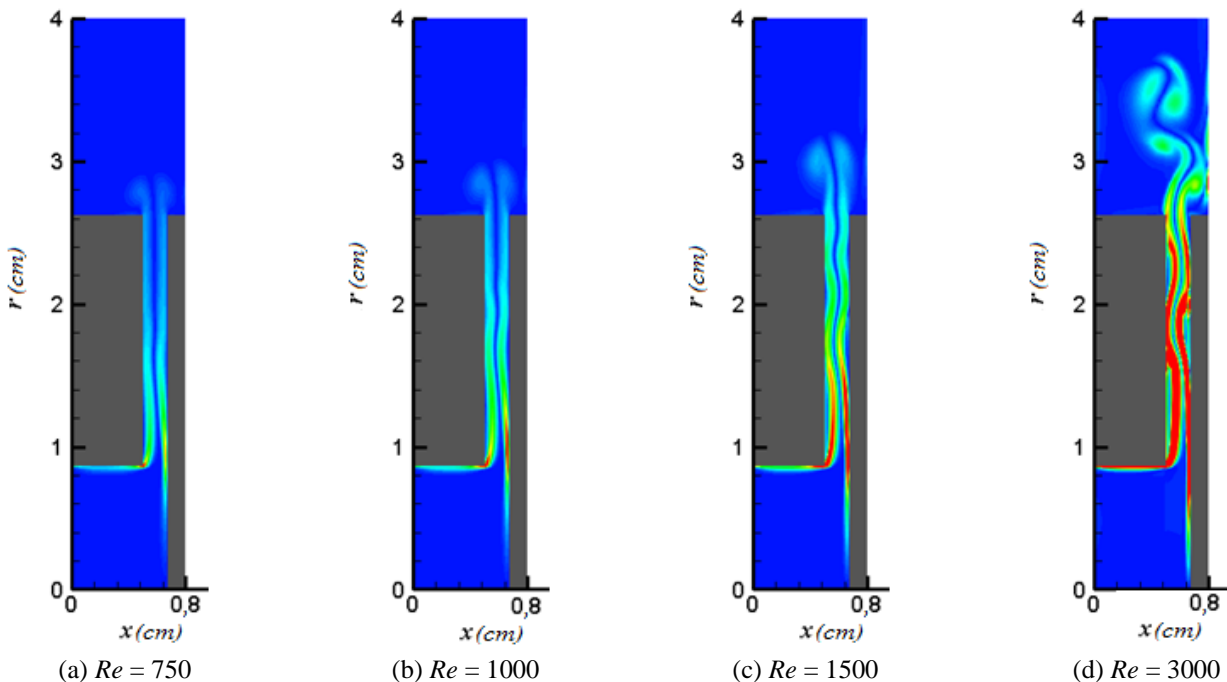
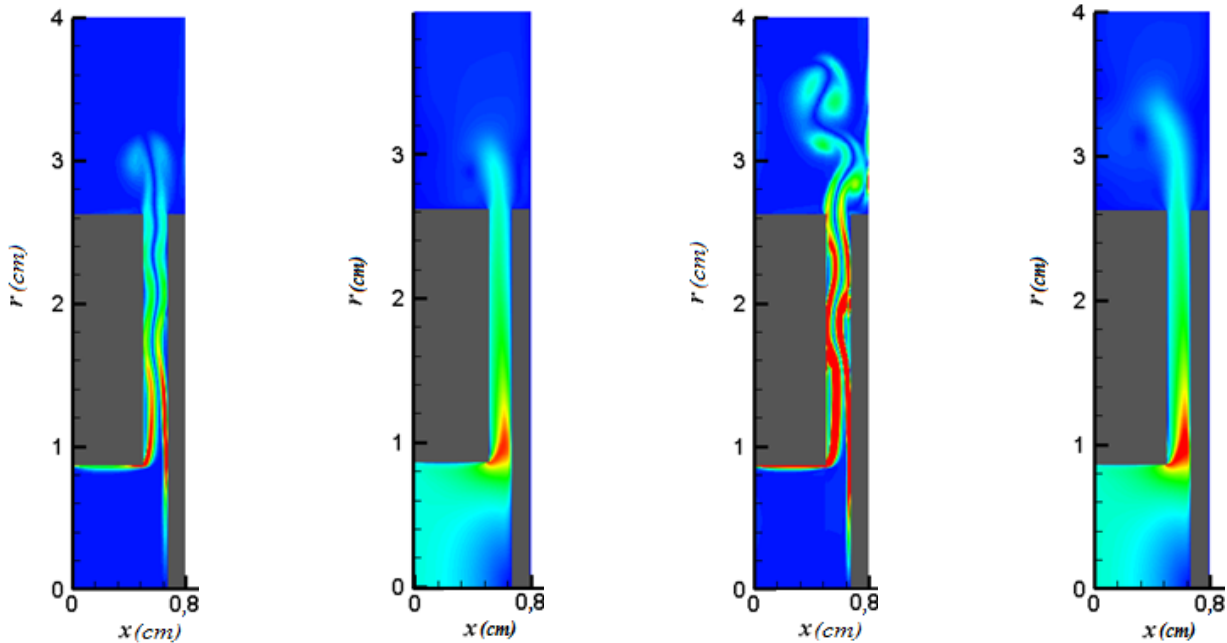


Figure 9. Isovorticity maps for  $s/d = 0.1$ ,  $D/d = 3.0$ , and different Reynolds numbers.

The stabilizing effect of turbulence modeling on the flow field may be finding out in Fig. 10, which compares the isovorticity maps obtained with and without the use of LES methodology. After several tests, the value of *ad-hoc* Smagorinsky constant ( $C_{S0}$ ) has been adjusted in 0,25.



(a)  $Re = 1500$ , without LES      (b)  $Re = 1500$ , with LES      (c)  $Re = 3000$ , without LES      (d)  $Re = 3000$ , with LES

Figure 10. Isovorticity maps for  $s/d = 0.1$ ,  $D/d = 3.0$ , and different Reynolds numbers.

The importance of the use of Smagorinsky model associated with van Driest wall damping function in numerical simulations of radial diffusers is evident in Fig. 11. In that graph, the dimensionless pressure on the frontal disk ( $P_{adm} = P / \frac{1}{2} \rho U_{in}^2$ ) is plotted against the dimensionless radius ( $R_{adm} = r/d$ ). Although the theoretical basis that justifies the use of this function has never been properly addressed (Lévéque *et al.*, 2007), without employing this function the value of  $P_{adm}$  is overestimate in almost 200% at the stagnation point ( $R_{adm} = 0$ ), in comparison with experimental data of Souto (2002).

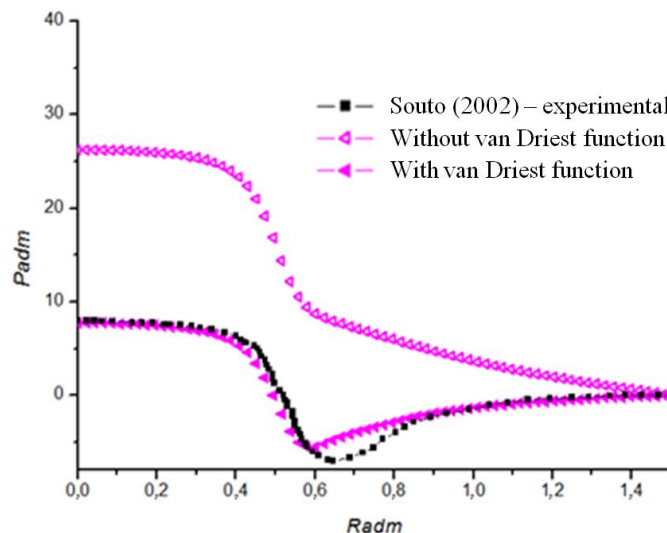


Figure 11. Effect of the use of van Driest function on the pressure profile on the frontal disk surface. Numerical results obtained for  $s/d = 0.1$ ,  $D/d = 3.0$ , and  $Re = 14000$ .

Results for high Reynolds number have been validated by comparison with experimental data from Souza (2002). In order to validate numerical simulations at low Reynolds numbers, an experimental apparatus is being developed, which will allow flow visualization of impinging jets with different nozzle-to-disk spacing. By way of illustration, some preliminary results gotten by using this installation are presented in Fig. 12. Images have been generated by smoke injection and laser-sheet lighting and reveal flow instabilities and vortical structures very similar to those identified in some numerical simulations.

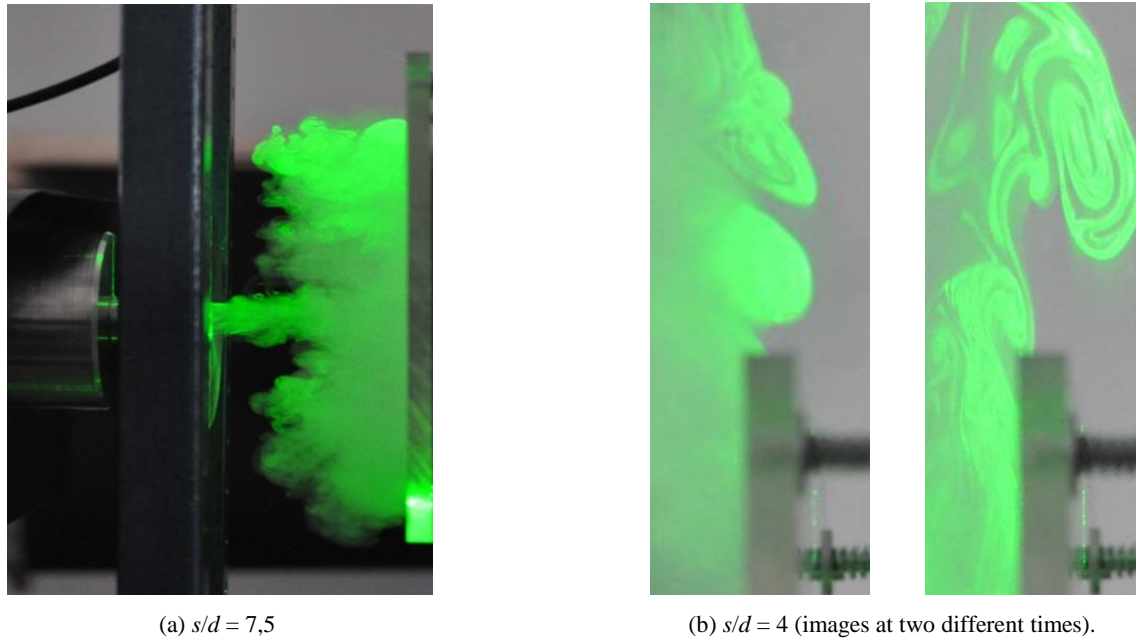


Figure 12. Flow visualization of impinging jets at unknown Reynolds numbers.

### 3. CONCLUSIONS

In the present work, the immersed boundary formulation and the virtual physical model has been used to simulate the flow in radial diffusers. For Reynolds numbers greater than 1500, calculations have been performed by using large eddy simulations associated with Smagorinsky model. Due to the high degree of confinement that characterizes this geometry, the use of van Driest damping function has been necessary to inhibit the effects of turbulence modeling in the parietal region. Results for high Reynolds numbers have been shown a good agreement with experimental data, showing.

Alternatively to the immersed boundary method, simulations have also been carried out using infinite viscosity to represent the frontal disk. Under identical circumstances, calculations made using this classical technique to prescribe non-slip and impermeability boundary conditions have been forty-three times faster! This, however, does not invalidate the immersed boundary method as a tool for simulating radial diffuser flows. The advantages of this methodology will certainly appear when movement is imposed to the frontal disk and simulations can be done without the need of remeshing.

### 4. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are grateful to FAPESP, CNPq, and FUNDUNESP for the financial support granted to this work.

### 5. REFERENCES

- Almeida, O., Mansur, S.S., Silveira-Neto, A. On the flow past rectangular cylinders: physical aspects and numerical simulation, *Thermal Engineering*, v.7, pp.55-64, 2008.
- Baydar, E., Ozmen, Y., An experimental investigation on flow structures of confined and unconfined impinging air jets, *Heat Mass Transfer*, v.42, pp.338-346, 2006.
- Deschamps, C.J., Prata, A.T., Ferreira, R.T.S., Modeling of turbulent flow through radial diffuser, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v.22, pp.31-41, 2000.
- Fergizer .H., Peric, M., *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer, New York, 2002.
- Lacerda, J.F., Gasche, J.L., Analysis of the flow in hermetic compressor valves using the immersed boundary method, *Proc. International Compressor Engineering Conference*, paper 1998, West Lafayette, 2010.
- Lévêque, E., Toschi, T., Shao, L., Bertoglio, J.-P., Shear-improved Smagorinsky model for large-eddy simulation of wall-bounded turbulent flows, *Journal of Fluid Mechanics*, v.507, pp.491-502, 2007.
- Lilly, D.K., On the application of the eddy viscosity concept in the inertial subrange of turbulence, NCAR Manuscript 123, 1966.



- Lima e Silva, A.L.F., Silveira-Neto, A., Damasceno, J.J.R., Numerical simulation of two dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method, *Journal of Computational Physics*, v.189, pp.351-370, 2003.
- Mariani, V.C., Prata, A.T., Computational modelling of fluid flow in radial diffusers with irregular boundaries, *Proc. ASME 2006 International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, pp. 655-663, Chicago, 2006.
- Peskin, C.S. Flow patterns around heart valves: a numerical method. *Journal of Computational Physics*, v.10, pp.252-271, 1972.
- Prata, A.T., Ferreira, R.T.S., Heat transfer and fluid flow considerations in automatic valves of reciprocating compressors, *Proc. International Compressor Engineering Conference*, paper 742, West Lafayette, 1990.
- Rigola, J., Lekmuhl, O., Perez-Segarra, C.D., Oliva, A., Numerical simulation of fluid flow through valve reeds based on Large Eddy Simulation models (LES), *Proc. International Compressor Engineering Conference*, paper 1917, West Lafayette, 2008
- Smagorinsky, J., General circulation experiments with primitive equations, *Monthly Weather Review*, v.91, pp.2501-2514, 1963.
- Souto, L.E.M., Experimental investigation of turbulent flow in compressor valves (in Portuguese), M.Sc., Dissertation, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2002.
- Van Driest, E.R. On turbulent flow near a wall, *Journal of the Aeronautical Sciences*, v.23, pp.1007-1011, 1956.

## CORRECTED LAGRANGIAN LES MODEL FOR VORTEX METHOD

Alex Mendonça Bimbato, alexbimbato@unifei.edu.br

Luiz Antonio Alcântara Pereira, luizantp@unifei.edu.br

Institute of Mechanical Engineering, Federal University of Itajubá, Av. BPS, 1303, CEP. 37500-903, Itajubá, MG, Brazil

Miguel Hiroo Hirata, miguelhirata@gmail.com

State University of Rio de Janeiro, FAT-UERJ, Resende, RJ, Brazil

**Abstract.** *The purpose of this paper is to present a correction on the two-dimensional Lagrangian LES model developed by Alcântara Pereira et al. (2002) for the Discrete Vortex Method. A statistical study was carried out to evaluate the energy transfer from the larger eddies of the flow to the smaller ones appropriately. As the subcritical flow regime ( $Re = 1.0 \times 10^5$ ) around a smooth circular cylinder is a well known problem in Fluid Mechanics then, it was chosen to validate the present methodology. The numerical results obtained were compared with experimental and numerical results available in the literature. The quality of our new numerical results was very satisfactory and promising. This novel two-dimensional LES model will enable the development of a numerical code that consider aspects of two-dimensional roughness wall in a near future.*

**Keywords.** *Sub-scale model; Statistical analysis; Vortex method; Aerodynamic loads, Smooth circular cylinder.*

### 1. INTRODUCTION

The flow around bluff bodies causes interesting fluid dynamics phenomena such as separation, vortex shedding, von kármán vortex street and transition to turbulence; these phenomena arouse scientific interest, have great impact on engineering applications and are source of instabilities development. The instabilities are most likely due to the interaction between three regions of the flow: the boundary layer developed on the body surface, the two shear layers created from the separation points and the wake developed downstream. In order to investigate such complex phenomena are necessary experimental and numerical efforts. Besides, it is advisable to start the study from simple bluff body geometries like the flow around an isolated circular cylinder.

The high Reynolds number flows around cylindrical structures are subject of many studies since they are present in several engineering applications such as flows around risers, tall buildings, bridge piers, chimneys, heat exchangers tubes, cables, wires and so on. This kind of flow is a typical example of Fluid-Structure Interaction (FSI), in which transition occurs, so the development of turbulence models is essential to study it numerically. The FSI produces a large number of turbulent scales that interact one each other increasing the difficulty in the turbulence modeling. Since Direct Numerical Simulations (DNS) are limited at simple flows due to the large requirement of computational power, Large Eddy Simulations (LES) seem to be an attractive approach to treat such complex flows.

Saltara *et al.* (1998) described a method to simulate the vortex shedding from an oscillating circular cylinder at a low Reynolds number of  $Re = 1.0 \times 10^3$ ; the method used for this simulation was based on the vortex-in-cell formulation incorporating viscous diffusion with use of turbulence modeling of Smagorinsky type.

On the other hand, Breuer (2000) studied the subcritical flow regime ( $Re = 1.4 \times 10^5$ ) around a circular cylinder by finite-volume Navier–Stokes solver obtained good results in the near-wake region. His objective was to evaluate the applicability of LES for practically relevant high Reynolds number flows and to investigate the influence of sub-grid scale modeling and grid resolution on the quality of the predicted results. The paper presented possible explanations for a critical issue related to grid refinement, which did not automatically lead to improved agreements between the predicted results and the experimental measurements.

Wang *et al.* (2001) related LES with a wall-layer model for the near-wall region of a circular cylinder immersed in supercritical flow regimes in order to alleviate the near-wall grid resolution requirements. In quantitative terms, the mean pressure distributions and overall drag coefficients were predicted reasonably well at  $Re = 5.0 \times 10^5$  and  $Re = 1.0 \times 10^6$ . However, the computational solutions were inaccurate at higher Reynolds numbers, and the Reynolds number dependence of the drag coefficient was not captured.

Alcântara Pereira *et al.* (2002) presented a methodology for the simulation of turbulent flows using a Lagrangian mesh-free Vortex Method and applied it to investigate the subcritical flow regime ( $Re = 1.0 \times 10^5$ ) around a smooth circular cylinder. The Vortex Method was modified to take into account the sub-grid scale phenomena through a second-order velocity structure function model of the filtered field. The diffusion of vortices was classified as molecular (laminar) diffusion process and computed using the random walk method (Chorin, 1973). In their approach the variation of the Lamb vortex core was considered locally at the turbulent wake region as an additional (turbulent) diffusion process. However, high values for drag coefficient showed that the turbulence model developed needed more attention.

The present paper corrects the eddy viscosity model presented by Alcântara Pereira *et al.* (2002) in order to solve the micro scales manifestations of the turbulent flow appropriately.

Vortex Methods have been developed and applied for analysis of complex, unsteady and vortical flows, because they consist of simple algorithm based on physics of flow (Kamemoto, 2009). Vortex cloud modeling offers great potential for numerical analysis of important problems in Fluid Mechanics. With the Lagrangian formulation (e.g. Chorin, 1973; Leonard, 1980; Sarpkaya, 1989; Alcântara Pereira *et al.*, 2002; Stock, 2007; Kamemoto, 2009) a grid for the spatial discretization of the fluid region is not necessary. In addition, with the Vortex Method the attention is only directed to the regions of high activities, which are the regions containing vorticity; on the contrary, Eulerian schemes consider the entire fluid domain independent of the fact that there are sub-regions with less important flow activities. The Lagrangian tracking of the vortices avoids imposing the far away boundary conditions. Finally, it was also pointed out that Vortex Method appears to behave as accurate LES model in the sense that it avoid accumulation of energy at the end of the spectrum without excessive dissipation in the resolved scales.

## 2. GOVERNING EQUATIONS

Figure 1 shows the two-dimensional, incompressible and unsteady viscous flow around an isolated circular cylinder, where  $U = 1$  is the mainstream velocity,  $\Omega$  is the fluid domain defined by  $\Omega = S_1 \cup S_2$ , being  $S_1$  the body surface and  $S_2$  the far away boundary. The flow depicted in Fig. 1 is governed by the continuity and the Navier-Stokes equations, which can be written in the form:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (2)$$

where  $u_i$  is the  $i$  velocity component,  $\rho$  is the density,  $p$  is the pressure field and  $\nu$  is the kinematic viscosity.

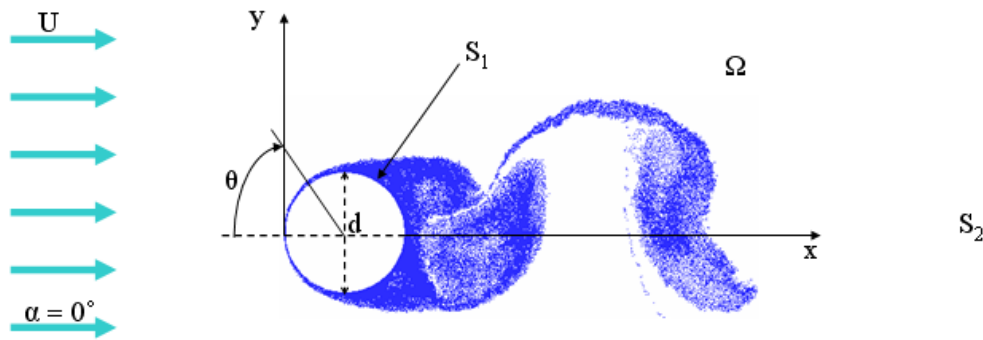


Figure 1. Flow around an isolated circular cylinder.

Since this work deals with high Reynolds number flow, the interaction between the fluid and solid boundary produces a large number of turbulent scales that interact one each other turning impossible to use a single turbulence model to describe all scale levels. Thus, a LES approach is used to separate the large eddies (which can be solved by any numerical method) from the small eddies (where a turbulence model must be applied) by filtering Equations (1) and (2). Consequently, these equations become:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + 2 \frac{\partial}{\partial x_j} [(v + \nu_i) \bar{S}_{ij}], \quad (4)$$

where  $\bar{u}_i$  is the velocity filtered field ( $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ ;  $u'_i$  is the velocity fluctuation),  $\nu_t$  is the eddy viscosity and  $\bar{S}_{ij}$  is the deformation tensor of the filtered field (Smagorinsky, 1963).

Considering that the small scales are homogeneous and isotropic and using a relation proposed by Batchelor (1953), Lesieur and Métais (1996) proposed to use the local kinetic energy spectrum in order to calculate the eddy viscosity:

$$\nu_t(\mathbf{x}, \Delta^+, t) = 0.105 C_K^{-3/2} \Delta^+ \sqrt{\bar{F}_2(\mathbf{x}, \Delta^+, t)}, \quad (5)$$

where  $C_K = 1.4$  is the Kolmogorov constant and  $\bar{F}_2(\mathbf{x}, \Delta^+, t)$  is the local second-order velocity structure function of the filtered field, defined as:

$$\bar{F}_2(\mathbf{x}, \Delta^+, t) = \left\| \overline{\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{u}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)} \right\|_{|\mathbf{r}| = \Delta^+}^2, \quad (6)$$

where  $\overline{\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{u}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)}$  is the average speed difference between the center of a sphere located at  $\mathbf{x}$  with radius  $|\mathbf{r}| = \Delta^+$  and points located on the sphere surface. In this formulation the center of the sphere is defined as a point of the flow field where one wants to calculate the turbulent activity.

Therefore Eq. (3) and Eq. (4) are used to simulate the large eddy phenomena with the Discrete Vortex Method and the small eddy ones are taken into account by the eddy viscosity (Eq. (5)) which is modeled by the local second-order velocity structure function of the filtered field (Eq. (6)).

The impermeability condition, Eq. (7), demands that the normal velocity component of the fluid particle,  $\bar{u}_n$ , should be equal to the normal velocity components of the surface  $S_I$ ,  $v_n$ . The no-slip condition, Eq. (8), demands that the tangential velocity component of the fluid particle,  $\bar{u}_\tau$ , should be equal to the tangential velocity component of the surface  $S_I$ ,  $v_\tau$ . The far away boundary condition is given by Eq. (9). The equations are respectively:

$$\bar{u}_n - v_n = 0, \text{ on } S_I, \quad (7)$$

$$\bar{u}_\tau - v_\tau = 0, \text{ on } S_I, \quad (8)$$

$$|\bar{\mathbf{u}}| \rightarrow U, \text{ on } S_2. \quad (9)$$

### 3. NUMERICAL SOLUTION: LAGRANGIAN VORTEX METHOD WITH LES SCHEME

The essence of the Lagrangian Vortex Method is to discretize the vorticity field using Lamb discrete vortices in a manner that (Kundu, 1990):

$$\bar{\omega}(\mathbf{x}, t) = \sum_{k=1}^{NV} \frac{\Gamma_k}{\pi \sigma_{0_k}^2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{x}|^2}{\sigma_{0_k}^2}\right), \quad (10)$$

where  $\bar{\omega}(\bar{\omega} = \nabla \times \bar{\mathbf{u}})$  is the vorticity filtered field,  $NV$  is the total number of discrete vortices in the fluid domain,  $\Gamma_k$  is the strength of the discrete vortex  $k$  necessary to satisfy Eq. (8) and  $\sigma_0$  is the Lamb vortex core given by (Musto *et al.*, 1998):

$$\sigma_0 = 4.48364 \sqrt{\frac{\Delta t}{Re}}. \quad (11)$$

The problem is solved by taking the curl of Eq. (4) and considering Eq. (3) to obtain the vorticity equation. For a 2-D flow this equation is scalar (the pressure term is absent), and it can be written as:

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\omega} = \frac{1}{Re_c} \nabla^2 \bar{\omega}, \quad (12)$$

where  $Re_c = Ud/v + v_t$  is the Reynolds number modified by the turbulence modeling. Chorin (1973) proposed an algorithm that splits convective-diffusive operator of Eq. (12) in the form:

$$\frac{D\bar{\omega}}{Dt} = \frac{\partial\bar{\omega}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla)\bar{\omega} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial\bar{\omega}}{\partial t} = \frac{1}{Re_c} \nabla^2 \bar{\omega}, \quad (14)$$

According to the Lagrangian form of Eq. (13), the convective process is solved using a first order Euler scheme, after to compute the velocity vector field at each discrete vortex  $j$  present in the fluid domain. The velocity vector field is composed by three contributions: (i) the main stream speed,  $\bar{u}(\mathbf{x}, t)$ , Eq. (15); (ii) the solid boundaries (Panel's Method, Katz and Plotkin, 1991),  $\bar{u}b(\mathbf{x}, t)$ , Eq. (16); and (iii) the vortex-vortex interaction (the Biot-Savart Law),  $\bar{u}v(\mathbf{x}, t)$ , Eq. (17). Thus:

$$\bar{u}i_1 = 1 \text{ and } \bar{u}i_2 = 0, \quad (15)$$

$$\bar{u}b_i(\mathbf{x}_j, t) = \sum_{k=1}^{NP} \Psi_k b_{jk}^i(\mathbf{x}_j(t) - \mathbf{x}_k), \quad i = 1, 2 \text{ and } j = 1, Z, \quad (16)$$

$$\bar{u}v_i(\mathbf{x}_j, t) = \sum_{k=1}^Z \Gamma_k v_{jk}^i(\mathbf{x}_j(t) - \mathbf{x}_k), \quad i = 1, 2 \text{ and } j = 1, Z, \quad (17)$$

where  $Z$  is the total number of discrete vortices present in the flow,  $NP$  is the total number of source flat panels,  $\Psi_k = const$  is the source density per unit length,  $b_{jk}^i[\mathbf{x}_j(t) - \mathbf{x}_k]$  is the  $i$  component of the velocity induced at discrete vortex  $j$  by  $k$  panel,  $\Gamma_k$  is the intensity of the  $k$  vortex and  $v_{jk}^i[\mathbf{x}_j(t) - \mathbf{x}_k(t)]$  is the  $i$  component of the induced velocity in a discrete vortex  $j$  by a  $k$  discrete vortex. Note that the intensity  $\Gamma_k$  of each discrete vortices is determined using the no-slip condition and the source strengths is determined using the impermeability condition. These conditions are satisfied simultaneously during each time increment of the simulation.

The diffusive process is solved by the random walk method (Chorin, 1973):

$$\zeta_j(t) = \sqrt{\frac{4 \Delta t}{Re_{c_j}} \ln\left(\frac{1}{P}\right)} [\cos(2\pi Q) + \text{sen}(2\pi Q)], \quad (18)$$

where  $P$  and  $Q$  are random numbers with  $0 < P < 1$  and  $0 < Q < 1$  and  $Re_{c_j}$  will be explained in the sequence.

It is clear from Eq. (18) that turbulence effects are considered in diffusion process, what means that in this stage there is a connection between the larger scales and the smaller ones, which is made by the eddy viscosity (Eq. (5)). As described in Section 2 the local turbulent activity is determined by the second-order velocity structure function (Eq. (6)), which must be now suffers two adaptations to the two-dimensional problem (Alcântara Pereira *et al.*, 2002):

(i) the points where velocities must be calculated are placed inside a circular crown centered at a reference vortex  $j$ , defined by  $r_{int} = 0.1\sigma_{\theta_j}$  (Alcântara Pereira *et al.*, 2002) and  $r_{ext} = sm\sigma_{\theta_j}$  where  $r_{int}$  and  $r_{ext}$  are the internal and external radius of the circular crown, respectively, and  $\sigma_{\theta_j}$  is the core of the Lamb discrete vortex under analysis.

(ii) to compute the second-order velocity structure function, the points where velocities are calculated are the same as the positions of the vortices, which are near the vortex under analysis (inside the circular crown); see Fig. 2.

However, a statistical study has to be done in order to determine the parameter  $sm$ ; with this propose the study starts with a laminar wake composed by  $3.0 \times 10^5$  discrete vortices developed downstream the cylinder (see Fig. 3a). For each discret vortex in the viscous wake is defined a circular crown with  $r_{int} = 0.1\sigma_{\theta_j}$  and  $r_{ext} = sm\sigma_{\theta_j}$ ; 61 different values of  $sm$  are simulated. In the sequence, for each value of  $sm$  it is counted the number of discrete vortices ( $N$ ) inside each

circular crown and this number is divided by the area of the circular crown  $[A_c = \pi(r_{ext}^2 - r_{int}^2)]$ . Then, the mean value (considering the circular crowns defined around all discrete vortices) of the rate  $N/A_c$  are obtained. Figure 3b presents mean values of rate  $N/A_c$  for each value of  $sm$ .

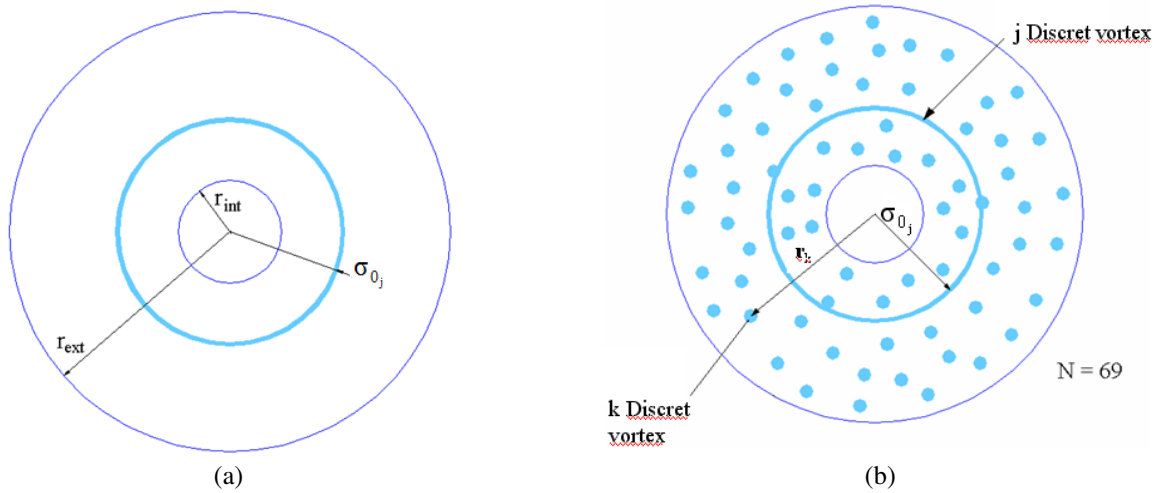


Figure 2. Turbulence model adapted to the two-dimensional Discrete Vortex Method.

The asymptotic behaviour of the curve is used to determine the external radius of the circular crown. In a numerical simulation it is not correct to apply the turbulence modeling at all discrete vortices and in a few vortices too. So, it is adopted  $sm = 3.0$  and, as consequence,  $r_{ext} = 4.0\sigma_0$ .

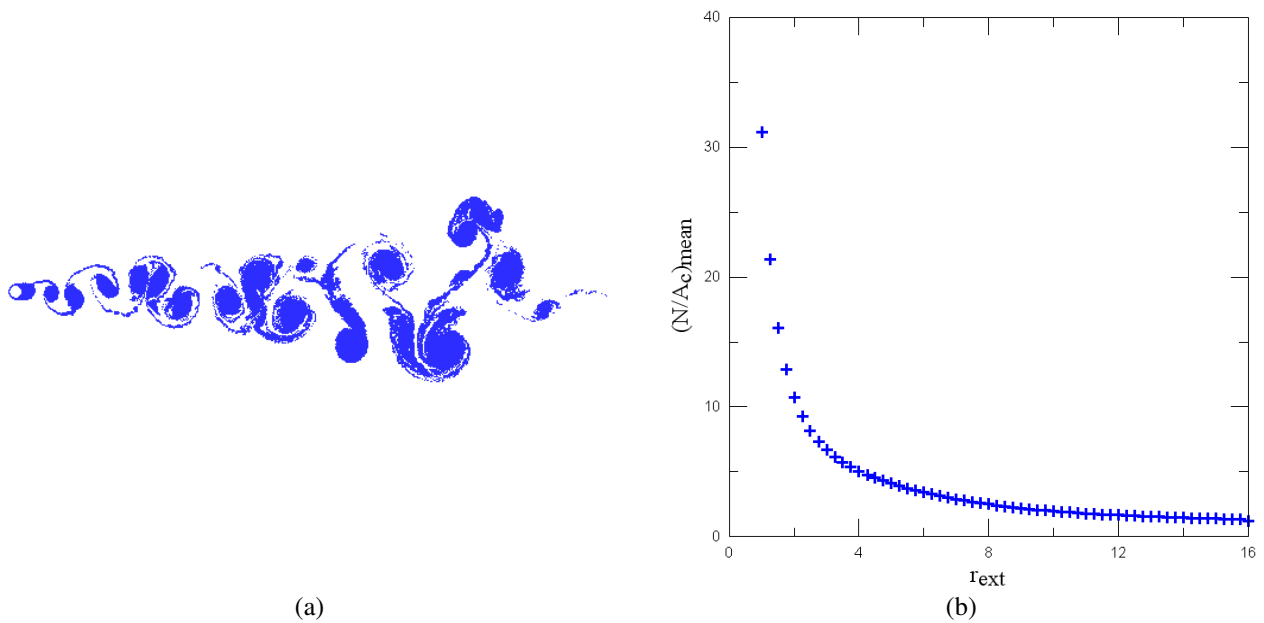


Figure 3. Statistical analysis conducted to determine the external radius of the circular crown.

Since the external radius of the circular crown is known, the second-order velocity structure function can be calculated. Thus:

$$\bar{F}_{2_j} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left\| \bar{\mathbf{u}}_{t_j}(\mathbf{x}_j) - \bar{\mathbf{u}}_{t_k}(\mathbf{x}_j + \mathbf{r}_k) \right\|_k^2 \left( \frac{\sigma_{0_j}}{\mathbf{r}_k} \right)^{2/3}, \quad (19)$$



where  $\bar{u}_i$  is the total velocity in the point (see Eq. (15), Eq. (16) and Eq. (17)),  $N$  indicates the number of discrete vortices inside the circular crown,  $(\sigma_{\theta_j}/r_k)^{2/3}$  is used due to the fact that the  $N$  vortices are not located at equal distance from the center of the reference vortex (Alcântara Pereira *et al.*, 2002) and  $r_k$  is the distance between the discret vortex under analysis ( $j$  vortex) and the discrete vortices inside the circular crown ( $k$  vortices); see Fig. 2.

Then, the eddy viscosity associated to  $j$  vortex is given by:

$$v_{t_j} = 0.105 C_k^{-3/2} \sigma_{\theta_j} \sqrt{F_{2_j}}. \quad (20)$$

Ultimately, the Reynolds number must be modified locally by the eddy viscosity:

$$Re_{c_j} = \frac{Ud}{\nu + v_{t_j}}. \quad (21)$$

So, if there is turbulent activity near to a discret vortex the turbulence modeling acts in the vorticity diffusion process of this vortex (see Eq. (18) and Eq. (21)). Besides that, Alcântara Pereira *et al.* (2002) argue that the lamb vortex core needs to be modified at each time step of numerical simulation due to the modified Reynolds number (see Eq. (11)). This procedure implies in large values of lamb vortex core, which causes higher drag coefficient (see Section 4); further more the physical sense indicates that energy transfer between larger and smaller scales must be considered only in diffusive step.

Finally, with the vorticity and velocity fields it is possible to obtain a Poisson equation for the pressure and its solution is obtained through the following integral formulation (Shintani and Akamatsu, 1994):

$$H\bar{Y}_i - \int_{S_i} \bar{Y} \nabla \bar{\varepsilon}_i \cdot \mathbf{e}_n dS = \iint_{\Omega} \nabla \bar{\varepsilon}_i \cdot (\bar{\mathbf{u}} \times \bar{\boldsymbol{\omega}}) d\Omega - \frac{1}{Re} \int_{S_i} (\nabla \bar{\varepsilon}_i \times \bar{\boldsymbol{\omega}}) \cdot \mathbf{e}_n dS, \quad (22)$$

where  $i$  is the point where pressure is computed,  $H = 1.0$  in the fluid domain,  $H = 0.5$  on the boundaries,  $\bar{Y}$  is the specific work,  $\bar{\varepsilon}$  is a fundamental solution of Laplace equation, and  $\mathbf{e}_n$  is the unit vector normal to the solid surfaces. The drag and lift forces are obtained by pressure integration.

#### 4. FLOW AROUND AN ISOLATED CIRCULAR CYLINDER

Table 1 shows the comparison between the present results with the experimental ones made by Blevins (1984). In numerical experiments, the circular cylinder is discretized in  $NP = 300$  source flat panels, the time increment of the numerical simulations is  $\Delta t = 0.05$ , the Lamb vortex core is  $\sigma_{\theta} = 0.001$  and the Reynolds number is  $Re = 1.0 \times 10^5$ .

Table 1. Mean lift and drag coefficients and Strouhal number for an isolated circular cylinder.

$Re = 1.0 \times 10^5$	$\bar{C}_D$	$\bar{C}_L$	St
Blevins (1984) : $\pm 10\%$ uncertainty	1.20	-	0.19
Alcântara Pereira <i>et al.</i> (2002) : with turbulence model	1.27	0.02	0.20
Present Simulation : with turbulence model	1.22	0.02	0.21

The mean values are computed after numerical transient is reached, between  $42.25 \leq t \leq 71.15$ , and as expected, the drag coefficient obtained by the present simulation shows better results than the one obtained by Alcântara Pereira *et al.* (2002), who discretized the circular cylinder using a vortex panel method. The drag coefficient computed by the present code is about only 1.67% different from the experimental value measured by Blevins (1984). So one can conclude that the correction proposed in the present work improve the turbulence model developed by Alcântara Pereira *et al.* (2002). Besides it can be observed that the drag coefficient is greater than the experimental value, which is a characteristic of two-dimensional simulations. The mean value of lift coefficient is not zero due to numerical approximations.

The mean pressure distribution and time history of the aerodynamic forces are presented in Fig. 4. The separation point obtained by the present simulation is about  $\theta \cong 77^\circ$  while Blevins (1984) measured  $\theta = 82^\circ$ . Another experimental investigation made by Son and Hanratty (1969) determined a value of  $\theta = 78^\circ$  for the separation angle. A very interesting observation was made by Achenbach (1968) for  $Re = 1.0 \times 10^5$  (subcritical flow): it was found that the laminar boundary layer separates at  $\theta = 78^\circ$ . Just before transition into the critical region at  $Re = 2.6 \times 10^5$ , the

boundary layer is still laminar and separates at an angle  $\theta = 94^\circ$ . Hence, separation takes place in the laminar mode as experimentally expected for a subcritical Reynolds number flow.

The vortex shedding period can be seen in oscillations of the lift and drag coefficients, which causes the von Kármán street (see Fig. 5). As soon as the numerical transient is over and the periodic steady state regime reached the drag coefficient oscillates two times more than the lift coefficient, which is a characteristic of an isolated circular cylinder. This means that for each vortex structure detachment, the lift coefficient completes a period, while the drag coefficient completes two periods. The frequency of this detachment of vortices is measured by the Strouhal number (see Tab. 1) defined as  $St = fd/U$ , being  $f$  the detachment frequency of vortices.

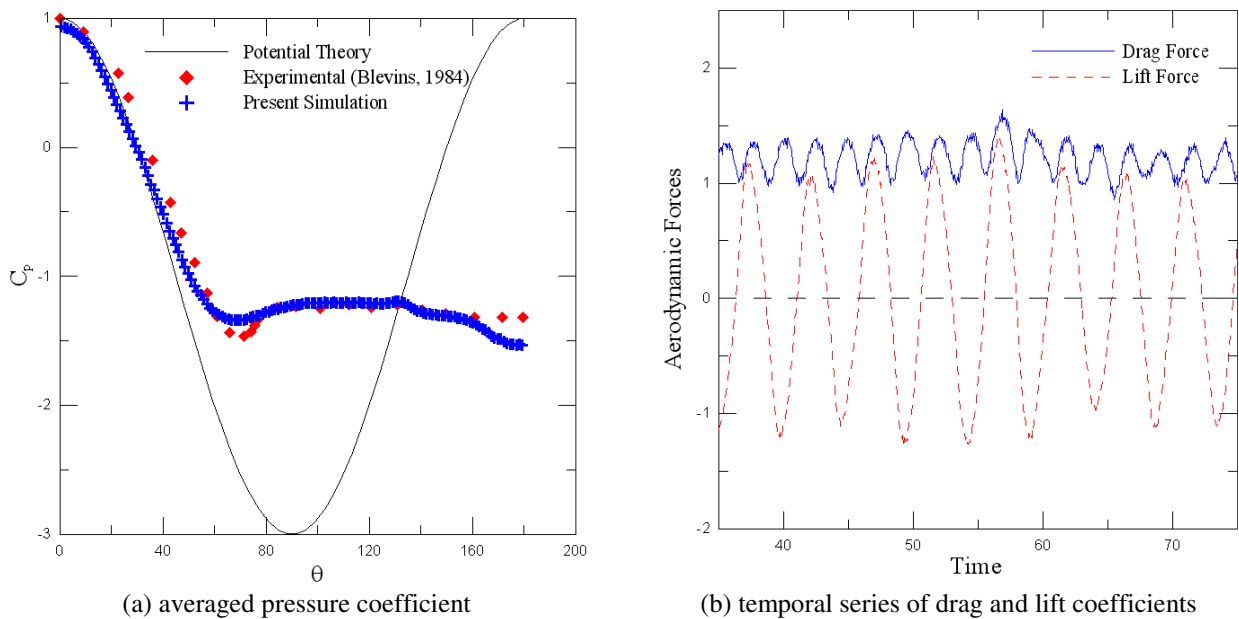


Figure 4. Aerodynamic loads acting on an isolated circular cylinder ( $Re = 1.0 \times 10^5$ ).

Figure 5 shows that the formation and shedding of large eddies in the wake are according to the physics involved in this kind of flow (Gerrard, 1966). The present numerical simulation runs ended with 450,000 discrete vortices. The CPU time was about 482 hours (20 days approximately) using an INTEL CORE I7 (2.80GHz) processor, without parallel computation.



Figure 5. Vortex structure in the wake at  $t = 75.00$  for an isolated circular cylinder ( $Re = 1.0 \times 10^5$ ).

## 5. CONCLUSIONS

The present paper presented a correction to be incorporated to the Vortex Method with Turbulence Modeling originally developed by Alcântara Pereira *et al.* (2002). Previous works have clarified that the accuracy of the Vortex Method in the large and intermediate scales of turbulence is good enough to yield acceptable statistics. The present results confirm it with the phenomenon of vortex shedding of a single rigid cylinder which has been identified with success. In fact this work is the start of a major target which is the development of a roughness code associated to the turbulence modeling showed here. It is supposed that even in a two-dimensional flow the turbulence modeling presented in this paper will be important when associated with roughened surfaces for preliminary studies of Vortex-Induced Vibrations (VIV) of production risers. The roughness will be incorporated in a physical sense and eventually affects the boundary layers.

## 6. ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by CNPq (Proc. 142804/2008-8) and FAPEMIG (Proc. TEC-APQ-01070-10).

## 7. REFERENCES

- Achenbach, E., 1968, "Distribution of Local Pressure and Skin Friction around a Circular Cylinder in Cross-Flow up to  $Re = 5.0 \times 10^6$ ", *J. Fluid Mech.*, 34(4): 625-639.
- Alcântara Pereira, L.A., Ricci, J.E.R., Hirata, M.H., Silveira Neto, A., 2002, "Simulation of the Vortex-Shedding Flow about a Circular Cylinder with Turbulence Modeling", *CFD Journal*, v. 11, n. 3, pp. 315-322, October.
- Batchelor, G.K., 1953, *The Theory of Homogeneous Turbulence*, Cambridge University Press.
- Blevins, R.D., 1984, *Applied Fluid Dynamics Handbook*, Van Nostrand Reinhold, Co.
- Breuer, M., 2000, "A challenging test case for large eddy simulation: high Reynolds number circular cylinder flow", *Int. J. Heat Fluid Flow*, 21:648-654.
- Chorin, A. J., 1973, "Numerical Study of Slightly Viscous Flow", *Journal of Fluid Mechanics*, v. 57, pp. 785-796.
- Gerrard, J.H., 1966, "The Mechanics of the Formation Region of Vortices behind Bluff Bodies", *J. Fluid Mech.*, 25: 401-413.
- Kamemoto, K., (2009), "Prospective Characteristics of a Lagrangian Vortex Method in Application into Vortex Flows of Moving Boundary Problems". Workshop – From fast cars to slow flows over bluff bodies. 29-30 June 2009, Imperial College, London, UK.
- Katz, J., Plotkin, A., 1991, *Low Speed Aerodynamics: from Wing Theory to Panel Methods*, McGraw Hill Inc..
- Kundu, P.K., 1990, *Fluid Mechanics*, Academic Press.
- Leonard, A., 1980, "Vortex Methods for Flow Simulation", *J. Comput. Phys.*, Vol. 37, pp. 289-335.
- Lesieur, M., Métais, O., 1996, "New Trends in Large-Eddy Simulation of Turbulence", *An Review in Fluid Mechanics*, v. 28, pp. 45-82.
- Mustto, A.A., Hirata, M.H. and Bodstein, G.C.R., 1998, "Discrete Vortex Method Simulation of the Flow Around a Circular Cylinder with and without Rotation", A.I.A.A. Paper 98-2409, Proceedings of the 16<sup>th</sup> A.I.A.A. Applied Aerodynamics Conference, Albuquerque, NM, USA, June.
- Saltara, F., Meneghini, J.R., Siqueira, C.R., Bearman, P.W., 1998, "The Simulation of Vortex Shedding from an Oscillating Circular Cylinder with Turbulence Modelling", 1998 ASME FEDSM, Proceedings of 1998 Conf. on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibration, paper n. 13.
- Sarpkaya, T., 1989, "Computational Methods with Vortices - The 1988 Freeman Scholar Lecture", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 111, pp. 5-52.
- Shintani, M., Akamatsu, T., 1994, "Investigation of Two Dimensional Discrete Vortex Method with Viscous Diffusion Model", *Computational Fluid Dynamics Journal*, v. 3, n. 2, pp. 237-254.
- Smagorinsky, J., 1963, "General Circulation Experiments with the Primitive Equations", *Mon. Weather Rev.*, v. 91, n. 3, pp. 99-164.
- Son, J.S. and Hanratty, T.J., 1969, "Velocity Gradients at the Wall for Flow around a Cylinder at Reynolds Number from  $5,0 \times 10^3$  to  $1,0 \times 10^5$ ", *J. Fluid Mech.*, 35 (2): 353-368.
- Stock, M.J., 2007, "Summary of Vortex Methods Literature (A lifting document rife with opinion)", April, 18: © 2002-2007 Mark J. Stock.
- Wang, M., Catalano, P. and Iaccarino, G., 2001, "Prediction of high Reynolds number flow over a circular cylinder using LES with wall modeling", Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs.

## 8. RESPONSIBILITY NOTICE

The authors are the only responsible for the printed material included in this paper.

# ANÁLISE DE INTERAÇÕES ENTRE FASES SÓLIDAS NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM CICLONES POR EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA E FÍSICA

**Karina Klock da Costa, karina.klock@yahoo.com.br**

**Oscar L. Sgrott Junior, oscar.sgrott@gmail.com**

**Vinicyus Rodolfo Wiggers, vwiggers@yahoo.com.br**

**Henry França Meier, meier@furb.br**

Universidade Regional de Blumenau (FURB) - Rua São Paulo, 3250, Itoupava Seca – Blumenau, SC.

**Waldir Pedro Martignoni, martignoni@petrobras.com.br**

PETROBRAS/AB-RE/TR/OT. República do Chile, 65, Rio de Janeiro, RJ.

**Resumo.** Os ciclones são comumente utilizados na separação de partículas de fluxos gasosos devido a ampla faixa de operação, simplicidade de instalação, manutenção e alta relação custo-benefício. Apesar desta simplicidade, a fluidodinâmica do fluxo turbulento em ciclones é bastante complexa, com vários fenômenos que incluem zonas de recirculação, alta intensidade turbulenta, alta preservação da vorticidade, entre outros. Modelos Eulerianos-Eulerianos para escoamentos gás-sólidos tem sido estudado por grupos de escoamentos multifásicos, pois permitem o balanceamento entre custo computacional com a precisão na descrição do fluxo. A análise numérica das características fenomenológicas do escoamento é realizada com cinco fases sólidas distintas, cada uma delas definidas por um diâmetro de partícula, obtidos a partir de uma análise de distribuição granulométrica do material particulado. Além disto, é também realizado um estudo numérico de sensibilidade de parâmetro com o modelo hexafásico e interação sólido-sólido entre as diferentes fases sólidas sobre a performance de ciclones, por meio da constituição de um modelo de força de interface similar à força de arrasto fluidodinâmico. Ao aliar os dados experimentais físicos e numéricos, observou-se a influência do acoplamento de quatro vias, sobre as variáveis de resposta. Todas as variáveis apresentaram sensibilidade a esta modificação. Com a inclusão do acoplamento de quatro vias, a solução numérica apresentou-se mais estável e o comportamento dinâmico oscilatório da eficiência global de separação foi amortecido. A combinação do estudo numérico e físico permitiu aperfeiçoar o código computacional utilizado e a proposição sugerida no trabalho mostra-se bastante promissora no avanço de estudos de escoamentos multifásicos em ciclones.

## 1. INTRODUÇÃO

Os ciclones destacam-se dentre os separadores de particulados de uma corrente gasosa devido a sua ampla faixa de operação e simplicidade na forma construtiva, o que o torna um equipamento com um baixo custo de investimento e manutenção. Eles são aplicados a diversos processos industriais, podendo ser utilizados também como secadores, trocadores de calor, reatores, etc. Devido a tamanha diversidade operacional em diversos segmentos industriais, o estudo das características fenomenológicas deste equipamento, visando o incremento de sua performance, é de grande importância.

Apesar da versatilidade e simplicidade construtiva, a fluidodinâmica do escoamento turbulento em ciclones é muito complexa, com diversos fenômenos incluindo zonas de recirculação, alta intensidade turbulenta, alta preservação da vorticidade, dentre outros. Há vários modelos embasados em dados experimentais, desenvolvidos para o dimensionamento de ciclones. Entretanto, a sua grande maioria é simplificada e não prevê detalhadamente a fluidodinâmica do escoamento, cuja análise é importante para a execução de estudos de melhoria de desempenho do equipamento (MEIER, *et al.* 2011). Para resolver estes problemas modernos de engenharia, vem crescendo o uso das técnicas numéricas, pois apresentam maior rapidez de resposta devido à contínua modernização dos hardwares computacionais. Os métodos numéricos facilitam a resolução de equações diferenciais de alta complexidade que reproduzem com fidelidade os fenômenos físicos de interesse, o que nem sempre é possível de se obter apenas através de métodos analíticos ou experimentais.

Em estudos científicos, vem se tornando comum o uso do método numérico combinado com a experimentação física, assim obtendo modelos verificados e validados que melhor representem o fenômeno em questão. Neste âmbito, utiliza-se neste trabalho um modelo multifásico, baseado na abordagem Euleriana-Euleriana para o escoamento gás-sólido em ciclones. O modelo é amparado por uma base empírica composta por medidas macroscópicas de performance em termos de perda de carga, eficiência global e eficiência individual de separação, obtidas em uma unidade experimental de dutos e ciclones. A análise numérica das características fenomenológicas do escoamento é realizada com cinco (5) fases sólidas, cada uma delas definidas por um diâmetro de partícula, obtidos a partir de uma análise de distribuição granulométrica do material particulado. Por meio da constituição de um modelo de força de interface similar a força de arrasto fluidodinâmico, é realizada também uma análise de sensibilidade de parâmetros ao utilizar acoplamento de quatro vias (interação sólido-sólido).

## 2. MODELAGEM MATEMÁTICA

Ao estudar a fluidodinâmica em separadores ciclônicos é de grande importância, além de modelar o escoamento vorticial da fase gasosa, estudar a fase particulada, que se apresenta como um complicador adicional à modelagem. Existem duas abordagens para a fase particulada: Euleriana ou Lagrangeana. A abordagem Euleriana considera as fases como contínuas e interpenetrantes, diferenciadas por uma fração volumétrica em cada volume de controle e podendo ou não ter campos de velocidade heterogêneos, obedecendo suas próprias equações de transporte. Para ciclones, são mais comuns campos heterogêneos com termos de troca entre as fases, conhecido como modelo de dois fluidos. Já na abordagem Lagrangeana as partículas sólidas são tratadas de maneira discreta e seu movimento é rastreado ao longo de todo o fluido, resolvendo para cada uma delas a segunda lei de Newton. Rastrear o total de partículas seria uma tarefa ainda impraticável, por isso abordagens estocásticas são levadas em conta, onde cada partícula representa estatisticamente um grupo maior. Iniciada na década de 80, a aplicação de CFD a ciclones, tradicionalmente, utiliza a modelagem do escoamento gás-partícula em sistemas com duas fases, uma gasosa e uma sólida, representada por um diâmetro médio de partículas; e, em sua grande maioria, abordagem Lagrangeana para a fase sólida. Porém, modelos gás-sólido Euleriano-Euleriano vêm sendo utilizados nos estudos de escoamentos multifásicos, tornando-se uma ferramenta prática de projeto de sistemas industriais, visto que, permite o balanceamento entre custo computacional e precisão na descrição dos fluxos. (PASSALACQUA e FOX, 2011). Alguns pesquisadores propõem também, novos modelos numéricos com a presença de  $n$  fases sólidas, que representam com maior fidelidade o escoamento multifásico, dentre eles, encontram-se Ibsen *et al.* (2007) e, com aplicação em separadores ciclônicos, Meier *et al.* (2011).

A modelagem matemática, com abordagem Euleriana, para o modelo hexafásico (cinco fases sólidas e uma fase gasosa transportadora) é uma extensão do modelo tetrafásico proposto por Meier *et al.* (2011). Para constituição deste, pressupõe-se algumas hipóteses simplificadoras: (a) cinco fases sólidas distintas podem ser representadas cada qual por um diâmetro de partícula, massa específica e fração volumétrica; (b) escoamento diluído, ou, invíscido para as fases sólidas; (c) simetria no eixo e modelo 3D-simétrico; (d) escoamento incompressível e isotérmico; (e) força de pressão termodinâmica atua somente sobre a fase gasosa; (f) utiliza o método dos volumes finitos (MVF); (g) acoplamento de pressão-velocidade do tipo SIMPLEC; (h) a transferência de quantidade de movimento nas interfaces entre as fases é predita pela adoção de um modelo constitutivo de força de arraste, com acoplamento de 2 e 4 vias.

As equações da conservação da massa e do movimento, para as fases gasosa e sólida, sob enfoque Euleriano, considerando uma abordagem de médias temporais de Reynolds, podem ser escritas como segue:

Conservação da massa na fase gasosa:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g f_g) + \nabla \cdot (\rho_g f_g \mathbf{v}_g) = 0 \quad (1)$$

Conservação da massa na fase sólida:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{si} f_{si}) + \nabla \cdot (\rho_{si} f_{si} \mathbf{v}_{si}) = 0 ; \text{com } (i=1, \dots, 5) \quad (2)$$

Conservação da quantidade de movimento da fase gasosa:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g f_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot (\rho_g f_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) = -f_g \nabla \cdot (\mathbf{T}_g^{eff}) + \rho_g f_g \mathbf{g} - \nabla p + \sum_{i=1}^n (\mathbf{F}_{drag})_{g,si} \quad (3)$$

Conservação da quantidade de movimento da fase sólida:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{si} f_{si} \mathbf{v}_{si}) + \nabla \cdot (\rho_{si} f_{si} \mathbf{v}_{si} \mathbf{v}_{si}) = \rho_{si} f_{si} \mathbf{g} - (\mathbf{F}_{drag})_{si,g} + \sum_{j=1, j \neq i}^n (\mathbf{F}_{drag})_{si,sj} \quad (4)$$

$\text{com } (i=1, \dots, 5)$

onde, os subscritos representam:  $g$  – fase gasosa;  $si$  – fase sólida  $i$ ;  $sj$  – fase sólida  $j$ .

As equações de fechamento da turbulência, métodos numéricos, e condições iniciais e de contorno utilizados pelo código computacional CYCLO-EE<sub>5</sub> podem ser encontradas em MEIER *et al.* (2002a, 2002b), MEIER *et al.* (2011) e COSTA (2012).

### 2.1. Acoplamento de 2 vias (interação gás-sólido)

As forças de arraste entre a fase gasosa e as fases sólidas (acoplamento de duas vias), podem ser expressas por:

$$(F_{drag})_{g,si} = \beta_{g,si} (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{si}); \text{ com } i=1, \dots, 5 \quad (5)$$

onde  $\beta_{g,si}$  é o coeficiente de interface e pode ser predito para fluxos concentrados ( $f_g < 0,8$ ) pela lei de Darcy (GIDASPOW, 1994 *apud* MEIER *et al.*, 2011):

$$\beta_{g,si} = 150\mu_g \left( \frac{f_{si}}{f_g d_{si} \phi_{si}} \right)^2 + 1,75 \frac{\rho_g f_{si} |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{si}|}{d_{si} \phi_{si}} \quad (6)$$

onde:  $d_{si}$  é o diâmetro da fase sólida  $i$ ;  $\phi_{si}$  a esfericidade da fase sólida  $i$ ; e,  $|\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{si}|$  o módulo da velocidade relativa entre as fases.

Para escoamentos diluídos ( $f_g < 0,8$ ), um modelo proposto por Wen e Yu (GIDASPOW, 1994 *apud* MEIER *et al.*, 2011) relaciona o coeficiente de interface com o coeficiente de arraste pela seguinte expressão:

$$\beta_{g,si} = \frac{3}{4} (C_D)_{g,si} \frac{f_g \rho_g |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{si}| f_{si}}{d_{si} \phi_{si}} \quad (7)$$

É possível encontrar diversas correlações empíricas para o cálculo do coeficiente de arraste como função do número de Reynolds. Coelho e Massarani (MASSARANI, 1997) publicaram uma correlação contínua que estabelece valores para todos os regimes de escoamento de Stokes, transição e Newton e pode ser expressa por:

$$(C_D)_{g,si} = \left[ \left( \frac{24}{K_{1si} Re_{g,si}} \right)^{0,85} + K_{2si}^{0,85} \right]^{1,18} \quad (8)$$

Correlação válida para,  $0,65 < \phi_{si} \leq 1$  e  $Re_{g,si} < 5 \times 10^4$ , sendo,

$$K_{1si} = 0,843 \log_{10} \left( \frac{\phi_{si}}{0,065} \right) \quad (9)$$

$$K_{2si} = 5,31 - 4,88 \phi_{si} \quad (10)$$

e,

$$Re_{g,si} = \frac{\rho_g |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{si}| d_{si}}{\mu_g} \quad (11)$$

onde:  $(C_D)_{g,si}$  é o coeficiente de arraste entre as fases;  $K_{1si}$ , o primeiro coeficiente de efeito do formato da partícula sobre o coeficiente de arraste;  $K_{2si}$  o segundo coeficiente de efeito do formato da partícula sobre o coeficiente de arraste;  $Re_{g,si}$ , o número de Reynolds e  $\mu_g$ , a viscosidade do gás.

## 2.2. Acoplamento de 4 vias (interação sólido-sólido)

Um modelo para o coeficiente de interface entre as fases sólidas  $i$  e  $j$  pode ser proposto por analogia ao modelo de interação gás-sólido. Considera-se que a partícula com maior diâmetro ( $d_{sj}$ ) arrasta a partícula de menor diâmetro ( $d_{si}$ ), sendo assim, o coeficiente de interface entre as fases sólidas  $j$  e  $i$  pode ser expresso por:

$$(F_{drag})_{sj,si} = \beta_{j,i} (\mathbf{v}_{sj} - \mathbf{v}_{si}); \text{ com } i=1, \dots, 5 \quad (12)$$

sendo,

$$\beta_{j,i} = \frac{3}{4} (C_D)_{sj,si} \frac{f_{sj} \rho_{sj} |\mathbf{v}_{sj} - \mathbf{v}_{si}| f_{si}}{\Psi_2 d_{si} \phi_{si}} \quad (13)$$

e,

$$(C_D)_{sj,si} = \left[ \left( \frac{24}{K_{1si} Re_{sj,si}} \right)^{0,85} + K_{2si}^{0,85} \right]^{1,18} \quad (14)$$

Para os coeficientes  $K_{1si}$  e  $K_{2si}$ , mantém-se as definições anteriores (Eq. (9) e (10), respectivamente). Para o número de Reynolds da fase sólida  $i$ , sob a condição de arraste da fase  $i$  pela fase sólida  $j$  (a partícula de maior diâmetro ( $d_{sj}$ ) arrasta a de menor diâmetro ( $d_{si}$ )), tem-se:



$$Re_{sj,si} = \frac{\rho_{sj} |\mathbf{v}_{sj} - \mathbf{v}_{si}| d_{si}}{\mu_{sj}} \quad (15)$$

Como no modelo as fases sólidas são consideradas invíscidas, para o cálculo do número de Reynolds da fase  $i$  sob a condição de arraste pela fase sólida  $j$  (Eq. (15)), propõe-se a adoção de uma dependência linear entre uma hipotética viscosidade cinemática da fase sólida  $j$  e a viscosidade cinemática da fase gasosa:

$$\mathbf{v}_{sj} = \Psi_1 \mathbf{v}_g \quad (16)$$

ou,

$$\frac{\mu_{sj}}{\rho_{sj}} = \Psi_1 \frac{\mu_g}{\rho_g} \quad (17)$$

Substituindo a Eq. (17) na Eq. (15), obtém-se o cálculo do número de Reynolds na fase sólida  $j$  em função da viscosidade cinemática da fase gasosa:

$$Re_{sj,si} = \frac{\rho_g |\mathbf{v}_{sj} - \mathbf{v}_{si}| d_{si}}{\Psi_1 \mu_g} \quad (18)$$

onde os parâmetros empíricos  $\Psi_1$  e  $\Psi_2$ , incluídos nas Eq. (13) e (18) respectivamente, devem ser ajustados a partir de informações experimentais.

Neste trabalho faz-se um estudo de análise paramétrica do parâmetro  $\Psi_1$ , analisando as variáveis de resposta: perda de carga, eficiência global e individual de coleta, mantendo-se  $\Psi_2$ , constante e igual  $\rho_{si}$  para conservar a ordem de grandeza de  $\beta_{j,i}$  a valores próximos de  $\beta_{g,si}$ .

### 3. UNIDADE EXPERIMENTAL

O aparato da Unidade Experimental de Dutos e Ciclones (UE-DC) é ilustrado pela Figura 1 e consiste em: (1) Duto de entrada da fase gasosa (2) Tubo de Pitot; (3) Medidor de temperatura; (4) Medidor de pressão; (5) Sistema de alimentação da fase particulada; (6) Ciclone; (7) Coletor de sólidos (*hopper*); (8) Região para medição da perda de carga do ciclone; (9) Filtro de Mangas; (10) Computador receptor de dados e painel elétrico; e (11) Exaustor.

O material particulado utilizado nos experimentos foi cinza de caldeira, com massa específica de  $1400 \text{ kg/m}^3$ . O equipamento utilizado na medição da distribuição granulométrica de partículas foi o Mastersizer 2000, Hydro 2000MU, da empresa Malvern, que utiliza a técnica de medição de partículas por difração a laser. Através desta técnica, obtém-se a curva de tamanho de partícula para a alimentação e coleta de cada um dos experimentos, e, através disso, tornando possível a medição de eficiência individual de coleta.

A experimentação física realizada neste trabalho consiste basicamente na análise da perda de carga, eficiência global e individual de coleta (grandezas macroscópicas dos ciclones). A perda de carga do sistema é obtida por transmissores de pressão localizados na entrada do ciclone e na saída superior (*vortex-finder*), a eficiência global é calculada com a relação entre material particulado alimentado e coletado no sistema. Os experimentos são realizados de maneira aleatória e em triplicata.

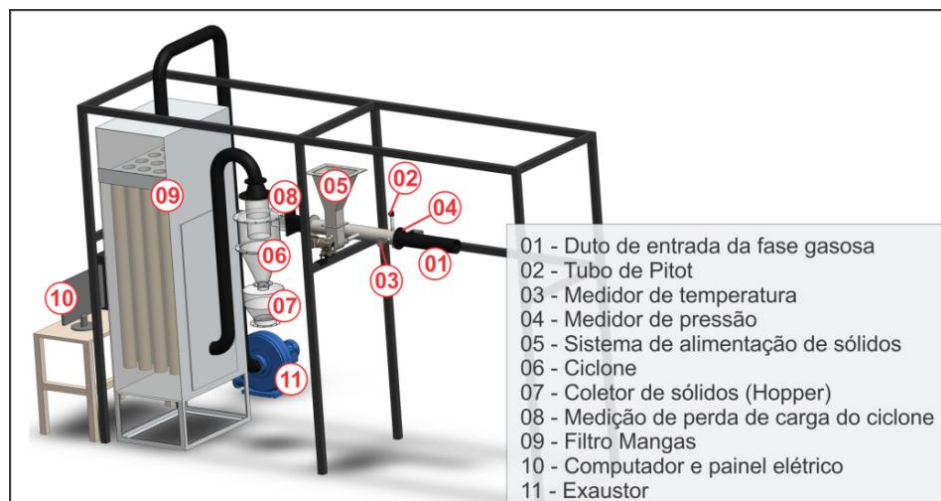


Figura 1: Esquema tridimensional da UE-DC modificada.

Para os estudos de experimentação numérica e física, as condições de operação foram as seguintes:

Tabela 1: Estudos de caso.

Velocidade de entrada da fase sólida (m/s)	8	10	12
Razão de carga (g/m <sup>3</sup> )	0	5,28	10,99
Parâmetro de interação sólido-sólido ( $\Psi_I$ )	0,01	0,1	1,0

Para representar as fases sólidas nos experimentos numéricos, foram escolhidos cinco diâmetros de partícula da curva de distribuição granulométrica do material particulado utilizado:

Tabela 2: Propriedades das fases sólidas numéricas.

Diâmetro	Tamanho de partícula ( $\mu\text{m}$ )	Fração Volumétrica (%)
ds <sub>1</sub>	62,01	15,87
ds <sub>2</sub>	29,49	22,75
ds <sub>3</sub>	21,06	22,75
ds <sub>4</sub>	14,65	22,75
ds <sub>5</sub>	5,81	15,87

#### 4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados de eficiência global de coleta, da experimentação física macroscópica, realizada em triplicata e de maneira aleatória, são ilustrados pela Figura 2. Observa-se que o incremento na velocidade de entrada do gás eleva a eficiência de coleta, assim como maiores razões de carga também apresentam eficiência global de coleta maior. Este último pode ser explicado pela maior concentração da fase sólida, com conseqüente incremento das interações sólido-sólido que favorece a coleta do material particulado.

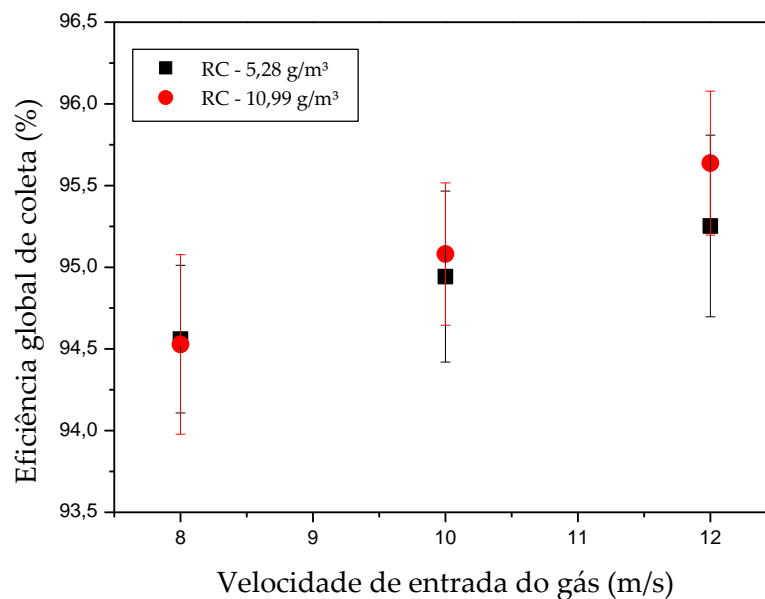


Figura 2: Eficiência global de coleta para as velocidades: 8, 10 e 12 m/s e razões de carga 5,28 e 10,99 g/m<sup>3</sup>.

Na Figura 3 são apresentados os resultados experimentais para as três velocidades e as três razões de carga estudadas. Pode-se observar a diminuição da perda de carga com a adição de material particulado, devido a atenuação do campo de velocidade tangencial pela presença das fases sólidas (MEIER e MORI, 1998 *apud* HOFFMAN, 2010) sendo que esta diferença é maior conforme aumenta a velocidade de entrada do gás. Maiores velocidades também geram perdas de carga maiores. Para as velocidades 8 e 10 m/s, maior razão de carga gera maior perda de pressão. Entretanto, para a velocidade de 12 m/s, observa-se o inverso, o que pode representar o início da mudança de regime de escoamento de diluído para mais concentrado.

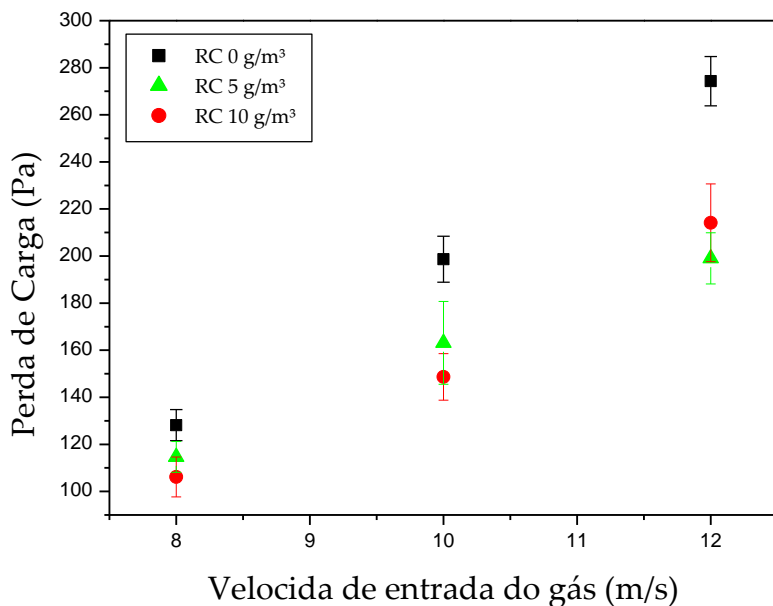


Figura 3: Perda de carga experimental para as razões de carga: 0, 5,28 e 10,99 g/m³.

A influência da velocidade de entrada do gás no ciclone é também observada na eficiência individual de coleta (Figura 4), onde foram obtidos valores mais elevados para os experimentos realizados a 12 m/s. Com razão de carga fixada em 5,28 g/m³, as curvas de eficiência de coleta apresentam valores maiores conforme a velocidade da fase gasosa aumenta (Figura 4a). Contudo, ao elevar a concentração de sólidos (Figura 4b), observa-se que as velocidades de 8 e 10 m/s apresentaram valores de eficiência muito próximos, o que pode ser justificado também, pela mudança de regime de escoamento de diluído para mais concentrado.

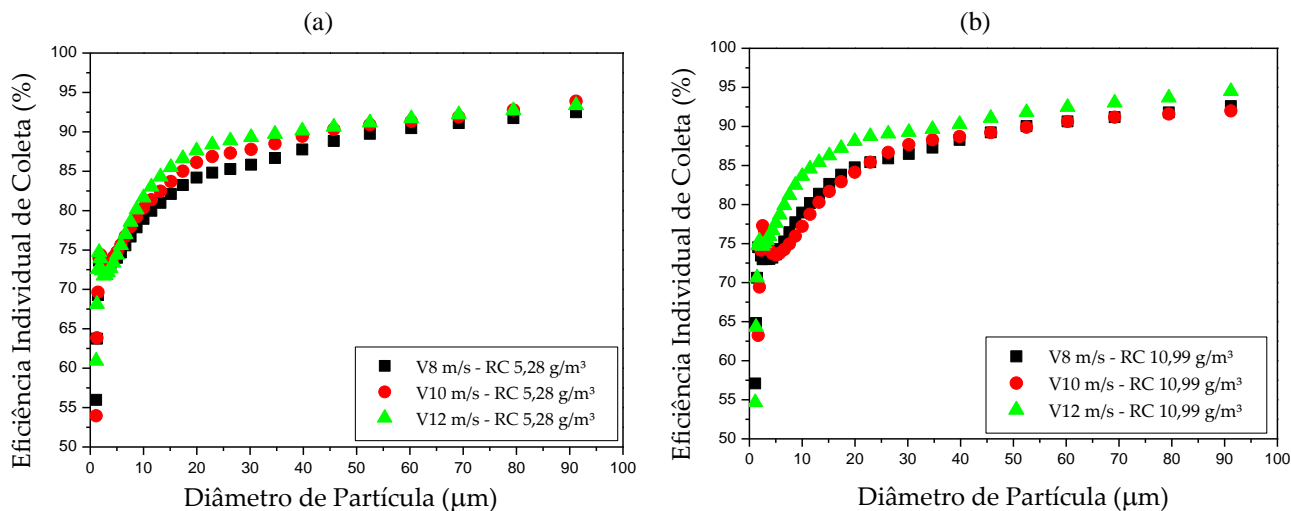


Figura 4: Eficiência individual de coleta para razão de carga fixada em: (a) 5,28 g/m³; (b) 10,99 g/m³.

#### 4.1. Sensibilidade das variáveis de resposta à inclusão do parâmetro de interação sólido-sólido $\Psi_I$

Quando analisada a eficiência global de coleta, é possível observar que o modelo com acoplamento de quatro vias, fixando o parâmetro  $\Psi_I$  em 0,01, e, com acoplamento de duas vias, possuem resultados mais próximos dos obtidos nos experimentos físicos. A Figura 5 apresenta uma comparação entre os valores de eficiência global de coleta físicos e preditos numericamente, analisando somente a eficiência obtida no coletor (*hopper*) do ciclone, para as diferentes velocidades e razões de carga. Ao comparar os modelos com e sem interação entre as fases sólidas, percebe-se que, quando utilizada a modificação do modelo, os resultados de eficiência apresentam sensibilidade à razão de carga utilizada, ao contrário do modelo original.

Na Figura 6, são apresentados os resultados para velocidade 10 m/s e razão de carga de 5,28 g/m³. Se aplicada a modificação do modelo com o acréscimo do acoplamento de quatro vias, com  $\Psi_I=0,01$ , as oscilações nos resultados de eficiência global de coleta presentes nos experimentos desconsiderando a interação entre as fases sólidas tendem a diminuir consideravelmente. Os demais valores do parâmetro de interação sólido-sólido, como nos demais casos,

apresentam maiores oscilações na resposta e distanciam-se dos valores físicos conforme  $\Psi_I$  aumenta. A utilização do parâmetro  $\Psi_I$  fixado em 1 representa uma condição física limítrofe, onde a viscosidade hipotética cinemática da fase sólida se iguala a da fase gasosa, não correspondendo a realidade. Nestes casos, a convergência não foi possível em todos os experimentos numéricos e, além de serem mais distantes dos experimentos físicos, os dados numéricos apresentaram oscilações grandes em todos os casos, especialmente com razão de carga 10,99 g/m<sup>3</sup>.

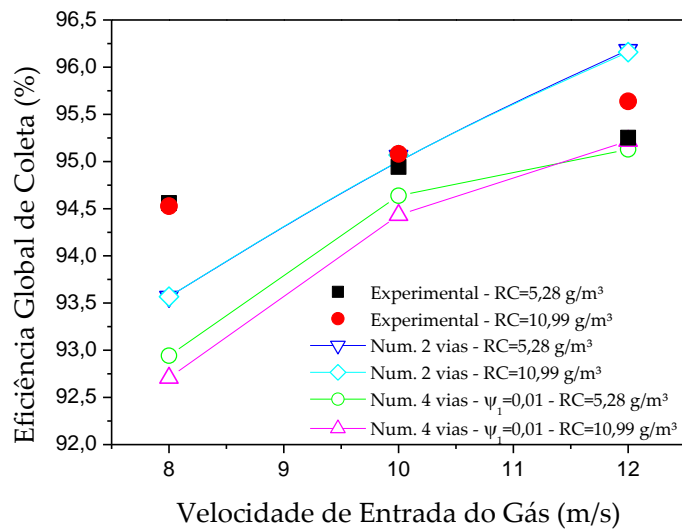


Figura 5: Eficiência global de coleta para os experimentos físicos e numéricos via modelo de acoplamento de dois e quatro vias ( $\Psi_I=0,01$ ).

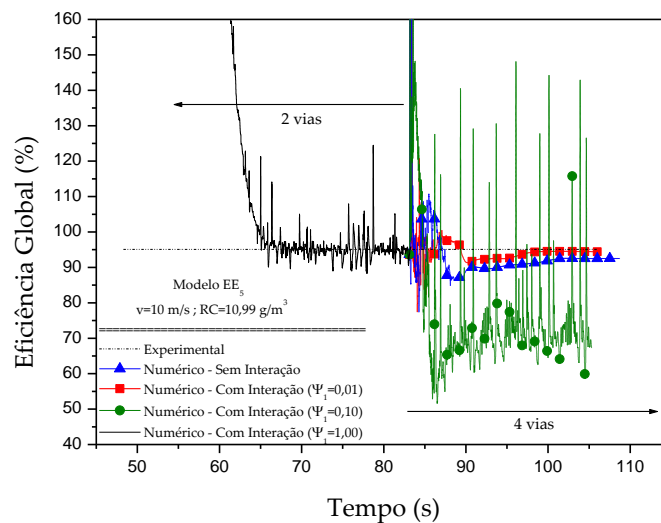


Figura 6: Eficiência global de coleta obtida nos experimentos físicos e numéricos com e sem interação sólido-sólido, para velocidade do gás 10 m/s e razão de carga de 5,28 g/m<sup>3</sup>.

Ao analisar a influência da inclusão do modelo de interação sólido-sólido sobre a perda de carga no ciclone é possível perceber que os experimentos numéricos apresentaram-se superestimados em relação aos físicos. A Figura 7 apresenta uma comparação entre os valores de perda de carga medidas e as previstas numericamente com modelos de duas e quatro vias, para as diferentes velocidades e razões de carga. Os dados numéricos representam satisfatoriamente a tendência dos valores experimentais, onde, maiores velocidades de entrada de gás possuem maior perda de carga no ciclone. O acoplamento de quatro vias, utilizando  $\Psi_I=0,1$ , apresenta uma aproximação dos dados preditos aos dados físicos. Além disto, percebe-se que, diferentemente do acoplamento de duas vias, este apresenta diferentes respostas de perda de carga, para uma mesma velocidade e diferentes razões de carga, condizendo com os dados experimentais.

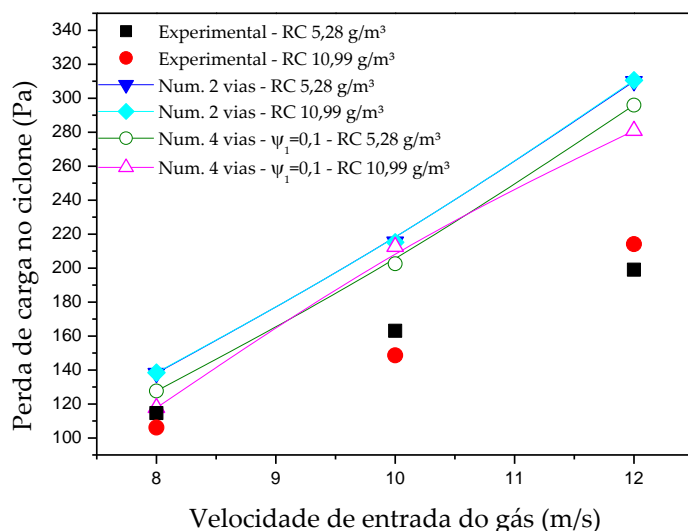


Figura 7: Perda de carga obtida nos experimentos físicos e numéricos com acoplamento de dois e quatro vias ( $\Psi_1=0,1$ ).

A inclusão do acoplamento de quatro vias ao modelo produz sensibilidade também nos dados de eficiência individual de coleta, apesar de não ser tão nítida quanto as respostas de perda de carga e eficiência global de coleta. Os experimentos numéricos, para o diâmetro de partícula  $5,811 \mu\text{m}$ , apresentam valores subestimados em relação aos físicos. Já nos diâmetros acima de  $10 \mu\text{m}$ , os valores numéricos são superestimados. A utilização de  $\Psi_1$  entre 0,01 e 0,1 e sem interação sólido-sólido, não apresenta grandes diferenças entre si. Porém, com o aumento de  $\Psi_1$ , a curva predita de eficiência individual de coleta tende a se afastar dos valores experimentais. O mesmo comportamento é observado para as demais velocidades e razão de carga estudadas. Diâmetros na faixa de 25 e  $100 \mu\text{m}$  apresentaram eficiência de 100% em todos os experimentos numéricos, o que não ocorreu nos experimentos físicos. A Figura 8 ilustra a eficiência individual para o experimento com os parâmetros controlados estabelecidos em: 10 m/s, para a velocidade de entrada da fase gás, e  $5,28 \text{ g/m}^3$  para a razão de carga.

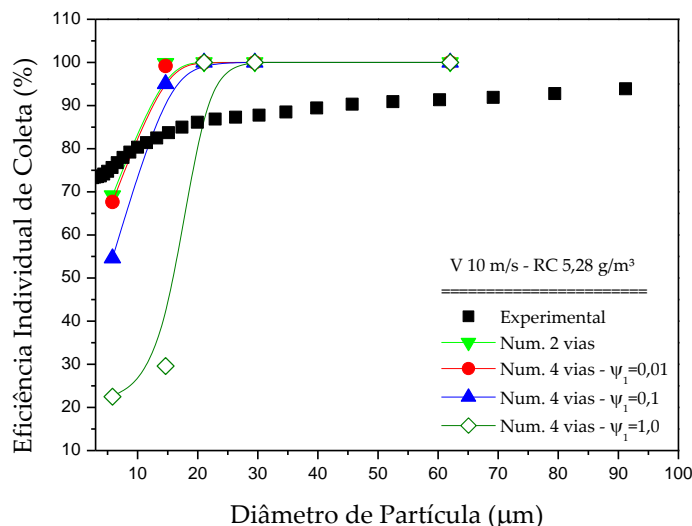


Figura 8: Eficiência individual de coleta obtida nos experimentos físico e numéricos com e sem interação sólido-sólido, para velocidade de entrada do gás de 10 m/s e razão de carga de  $5,28 \text{ g/m}^3$ .

Outra maneira de avaliar a influência do acoplamento de quatro vias sobre a performance do ciclone é utilizar mapas de fração volumétrica. Na Figura 9 são apresentados os mapas para os dois menores diâmetros: (a)  $d_p=14,656 \mu\text{m}$ ; (b)  $d_p=5,811 \mu\text{m}$ , que apresentam menores eficiência de coleta. Observa-se, na Figura 9a, o aumento na quantidade de material particulado adjacente à parede cônica no equipamento, o que indica que mais sólidos são coletados no *hopper*. Na Figura 9b é possível verificar que há maior quantidade de partículas sendo arrastadas pela corrente gasosa em sentido do coletor de sólidos. Verifica-se visualmente que os estudos com  $\Psi_1=1,0$  apresentam uma grande concentração de partículas na região de central do ciclone, não identificando o arraste das mesmas para a região inferior cônica, e, por consequência, provocando ineficiência de separação para os diâmetros analisados.

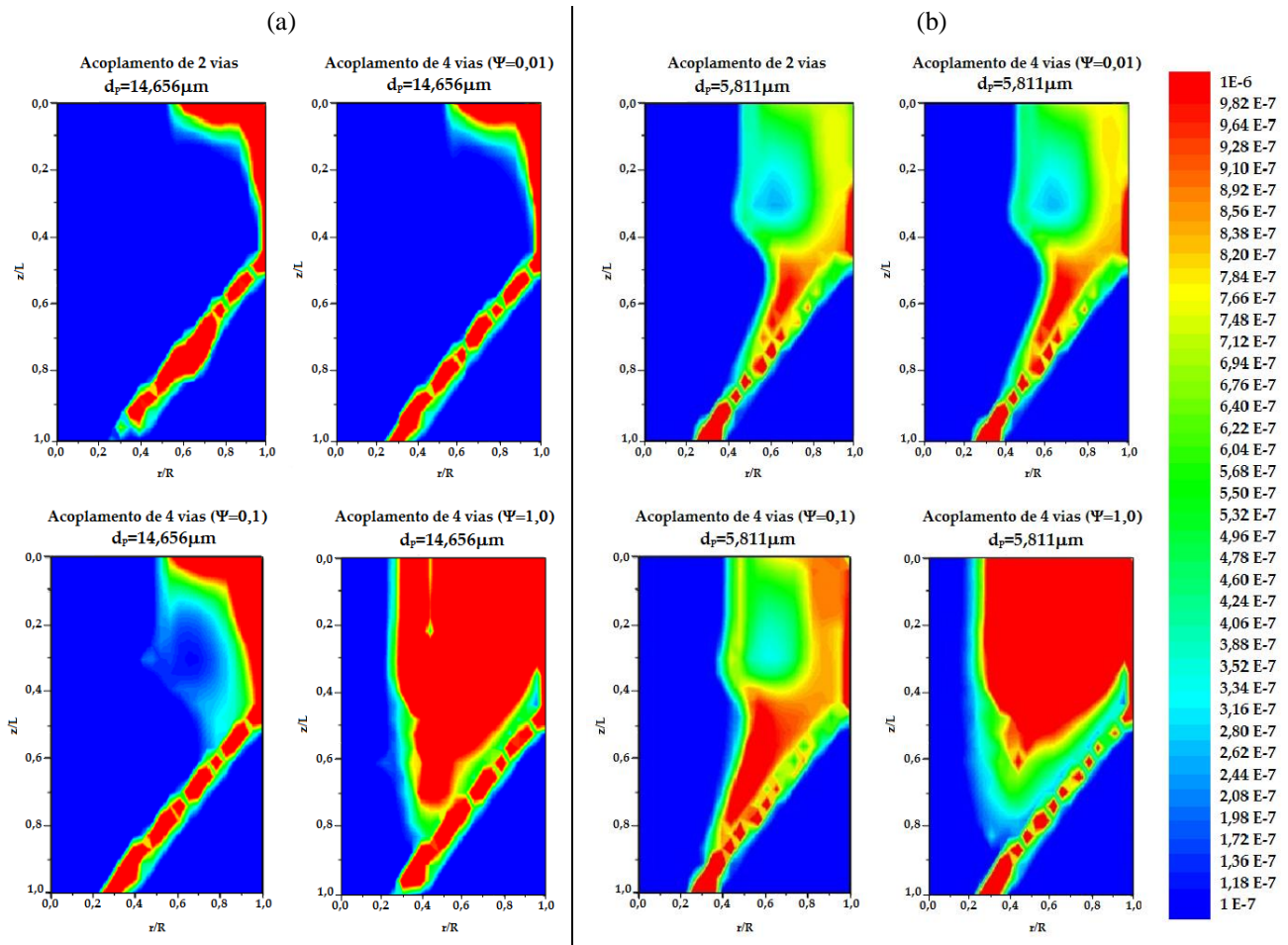


Figura 9: Mapas de fração volumétrica da fase sólida, para velocidade de entrada do gás de 12 m/s e razão de carga de 5,28 g/m<sup>3</sup>, com acoplamento de duas e quatro-vias ( $\Psi_I=0,01$ ; 0,1 e 1,0): (a) fase sólida 4 ( $d_p=14,656 \mu\text{m}$ ); (b) fase sólida 5 ( $d_p=5,811 \mu\text{m}$ ).

## 5. CONCLUSÕES

Utilizando técnicas experimentais combinadas com numéricas, foi possível neste trabalho a verificação, validação e análise da sensibilidade das variáveis de resposta ao acoplamento de quatro vias aplicado no modelo Euleriano-Euleriano multifásico e implementado no código computacional CYCLO-EE<sub>5</sub>.

Nos experimentos físicos foi possível observar que a velocidade de entrada da fase gasosa é o fator de maior influência sobre a eficiência global e individual de coleta e perda de carga no ciclone. Maiores razões de carga também apresentam eficiência global de coleta mais elevada. Da mesma forma que a eficiência global de coleta, a perda de carga é bastante influenciada pela velocidade de entrada da fase gasosa. Nas condições estudadas, maiores velocidades elevam a queda de pressão e a adição de material particulado na corrente gasosa provoca uma diminuição na mesma.

Ao aliar os dados experimentais físicos e os obtidos com o código CYCLO-EE<sub>5</sub>, observou-se a influência do acoplamento de quatro vias, para interação sólido-sólido entre as fases sólidas do modelo sobre as variáveis de resposta. Todas as variáveis apresentaram sensibilidade a esta modificação, sendo que, o valor de  $\Psi_I$  que mais se adequou aos dados experimentais de eficiência global e individual de coleta foi de 0,01. Com a inclusão do acoplamento de quatro vias, as variáveis globais apresentaram diferenças com a variação da perda de carga, ao contrário do acoplamento de duas vias. A solução numérica apresentou-se mais estável e o comportamento dinâmico oscilatório da eficiência global de separação foi amortecido com o uso de valores de  $\Psi_I$  na faixa de 0,1 a 0,01.

A combinação do estudo numérico e físico permitiu aperfeiçoar o código computacional utilizado, e a proposição sugerida no trabalho mostra-se bastante promissora no avanço de estudos de escoamentos multifásicos turbulento em ciclones. Como afirmado em estudos anteriores, pode-se perceber que a representação de fases sólidas por diâmetros de partícula é bastante apropriada, mesmo para condições diluídas e, no caso da interação entre estas fases, a definição do parâmetro  $\Psi_I$  mais adequado para cada condição experimental, é de grande importância no seguimento de estudos multifásicos, especialmente em ciclones sob condições operacionais mais concentradas.

Sugere-se, para estudos futuros, regredir os parâmetros empíricos de interação sólido-sólido do modelo ( $\Psi_I$  e  $\Psi_2$ ) com as informações experimentais macroscópicas e microscópicas, e numéricas obtidas no código CYCLO-EE<sub>5</sub>. Para



realizar esta regressão dos parâmetros, pretende-se utilizar o método de otimização COMPLEX (BOX, 1965), devido aos bons resultados obtidos para funções objetivas não lineares com restrições de desigualdade.

## 6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao apoio financeiro da PETROBRAS, termo de cooperação 0050.0045549.08.4, que garantiu o desenvolvimento deste trabalho.

## 7. REFERÊNCIAS

- BOX, M. J. *A new method of constrained optimization and comparison with other methods*. The Computer Journal, 8, 42 - 52, 1965.
- COSTA, K. K. *Análise das interações sólido-sólido no escoamento gás-sólido em ciclones por experimentação numérica e física*. 2012. 212 f. Dissertação (Mestrado) - Universidade Regional de Blumenau, Blumenau-SC, 2012.
- GIDASPOW, D. *Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions*. San Diego: Ed. Academic Press, 1994.
- HOFFMANN, Alex C; STEIN, Louis E. *Gas cyclones and swirl tubes: principles, design, and operation*. 2nd ed. Berlin: Springer, 2010. xxvi, 422 p, il.
- IBSEN, C. H.; SOLBERG, T.; HJERTAGER, B. H. *The influence of the number of phases in Eulerian Multiphase Simulations*. CHISA, 14th International Congress of Chemical and Process Engineering, Praha, (2000) 27-31
- MASSARANI, G. *Fluidodinâmica em sistemas particulados*. Rio de Janeiro: Editora UFRJ, 1997.
- MEIER, H. F., MORI, M. *Gas-solid Flow in Cyclones: The Eulerian-Eulerian Approach*. Computers Chemical Engineering, vol. 22, p. S641-S644, 1998.
- MEIER, H. F.; ROPELATO, K.; IESS, J. J.; FORSTER, H.; MORI, M. *Computational Fluid Dynamics (CFD) zur Berechnung und Auslegung von Zyklonen -Teil 2. Zement - Kalk - Gips International*, Alemanha, v. 55, n. 06, p. 58-64, 2002.
- MEIER, H. F.; ROPELATO, K.; MORI, M.; IESS, K J J; FOSTER, H. *Computational Fluid Dynamics (CFD) zur Berechnung und Auslegung von Zyklonen - Teil 1. Zement - Kalk - Gips International*, Alemanha, v. 55, n. 04, p. 64-75, 2002.
- MEIER, H. F.; VEGINI, A. A.; MORI, M. *Four-phase Eulerian-Eulerian Model for Prediction of Multiphase Flow in Cyclones*. The Journal Of Computational Multiphase Flows, v. 3, n. 2, p.92-105, 2011.
- PASSALACQUA, A.; FOX, R. O. *Implementation of an iterative solution procedure for multi-fluid gas-particle flow models on unstructured grids*. Powder Technology, p. 174-187. 2011.

## 8. TERMO DE RESPONSABILIDADE

Os autores são os únicos responsáveis pelo material impresso incluso neste artigo.

# AValiação Numérica do escoamento Sanguíneo Laminar e Turbulento no Interior de um Modelo Venoso

**Janaina Macêdo Rodrigues da Cunha, janainamrc@hotmail.com**

**Victor C. Jakitsch, victor@jakitsch.com.br**

Universidade Federal de Minas Gerais; Av. Antônio Carlos, 6627-31270-901 Belo Horizonte – MG, Brasil

**Thabata C. Lucas, thabataclucas@yahoo.com.br**

Universidade Federal de Minas Gerais; Av. Antônio Carlos, 6627-31270-901 Belo Horizonte – MG, Brasil

**Rudolf Huebner, rudolf@ufmg.br**

Universidade Federal de Minas Gerais; Av. Antônio Carlos, 6627-31270-901 Belo Horizonte – MG, Brasil

**Resumo.** *Uma investigação numérica do fluxo de sangue newtoniano, laminar e turbulento, em regime transiente no interior de um modelo venoso tridimensional foram recentemente mostrados para fornecer dados hemodinâmicos relevantes. Porém, a reconstrução da geometria e a avaliação dos parâmetros clinicamente importantes, em que os padrões de fluxo de sangue influenciam o desenvolvimento de trombos, continua a ser uma questão não resolvida em bioengenharia. Este estudo é apresentado, a fim de simular numericamente a influência do padrão de fluxo de sangue em vasos venosos na formação de trombo. São adquiridas imagens de veias do programa “Visible Human Project®” para construir a geometria no software Solid Works®. Simulações numéricas de dois diferentes conjuntos de parâmetros fisiológicos de fluxo sanguíneo foram feitas por meio do CFD (computational fluid dynamics). Fluxos laminar e turbulento, em regime transiente foram comparados. Os resultados mostram pequenas variações no padrão de escoamento, taxa de deformação, tensão de cisalhamento, velocidade e pressão. No entanto, a geometria complexa e as baixas velocidades favorecem a formação de coágulos, trombos e obstrução venosa.*

**Palavras chaves:** *Simulação computacional de escoamento, Escoamento venoso, Bioengenharia*

## 1. INTRODUÇÃO

Os cateteres são dispositivos invasivos que podem ser inseridos via arterial e venosa para fins diagnósticos e terapêuticos. Em geral, quando inseridos no interior dos vasos sanguíneos entram em contato com a túnica íntima da parede das artérias e veias e, têm como função a retirada e a infusão de líquidos, monitorização hemodinâmica invasiva e a realização de exames laboratoriais. A escolha do cateter depende das condições clínicas dos pacientes, do diagnóstico, do tipo, duração e complexidade da terapia a ser instituída e dos recursos financeiros disponíveis.

A cateterização por via venosa pode ser efetuada nas veias das extremidades com a utilização de cateteres periféricos e por via venosa central com inserção de um cateter até o final da veia cava superior e início do átrio direito através de uma veia calibrosa que se dirige a esses vasos, com cateteres percutâneos temporários e de longa permanência (totalmente implantável ou implantado cirurgicamente no tecido subcutâneo) (POHL; PETROIAN, 2000).

No que se refere ao cateterismo arterial, trata-se de um procedimento realizado por meio da inserção de cateteres no interior de uma artéria. Geralmente, os cateteres arteriais são pré-moldados em sua extremidade distal e sua configuração e angulação se diferencia dependendo do procedimento a ser realizado: angiografias cerebrais, pulmonares, coronárias, de extremidades, aortografia e estudos eletrofisiológicos (cateter utilizado para avaliar o sistema de condução elétrico do coração). A angiografia coronária é o procedimento mais utilizado nos laboratórios de hemodinâmica em todo o mundo (POHL; PETROIAN, 2000; BRITO 2008).

O cateter venoso central temporário, geralmente é indicado em diálise de urgência. Estudos têm mostrado que, os cateteres temporários de duplo lúmen recobertos com uma pequena camada de fibrina apresentam uma redução da vazão quando em tratamento de hemodiálise (OLIVER *et al*, 2007; RAUTH *et al*, 2008; BLASKIN *et al*, 2009). A eficiência dialítica só é possível quando existe uma vazão de 350 a 400 ml/min no interior do cateter. No entanto, uma pequena obstrução do cateter, menos que 5% do seu diâmetro interno, aumenta o risco de obstrução e reduz a vazão para uma média de 200 a 250ml/min. Ressalta-se que, a oclusão pode ocorrer quando o lúmen do cateter é obstruído tanto por trombos sanguíneos quanto por formação de fibrinas.

A oclusão se refere à incapacidade de infundir ou de retirar líquidos e ocorrem em até 70% dos cateteres venosos centrais temporários de duplo lúmen, devido ao trombo ou à bainha de fibrina aderida ao (SILBERSWEIG *et al* 2003. FAINTUCH; SALAZAR, 2008). A formação do trombo pode ocorrer no interior do lúmen do cateter, na sua superfície ou na sua ponta distal próxima à parede dos vasos sanguíneos, o que pode além de limitar o tempo de duração de diálise, gerar uma trombose cardíaca. A maior parte é trombótica e secundária à acumulação de elementos figurados do sangue ao redor da região de junção dos cateteres (SILBERSWEIG *et al* 2003. FAINTUCH; SALAZAR, 2008).

Além das complicações devido à formação de trombos venosos, os cateteres podem alterar o padrão de escoamento sanguíneo, velocidade, pressão, taxa de deformação e tensão de cisalhamento no interior dos vasos. A modificação da tensão de cisalhamento e a tensão na placa aterosclerótica causada pelos cateteres predispõem a uma maior possibilidade de rupturas das placas, uma vez que, regiões menos rígidas das placas, onde há uma alta concentração de lipídeos e

baixa calcificação, tendem a acumular maiores tensões intravasculares. Acrescenta-se a isso, a relação entre a tensão de cisalhamento e a viscosidade sanguínea, isto é, regiões de baixas tensões de cisalhamento apresentam um aumento da viscosidade favorecendo a agregação plaquetária e indução de fatores trombóticos.

Tais eventos podem levar ao questionamento de métodos diagnósticos invasivos, uma vez que a presença do cateter danifica as células e não garante a acurácia de predições que dizem respeito à hemodinâmica do escoamento sanguíneo em vasos saudáveis e estenosados (VALENCIA; BAEZA, 2009; LABROSSE *et al*, 2009; KANYANTA *et al*, 2009; BLANCO *et al*, 2009; KIM *et al*, 2009; 2010).

Assim, simulações numéricas e investigações experimentais são de grande utilidade na análise detalhada do escoamento sanguíneo no interior dos vasos, possibilitando a quantificação e a influência do cateter no padrão de escoamento quando em presença de estenose ou não, na transferência de massa na interface entre o sangue e a parede dos vasos e na indução de fatores trombogênicos. De acordo com o exposto este estudo objetivou-se avaliar e comparar numericamente, o escoamento sanguíneo newtoniano laminar e turbulento, em regime transiente no interior de um modelo venoso.

## 2. MATERIAL E MÉTODO

### 2.1. Geração de um modelo tridimensional

Para a construção do modelo geométrico tridimensional venoso utilizou-se imagens adquiridas do programa *Visible Human Project*<sup>®</sup> licenciado ao laboratório de Bioengenharia da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG). Trata-se de um programa elaborado pela *National Library of Medicine* (NLM) nos EUA, que se propõe a criar uma base de imagens digitais de dois cadáveres, um masculino e um feminino, partindo de cortes anatômicos transversais, tomografia de raios X a fresco e congelado e de ressonância magnética. As imagens axiais anatômicas foram de 2048 pixels por 1216 pixels, onde cada pixel é definido por 24 bits de cor e cada imagem composta de cerca de 7,5 megabytes de dados.

As seções transversais estão em intervalos de 1 mm e coincidem com as imagens axiais de tomografia computadorizada. Foram necessárias 250 imagens das seções transversais para construir o modelo tridimensional. Para a criação da geometria tridimensional, as imagens foram importadas para o software *SolidWorks*<sup>®</sup> e delimitadas por curvas de interpolação polinomiais e que se sobrepõem em planos paralelos. O espaçamento entre estas representam as distâncias físicas entre as imagens de seções transversais. A Figura 1 ilustra um corte transversal do *Visible Human Project*<sup>®</sup> e as curvas polinomiais em azul delineando as veias jugulares internas.

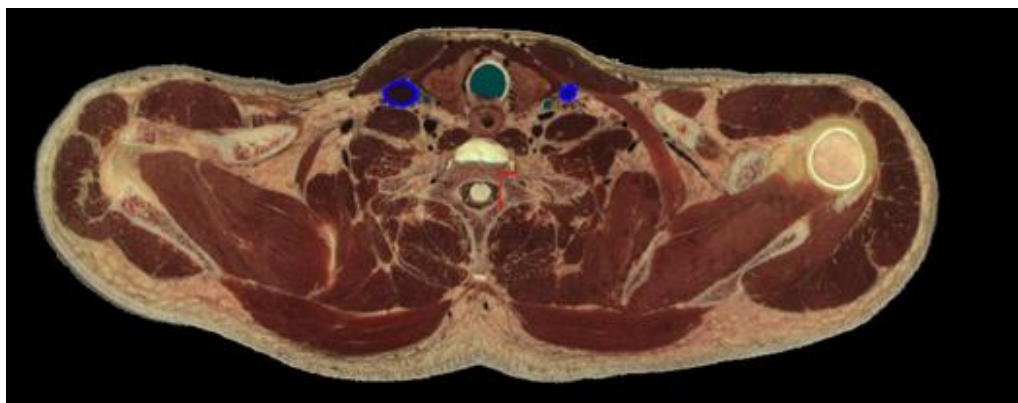


Figura 1: Seção transversal da imagem no *Visible Human Project*<sup>®</sup>

Para construir o modelo 3D foi necessário utilizar vários recursos do *SolidWorks*<sup>®</sup> que envolve a união das curvas representativas da geometria que irá gerar os sólidos geométricos. A Figura 2 mostra o modelo tridimensional geométrica sólido da veia jugular.

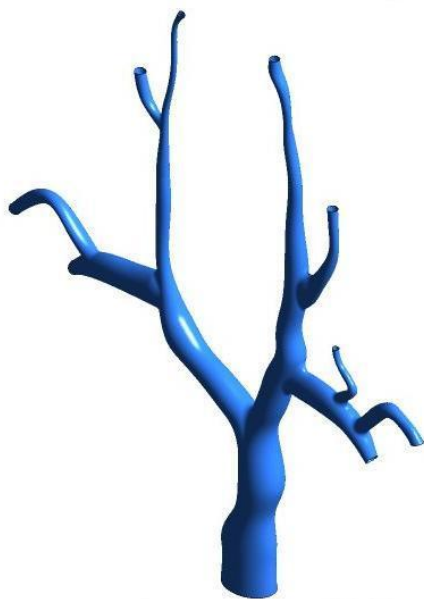


Figura 2: Modelo tridimensional geométrico sólido da veia jugular

## 2.2 Malha e elementos

Inicialmente fez-se teste de malha, a partir de resultados de várias simulações com diferentes tamanhos, iniciando de uma malha grosseira e refinando até que os resultados não mais fossem dependentes da mesma. A malha foi constituída de elementos tetraédricos e de elementos prismáticos ao redor da parede para melhor precisão do escoamento nessa região. O estudo da malha foi realizado através da duplicação dos elementos para o domínio de fluido e comparando as distribuições de pressão, tensão de cisalhamento,  $Y$  plus (para o modelo de turbulência) e perfis de velocidade ao longo da parede. Os resultados mostraram diferença de 5%, no máximo e, em algumas partes do campo de fluxo, os resultados concordaram em  $<1\%$ . A malha original foi usada já que os testes não deram quaisquer diferenças significativas que poderiam afetar os resultados dos cálculos realizados.

Uma camada limite constituída por oito linhas, com um fator de expansão de 1,2 (razão entre duas camadas consecutivas perto da parede) e uma profundidade total de 2 mm, foi gerada. O número total de nós excede 1.610.000. O número total de elementos foi de cerca de 6.526.400, o número total de tetraedros foram de 5.161.826 e de prismas, 1146. A Figura 3 ilustra uma malha volumétrica.

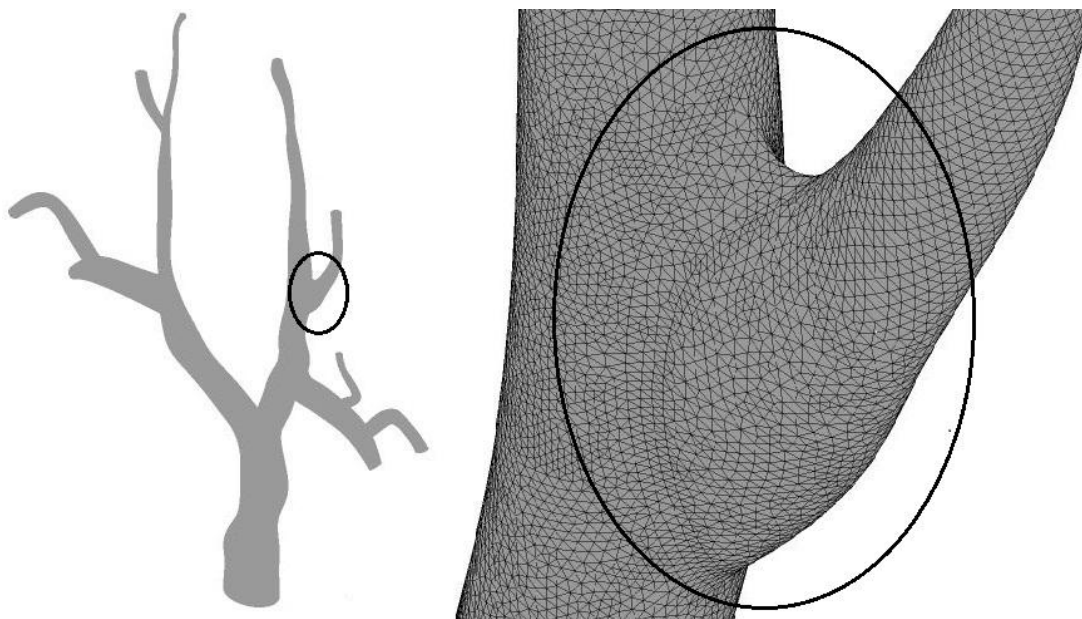


Figura 3: Modelo da malha

### 2.3 Condições de contorno e modelos de fluxo

A solução numérica das constantes de Navier-Stokes para dinâmica e conservação de massa, que rege o movimento fluido sob condições de contorno definidas, foram resolvidas por um elemento de controle de volume finitos (FEM) implementado em ANSYS CFX<sup>®</sup> 12 (ANSYS-Fluent Inc., Líbano, NH, EUA).

Foram conduzidos a campo de fluxo nas veias em quatro modelos de simulação CFD. Em primeiro lugar o fluxo foi assumido como laminar, estável e newtoniano com viscosidade dinâmica foi de 0.00345Pa s e densidade de 1050kg m<sup>-3</sup>.

A equação de Navier-Stokes dos fluxos incompressíveis de um fluido Newtoniano satisfaz uma relação linear entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação. A conservação da massa na Eq. (1) e o momento na Eq. (2) podem então ser expressos como:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\nabla p + \nabla \mu [(\mu + \mu_T)(\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T)] \quad (2)$$

Usando os mesmos parâmetros de fluxo laminar e constante foi adotado o modelo de Carreau-Yassuda (C-Y) para calcular a viscosidade não newtoniana. O modelo C-Y é mais adequado para simular com maior precisão a taxa de cisalhamento e para prever a viscosidade (Wang e Bernsford, 2009; Valencia e Baeza, 2009).

Este modelo é escrito como mostrado na Eq. (3):

$$\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = (1 + (\lambda \dot{\gamma})^a)^{(n-1)/a} \quad (3)$$

Onde  $\mu_0$  e  $\mu_\infty$  são as viscosidades dinâmicas à taxa de cisalhamento zero e infinito, respectivamente,  $\dot{\gamma}$  é a taxa de cisalhamento e  $\lambda$  é um tempo visco elástico característico do fluido. Na taxa de corte crítica  $1/\lambda$  a viscosidade começa a diminuir. Os parâmetros de índice de potência da lei  $a$  e  $n$  podem ser determinados a partir de dados experimentais. Em nossas simulações, aplicamos o seguinte conjunto de parâmetros para o fluido de sangue analógico:  $\mu_0=0.022$ Pa.s,  $\mu_\infty=0.0022$ Pa.s,  $a=0.644$ ,  $n=0.392$ ,  $\lambda=0.110$ s.

A fim de avaliar a taxa de cisalhamento escalar ( $\dot{\gamma}$ ) usou-se a definição da Eq. (4):

$$\dot{\gamma} = 2\sqrt{D_{II}} \quad (4)$$

Onde  $D_{II}$  denota o segundo invariante do tensor taxa de deformação  $D = (1/2)(\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T)$ . O segundo invariante  $D_{II}$  pode ser expresso para o fluxo incompressível, isto é,  $\text{tr}D = 0$ , como na Eq. (5):

$$D_{II} = \frac{\text{tr}D^2}{2} = \frac{1}{2} d_{ij}d_{ij}, \quad (5)$$

Onde  $d_{ij}$  são os componentes da velocidade de deformação do tensor  $D$  dado pela Eq. (6):

$$d_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (6)$$

Os mesmos parâmetros foram aplicados em um modelo de fluxo de turbulência,  $k-\omega$  Shear Stress transport (SST) em um fluxo de sangue newtoniano e não newtoniano.  $k$  é a energia cinética turbulenta e  $\omega$  taxa de dissipação específica. Este modelo representa a tensão de cisalhamento para o transporte turbulento e dá previsões altamente precisas do início e da quantidade de separação de fluxo sob gradientes de pressão adversos. O modelo de transporte de cisalhamento adotado aqui é um superconjunto do modelo  $k-\omega$  padrão, e é mais preciso e robusto para superar as limitações do cálculo com menores números de Reynolds.

As equações de transporte, para a energia cinética turbulenta,  $k$ , Eq. (7), e taxa específica de dissipação  $\omega$ , Eq. (8), foram:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} k) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{1}{2} \frac{\rho k}{\omega} \right) \nabla k \right] + P_k - (0.09)\rho k \omega \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} k) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{1}{2} \frac{\rho k}{\omega} \right) \nabla k \right] + \frac{5}{9} \frac{\omega}{k} P_k - (0.075)\rho \omega^2 \quad (8)$$

A viscosidade turbulenta está representada pela Eq. (9):

$$\mu_{turb} = \frac{\rho k}{\omega} \tag{9}$$

Em relação às condições de contorno, um fluxo laminar contínuo foi simulado presumindo rigidez das paredes imóveis. A condição de não deslizamento foi assumida na parede. A pressão de valor 533.33 Pa foi imposta na saída (pressão fisiológica da veia cava superior). O perfil de velocidade foi assumido na entrada. De acordo com estas medições, a velocidade média de entrada é igual a 0,1 m/s. A convergência foi considerada alcançada quando as equações de conservação de massa e de momento, da frequência turbulenta e da energia cinética turbulenta, foram satisfeitas, o que foi considerado como tendo ocorrido quando os resíduos normalizados foram definidos como  $10^{-4}$ .

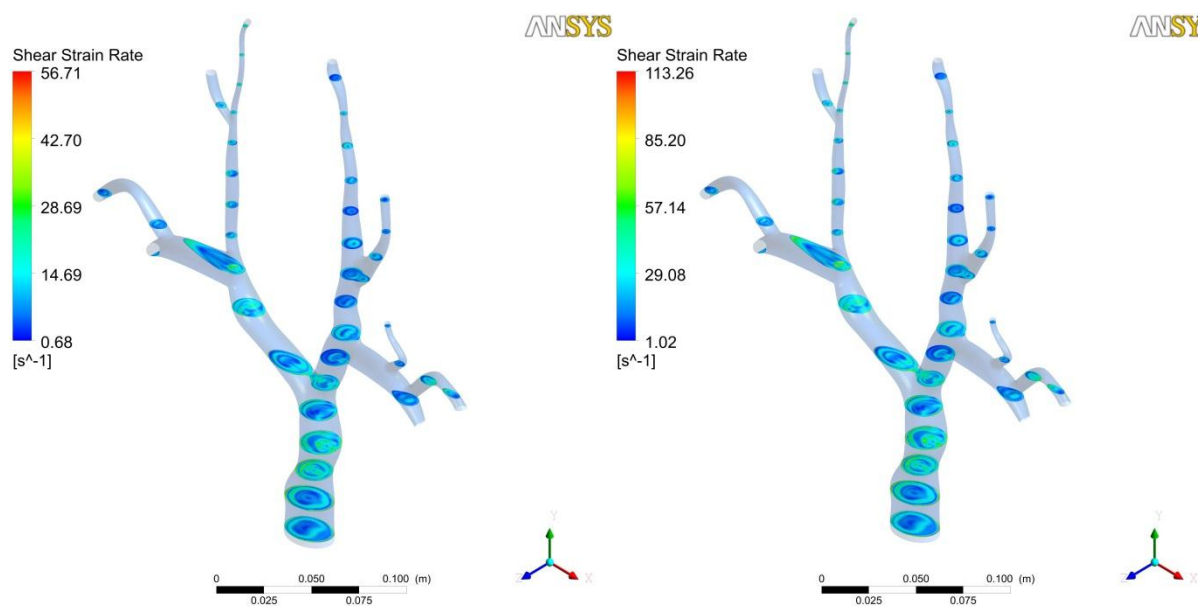
As Equações (10) e (11) mostram que as condições de contorno do modelo de turbulência foram:

$$k = \frac{3}{2} [I_{def} \max((U_s | U_{IG} \cdot U_\omega))]^2 \tag{10}$$

$$\omega = \frac{k}{\nu(\mu_T/\mu)} \tag{11}$$

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

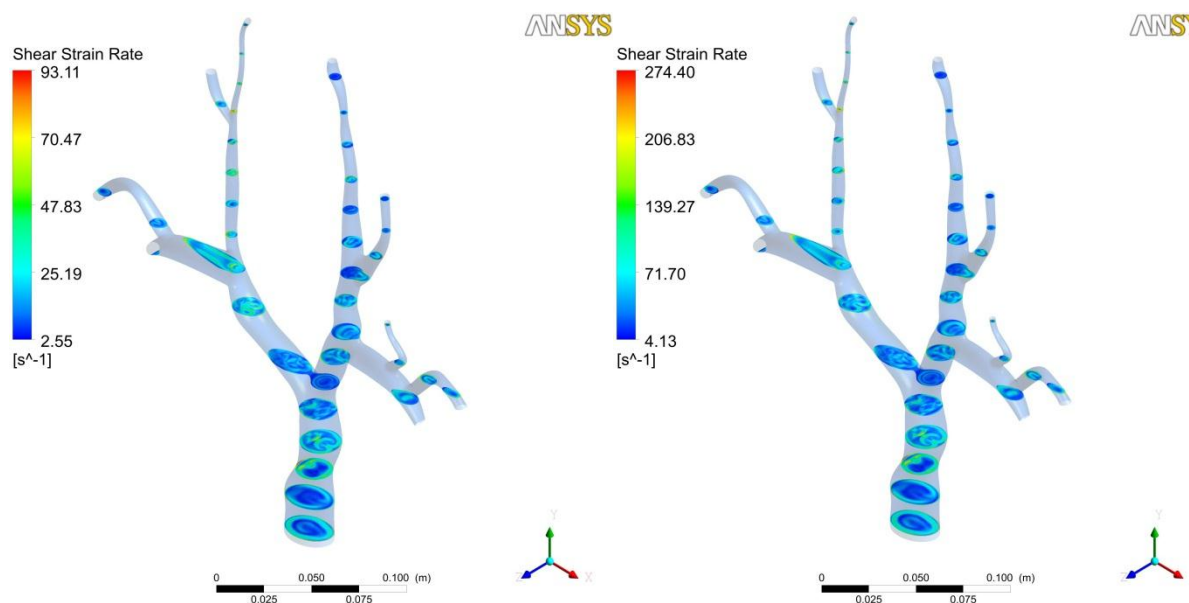
A Figura 4 mostra a taxa de deformação em 0,3 segundos, com escoamento laminar (a) e turbulento (b); e a Fig. 5 no tempo de 0,7 segundos.



(a) Escoamento laminar

(b) Escoamento turbulento

Figura 4: Taxa de deformação em 0,3 segundos



(a) Escoamento laminar

(b) Escoamento turbulento

Figura 5: Taxa de deformação em 0,7 segundos

No tempo de 0,7 segundos, as velocidades médias, mínima e máxima ao longo da veia foram de 0,03992 m/s e 0,1707 m/s (no escoamento laminar), e de 0,03988 m/s e 0,17038 m/s (no escoamento turbulento). A tensão de cisalhamento média teve um valor mínimo de 0,065708 Pa e máximo de 0,86110 Pa, quando laminar, apresentando uma máxima variação de 15 %, se comparados os dois tipos de escoamentos.

Os resultados mostram gradientes de tensão de cisalhamento elevados, o que não é desejável já que conduzem ao aparecimento da aterosclerose que pode levar a uma obstrução dessa região. Observou-se também, nos dois tipos de escoamento (laminar e turbulento), baixas velocidades sanguíneas que segundo vários autores favorecem a formação de coágulos devido à adesão das plaquetas, glóbulos vermelhos e lipóides, originando placas ateróticas e trombos (O'CALLAGHAN *et al*, 2006, LI *et al*, 2007; VALENCIA; BAEZA, 2009).

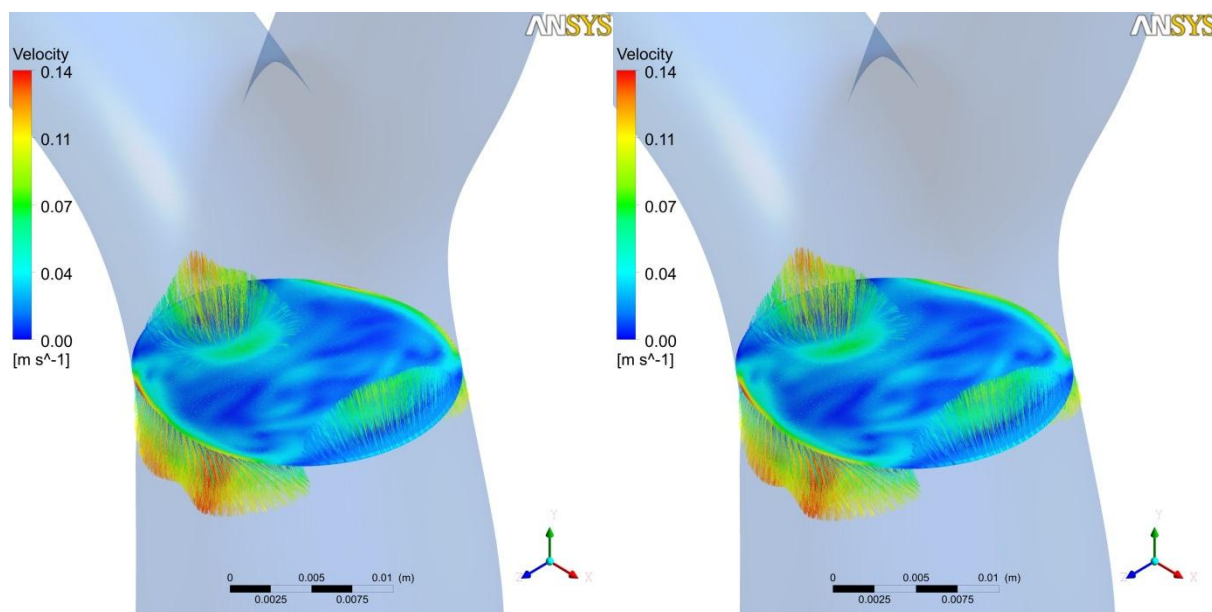
As baixas tensões de cisalhamento observadas provocam um aumento da viscosidade favorecendo a agregação plaquetária e indução de fatores trombóticos.

Cabe destacar que a geometria da veia jugular é complexa e com a presença de muitas bifurcações. Essas regiões possuem tensões muito baixas, localizadas no seio das recirculações formadas nos ramos principais e secundários da bifurcação, onde a velocidade do sangue é baixa, portanto mais propícias à formação de trombos e à obstrução. Um estudo demonstrou que, 30% de obstrução do vaso, é suficiente para causar danos às células endoteliais presentes na camada íntima da parede das artérias (LI *et al*, 2007).

Além das complicações devido à formação de trombos, os cateteres podem alterar o padrão de escoamento sanguíneo, velocidade, pressão, taxa de deformação e tensão de cisalhamento no interior dos vasos. A modificação da tensão de cisalhamento e a tensão na placa ateromatosa causada pelos cateteres predispõem a uma maior possibilidade de rupturas das placas, uma vez que, regiões menos rígidas das placas, onde há uma alta concentração de lipídeos e baixa calcificação, tendem a acumular maiores tensões intravasculares.

A Figura 6 representa os vetores velocidade no plano 5, no tempo de 0,7 segundos, considerando o escoamento: (a) laminar e (b) turbulento. A velocidade média no plano em análise é de 0,07752 m/s quando escoamento laminar e 0,07756 quando turbulento, portanto a variação não é significativa.





(a) Escoamento laminar

(b) Escoamento turbulento

Figura 6: Vetores velocidade no plano 5, no tempo de 0,7 segundos

#### 4. CONCLUSÃO

O presente estudo analisou o escoamento de um fluido newtoniano, em regime transiente, no interior de uma veia, comparando-se o escoamento laminar e o turbulento e a influência de cada um na hemodinâmica do escoamento. Os resultados obtidos mostram baixas tensões de cisalhamento e velocidade, que favorecem a agregação plaquetária e indução de fatores trombóticos.

Não foram encontradas variações significativas no padrão de escoamento, taxa de deformação, tensão de cisalhamento, velocidade e pressão, quando comparados o escoamento laminar e turbulento.

A investigação de conduta numérica confirma uma possibilidade de modelar a geometria e de obter resultados que permitem uma análise do efeito das condições de fluxo para melhor compreender a formação de trombos nos vasos venosos.

Além de melhorar a nossa compreensão da formação de trombos na área clínica, este modelo pode ajudar no desenvolvimento de novas estratégias para evitar tais complicações. Resultados indicam que, ao utilizar a dinâmica de fluidos computacional, fatores de risco podem ser determinados para diferentes anatomias e posicionamento de cateteres inseridos na veia.

#### 5. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à FAPEMIG pelo apoio financeiro (processo APQ-02484-10-TEC) e Pró-Reitora de Pesquisa da UFMG (PRPq edital 01-2011). Graças ao Laboratório de Bioengenharia da UFMG (LABBIO) pelo seu apoio.

#### 6. REFERÊNCIAS

- Brito, C.J. Cirurgia vascular: cirurgia endovascular, angiologia. 2ed. Rio de Janeiro: Revinter, 2008.
- Faintuch, S.; Salazar, G.M.M. Malfunction of Dialysis Catheters: Management of Fibrin Sheath and Related Problems. *Techniques Vascular Interventional Radiological*, v.11, n.3, p.195-200, 2008.
- Kanianta, V. *et al.* Validation of a fluid-structure interaction numerical model for predicting flow transients in arteries. *Journal of Biomechanics*, v.23, p.1-8, 2009.
- Kim, H.J. *et al.* Developing computational methods for three-dimensional finite element simulations of coronary blood flow. *Finite elements analysis and design*, v.46, n.6, p.514-525, 2010
- Labrose, M.R. *et al.* Mechanical behavior of human aortas: experiments, material constants and 3-D finite element modeling including residual stress. *Journal of Biomechanics*, v.42, p.996-1004, 2009.
- Li, M.X. *et al.* Numerical analysis of pulsatile blood flow and vessel wall mechanics in different degrees of stenoses. *Journal of biomechanics*, v.40, p.3715-3724, 2007.

O'Callaghan,S. et al.Numerical 3xygen3g of Newtonian and non-Newtonian representation of blood in a distal end-to-side vascular bypass graft anastomosis. *Medical Engineering & Physics*, v. 28 p. 70–74, 2006.

Oliver,J.M. et al. Catheter Patency and Function after Catheter Sheath Disruption: A Pilot Study. *Clin J Am Soc Nephrol*, v.2, p.1201-1206, 2007.

Pohl,F.F.; Petroian,A. Tubos, sondas e drenos. Rio de Janeiro:Guanabara koogan,200.547p.

Rauth,T.P. *et al.* Central venous catheter placement at the time of extracorporeal membrane 3xygennation decannulation: is it safe? *Journal of Pediatric Surgery*, v.43, p.53-58, 2008.

Valencia, A.;Baeza,F. Numerical simulation of fluid-structure interaction in stenotic arteries considerinh two layer nonlinear anisotropic structural model. *International communications in heat and mass transfer*, v.36, p.137-142, 2009.

## **7. AVISO DE RESPONSABILIDADE**

Os autores são os únicos responsáveis pelo material impresso incluído nesse papel.

## Efeito de interferência no escoamento ao redor de cilindros alinhados e diminuição na efetividade de supressores do tipo strakes

Cesar Monzu Freire, cesar.freire@usp.br

Ivan Korkischko, ivan.korkischko@gmail.com

Julio Romano Meneghini, jmeneg@usp.br

Escola Politécnica da Universidade de São Paulo - Departamento de Engenharia Mecânica

**Resumo.** O fenômeno de vibração induzida por vórtices é capaz de limitar a vida útil de equipamentos submetidos a um escoamento externo, tal como acontece com torres de resfriamento, tubos de trocadores de calor e tubulações usadas para extração de petróleo. Com o objetivo de tornar esses equipamentos mais resistentes e seguros contra esse tipo de falha diversos tipos de supressores de emissão de vórtices são empregados e, de fato, conseguem suprimir ou amortizar significativamente as vibrações sofridas por esses elementos. Ensaios de vibração induzida por vórtices com dois graus de liberdade em cilindros rígidos foram usados neste trabalho para demonstrar como o efeito de interferência entre cilindros pode ser prejudicial a efetividade de supressores e também pode aumentar a amplitude das vibrações sofridas. Mapas de frequência e visualizações do escoamento, feitas com a técnica particle image velocimetry, foram usados para elucidar os diferentes comportamentos observados.

### 1. INTRODUÇÃO

Dentro da engenharia e diversas outras áreas de atuação do homem, o escoamento ao redor de cilindros, ou corpos rombudos em geral, é bastante frequente. Nesse tipo de escoamento as camadas limites que se desenvolvem ao redor do corpo podem se separar de sua superfície e iniciar o processo de formação e desprendimento de vórtices. Caso os cilindros sejam corpos flexíveis ou estejam montados em estruturas flexíveis é possível que tais elementos vibrem devido a emissão de vórtices. A essas vibrações dá-se o nome de vibrações induzidas por vórtices (VIV). Mais informações sobre o processo de formação e desprendimento de vórtices, assim como sobre o fenômeno de vibração induzida por vórtices podem ser encontradas em Bearman (1984) e Williamson e Govardhan (2004).

As vibrações induzidas pelo fenômeno de VIV podem ser bastante prejudiciais. Exemplos disso são a ruptura de cabos do tipo riser devido a fadiga, flambagem de chaminés também devido a esforços cíclicos e a famosa ruína da ponte de Tacoma. Visando amortizar os efeitos das vibrações, diversas técnicas podem ser empregadas. Na indústria *offshore* e também em torres de resfriamento ou chaminés uma técnica bastante usual é empregar supressores de VIV do tipo *strakes*. A figura 1 ilustra o exemplo de aplicação deste tipo de supressor na plataforma Genesis do tipo *spar*. O fenômeno de VIV



Figure 1. *Strake* empregado em uma plataforma do tipo *spar*. Retirada de <http://www.offshore-technology.com/projects/genesis-oil-platform/genesis-oil-platform3.html>.

trata principalmente das vibrações sofridas por corpos rombudos quando estes estão sujeitos a escoamentos uniformes ou não perturbados. A presença de corpos rombudos no escoamento cria esteiras de vórtices que podem apresentar diversos formatos. Caso um corpo rombudo esteja imerso não em um escoamento uniforme, mas sim em um escoamento perturbado ou na esteira de vórtices de outro corpo, o fenômeno de VIV é sensivelmente afetado. Caso um cilindro esteja imerso na esteira de outro cilindro na configuração alinhada o fenômeno é alterado a ponto de receber outro nome. Ássi (2005) propõe o nome de vibrações induzidas pela esteira uma vez que verifica que a presença dela é um fator fundamental para o efeito de interferência.

O efeito de interferência é bastante importante em situações práticas, pois diversos cilindros podem ser posicionados lado a lado e submetidos a uma corrente de ar ou água, por exemplo. A figura 2 ilustra um esquema de um sistema de extração de petróleo da Petrobras. Na figura pode-se perceber que abaixo da embarcação usada para produção de petróleo diversos tubos, denominados *risers* são lançados para o fundo do mar. Eventualmente esses tubos se separam e cada um se dirige a um poço distinto, mas, próximo a plataforma, todos eles estão próximos e são susceptíveis ao fenômeno de VIV com efeito de interferência.

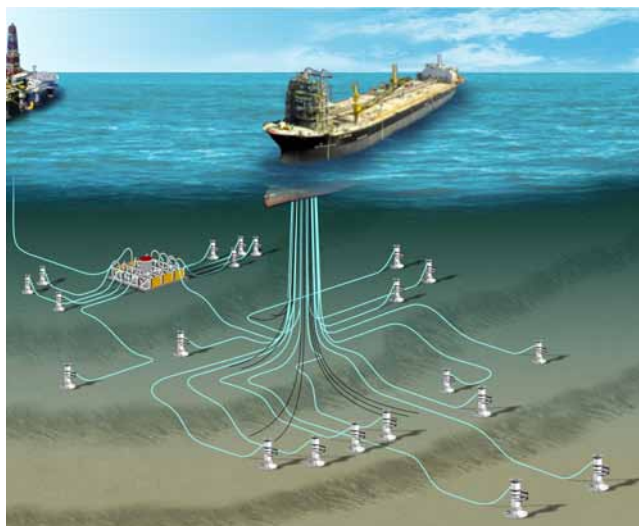


Figure 2. Esquema de uma plataforma de petróleo. O esquema ilustra como diversos cabos, próximos uns dos outros, são lançados ao mar. Estes cabos estão submetidos a efeito de interferência. Figura retirada de [www.petrobras.com](http://www.petrobras.com)

Korkischko (2010a) realizou experimentos com supressores do tipo strakes com e sem efeito de interferência. Seu objetivo era verificar como diversos tipos de supressores, com diferentes valores de altura e passo da hélice, podiam alterar a resposta do fenômeno de VIV. Neste trabalho os autores focam o fenômeno de VIV com apenas um grau de liberdade, transversal ao escoamento. No ano seguinte, Korkischko (2010b) verificou-se que o segundo grau de liberdade, alinhado com o escoamento, é suprimido pelos strakes. Visando quantificar a capacidade de um supressor de VIV amenizar as vibrações causadas pelo escoamento e sua variação devido ao efeito de interferência Freire (2011) propõe a definição de um parâmetro de efetividade de supressores baseado na integral de toda a resposta do fenômeno de VIV ao longo de toda a sua faixa de sincronização e não apenas nos valores de amplitude máxima.

O objetivo deste trabalho é analisar a resposta do fenômeno de VIV com interferência. Quatro configurações foram testadas, sendo duas delas com interferência lisa e duas com interferência de strake. Por interferência lisa deve-se entender que o cilindro a montante, que cria a esteira, é um cilindro liso, ou seja, sem qualquer tipo de supressor. De forma análoga, a interferência com strake trata da esteira formada por um cilindro com strakes. O objetivo de estudar essas configurações é analisar que tipo de esteira é criada por cilindros lisos e com strakes fixos e como essas esteiras afetam cilindros a jusante. Visualização de escoamento foi usada para estudar o formato das esteiras criadas pelos cilindros lisos e com strakes.

## 2. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Os ensaios foram realizados no canal de água recirculante do laboratório Núcleo de Dinâmica e Fluidos da Universidade de São Paulo. Este canal possui seção de teste com 7,5m de comprimento, 0,7m de largura e 0,9m de profundidade e, devido a sua geometria, pode operar com baixo nível de turbulência. Mais informações sobre o canal podem ser encontradas em Ássi (2005).

Os experimentos de VIV empregaram uma base elástica com dois graus de liberdade do tipo pendular. Esta base elástica possui molas nas direções alinhada e transversal ao escoamento que ajustam sua frequência natural para um valor próximo ao valor da frequência de Strouhal. A massa do sistema é baixa, sendo a relação entre a massa oscilante e a massa de fluido deslocada  $m^* = 3,2$ . Informações adicionais sobre a base elástica empregada nos experimentos pode ser encontrada em Freire (2009).

Os cilindros usados nos experimentos eram feitos de acrílico e possuem diâmetro externo de  $D = 32\text{mm}$ . Os cilindros com strakes foram confeccionados colando-se uma fita polimérica de forma helicoidal em um cilindro liso. O passo da hélice é de  $10D$  e sua altura é de  $0,2D$ . Os ensaios foram realizados variando-se a velocidade do escoamento  $0,03\text{m/s} \leq U_\infty \leq 0,30$  o que leva a uma faixa de número de Reynolds  $10^3 \leq Re \leq 10^4$ . A frequência natural de oscilação  $f_n$  usada

para adimensionalizar a velocidade do escoamento  $U_\infty$  foi medida em água em ensaios de decaimento.

$$V_r = \frac{U_\infty}{f_n D} \quad (1)$$

No total, seis experimentos foram desenvolvidos para este trabalho. Para servir de comparação com os casos submetidos ao efeito de interferência dois outros experimentos foram conduzidos: o primeiro consistiu em um experimento de VIV com dois graus de liberdade com cilindro isolado e liso, ou seja, sem qualquer tipo de supressor. O segundo ensaio foi realizado empregando um cilindro com supressor do tipo *strakes* com passo de hélice igual a 10 diâmetros e altura da hélice de 0,2 diâmetros. Os quatro casos ensaiados com efeito de interferência foram: liso+liso; liso+ strake; strake+liso e strake + strake. A nomenclatura usada indica o cilindro a montante fixo seguido pelo cilindro a jusante e livre para oscilar. Por exemplo, o caso strake + liso indica o caso no qual um cilindro liso foi montado na base elástica e submetido a esteira formada pelo cilindro com strakes mantido fixo a montante. A distância inicial entre os cilindros, ou seja, a distância entre os centros dos cilindros para a condição de velocidade de escoamento nula foi de 4 diâmetros para todos os ensaios.

As duas visualizações apresentadas foram obtidas para  $Re = 10^4$  e cilindros fixos. O sistema empregado para as visualizações é o *PIV LaVision Flow Master 3D Stereo*. Os campos de velocidade foram medidos na metade do comprimento imerso. O laser usado é um laser *Quantel Twins Brilliant* com 532nm de comprimento de onda e energia máxima por pulso de 200mJ. Câmaras Imager Pro X 2M foram utilizadas para registrar o escoamento. Cada câmara era equipada com uma lente convergente Nikon AF Nikkor com distância focal de 50mm. As partículas usadas como marcadores são de poliamida com diâmetro médio de 11 $\mu$ m. O sistema PIV tinha capacidade de registrar 345 imagens a 15Hz, de forma que cada visualização fornecia informações referentes a 23s do escoamento.

## 2.1 RESULTADOS

A figura 3 apresenta a resposta de amplitude *versus* velocidade reduzida para as seis condições testadas. Os casos isolados são apresentados de forma a servirem como referência. A curva 3(a) é uma típica curva de VIV com dois graus de liberdade e baixo valor do parâmetro de massa. Nota-se elevadas amplitudes na direção transversal ao escoamento e também um pico de amplitude na direção alinhada com o escoamento. A figura 3(b) revela a curva de amplitude para um cilindro com strake. Nota-se que esta geometria de strake é capaz de amortizar bastante as vibrações causadas pela formação e desprendimento de vórtices. As figuras 3(c) e 3(d) tratam da resposta no caso de interferência lisa. No caso de um cilindro liso imerso na esteira de outro cilindro liso a resposta se assemelha a resposta de WIV. No caso de strake imerso em esteira lisa a resposta apresenta amplitude significativamente mais baixa e também o fim da região de sincronização. O último par de gráficos, 3(e) e 3(f), mostra o resultado para interferência de strake. A resposta de cilindro liso imerso em esteira de strake é bastante semelhante a resposta de cilindro liso em esteira lisa, enquanto que o caso de cilindro com strake em esteira de strake é ligeiramente distinta da apresentada em 3(d).

O fato de cilindro com strakes apresentar amplitudes maiores em ambos os casos com interferência do que no caso isolado é um resultado esperado, mas o fato do caso strake + strake apresentar amplitudes maiores que o caso liso + strake foge à intuição. O mesmo comportamento pode ser observado no caso do cilindro liso submetido aos dois tipos de interferência. Nota-se pelas figuras 3(c) e 3(e) a esteira de strake está causa amplitudes maiores no cilindro liso a jusante livre para oscilar.

Os gráficos de frequência apresentados nas figuras 4, 5 e 6 ajudam a entender o comportamento observado nas curvas de amplitude. Cada ensaio possui um par de mapas, sendo um deles para cada direção. Os mapas representam todo o espectro de frequências de oscilação adimensionalizada pela frequência natural em água  $f_n$  para cada velocidade reduzida, sendo que a escala em tons de cinza representa a intensidade do módulo da transformada de Fourier dos sinais de amplitude. De forma a homogeneizar a intensidade de cor, para cada velocidade reduzida o espectro de frequências foi adimensionalizado pelo seu valor máximo. Cada mapa possui duas linhas pontilhadas, uma horizontal e outra inclinada. A linha horizontal indica uma relação de frequências igual a 1, ou seja, o cilindro livre vibrando em sua frequência natural. A linha inclinada representa a frequência de desprendimento de vórtices de Strouhal para um cilindro fixo.

Em 4 pode-se observar o mapa de resposta em frequência *versus* velocidade reduzida para os casos isolados. É interessante notar que enquanto o caso do cilindro liso apresenta variações na resposta da frequência, o caso do cilindro com strakes oscila na direção transversal basicamente em sua própria frequência natural. Já para o caso de interferência lisa, uma variação muito interessante pode ser notada quando se comparam o mapa de frequência do caso liso + liso (Fig. 4(b)) e liso + strake (Fig. 5(d)). Enquanto o caso liso + liso apresenta uma resposta próxima ao caso de cilindro liso isolado o caso liso + strake oscila seguindo a frequência de desprendimento de vórtices de Strouhal.

Por fim, a figura 6 apresenta as frequências para os casos com interferência de strake. Percebe-se que tanto o cilindro liso quando o cilindro com strakes apresentam praticamente o mesmo comportamento em frequência, ainda que o caso com cilindro liso tenha uma resposta mais definida que o caso do cilindro com strakes, o que pode ser percebido pela maior dispersão no caso strake + strake. Algo muito interessante a se notar nestes casos é que até valores de velocidade reduzida 6 as curvas de frequência acompanham a linha de frequência natural do cilindro enquanto que no caso de cilindro liso isolado para baixos valores de  $V_r$  o cilindro oscilante parece se aproximar mais da frequência de Strouhal.

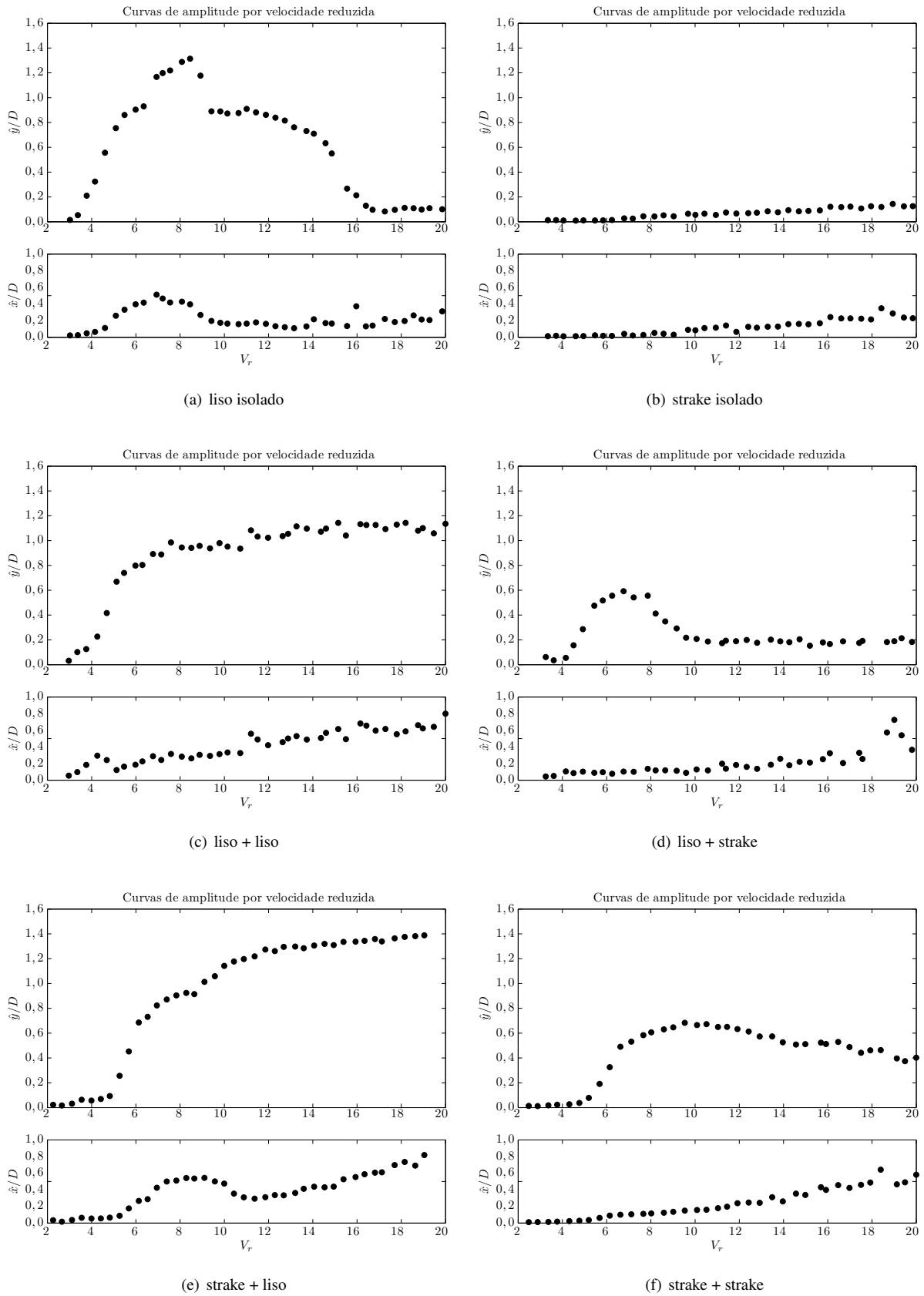


Figure 3. Resultados de amplitude adimensionalizada *versus* velocidade reduzida para casos: (a) liso isolado. (b) strake isolado. (c) liso + liso (d) liso + strake (e) strake + liso (f) strake + strake.

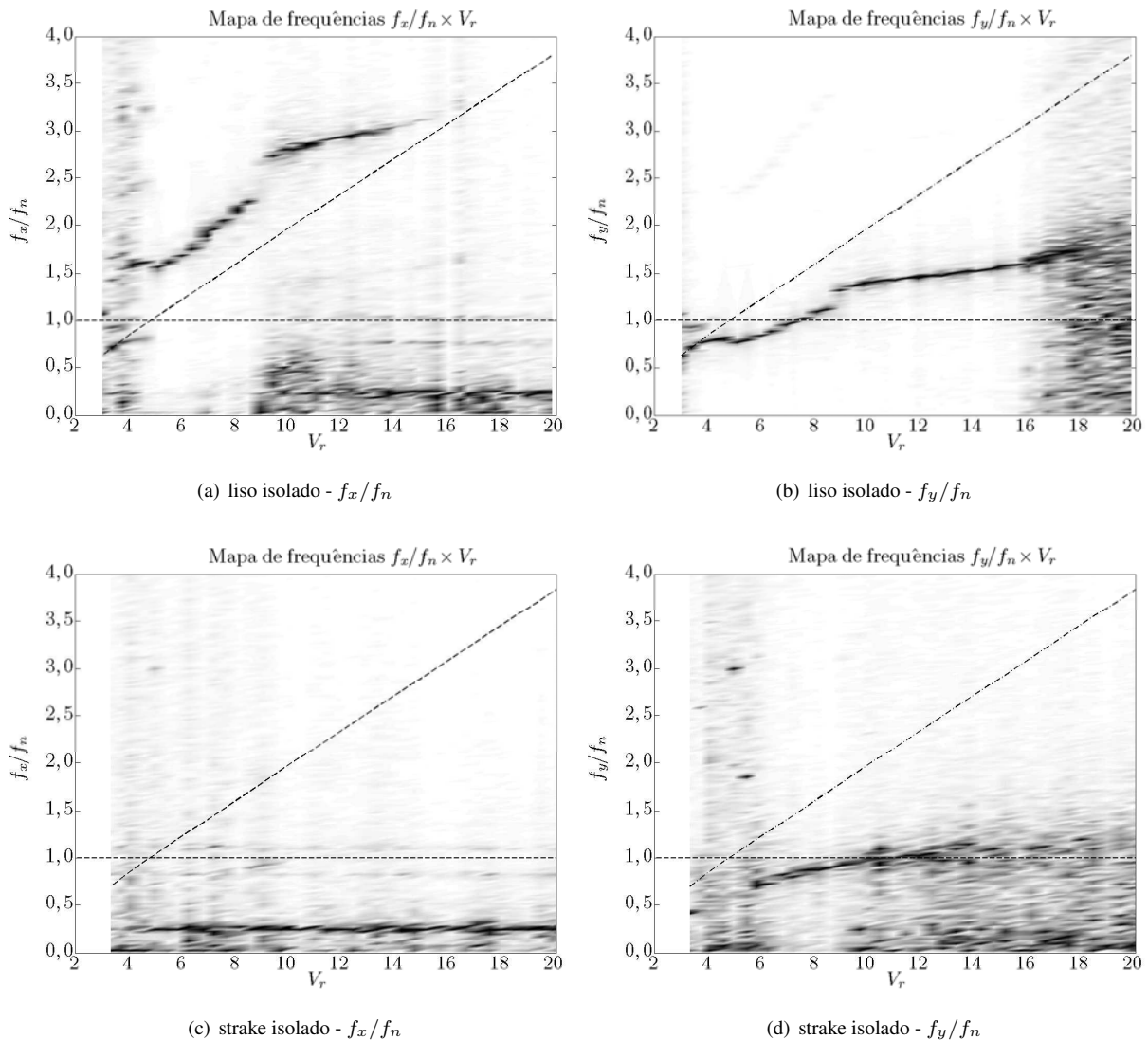


Figure 4. Mapas de frequências para casos isolados: (a) Liso isolado  $f_x/f_n$ ; (b) liso isolado  $f_y/f_n$ ; (c) strake isolado  $f_x/f_n$ ; (d) strake isolado  $f_y/f_n$ .

### 3. DISCUSSÃO

Os resultados apresentados neste artigo demonstram que existe uma clara diferença entre o efeito de interferência de uma esteira lisa e uma esteira com strakes. Para o caso de cilindro fixo a esteira lisa que se forma após a separação da camada limite é uma esteira denominada de esteira de von Kármán, ou esteira 2S, seguindo a nomenclatura de Williamson e Roshko (1988). Esta é a esteira estudada por Strouhal e possui uma frequência muito bem definida. Para uma grande faixa do número de Reynolds o número de Strouhal  $St = f_v D/U_\infty \approx 0,2$ . A esteira de um cilindro com strakes, por outro lado, não é tão regular e apresenta diversas frequências.

A figura 7 apresenta a visualização dos dois tipos de esteira para  $Re = 10^4$ . As figuras 7(a) e 7(b) revelam o campo instantâneo de vorticidade ortogonal ao plano  $\omega_z$ . É clara a distinção entre as esteiras. A figura 7(a) revela o padrão 2S típico para uma esteira gerada por cilindro fixo. A esteira gerada pelo cilindro com strakes, por outro lado, é mais larga e bem menos regular. Apesar da grande diferença entre os campos de vorticidade, um resultado instantâneo não fornece informações acerca das frequências envolvidas no fenômeno. Por esse motivo a velocidade transversal  $v$  foi medida ao longo dos 23s de visualização do PIV. A medição de velocidade se deu através dos valores medidos pelo próprio campo. O ponto selecionado encontra-se na posição  $y/D = 0,5$ , considerando que a origem da direção  $y$  encontra-se no centro do cilindro fixo. As figuras 7(c) e 7(d) apresentam a série temporal da velocidade  $v$  e o espectro de amplitude desse sinal. A frequência do espectro de amplitude foi adimensionalizada com a velocidade do escoamento e o diâmetro do cilindro com o objetivo de compará-la ao número de Strouhal. Em 7(c) verifica-se que a série temporal da velocidade é bem



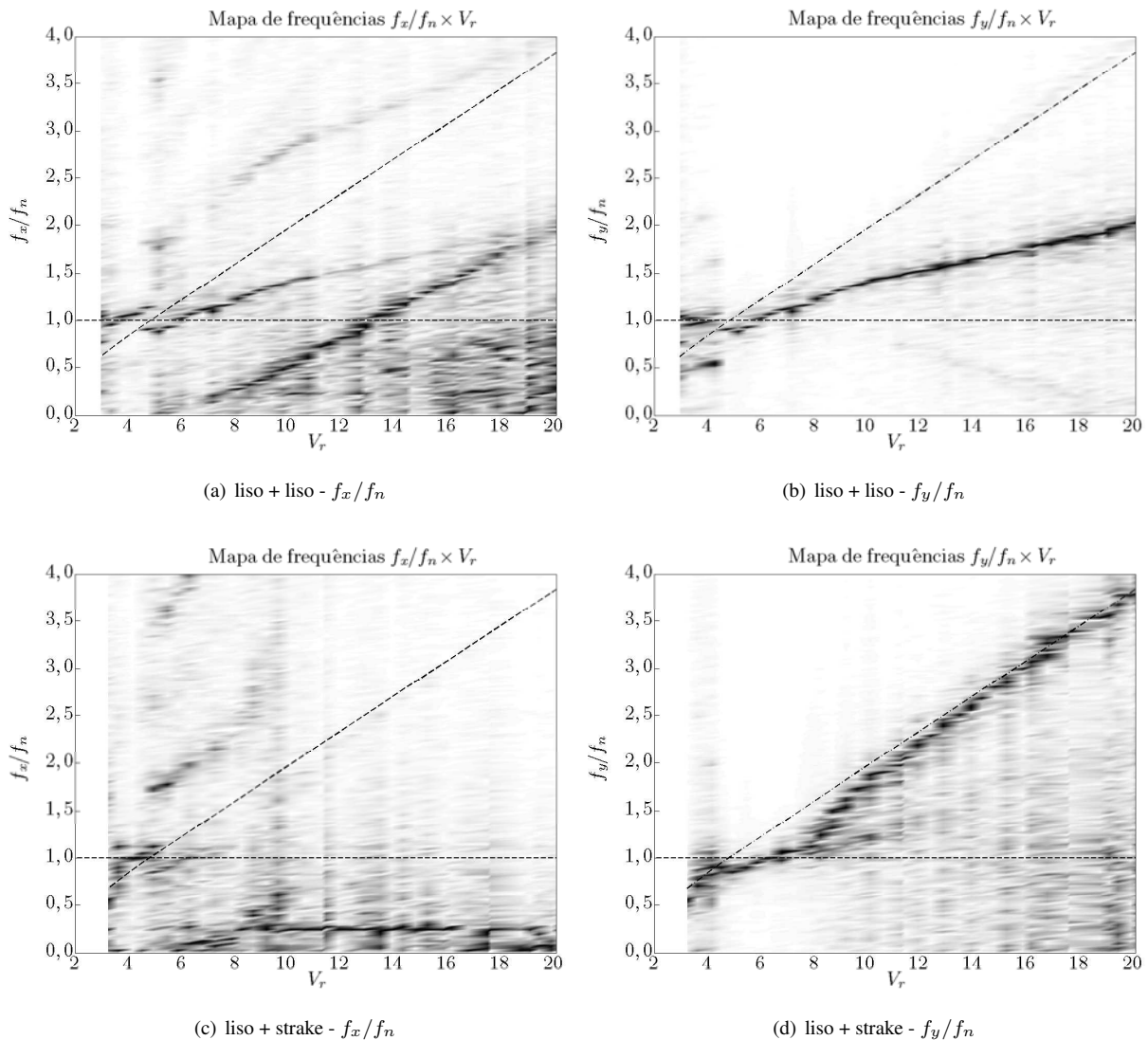


Figure 5. Mapas de frequências para casos com interferência lisa: (a) liso + liso  $f_x/f_n$ ; (b) liso + liso  $f_y/f_n$ ; (c) liso + strake  $f_x/f_n$ ; (d) liso + strake  $f_y/f_n$ .

mais regular do que em 7(d). Esse fato é evidenciado pelo espectro de amplitude. Para a esteira lisa pode-se observar que o campo oscila com  $St \approx 0,2$ , como era esperado, enquanto que para a esteira de strake toda uma banda larga de frequências é observada.

O espectro de amplitude da velocidade da esteira ajuda a entender o comportamento observado dos mapas de frequência. Na figura 5(d) verificou-se que o cilindro com strake oscilava seguindo a frequência de Strouhal. Isso aconteceu devido a esteira na qual estava imerso possui essa frequência como dominante e o cilindro com strake responder a ela. Já no caso da figura 5(b), ainda que o cilindro liso estivesse submetido à mesma frequência, este não respondeu na frequência de Strouhal. Nota-se que o cilindro liso, quando imerso em uma esteira lisa, é capaz de interagir com esta esteira ao invés de apenas se deixar dominar.

Já para o caso da esteira de strake, a observação feita nos mapas de frequência é que tanto o cilindro liso quando o cilindro com strakes oscilavam em sua frequência natural para valores baixos de  $V_r$ . Isso aconteceu devido a esteira de strake possuir uma banda larga de frequências o que acabou por envolver a frequência natural. No caso da esteira lisa o escoamento oscila com a frequência de Strouhal, mas no caso da esteira de strake além da frequência de Strouhal, há diversas outras e algumas delas próximas a frequência natural de oscilação do cilindro livre para oscilar. O fato de a esteira de strakes possuir uma gama maior de frequências em sua esteira explica o motivo de os casos com interferência de strakes possuírem amplitudes maiores do que os casos com interferência lisa.

Os resultados apresentados neste trabalho destacam a importância de se estudar o efeito de interferência em diversos tipos de supressores. O emprego de supressores visa diminuir as vibrações induzidas pelo escoamento e, de fato, obtém

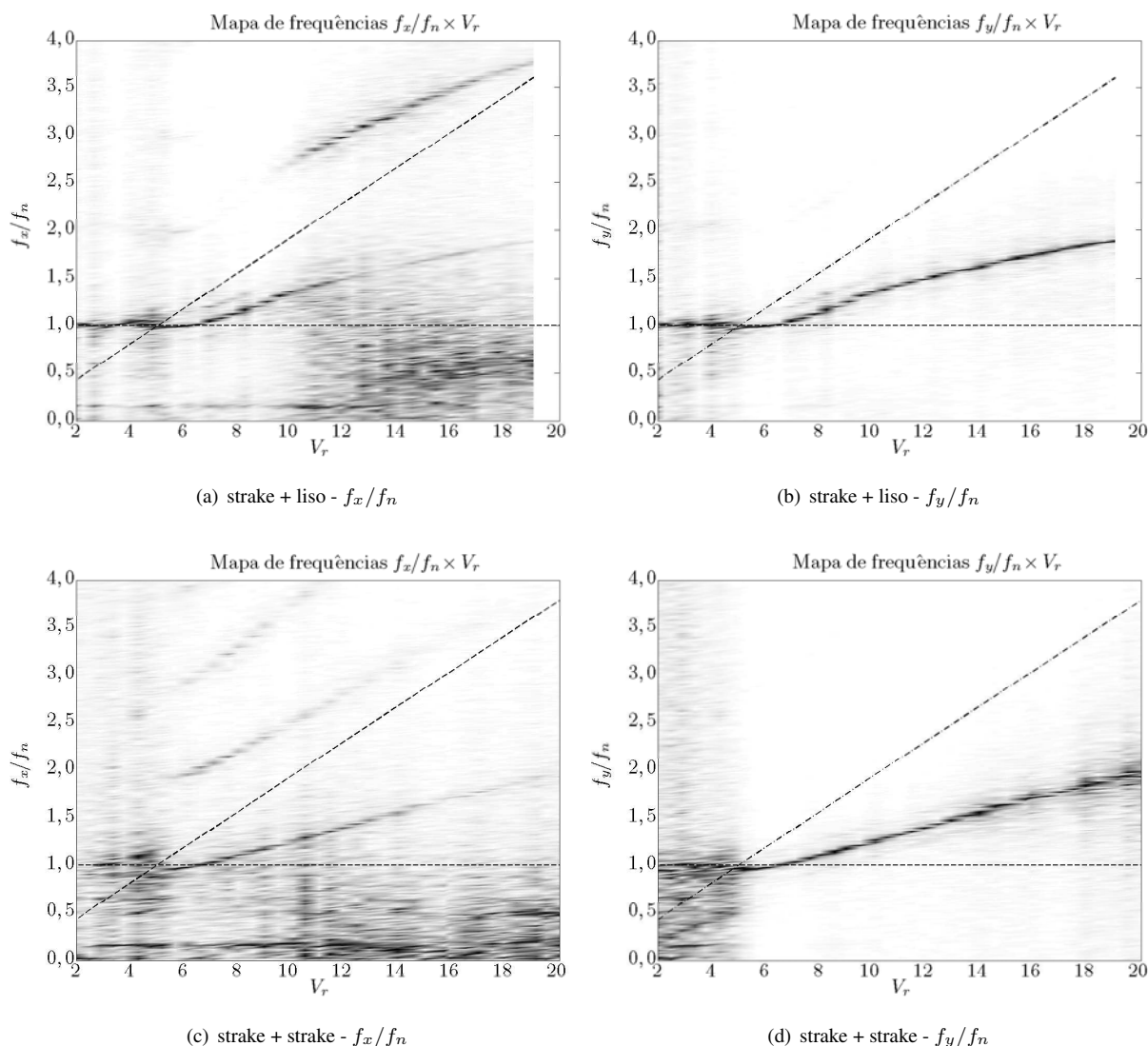


Figure 6. Mapas de frequências para casos com interferência de stake: (a) stake + liso  $f_x/f_n$ ; (b) stake + liso  $f_y/f_n$ ; (c) stake + stake  $f_x/f_n$ ; (d) stake + stake  $f_y/f_n$ .

resultados satisfatórios para o caso isolado. Nos casos em que o efeito de interferência está presente, bastante comuns nas atividades de engenharia, a efetividade do stakes não só é prejudicada, como visto no caso liso + stake, como pode ser ainda mais prejudicial do que o caso sem qualquer tipo de supressores. Estas observações destacam a importância de se estudar ainda mais o efeito de interferência em outros tipos de supressores.

#### 4. AGRADECIMENTOS

Os autores são gratos a FAPESP, PETRORAS e FINEP pelo financiamento deste estudo.

#### 5. REFERÊNCIAS

- Ássi, G. R. S., 2005, "Estudo experimental do efeito de interferência no escoamento ao redor de cilindros alinhados", Dissertação de mestrado, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- Bearman, P. W., 1984, "Vortex shedding from oscillating bluff bodies", Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.16, p. 195-222.
- Freire, C. M., Korkischko, I., Meneghini, J. R., 2009, "Development of an elastic base with two degrees of freedom for viv studies", 20th International Congress of Mechanical Engineering (COBEM2009).
- Freire, C. M., Korkischko, I., Meneghini, J. R., 2011, "Defining a parameter of effectiveness for the suppression of vortex-induced vibration", Proceedings of 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering

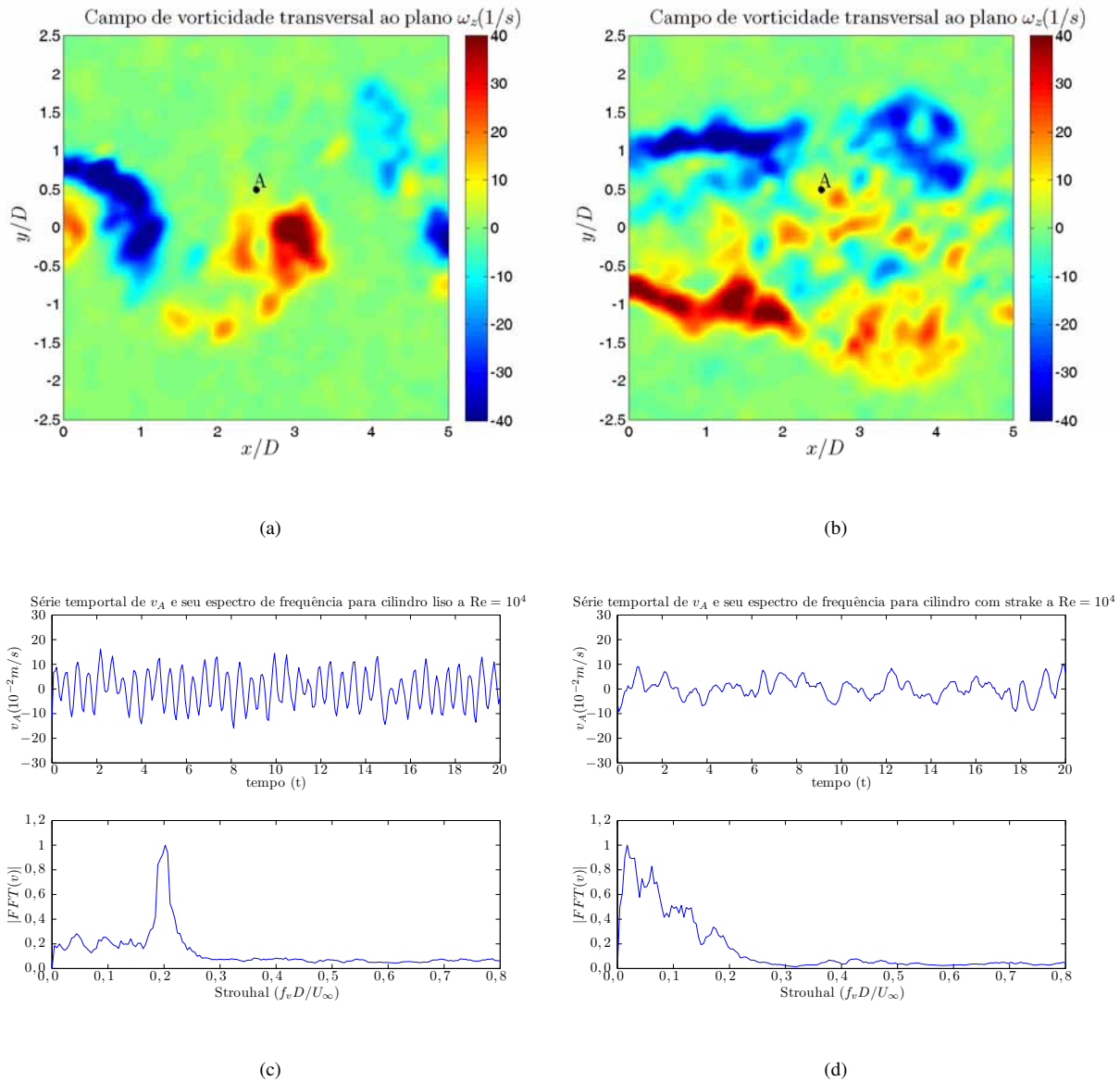


Figure 7. (a) Campo de vorticidade ortogonal ao plano  $\omega_z$  para cilindros liso fixos e  $Re = 10^4$ . (b) Campo de vorticidade  $\omega_z$  para cilindro com strake e  $Re = 10^4$ . (c) Série temporal da velocidade transversal  $v$  no ponto A para esteira lisa e seu espectro de amplitude. (d) Série temporal da velocidade transversal  $v$  no ponto A para esteira de strake e seu espectro de amplitude.

(OMAE2011).

Korkischko, I., Meneghini, J. R., 2010, "Experimental investigation of flow-induced vibrations on isolated and tandem circular cylinders fitted with strakes", *Journal of Fluid and Structures*, Vol. 26, p.611 -625.

Korkischko, I., Freire, C. M., Meneghini, J. R., 2010, "Amplitude response of plain and straked cylinders mounted in 2DOF elastic base: Isolated and tandem configurations", In: *Proceedings of the IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations (BBVIV-6)*, Capri, Italy.

Williamson, C. H. K., Roshko, A., 1988, "Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder", *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 2, p. 355 -381.

Williamson, C. H. K., Govardhan, R., 2004, "Vortex-induced vibrations", *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.36, p.413-455.

## 6. RESPONSABILIDADE

Os autores são os únicos responsáveis pelo material publicado neste trabalho.

# NUMERICAL INVESTIGATION OF THE FLOW AROUND A FIXED YAWED CIRCULAR CYLINDER WITH ASYMMETRICAL BOUNDARY CONDITIONS IN THE SPAN

**Rafael S. Gioria**, [rafaelgioria@yahoo.com.br](mailto:rafaelgioria@yahoo.com.br)

**Julio R. Meneghini**, [jmeneg@usp.br](mailto:jmeneg@usp.br)

Department of Mechanical Engineering, NDF, Escola Politécnica, University of São Paulo

**Guilherme R. Franzini**, [gfranzini@usp.br](mailto:gfranzini@usp.br)

**André L. C. Fugarra**, [afugarra@usp.br](mailto:afugarra@usp.br)

Department of Naval Engineering, Escola Politécnica, University of São Paulo

**Abstract.** Numerical simulations of the flow around yawed and fixed circular cylinder are carried out using the Lattice Boltzmann Method. No-slip condition and slip boundary conditions are used, respectively, on the bottom wall and on the top wall where the cylinder ends. Flow around the circular cylinder with three different yaw angles is simulated, namely,  $\theta = 0^\circ$  and  $\theta = 30^\circ$  for both upstream and downstream orientations. Differences between the upstream and downstream are observed in the wake characteristics and discussed. For the upstream orientation case, a streamwise flow structure is observed near the lower tip of the cylinder. This flow structure is not observed at the downstream orientation. The dominance of the upstream end of the cylinder in the wake and the asymmetry of the boundary conditions chosen for the walls are responsible for the differences between upstream and downstream results.

## 1. INTRODUCTION

One of the most studied problems within the fluid mechanics theme consists on the flow around a circular cylinder. Despite the simple geometry, the flow is subject to rich phenomena involving boundary layer transition, flow separation and free shear layers interaction resulting in wake with vortex shedding. Following the nomenclature commonly adopted in literature, for example the review by Bearman (1984), a cylinder is considered a bluff-body because of the flow separation occurs in an important amount of its surface.

It is well known in the literature (see the paper by Gerrard (1966)), the interaction between the shear layers leads to a periodic vortex shedding process. Owing to this process, the hydrodynamic force also assumes a periodic character. It is worth to mentioning that the vortex-wake can be drastically affected by several aspects, such as interference and turbulence effects. Further details regarding fundamentals of the vortex shedding process can be found, for example, in the books by Blevins (2001), Zdravkovich (2003) and in the review by Bearman (2011).

In the comprehensive paper by Norberg (2003), a compilation of both experimental and numerical results available in the literature regarding Strouhal number and forces coefficients was carried out. The fit proposed by the author reported a drastic variation of the root-mean square lift force coefficient  $C'_L$  with the Reynolds number  $Re$ . The interval  $4 \times 10^3 < Re < 10 \times 10^3$  is named lift crisis range and is characterized by low values of  $C'_L$ , albeit a large scattering of the data.

Despite all the efforts aiming at a better understanding about the flow around a circular cylinder, there are some related problems that are still unclear. One of these problems consists on the flow around an yawed circular cylinder. The most common approach employed in order to study such kind of problem is the Independence Principle (IP) or Cosine Law, which states that the flow characteristics depend only on the component normal to the cylinder axis  $U_n$ . Theoretical studies described in the papers by Sears (1948) and Marshall (2003) proved the validity of the IP under certain conditions, such as an infinitely long cylinder.

Assuming the IP is valid, the flow around yawed cylinder have similar results to the non-inclined cylinder with respect to shedding frequency and force coefficients. The wake of the yawed cylinder presents a regular vortex shedding, although the vortex tubes are not parallel to the cylinder axis. The IP seems valid when neither the axiswise component of the velocity nor its axiswise derivative are large. Given a yaw angle large enough, the wake does not present vortex shedding (Willden and Guerbi, 2010) and the IP is not valid. This is one controversial key point we approach in this paper because there is not a common agreement in literature about the critical angle up to which the principle is valid. The difficulties arise given that the wake of the yawed cylinder seems sensitive to end conditions (Ramberg, 1983) and to cylinder aspect ratio.

Since 1960's, both experimental and numerical works concerning the flow around yawed circular cylinders have been carried out. Most of these works are focused on describing the flow characteristics or aiming at defining a critical yaw angle up to the IP remains valid. The experimental investigations with a tensioned string in a wind tunnel described in the papers by Hanson (1966) and van Atta (1968) evaluated the Strouhal number  $St$  by using the IP. The author reported a disagreement with the IP for yaw angles (in relation to the vertical)  $\theta$  larger than  $60^\circ$ .

The angle of vortex shedding  $\alpha$  is not constant along the span and can be different from the yaw angle  $\theta$ , as pointed out in the enlightening experimental investigation described in Ramberg (1983). The author asserts that the Independence Principle is valid only if the the vortex tubes are parallel to the cylinder axis. Another feature observed in this paper is the marked dependence on the vortex dynamics with the end conditions. Besides the angle of vortex shedding, there are other interesting aspects that were experimentally verified, such as the different flow regimes depending on the yaw angle reported by Snarski (2004) and the rise of the wall pressure fluctuations (Snarski, 2004) or the local velocity magnitude, as pointed out by Zhou et al. (2009).

Due to the better computational capacity since the first years of the 2000's, several numerical investigations regarding the flow around yawed cylinders were carried out. The numerical investigations presented in the papers by Lucor and Karniadakis (2003) and Willden and Guerbi (2010) presented results for the Strouhal number, forces coefficients and wake characteristics for both fixed and oscillating yawed cylinders. They observed two behaviors of the wake: for small yaw angles, they observed inclined vortex shedding in the wake; for yaw angles larger than their critical one, there was no vortex shedding and the IP could not be applied. Both these papers have employed a periodic condition along the spanwise direction of the cylinder, differently from the present paper which we choose to approximate the boundary conditions of a water channel experiment.

In Vlachos and Telionis (2008), an experimental investigation with yawed cylinders pointed out differences in the wake depending on the yaw orientation (upstream or downstream). The authors stressed that in the downstream orientation, the effects of the free-surface present a considerable influence on the wake characteristics. Experimental results of force coefficients presented in Franzini et al. (2012) also depended on the yaw orientation. Both these papers did not bring up a closing explanation for the differences with respect to yaw orientation.

The focus of the present work is to carry out numerical simulations with yawed cylinders. The following results intend to associate the different end conditions of the cylinder to different flow observed for the upstream and downstream yaw orientations. The flow conditions of choice for fixed cylinder are: zero angle of inclination of the cylinder, one inclined  $30^\circ$  with bottom tip of the cylinder upstream and another one inclined  $30^\circ$  with bottom tip downstream. This set of choice is motivated by the following aspects. The simulation with no inclination is a reference simulation providing data for comparison to the other simulations with the inclined cylinder,  $30^\circ$  upstream and downstream. The flow characteristics as well as sectional forces analysis provide helpful information aiming at a better understanding of the differences between upstream and downstream orientations and the influence of the cylinder tips conditions.

## 2. METHODOLOGY

### 2.1 Numerical Simulations with Lattice Boltzmann Method

The three-dimensional simulations employed the Lattice-Boltzmann Method, implemented in the Exa PowerFLOW software. Let us introduce the lattice Boltzmann equation with the following form:

$$f_i(\vec{x} + \vec{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\vec{x}, t) = C_i(\vec{x}, t), \quad (1)$$

where  $f_i$  is the particle distribution function moving in the  $i$ th direction, according to a finite set of the discrete velocity vectors  $\{\vec{c}_i : i = 0, \dots, b\}$ , while  $\vec{c}_i \Delta t$  and  $\Delta t$  are space and time increments respectively. The collision term on the right hand side of Eq. 1 is employed in the most popular form known as the Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) form (Qian et al., 1992):

$$C_i(\vec{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_i(\vec{x}, t) - f_i^{eq}(\vec{x}, t)], \quad (2)$$

where  $\tau$  is the single relaxation parameter, and  $f_i^{eq}$  is the local equilibrium distribution function dependent on local hydrodynamics properties (see Eq. 4). The basic hydrodynamic quantities, such as fluid density  $\rho$  and velocity  $\vec{u}$  are the moment summations of the particle distribution functions:

$$\rho(\vec{x}, t) = \sum_i f_i(\vec{x}, t), \quad \rho \vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_i \vec{c}_i f_i(\vec{x}, t). \quad (3)$$

The lattice model used in the present simulations is the three-dimensional D3Q19 model (Qian et al., 1992). depicted in Fig. 1. It represents the discrete possible velocity directions. For the D3Q19 model, the equilibrium distribution functions are of the form in Eq. 4 in order to the macroscopic hydrodynamics satisfy the conservations laws and the leading order recovered macroscopic equations are Galilean invariant at low Mach number. They are defined by the following equation

$$f_i^{eq} = \rho w_i \left[ 1 + \frac{\vec{c}_i \vec{u}}{T} + \frac{(\vec{c}_i \vec{u})^2}{2T^2} - \frac{\vec{u}^2}{2T} + \frac{(\vec{c}_i \vec{u})^3}{6T^3} - \frac{\vec{c}_i \vec{u}}{2T^2} \vec{u}^2 \right], \quad (4)$$

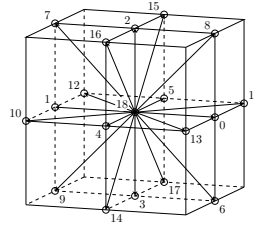


Figure 1. Three-dimensional D3Q19 lattice model. Numbers represent the discrete velocity directions of the model.

where the weighting parameters  $w_i$  are:

$$w_i = \begin{cases} 1/18, & \text{for } i = 0, \dots, 5 \text{ (axis-aligned directions)} \\ 1/36, & \text{for } i = 6, \dots, 17 \text{ (bi-diagonal directions)} \\ 1/3, & \text{for } i = 18 \text{ (rest particles)} \end{cases} \quad (5)$$

where  $T$  is the lattice temperature (in lattice units) which is set generally to  $1/3$  for isothermal simulations.

Through Chapman-Enskog expansion (Chen et al., 1992), one can recover the Navier-Stokes equations. The kinematic viscosity of the fluid is related to the relaxation time parameter  $\tau$  by the relation:

$$\nu = (\tau - 1/2) T. \quad (6)$$

The above equations form the Lattice Boltzmann Method (LBM) scheme for fluid dynamics used in the present work. Readers interested on more diverse details of the Lattice Boltzmann method should refer to Succi (2001).

### 2.1.1 Turbulence model

Due to the great difference of scales in turbulent flow, a model for the turbulent fluctuations is needed. Chen et al. (2003) proposes a lattice Boltzmann equation extension with turbulence model by replacing its molecular relaxation time scale  $\tau$  with an effective turbulent relaxation time scale  $\tau_{\text{eff}}$ , where  $\tau_{\text{eff}}$  can be derived from a systematic renormalization group (RG) procedure. Chen et al. (2003) derived the following relation for the effective turbulent relaxation time scale relation:

$$\tau_{\text{eff}} = \tau + C_\alpha \frac{k^2/\varepsilon}{T(1 + \tilde{\eta}^2)^{1/2}}, \quad (7)$$

where  $\tilde{\eta}$  is a combination of a local strain parameter ( $\eta = k|S|/\varepsilon$ ), local vorticity parameter ( $\eta_\omega = k|\Omega|/\varepsilon$ ) and helicity parameters. A modified  $k$ - $\varepsilon$  two-equation model based on the original RG formulation describes the subgrid turbulence contributions (Yakhot and Orszag, 1986) and it is given by

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\rho\nu_0}{\sigma_{k_0}} + \frac{\rho\nu_T}{\sigma_{k_T}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} S_{ij} - \rho\varepsilon \quad (8)$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\rho\nu_0}{\sigma_{\varepsilon_0}} + \frac{\rho\nu_T}{\sigma_{\varepsilon_T}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} S_{ij} - \left[ C_{\varepsilon_2} + C_\alpha \frac{\tilde{\eta}^3(1 - \tilde{\eta}/\eta_0)}{1 + \beta\tilde{\eta}^3} \right] \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (9)$$

The parameter  $\nu_T = C_\alpha k^2/\varepsilon$  is the eddy viscosity in the RG formulation. All dimensionless coefficients are the same as in the original models in Yakhot and Orszag (1986). The above equations are solved on the same lattice using a modified Lax-Wendroff like explicit time marching finite difference scheme.

### 2.1.2 Simulation Parameters, Initial and Boundary Conditions

The computational simulation is of the incompressible flow with Reynolds number  $Re_n = 9 \times 10^3$  based on the bare circular cylinder diameter using turbulence model and based on the orthogonal component of the velocity with respect to the cylinder axis ( $U_n$ ). The Reynolds number of choice is due to the experimental data available from the water channel experiments in NDF-EPUSP facility.

The flow domain is  $62.5D$  upstream,  $187.5D$  downstream,  $62.5D$  sideways and a spanwise length of  $10D$ . This computational domain is larger than the usual found in the literature, see for instance Carmo et al. (2008). The boundary conditions are inflow velocity  $U_\infty$  on the upstream and sideways boundaries, with turbulence level of 1%, the floor is a no slip wall (null velocity), and outflow with constant pressure on the downstream boundary. Special attention is given to

the top wall: top wall is a slip wall boundary condition as an approximation to the free surface of the water channel. This way, the top wall behaves approximately as a non-deformed free surface.

The grid resolution of the simulation is 128 cells per cylinder diameter near the body. To further support the resolution of choice, Brès, Wessels and Noelting (2010) have simulated the flow around two cylinders in tandem arrangement with  $Re = 1.66 \times 10^5$  and employed the same grid resolution of 128 cells per diameter.

The time step of the simulation using Lattice Boltzmann method is tied to the grid resolution and the lattice temperature, although it is an isothermal flow. For the simulations herein, the non-dimensional time step is  $\Delta t U_\infty / D = 6.63 \times 10^{-4}$ . The simulation parameters are summarized in Tab. 1.

Table 1. Summary of simulation parameters.

Incompressible flow with turbulence model	
Reynolds number based on velocity normal to cylinder	$9 \times 10^3$
Domain size	62.5D upstream and 187.5D downstream 62.5D sideways and 10D spanwise
Boundary conditions	inflow upstream and sides; outflow downstream no slip condition floor wall; slip condition top wall
Grid resolution	128 cells per diameter
Non-dimensional time step	$6.63 \times 10^{-4}$

### 3. NUMERICAL SIMULATION RESULTS DISCUSSION

The numerical simulations of the flow are chosen to be presented as a support for the experimental data discussion: the intention is to make a clear interpretation of the results by highlighting features observed on the experiments revised in the introduction and helping on their elucidation. Hence, the simulation parameters are set to approximate very well the experimental conditions of the NDF water channel facility, specially the top wall emulating a non-deformed free surface.

The availability of data for visualization is a great feature of numerical simulations. So we start out by discussing the near field data visualization. Figures 2 show the mean flow field vortex identified by the  $\lambda_2$ -criterion from Jeong and Hussain (1995). The cylinder orthogonal to the far field velocity is presented as a reference in Fig. 2(a): it shows a symmetrical pair of vortices with little variation along the span.

When the cylinder is sufficiently inclined, as it is in the current cases, the flow suffers considerable changes. Due to the different boundary conditions on the top (slip wall) and on the bottom (no-slip wall) the inclined cases do not show same mirrored results. The mean flow field around the cylinder inclined  $30^\circ$  upstream in Fig. 2(b) presents a strong vortex almost aligned to the streamwise direction. This can also be observed, in a mirrored manner but the vortex being much smaller, in the wake of the cylinder inclined  $30^\circ$  downstream in Fig. 2(c). This “quasi-streamwise” vortex in the mean flow field is the transition between the wake region where there is an inclined vortex shedding (top part in Fig. 2(b)) and the wake region where there is no clear vortex wake (bottom part in Fig. 2(b)). This supports that the upstream end of the cylinder governs the wake behavior: if the upstream part is near the no slip wall (bottom wall), there is a strong streamwise vortex structure in the mean flow. This means that the boundary layer formed along the bottom wall has some influence on the wake, as there is no boundary layer on the top wall due to the slip boundary condition. Regarding the experiments, the top surface is a free surface and the bottom is the water channel wall. These results are in agreement with the current experiment data and with other works (Matsuzaki et al. (2004) and Vlachos and Telionis (2008)).

The above features can also be observed on the flow slices in the Fig. 3. The flow field around the cylinder inclined  $0^\circ$  is very similar along the span (Fig. 3(a)). Also note that the flow slices are symmetric with respect to the  $x$ -axis (streamwise axis). On the other hand, the mean flow around the cylinder inclined  $30^\circ$  upstream varies along the span and it is asymmetric with respect to the  $x$ -axis in the bottom region, bottom 2 planes in Fig. 3(b). This is the effect of the strong streamwise vortex observed with the vortex identification criterium in Fig. 2(b). This strong asymmetry is not observed in the wake of the cylinder inclined  $30^\circ$  downstream (Fig. 3(c)) as there is not a strong streamwise vortex. Another feature observed in both inclined cylinder wakes is that the mean shear layers spread wide apart in the downstream tip and are closer in the upstream tip. This influences the vortex formation and one can expect different vortex shedding frequencies along the span of the cylinder. Assuming the formation length has some relation to the mean flow shear layers, another inference from the flow visualization is that the formation length of the wake of the inclined cylinder varies along the span: the wider apart the shear layers are, the farther the vortices are formed.

One may expect that the observed flow features in the wake of the inclined circular cylinder have some influence on the sectional lift coefficient. Figure 4 presents the sectional lift coefficient time series from the simulation for a chosen set



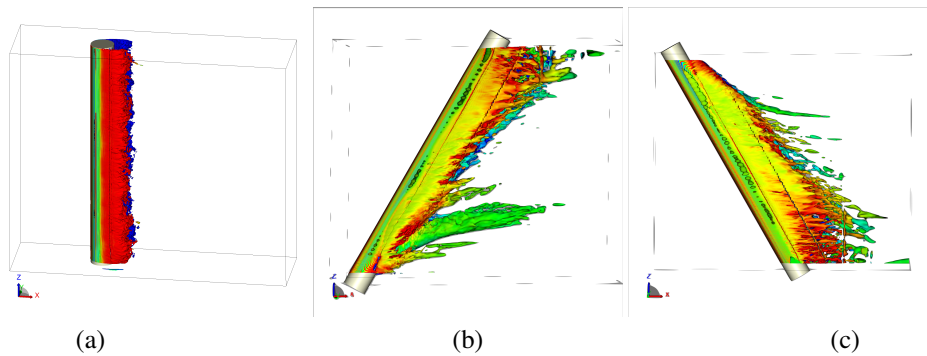


Figure 2. Mean flow field with iso-surface of  $\lambda_2$ -criterion of vortex identification colored by non-dimensional  $z$ -vorticity, from  $-2$  in blue to  $2$  in red. (a)  $0^\circ$ ; (b)  $30^\circ$  upstream; (c)  $30^\circ$  Downstream.

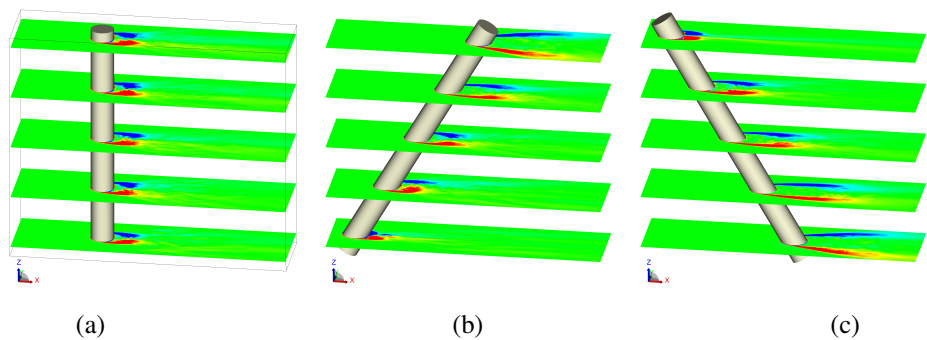


Figure 3. Slices of mean flow field colored by non-dimensional  $z$ -vorticity, from  $-2$  in blue to  $2$  in red. (a)  $0^\circ$ ; (b)  $30^\circ$  upstream; (c)  $30^\circ$  Downstream.

of position along the span (positions  $z = 0.90D, 4.54D, 7.27D, 9.09D$ ). Also in Fig. 4, the spectrum of each time series is presented. First, one observes that the Independence Principle (IP) seems valid to normalized the Strouhal number of all but one spectrum presented: the case  $z = 0.1D$  of the cylinder inclined  $30^\circ$  upstream. Except for the aforementioned case, the spectra peak around the Strouhal number 0.18, if the normal velocity  $U_n$  is used to calculate the Strouhal number. In the region where the IP is not valid, near  $z = 0.1D$  of the cylinder inclined  $30^\circ$  upstream, there is no clear vortex shedding, as indicated by the top left spectrum of Fig. 4 which does not have a clear peak. As the aspect ratio of the cylinder is short, the Strouhal number of the net lift coefficient of the whole body is also affected as seen in Fig. 5(a)-(b).

In summary, the Independence Principle is valid in the region of the flow which occurs vortex shedding for these inclination angles, so we can observe a Strouhal number in their spectra and the value is uniform only in this region. On the other hand, in the region below the strong streamwise vortex near the bottom of the present simulations, there is no regular vortex shedding, hence no Strouhal number is defined and the IP is not valid. These results differ from Willden and Guerbi (2010) due to the different end boundary conditions, however they are in agreement with Yeo and Jones (2011), the aspect ratio and end conditions have strong influence on the wake on an inclined cylinder and breaks de IP. Hence the section Strouhal varies along the span and this strongly depends on the end boundary conditions and cylinder aspect ratio.

Another feature observed in Fig. 4 is that the amplitude of the sectional lift coefficient is smaller near the bottom for the cylinder inclined  $30^\circ$  downstream and the other way around for the cylinder inclined  $30^\circ$  upstream. This is in agreement with the mean flow field depicted in Fig. 3, in which the mean shear layers are spread wide apart near the bottom region of the wake of the cylinder inclined  $30^\circ$  downstream (Fig. 3(c)) and near the top region of the wake of the cylinder inclined  $30^\circ$  upstream (Fig. 3(b)).

Finally, let the focus be on the distinct case  $z = 0.1D$  of the cylinder inclined  $30^\circ$  upstream from Fig. 4. The erratic behavior of the sectional lift coefficient may be attributed to the effect of the bottom boundary layer due to the boundary condition of choice (no-slip condition). In other words, it is the observed effect on the sectional lift coefficient of the strong streamwise vortex depicted in Fig. 2(b). Since the geometry is symmetric with respect to the  $xz$ -plane (streamwise and spanwise directions), one may not expect a preferred sense of rotation of the streamwise vortex. Hence the “jumps” observed on the lift coefficient, for instance the one between 5s and 7s in Fig. 4 (top left time series), may be a change on the streamwise vortex. This analysis is in the meantime being further analyzed within the context of the ongoing research with numerical simulations.

The last aspect to be discussed in the present work concerns the spectral distribution of the total lift force coefficient

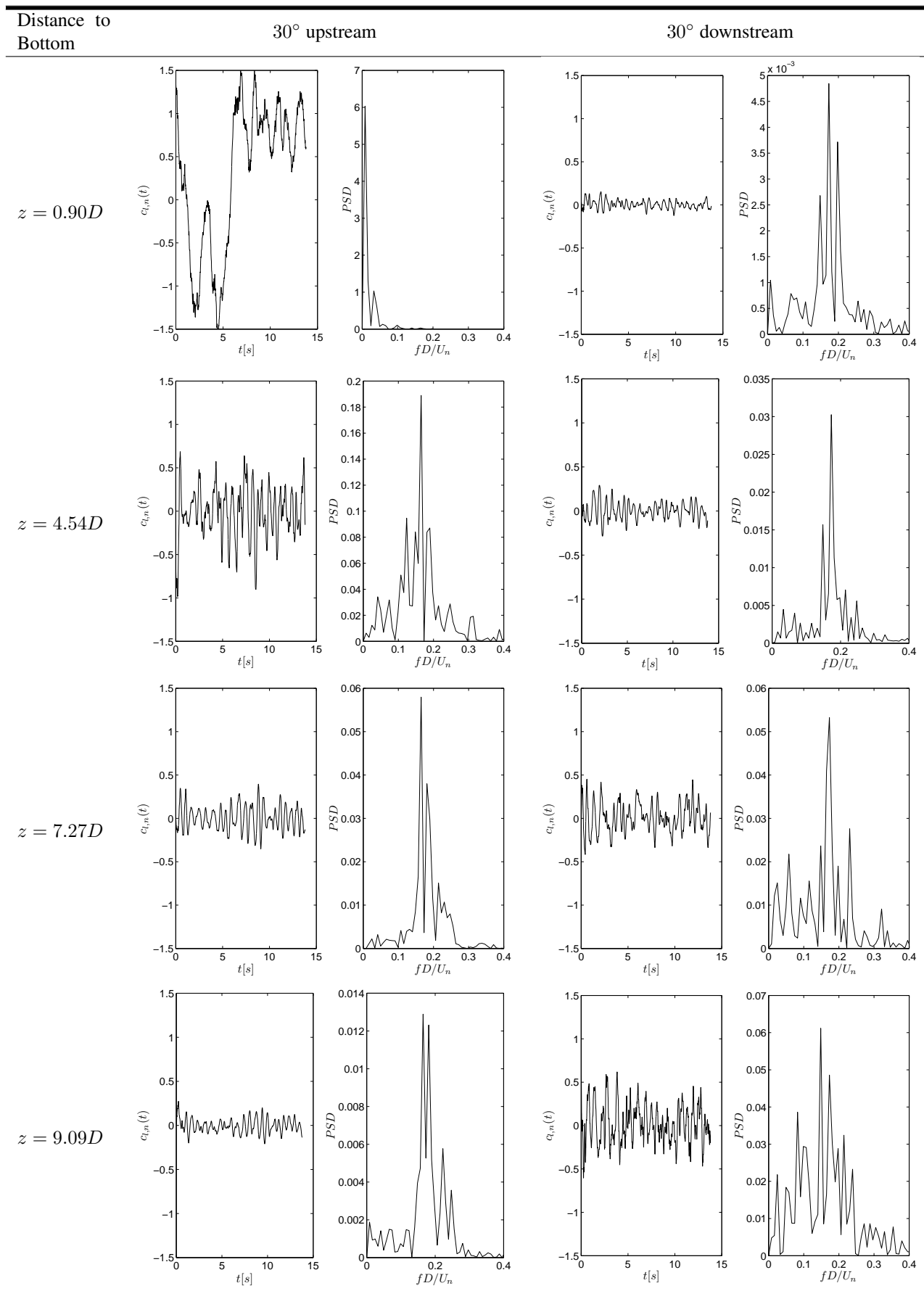


Figure 4. Sectional lift coefficients with the respective spectrum from the simulation of the flow around a fixed inclined circular cylinder, 30° upstream and downstream.

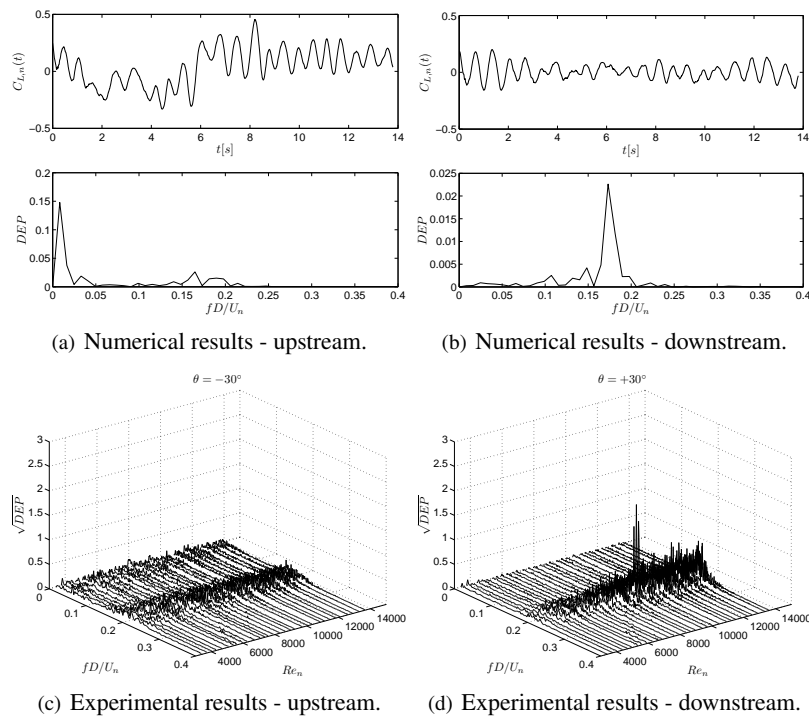


Figure 5. Lift force spectra - Experimental and numerical results.

time series. Fig. 5 presents the total lift force time series and the corresponding spectra for the numerical simulations and also the waterfall of frequencies obtained experimentally and described in the paper Franzini et al. (2012). One can note that a low frequency components are observed only in the upstream orientation results. This fact is due to the presence of the streamwise vortex observed in the upstream orientation and close to the bottom (no slip condition).

#### 4. CONCLUSIONS

Numerical simulations of the flow around a fixed yawed circular cylinder are carried out using asymmetrical end conditions for the cylinder: the bottom wall is a no-slip wall and the top wall is a slip wall. Differences between the wakes of the cylinder inclined upstream and downstream are highlighted and attributed to the asymmetrical choice of boundary conditions. It is shown that the Independence Principle depends on the end boundary conditions and cylinder aspect ratio since the sectional Strouhal varies along the span, depending on the vortex shedding regime of the span station: near the bottom there is no vortex shedding and up the streamwise vortex there is a regular vortex shedding.

Due to the different boundary conditions on the top (slip wall) and on the bottom (no-slip wall) the inclined cases do not show same mirrored results. The mean flow field around the cylinder inclined  $30^\circ$  upstream presents a strong vortex almost aligned to the streamwise direction. This can not be observed, in a mirrored manner, in the wake of the cylinder inclined  $30^\circ$  downstream (see Fig. 2). This “quasi-streamwise” vortex in the mean flow field is the transition between the wake region where there is an inclined vortex shedding and the wake region where there is no clear vortex wake. The above features can also be observed on the flow slices. Whilst the flow field around the cylinder inclined  $0^\circ$  is very similar along the span and the mean flow is symmetric with respect to the  $x$ -axis (streamwise axis), the mean flow around the cylinder inclined  $30^\circ$  upstream varies along the span and it is asymmetric with respect to the  $x$ -axis in the bottom region (bottom 2 planes in Fig. 3(b)). The strong streamwise vortex is responsible for the asymmetry. This strong asymmetry is not observed in the wake of the cylinder inclined  $30^\circ$  downstream. Again, the choice of different boundary conditions is responsible for such feature. These differences are also observed in experimental runs (Franzini et al., 2012).

The sectional lift coefficients are also analyzed. From their spectra, one observes that the Independence Principle (IP) seems valid to normalize the Strouhal number only for a region along the span. The erratic behavior of the sectional lift coefficient of section  $z = 0.1D$  is attributed to its proximity to the strong streamwise vortex. Also, noting that the geometry is symmetric with respect to the  $xz$ -plane (streamwise and spanwise directions), one may not expect a preferred sense of rotation of the streamwise vortex. Hence the “jumps” observed on the lift coefficient like the one between instants 5s and 7s in Fig. 4 may be a change of the streamwise vortex. This is currently under further investigation within this ongoing research with numerical simulations. Further improvement of this ongoing analysis is to considering the effect of the bottom wall boundaries layer parameters when the boundary layer impinges on the cylinder body.

## 5. REFERENCES

- Bearman, P.W., 1984, “Vortex Shedding from Oscillating Bluff Bodies”, *Annual Review of Fluids Mechanics*, Vol. 16, pp. 195–222.
- Bearman, P.W., 2011, “Circular cylinders wake and vortex-induced vibrations”, *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 27, pp. 648–658.
- Blevins, R., 2001, “Flow Induced Vibration”, Ed. Krieger.
- Brès, G.A., Wessels, M. and Noelting, S., 2010, “Tandem Cylinder Noise Predictions Using Lattice Boltzmann and Ffowcs Williams-Hawkings Methods”, *Proceedings of the 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Paper number AIAA 2010-3791.
- Carmo, B.S., Sherwin, S.J., Bearman, P.W. and Willden, R.H.J., 2008, “Wake transition in the flow around two circular cylinders in staggered arrangements”, *Journal of Fluid Mechanics* Vol. 597, pp. 1–29.
- Chen, H., Chen, S. and Matthaeus, W., 1992, “Recovery of the Navier-Stokes Equations Using a Lattice-gas Boltzmann Method”, *Physical Review A*, Vol. 45, pp. 5339–5342.
- Chen, H., Kandasamy, S., Orszag, S., Shock, R., Succi, S. and Yakhot, V., 2003, “Extended Boltzmann Kinetic Equation for Turbulent Flows”, *Science*, Vol. 301, pp. 633–636.
- Franzini, G.R., Gonçalves, R.T., Fajarra, A.L.C. and Meneghini, J.R., 2012, “Experimental Forces Measurements on the Flow Around a Fixed and Yawed Cylinder in the Presence of Free-Surface”, *Proceedings of the The 22nd International Ocean and Polar Engineering Conference, ISOPE 2012*.
- Gerrard, J.H., 1966, “The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies”, *Journal of Fluids Mechanics*, Vol. 25, pp. 401–413.
- Hanson, A.R., 1966, “Vortex Shedding from Yawed Cylinders”, *Technical notes AIAA Journal*, Vol. 4, pp. 738–740.
- Jeong, J. and Hussain, F., 1995, “On the identification of a vortex”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 285, pp. 69–94.
- Lucor, D. and Karniadakis, G.E., 2003, “Effects of Oblique Inflow in Vortex-Induced Vibrations”, *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 71, pp. 375–389.
- Marshall, J.S., 2003, “Wake dynamics of yawed cylinder”, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 125, pp. 97–103.
- Matsuzaki, K., Shingai, M., Haramoto, Y., Munekata, M. and Ohba, H., 2004, “Visualization of three-dimensional flow structures in the wake of an inclined circular cylinder”, *Journal of Visualization*, pp. 309–316.
- Norberg, C., 2003, “Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements”, *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 17, pp. 57–96.
- Qian, Y., d’Humières, D. and Lallemand, P., 1992, “Lattice BGK Models for the Navier-Stokes Equation”, *Europhysics Letters*, Vol. 17, pp. 479–484.
- Ramberg, S.E., 1983, “The effects of yaw and finite length upon vortex wakes of stationary and vibrating circular cylinders”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 128, pp. 81–107.
- Sears, W.R., 1948, “The Boundary Layer of Yawed Cylinders”, *Journal of Aeronautical Sciences*, Vol. 15, pp. 49–52.
- Snarski, S.R., 2004, “Flow over yawed circular cylinders: Wall pressure spectra and flow regimes”, *Physics of Fluids*, Vol. 16, pp. 344–359.
- Succi, S., 2001, “The Lattice Boltzmann Equations for Fluid Dynamics and Beyond”, Ed. Oxford University press.
- van Atta, C.W., 1968, “Experiments on Vortex Shedding from Yawed Circular Cylinders”, *Technical notes AIAA Journal*, Vol. 6, pp. 931–933.
- Vlachos, P.P. and Telionis, D.P., 2008, “The effect of free surface on the vortex shedding from inclined circular cylinders”, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 130, pp. 1–9.
- Willden, R.H.J. and Guerbi, M., 2010, “Vortex Dynamics of Stationary and Oscillating Cylinders in Yawed Flow”, *Proceedings of the 6th IUTAM Symposium on Bluff Bodies Wakes and Vortex-Induced Vibrations — BBVIV6*, pp. 47–54.
- Yakhot, V. and Orszag, S.A., 1986, “Renormalization Group Analysis of Turbulence. I. Basic Theory”, *Journal of Scientific Computing*, Vol. 1, No. 2, pp. 3–51.
- Yeo, D. and Jones N.P., 2011, “Characterization of flow oblique to a circular cylinder with low aspect ratio using 3-D detached eddy simulation”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 99, pp. 1117–1125.
- Zdravkovich, M.M., 2003, “Flow around circular cylinders Vol. 2: Applications”, Ed. Oxford University Press.
- Zhou, T., Razali, S. F. M., Zhou, Y., Chua, L. and Cheng, L., 2009, “Dependence of the wake on inclination of a stationary cylinder”, *Experiments in fluids*, Vol. 46, pp. 1125–1138.

## 6. Responsibility notice

The author(s) is (are) the only responsible for the printed material included in this paper

## Avaliação numérica dos efeitos de turbulência no escoamento sanguíneo das coronárias quando na presença do cateter

**Victor Cagnoni Jakitsch, victor@jakitsch.com.br**

**Janaina Macedo Rodrigues da Cunha, janinamacedocunha@yahoo.com.br**

**Thabata Coaglio Lucas, thabataclucas@yahoo.com.br**

**Rudolf Huebner, Rudolf@ufmg.br**

Universidade Federal de Minas Gerais; Av. Antônio Carlos, 6627-31270-901 Belo Horizonte – MG – Brasil

**Abstract.** *Procedimentos angiográficos são uma realidade em se tratando de formas de diagnóstico de patologias cardíacas. Estudos indicam que o escoamento sanguíneo na artéria coronária é perturbado pelo cateter, entretanto a extensão de sua influência é dificilmente estimada, demonstrando que 30% de obstrução da área da seção transversal do vaso é suficiente para causar danos às células endoteliais presentes na camada íntima da parede das artérias. Logo, presume-se que a presença do cateter nessa região, por um período que pode exceder duas horas de procedimento clínico, intensifica a destruição das células endoteliais. O presente trabalho tem por objetivo simular numericamente o escoamento sanguíneo no interior das artérias coronárias e avaliar os seus efeitos nas hemodinâmica do escoamento.*

### 1. INTRODUÇÃO

Os cateteres são dispositivos invasivos que podem ser inseridos via arterial para fins diagnósticos e terapêuticos. Em geral, os cateteres quando inseridos no interior dos vasos sanguíneos entram em contato com a túnica íntima da parede das artérias e, têm como função a retirada e a infusão de líquidos, monitorização hemodinâmica invasiva e a realização de exames laboratoriais.

A angiografia coronária é o procedimento mais utilizado nos laboratórios de hemodinâmica em todo o mundo (POHL; PETROIAN, 2000; BRITO 2008). O procedimento é denominado cineangiografia, uma vez que ocorre a opacificação seletiva das artérias coronárias, através da injeção de contraste, com filmagem das imagens dinâmicas em diferentes projeções. O objetivo é mostrar com detalhes a anatomia das artérias coronárias, identificando lesões obstrutivas ateroscleróticas, anomalias de origem de coronárias, fístulas e aneurismas.

No que diz respeito aos cateteres arteriais, e em especial aqueles que entram no interior das coronárias, a força de contato e fricção devido aos movimentos de rotação e translação com a parede do vaso possibilita a lesão de células endoteliais e ruptura de placas ateromatosas. Ressalta-se que, a bifurcação e mudanças na curvatura das coronárias, durante o ciclo cardíaco pulsátil, fazem com que o deslocamento do cateter na direção axial do vaso implique em movimentos mecânicos na parede endotelial do vaso sanguíneo que podem levar a lesões e a rupturas de placas ateromatosas.

É interessante destacar que, na trombose arterial, os trombos são formados principalmente por plaquetas e fibrinas, e geralmente é iniciado pela ruptura mecânica ou espontânea da placa aterosclerótica, processo que expõe ao escoamento sanguíneo material trombogênico rico em lipídios.

Além das complicações devido à formação de trombos arteriais, o cateter pode alterar o padrão de escoamento sanguíneo, velocidade, pressão, taxa de deformação e tensão de cisalhamento no interior dos vasos. A modificação da tensão de cisalhamento e a tensão na placa ateromatosa causada pelos cateteres predispõem a uma maior possibilidade de rupturas das placas, uma vez que, regiões menos rígidas das placas, onde há uma alta concentração de lipídeos e baixa calcificação, tendem a acumular maiores tensões intravasculares. Acrescenta-se a isso, a relação entre a tensão de cisalhamento e a viscosidade sanguínea, isto é, regiões de baixas tensões de cisalhamento apresentam um aumento da viscosidade favorecendo a agregação plaquetária e indução de fatores trombóticos.

Dessa forma justifica-se a realização de simulações numéricas do escoamento sanguíneo para aumentar o entendimento dos mecanismos trombogênicos no interior de vasos arteriais coronarianos quando na presença de cateteres.

### 2. MATERIAIS E MÉTODOS

#### 2.1. Geração do domínio tridimensional

Para a construção dos modelos geométricos tridimensionais arteriais utilizou-se imagens adquiridas do programa “Visible Human Project”, que se propõe a criar uma base de imagens digitais de dois cadáveres, um masculino e um feminino, partindo de cortes anatômicos transversais, tomografia de raios X a fresco e congelado e de ressonância magnética. As imagens axiais anatômicas foram de 2048 pixels por 1216 pixels, onde cada pixel é definido por 24 bits de cor e cada imagem composta de aproximadamente 7.5 megabytes de dados. Imagens do cadáver coincidentes com a extensão do coração foram exportadas para o software SolidWorks®, no qual as artérias coronárias foram reconstruídas,

a Fig.1(a) mostra a geometria coronariana do lado esquerdo do coração. A geometria do cateter arterial foi aproximada por um cilindro, como na Fig.1(b).

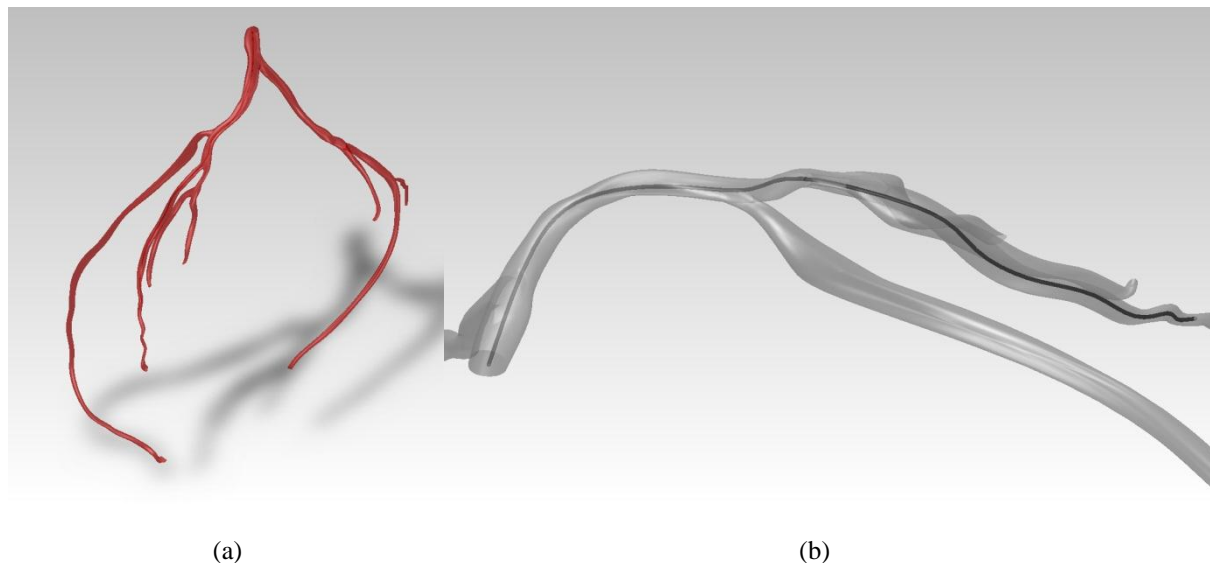


Figura 1. Geometria das coronárias esquerdas (a); Detalhe do cateter inserido no interior das artérias coronárias do lado esquerdo (b).

## 2.2. Geração de malha e elementos

As malhas para as simulações foram geradas com elementos tetraédricos e elementos prismáticos que foram inseridos nas vizinhanças da parede dos vasos arteriais para permitir uma melhor precisão dos parâmetros de escoamento. Uma camada de contorno da geometria da parede da artéria e do cateter consistindo de 8 camadas com espessura total de 1mm e fator de crescimento de 1.2(razão entre as distâncias de duas camadas consecutivas na proximidade da parede). O número total de 1732282 nós e de 4448043 de elementos, a Fig.3 mostra a malha e as condições na proximidade da parede da geometria.

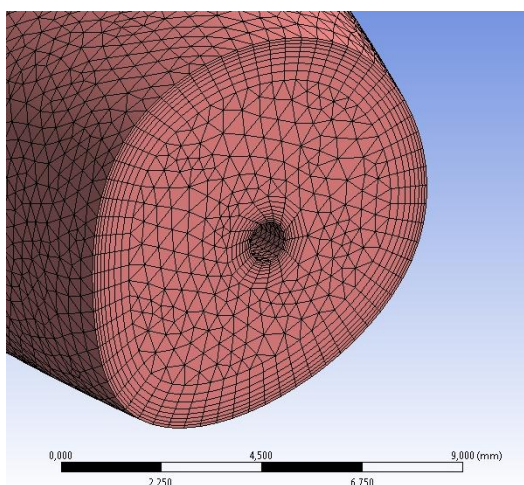


Figura 3. Detalhe da malha nas proximidades da parede do domínio.

## 2.3. Condições de contorno e modelos de escoamento

Os modelos de simulação adotados partiram da solução das equações de Navier-Stokes para conservação da massa e do momento, através de do software ANSYS/CFX. Foram considerados dois modelos de escoamento, ambos permanentes, incompressíveis e Newtonianos. Primeiramente o escoamento sanguíneo foi considerado laminar com viscosidade dinâmica 0.00345Pa.s e densidade de 1050 kg/m<sup>3</sup>.

A equação de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis de um fluido Newtoniano, satisfaz uma relação linear entre taxa de deformação e tensão de cisalhamento. A conservação da massa, Eq.(1), e o momento, Eq.(2), podem ser expressos como:

$$\nabla[u] = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial[u]}{\partial t} + \rho[u] \nabla[u] = -\nabla p + \nabla \cdot \left[ (\mu + \mu_T) (\nabla[u] + \nabla[u]^T) \right] \quad (2)$$

Os mesmos parâmetros foram adotados quando considerado um modelo de escoamento turbulento *k- $\omega$  Shear Stress transport (SST)*, no qual *k* é a energia cinética turbulenta e  $\omega$  a taxa de dissipação específica. Esse modelo leva em conta a tensão de cisalhamento turbulenta e produz previsões de elevada precisão sobre o começo e a quantidade de separação do fluido sobre a ação de gradientes de pressão adversos. O modelo *SST* foi adotado por ser mais robusto e preciso em superar erros na proximidade da parede do domínio quando em condições de baixos números de Reynolds. Este modelo leva em conta o transporte da tensão de cisalhamento turbulenta pela inserção de efeitos de transporte na formulação da viscosidade turbulenta.

As equações de transporte, uma para energia cinética turbulenta, *k*, Eq.(3), e para taxa de dissipação específica  $\omega$ , Eq.(4), são:

$$\frac{\partial[\rho k]}{\partial t} + \nabla(\rho[u]k) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\rho k}{2\omega} \right) \nabla k \right] + P_k - (0.09)\rho k \omega \quad (3)$$

$$\frac{\partial[\rho \omega]}{\partial t} + \nabla(\rho[u]\omega) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\rho k}{2\omega} \right) \nabla \omega \right] + \frac{5}{9} \frac{\omega}{k} P_k - (0.075)\rho \omega^2 \quad (4)$$

A Equação (5) descreve a frequência turbulenta.

$$\mu_{turb} = \frac{\rho k}{\omega} \quad (5)$$

Ainda sobre as condições de contorno as paredes foram consideradas rígidas e estáticas, logo o movimento cardíaco contrátil nas artérias será negligenciado, uma vez que, há evidências de que seu efeito é pequeno comparado ao da pulsação do escoamento (Huo *et al.*, 2009; Kim *et al.*, 2010). Foi adotada uma velocidade na entrada das coronárias de 0.35m/s. As pressões de saída do escoamento foram adotadas conforme dados obtidos em Kim *et al.* (2010) e Serruys *et al.* (1993), dispostos na Tab. 1. A convergência foi considerada atingida quando os residuais das equações de governo se tornaram inferiores a  $10^{-4}$ .

Tabela 1. Dados de pressão na saída das coronárias

Localização na artéria	Condição de Contorno
Entrada	0,35 m/s
Esquerda	94,71 mmHg
Circunflexa	91,71 mmHg
Ramos	84,15 mmHg
Descendente Anterior	94,48 mmHg

As Equações (6) e (7) mostram as condições de contorno para o modelo de turbulência:

$$k = \frac{3}{2} \left[ I_{def} \max(U_s |U_{IG} U_\omega) \right]^2 \quad (6)$$

$$\omega = \frac{k}{\nu(\mu_T / \mu)} \quad (7)$$



### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A presença do cateter de fato perturba o escoamento, levando ao aparecimento de vórtices nas vizinhanças das bifurcações ao longo do domínio, esse efeito independe do modelo de escoamento adotado, conforme na Fig. 3(a) e (b). Contudo escoamentos turbulentos podem gerar vórtices com força suficiente para criar um fluxo negativo no limite do escoamento (Kagadis *et al.*, 2008). No presente estudo, no entanto, o fluido deixou o domínio em todos os pontos de saída. Os valores de velocidade na região central do escoamento nas artérias sofreu pouca mudança, sendo mais pronunciadas as variações de velocidade nas paredes dos vasos que foram maiores no caso de escoamento turbulento. Deve-se destacar que o escoamento no fim do cateter apresenta-se como ponto crítico, provocando variações no perfil de velocidade como apontado por Torii *et al.* (2007).

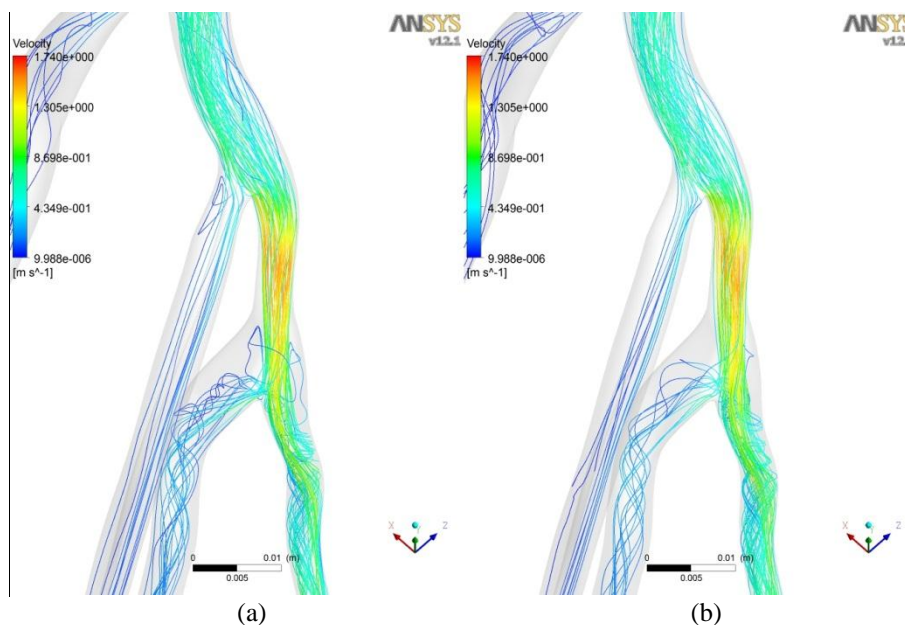


Figura 3. Padrão de escoamento no interior das coronárias nos regimes laminar (a) e turbulento (b)

Os valores globais da distribuição de pressão nos planos variaram muito pouco com a mudança do modelo de escoamento, variando de 13300.0Pa – 12490.0Pa, para o caso laminar e 13150.0Pa – 12440.0Pa, para a condição turbulenta, como mostra a Fig. 4.

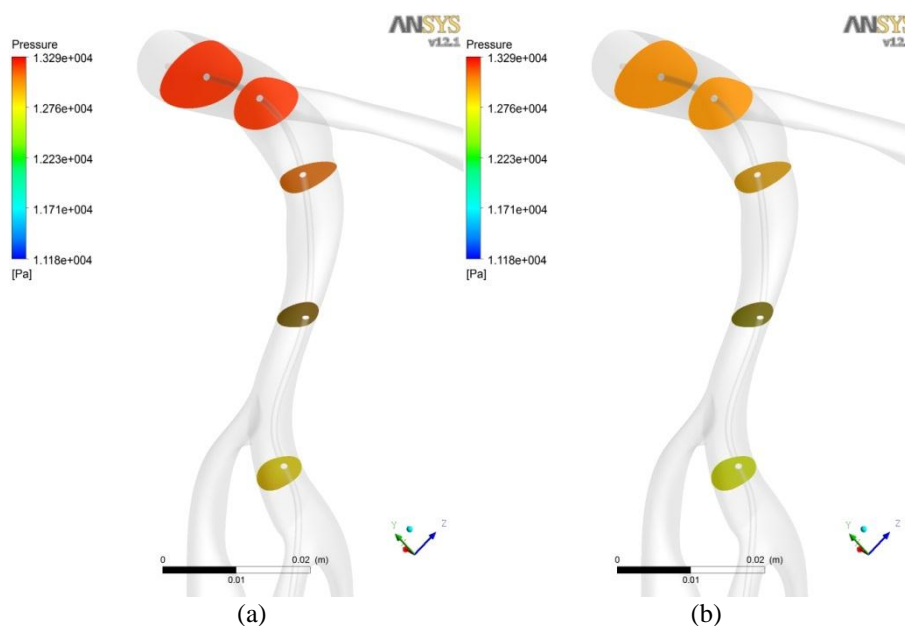


Figura 4. Planos de corte ao longo do domínio.

As zonas com tensões muito baixas, localizam-se no seio das recirculações formadas nos ramos principais e secundários da bifurcação, onde a velocidade do sangue é baixa e segundo vários autores existe a possibilidade de se formarem coágulos devido à adesão das plaquetas, glóbulos vermelhos e lipóides, originando a formação de placas ateróticas e trombos (O'CALLAGHAN *et al*, 2006, LI *et al*, 2007; VALENCIA; BAEZA, 2009). Em ambos os casos identificou-se regiões de baixas velocidades de escoamento, principalmente no caso no qual não há turbulência. Porém os valores de tensão de cisalhamento do sangue e de taxa de deformação foram menores no escoamento turbulento, com variações máximas da ordem de 30% para ambos os casos. Ao fim do cateter as variações de tensão de cisalhamento foram ainda mais acentuadas quando se compara o caso laminar com o turbulento como na Fig. 5.

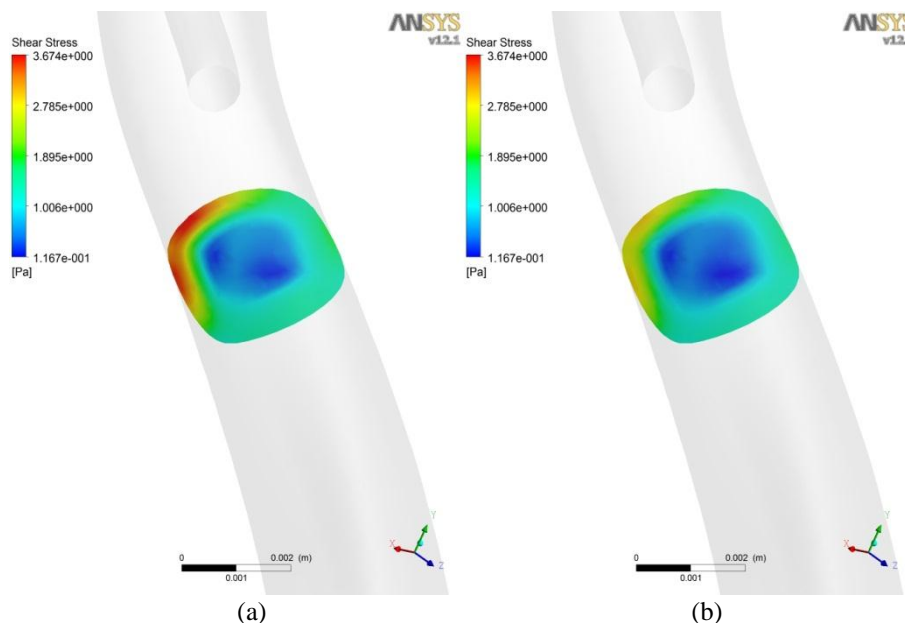


Figura 5. Tensão de cisalhamento após o fim do cateter.

#### 4. LIMITAÇÕES

Os presentes resultados referem-se a um modelo específico de artéria coronária em uma condição de contorno restrita que depende das condições fisiológicas e anatômicas de cada paciente. A velocidade na entrada do escoamento foi suposta constante, tal suposição afeta diretamente o perfil de escoamento principalmente próximo à entrada.

#### 5. CONCLUSÕES

O presente trabalho analisou o escoamento sanguíneo newtoniano pelo interior das artérias coronárias, segundo modelos de escoamento laminar e turbulento. A adoção de um modelo de turbulência para a análise dos efeitos do cateter no escoamento sanguíneo pelas coronárias permite levar em conta as interações do escoamento com a parede do domínio, sendo esse modelo adequado para prever o escoamento na presença de cateteres, considerando a variação da tensão de cisalhamento, devido à interação destes com o sangue. Os efeitos do cateter no escoamento sob influência de turbulência mostram resultados que convergem para a indução de fatores trombogênicos, como a redução da tensão de cisalhamento e da velocidade do escoamento.

#### 6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à FAPEMIG Projeto TEC-APQ-02484-10, à Pró-Reitoria de Pesquisa da UFMG e ao CNPq projeto 800127/2011-0.

#### 7. REFERÊNCIAS

- Brito, C.J. Cirurgia vascular: cirurgia endovascular, angiologia. 2ed. Rio de Janeiro: Revinter, 2008.
- Huo, Y. et al. Effects of Vessel Compliance on Flow Pattern in Porcine Epicardial Right Coronary Arterial Tree. *Journal Biomechanics*, v.42, n.5, pp. 594–602, 2009.
- Kagadis, C.G. et al., 2008. “Computational representation and hemodynamic characterization of in vivo acquired severe stenotic renal artery geometries using turbulence modeling” *Medical Engineering & Physics*, Vol.30, pp.647-660.

Kim, H.J. et al. Developing computational methods for three-dimensional finite element simulations of coronary blood flow. *Finite elements analysis and design*, v.46, n.6, pp.514-525,2010

Li, M.X. et al. Numerical analysis of pulsatile blood flow and vessel wall mechanics in different degrees of stenoses. *Journal of biomechanics*, v.40,pp.3715-3724,2007.

O’Callaghan, S. et al. Numerical modelling of Newtonian and non-Newtonian representation of blood in a distal end-to-side vascular bypass graft anastomosis. *Medical Engineering & Physics*, v. 28 pp. 70–74, 2006.

Pohl, F.F.; Petroian, A. *Tubos, sondas e drenos*. Rio de Janeiro: Guanabara Koogan, 2000

Torii, R. et al. A computational study on the influence of catheter-delivered intravascular probes on blood flow in a coronary artery model. *Journal of Biomechanics*, v.40,pp.2501-2509,2007.

U.S. National Library Of Medicine. National Institutes of Health The visible human project. Disponível em: <[http://www.nlm.nih.gov/research/visible/visible\\_human.html](http://www.nlm.nih.gov/research/visible/visible_human.html)>. Acesso em: 29 de janeiro, 2011.

Valencia, A.; Baeza, F. Numerical simulation of fluid-structure interaction in stenotic arteries considerinh two layer nonlinear anisotropic structural model. *International communications in heat and mass transfer*,v.36,pp.137-142, 2009.

Valencia, A.; Baeza, F. Numerical simulation of fluid-structure interaction in stenotic arteries considerinh two layer nonlinear anisotropic structural model. *International communications in heat and mass transfer*,v.36,pp.137-142, 2009.

Vimmir J., Jonásová A. Non-Newtonian effects of blood flow in complete coronary and femoral bypasses. *Mathematics and Computers in Simulation*, Vol.80, No. 3, pp.1324–1336, 2010.

## **8. AVISO DE RESPONSABILIDADE**

Os autores são os únicos responsáveis pelo material incluído nesse artigo.

# INFLUÊNCIA DA LARGURA DA BOCA DO TUBO DE ÓRGÃO NO TIMBRE GERADO PELO MESMO

Filipe Scherer Machado, [filipe\\_scherer@yahoo.com.br](mailto:filipe_scherer@yahoo.com.br)

Maria Luiza Sperb Indrusiak, [mlsperb@unisinis.br](mailto:mlsperb@unisinis.br)

Universidade do Vale do Rio dos Sinos – UNISINOS

Av. Unisinis, 950, São Leopoldo, RS

**Abstract.** *This paper presents an experimental study on the influence of the geometry of the mouth of a pipe organ in the tone generated by it. The pressure signal generated by the air flow was acquired with a microphone and Fourier analysis was performed. The results showed that the geometry of the mouth has a significant influence on the frequency produced by the pipe organ, thus counteracting the mathematical models which estimate the frequency of the pipe organ only by the length of the tube.*

**Keywords:** *pipe organ, Fourier analysis.*

## 1. INTRODUÇÃO

A fabricação de órgãos de tubo é feita de forma totalmente artesanal. Até hoje os componentes de um órgão são produzidos pelas mesmas orientações que eram seguidas pelos antigos mestres organeiros. Pouco se sabe sobre a real influência de cada fator geométrico no som produzido pelo instrumento. Para avaliar a real influência de um dos fatores geométricos na onda sonora produzida por um tubo de órgão o presente trabalho propõe fazer uma análise do timbre produzido para cada configuração do tubo de órgão.

Muitos fenômenos que ocorrem nos instrumentos musicais também ocorrem de forma semelhante nos processos de combustão, como, por exemplo, as chamadas “singing flames” estudadas por Lord Rayleigh, em 1896, ou, mais recentemente, o estudo de interações entre os fenômenos acústicos e a instabilidade da combustão, desenvolvido por Hedge, Reuter e Zinn, 1990. Este fenômeno é importante em turbinas de aviação, em que o ruído provocado pelos fenômenos acústicos pode, além de provocar desconforto, ser fator de desestabilização do funcionamento da turbina.

Trabalhos semelhantes envolvendo instrumentos musicais já foram desenvolvidos por Fletcher e Tarnopolsky, 1999, dois pesquisadores da School of Aerospace and Mechanical Engineering, da Academia da Força Aérea Australiana, que estudaram experimentalmente os sinais de pressão acústica produzidos por trompetes.

Em 2012 Yaday e Kushari realizaram um trabalho experimental tomando como ponto de partida a premissa de que as oscilações da combustão são governadas pelas oscilações termo-acústicas e pela formação de vórtices. Eles analisaram, em um combustor com a chama estabilizada, o efeito da esteira de vórtices formada por uma barra de aço fina posicionada perpendicularmente ao escoamento reativo, realizando medições de flutuação de pressão e filmagem da chama.

A geração de ondas sonoras por chamas pré-misturadas também foi estudada numericamente por Talei et al, 2012. Eles citam a importância de estudos deste tipo devido à poluição sonora causada por processos de combustão, por exemplo, em turbinas, e às instabilidades que podem ser causadas pela interação entre as ondas sonoras e as flutuações da combustão.

Este trabalho tem como objetivo verificar a influência da geometria do tubo de órgão no timbre produzido pelo mesmo. Para tal foi construída uma bancada de testes para a captura das ondas sonoras emitidas por cada geometria do tubo.

## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O tubo de órgão é um instrumento de sopro que produz apenas uma nota. Quanto à forma, os tubos do órgão podem ser: flautados ou palhetados, abertos ou fechados, retos ou cônicos e seção circular ou retangular. O som é produzido pela vibração da massa de ar originada no instrumento (OLSON, 1967).

Um tubo de órgão pode ser dividido em três partes principais: o corpo, onde o ar irá vibrar quando o tubo for acionado; o pé do tubo, que é o reservatório de ar para manter o som por alguns instantes; e a boca do tubo, onde ocorre o escape do ar (Fig. 1). Os outros três componentes que constituem a boca do tubo de órgão são: lábio superior, lábio inferior e alma, que nada mais é que uma chapa que separa o corpo do tubo do pé do tubo.

### 2.1. Funcionamento do tubo de órgão flautado, aberto, reto e de seção circular

Segundo Serway e Jewett Jr. (2011), nos tubos flautados e retos a principal característica geométrica é o comprimento do tubo. A frequência correspondente ao tubo é determinada pelo seu comprimento. A coluna de ar no interior destes tubos possui uma frequência natural de vibração dada pela equação:

$$f = \frac{NV}{2L} \tag{1}$$

onde  $f$  é a frequência,  $N$  é harmônico em questão,  $V$  é a velocidade do som no ar e  $L$  é o comprimento do tubo.

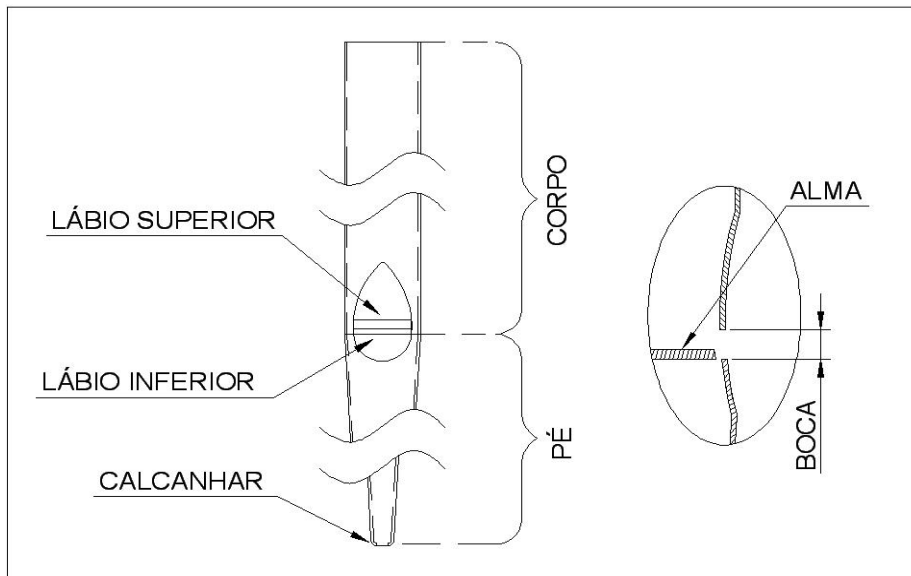


Fig. 1: Principais partes de tubo de órgão

Cada tubo de órgão produz, quando acionado, vários harmônicos ao mesmo tempo. Cada um destes harmônicos possui uma determinada amplitude. A maior amplitude se dá no primeiro harmônico e, à medida que o número do harmônico aumenta, a amplitude da respectiva onda diminui (OLSON, 1967).

Quando o organista aperta uma tecla do órgão, é liberada a passagem do ar para o pé do tubo. Após o preenchimento de ar no pé do tubo o ar é forçado a sair pela folga existente entre a alma do tubo e o lábio inferior. Devido ao fato desta folga ser muito pequena ocorre um estrangulamento do fluxo de ar aumentando significativamente a velocidade do escoamento. Segundo a equação de Bernouli, quando há um aumento na velocidade de um escoamento ocorre uma diminuição da pressão (mesmo efeito ocorrido no medidor Venturi). Como o jato de ar possui uma pressão bem abaixo da pressão atmosférica, o mesmo é empurrado para dentro do tubo. Após alguns instantes o ar é empurrado para fora do tubo pelo mesmo motivo citado anteriormente (Fig. 2). Assim se inicia um ciclo que se mantém enquanto o organista estiver pressionando a tecla.

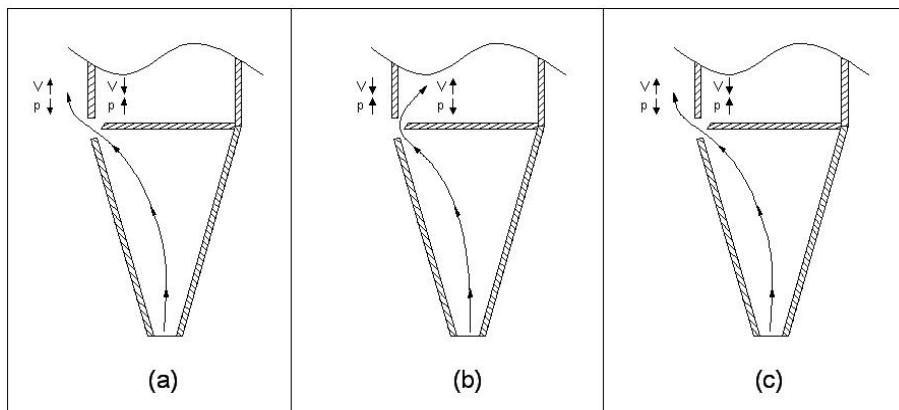


Fig. 2: Princípio de funcionamento do tubo de órgão

Quando um instrumento musical é tocado ou algum ser vivo emite algum som, vários harmônicos são produzidos simultaneamente pelo instrumento ou pelas cordas vocais. Considerando-se o princípio da superposição, desenvolvido por Fourier, a presença de várias ondas sendo propagadas simultaneamente no mesmo meio resultará em uma onda resultante que será descrita pela soma algébrica das senóides relativas aos harmônicos produzidos pelo tubo (FOURIER

apud SERWAY; JEWETT, 2011). Esta configuração da onda resultante é chamada de timbre. É o timbre, ou seja, uma soma de inúmeras senóides, que nos faz diferenciar o som produzido por um piano e uma flauta, ou entre a voz de uma determinada pessoa ou de outra.

É sabido que muitos fatores geométricos do tubo de órgão influenciam o timbre. Entre os principais fatores estão: altura e diâmetro do corpo do tubo, largura e altura da boca do tubo, folga entre a alma do tubo e o lábio inferior, além, é claro, da forma construtiva de cada tubo (cilíndrico, cônico, flautado, palhetado, etc.).

## 2.2. Análise de Sinais

Existem dois tipos de sinais: os sinais de tempo contínuo e os sinais de tempo discreto. Os sinais de tempo contínuo são definidos para todo e qualquer instante de tempo. Um exemplo de sinal de tempo contínuo pode ser visto em uma música gravada em um disco de vinil. Os sinais de tempo discreto são definidos apenas para alguns instantes de tempo. Um exemplo de sinal de tempo discreto pode ser visto em uma música gravada em um CD. Os gráficos de sinais de tempo contínuo e discreto podem ser vistos na Fig. 3.

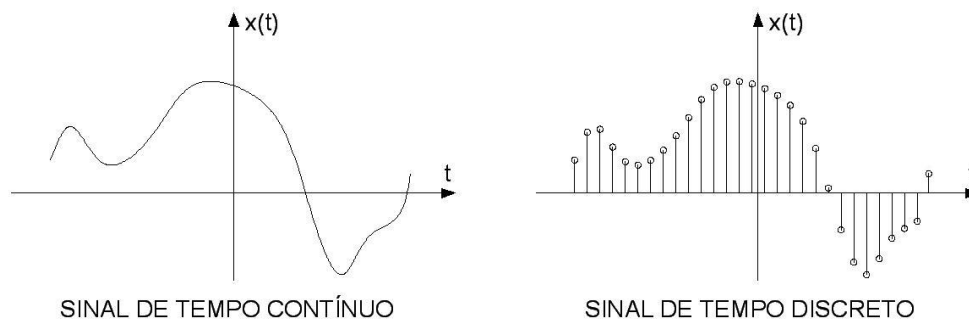


Fig. 3: Sinais de tempo contínuo e discreto

Quando se executa a aquisição de um sinal usa-se uma determinada frequência de aquisição. Esta frequência de aquisição representa o intervalo de tempo entre as medições feitas pelo instrumento de captação do fenômeno que será, posteriormente, transformado em sinal. Caso o valor da frequência de aquisição seja menor que o valor da frequência medida o sinal será mascarado. Este mascaramento do sinal é chamado de dobramento (ou aliasing) (HAYKIN, 1983). Na Fig. 4 o fenômeno de dobramento pode ser visto claramente.

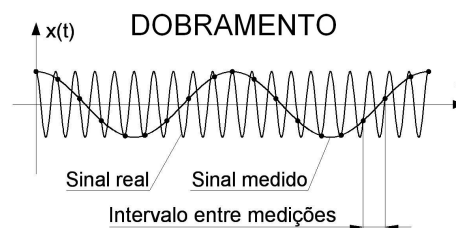


Fig. 4: Representação do fenômeno de dobramento

Para evitar o dobramento deve-se usar uma determinada frequência de aquisição de dados. Esta frequência é chamada de frequência de Nyquist. O valor da frequência de Nyquist é o dobro do valor da frequência que se deseja medir. Por segurança usa-se uma frequência de aquisição em torno de três vezes o valor da frequência que se deseja medir.

## 2.3. Transformada de Fourier

Um sinal periódico pode ser decomposto em uma soma de muitas diferentes senóides de amplitudes e frequências diferentes. Assim, um determinado timbre pode ser decomposto em centenas de outras senóides. O resultado desta decomposição é chamado de Transformada de Fourier. A transformada de Fourier altera o domínio do sinal de “tempo” para “frequência”, como pode ser visto na Fig. 5.



Fig. 5: Transformada de Fourier.

A transformada de Fourier de tempo discreto é a aplicação da transformada de Fourier para sinais discretos e é definida por

$$X(e^{j\Omega}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n)e^{-j\Omega n} \quad (2)$$

A transformada  $X(e^{j\Omega})$  descreve o sinal  $x(n)$  como função de frequência senoidal  $\Omega$  e é denominada representação no domínio de frequências de  $x(n)$ . O módulo ou magnitude de  $X(e^{j\Omega})$  é conhecido como espectro de magnitude. Similarmente, a fase de  $X(e^{j\Omega})$ , é conhecida como espectro de fase (HAYKIN; VAN VEEN, 2001).

### 3. TRABALHO EXPERIMENTAL

Para fazer as medições dos timbres dos tubos de órgão foi construída uma bancada de teste que está apresentada na Fig. 6. As ondas sonoras emitidas pelo tubo de órgão na bancada de teste foram capturadas pelo microfone e enviadas, analogicamente, para a placa de aquisição de dados. A placa de aquisição converte o sinal analógico em um sinal digital e o envia para o computador, onde o mesmo foi processado pelo software Cool Edit Pro 2.1. Pode-se dizer que o local em que a bancada foi construída se aproxima de um ambiente classificado como campo aproximadamente livre, devido à existência de uma parede localizada na retaguarda da instalação, a uma distância de 0,4 m.

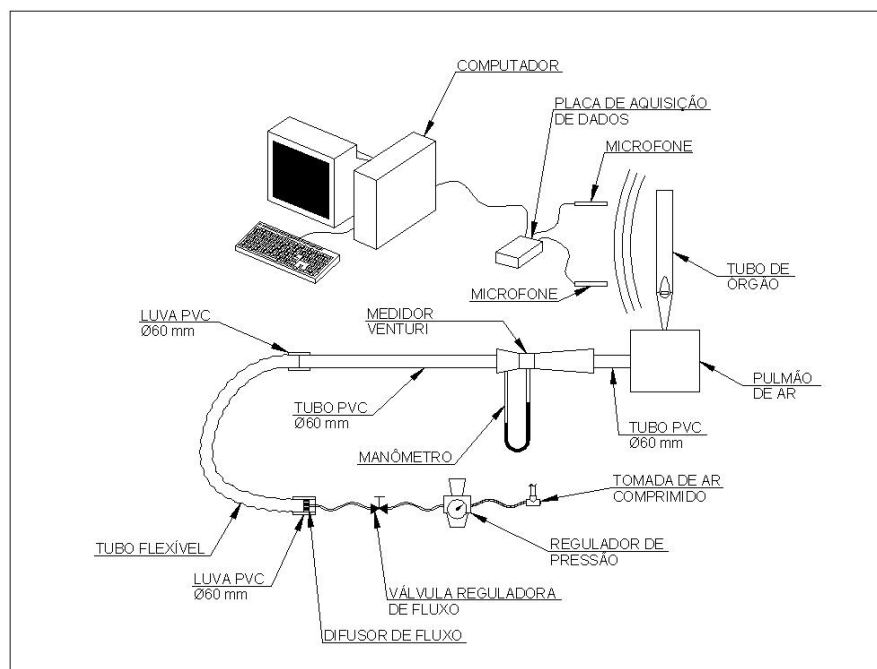


Fig. 6: Principais componentes da bancada de testes



Devido ao fato de se desejar medir frequências de até 12000 Hz, aproximadamente, e utilizando o critério de Nyquist com segurança foi utilizada uma frequência de aquisição de dados de 44100 Hz.

O tubo de órgão utilizado neste trabalho para a determinação do timbre foi um tubo flautado aberto, reto e de seção circular,  $F\acute{a}_5$ , ou seja, possui frequência fundamental de 698,46 Hz. O estudo foi realizado com um tubo  $F\acute{a}_5$  pois este foi o tubo doado pela empresa WOMA (fabricante de tubos de órgão)

O corpo do tubo tem 205 mm de comprimento e 25,5 mm de diâmetro interno. A boca do tubo possui 20,8 mm de largura por 5,7 mm de altura. A folga existente entre o a alma e o lábio inferior é de 1 mm. Estas medidas do tubo e as demais podem ser vistas na Fig. 7.

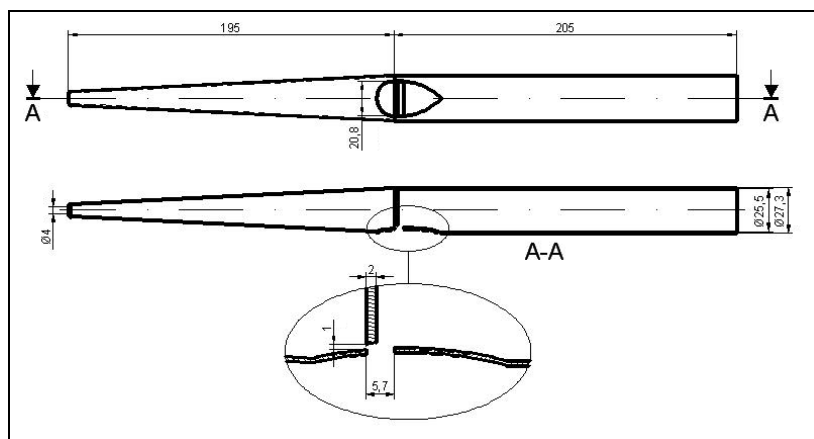


Fig. 7: Desenho de detalhamento do tubo de órgão utilizado

O parâmetro analisado neste trabalho é a largura da boca do tubo de órgão. Este tubo tem, inicialmente, uma largura de boca de 20,8 mm.

Para que se altere o parâmetro em questão dois pares de calços foram fabricados para que, após instalados nos cantos da boca, a largura da boca do tubo de órgão seja diminuída. Cada peça do primeiro par de calços possui 1,4 mm de largura, enquanto as peças do segundo par de calços possuem 3,1 mm de largura. Assim a boca do tubo pode ter 3 larguras:

- 20,8 mm
- 18,0 mm
- 16,4 mm

Foi utilizado silicone para a vedação das folgas existentes entre os calços e as paredes do tubo para garantir que o ar passasse apenas pela boca do tubo. Esta montagem pode ser vista na Fig. 8.

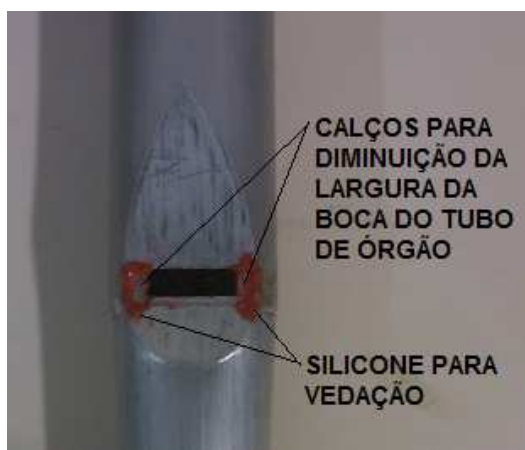


Fig. 8: Modificações na boca do tubo.

#### 4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Foram feitas três análises com os resultados obtidos para cada uma das configurações de boca do tubo de órgão analisado neste trabalho. A primeira análise foi a verificação da equação de determinação dos harmônicos de tubos de órgão. A segunda análise foi a comparação dos harmônicos medidos com os harmônicos teóricos para que se saiba a

real importância da largura da boca de um tubo de órgão. A terceira e última análise foi sobre a influência da largura da boca de tubo de órgão no nível de intensidade sonora.

Estas análises foram feitas a partir dos dados obtidos pelas transformadas de Fourier executadas para cada uma das configurações de geometria.

Nas Fig. 9, 10 e 11 podem ser vistos os espectros de magnitude do som emitido respectivamente pelos tubos com 20,8 mm, 18,0 mm e 14,6 mm de largura de boca. O eixo horizontal representa as frequências em Hertz e o eixo vertical representa o nível de pressão sonora (*NPS*) em deciBel. Foi usado como referência (zero) o *NPS* do laboratório em condição de silêncio.

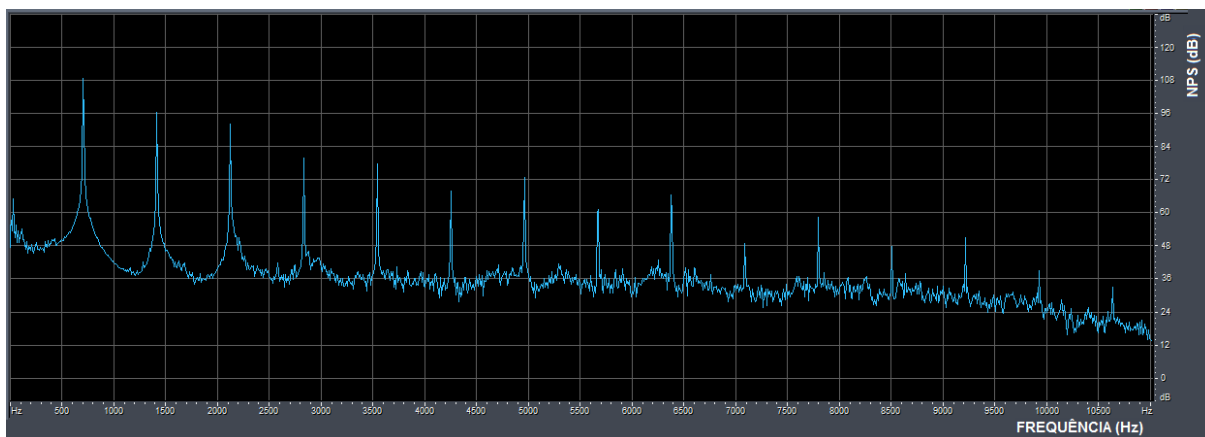


Fig. 9: Espectro de magnitude do tubo de 20,8 mm de largura de boca.

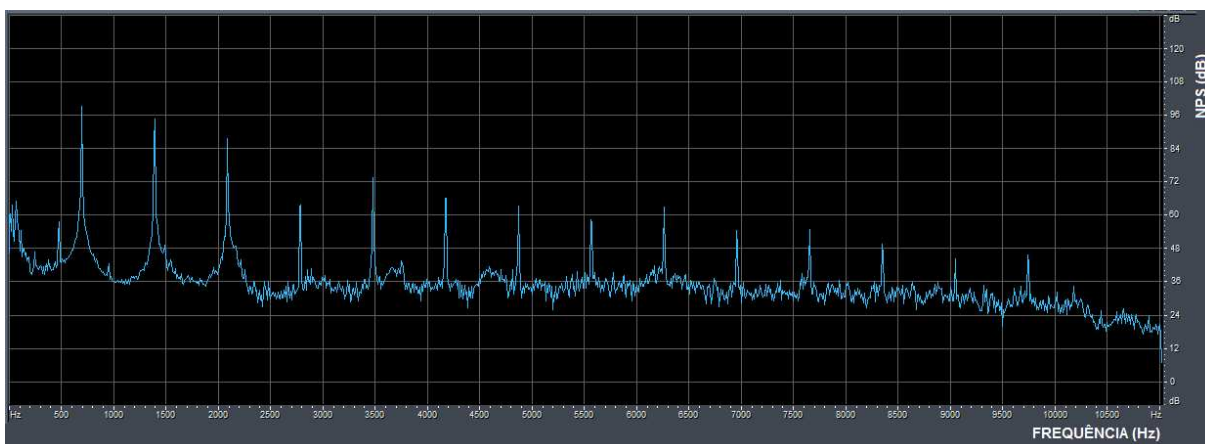


Fig. 10: Espectro de magnitude do tubo de 18,0 mm de largura de boca.

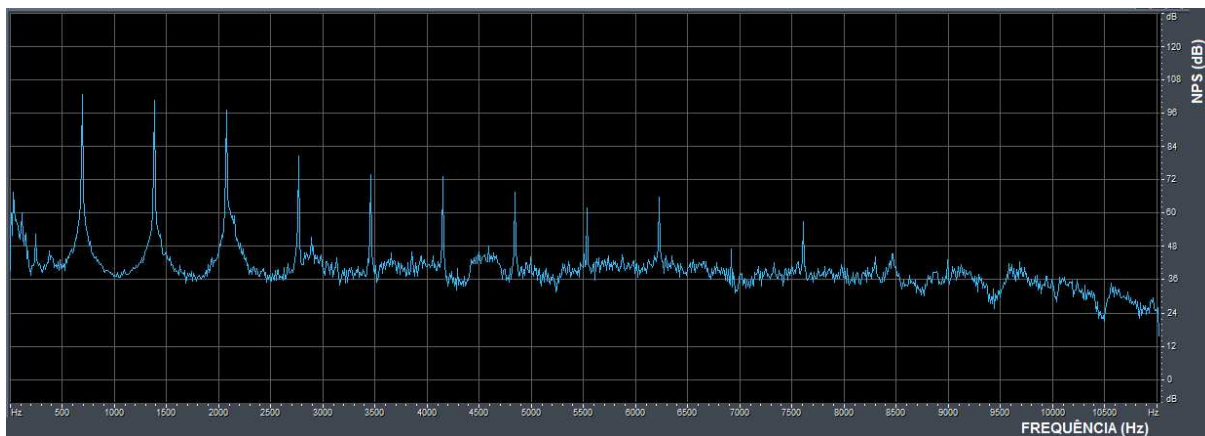


Fig. 11: Espectro de magnitude do tubo de 14,6 mm de largura de boca.

Segundo a Eq. 1 a frequência fundamental de um tubo aberto é determinada, predominantemente, pelo comprimento do tubo. Tomando como base esta afirmação e considerando a velocidade de propagação do som no ar de  $340 \text{ m s}^{-1}$  pode-se dizer que a frequência fundamental deste tubo seria de 829,27 Hz. No entanto, pela análise de Fourier, foram obtidos valores diferentes destes. Na Tab.1 pode-se ver a frequência teórica para um tubo afinado em Fá<sub>5</sub>, a frequência teórica utilizando a Eq. 1 em um tubo com 205 mm de comprimento, e as frequências obtidas com os testes feitos com as diferentes configurações de boca de tubo de órgão.

Tab. 1: Comparativo entre frequências fundamentais teóricas e medidas

Frequência [Hz] Fá <sub>5</sub> teórico, obtida pela teoria musical	Frequência [Hz] Tubo. 205 mm Obtida pela Eq. 1	Frequência [Hz] Boca 20,8 mm	Frequência [Hz] Boca 18,0 mm	Frequência [Hz] Boca 14,6 mm
698,46	829,27	709,59	696,46	692,43

Nota-se que existe uma grande diferença entre o valor encontrado através da Eq.1 e os demais valores da tabela. Comparando a frequência calculada com a frequência medida do tubo com boca de 20,8 mm de largura (tubo original fornecido pela empresa WOMA) observa-se uma diferença de 16,87%.

Os dados obtidos pela transformada de Fourier foram analisados e os picos de frequência foram identificados. Estes picos de frequência são denominados harmônicos. Em um tubo aberto os harmônicos são todos múltiplos da frequência fundamental. A Tab.2 mostra todos os valores dos primeiros 11 harmônicos de um tubo teórico afinado em Fá<sub>5</sub> e os 11 primeiros harmônicos dos tubos medidos.

Tab. 2: Comparativo entre frequências teóricas e frequências medidas

Harmônico	Frequência [Hz] Tubo teórico Fá <sub>5</sub> Obtida pela teoria musical.	Frequência [Hz] Boca 20,8 mm	Frequência [Hz] Boca 18,0 mm	Frequência [Hz] Boca 14,6 mm
1°	698,46	709,59	696,46	692,43
2°	1396,92	1419,17	1393,27	1384,85
3°	2095,38	2128,42	2089,73	2077,28
4°	2793,84	2838,01	2786,53	2769,71
5°	3492,30	3547,60	3483,00	3462,14
6°	4190,76	4257,18	4179,46	4154,56
7°	4889,22	4966,43	4876,26	4846,99
8°	5587,68	5676,02	5572,39	5539,42
9°	6286,14	6385,60	6268,85	6231,84
10°	6984,60	7094,85	6965,32	6924,61
11°	7683,06	7804,44	7661,78	7616,70

Pode-se notar que a largura da boca do tubo de órgão causa uma alteração nos harmônicos medidos. Nota-se também que, quanto maior o número do harmônico, maior é a diferença entre os valores teóricos e os valores medidos.

Mesmo que as maiores diferenças entre as frequências medidas ocorram nos harmônicos de maior número, ou seja, os harmônicos com menor intensidade, é possível notar claramente a diferença entre os timbres de cada configuração de tubo de órgão.

O nível de pressão sonora (NPS) de cada harmônico foi obtido através da transformada de Fourier. Estes dados podem ser vistos na Tab.3 e na Fig. 12. Analisando os valores obtidos pode-se dizer que a diminuição da boca do tubo causou uma pequena queda nos valores de NPS. Porém nota-se que esta característica não obedece um padrão linear pois, para cada configuração nova, alguns harmônicos têm seu NPS diminuído e outros harmônicos têm seu NPS aumentado.

## 5. CONCLUSÃO E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho foi possível verificar a real influência da largura do tubo de órgão no timbre gerado.

Uma questão importante a ser levantada é a aplicabilidade da equação que determina os harmônicos dos tubos à fabricação de tubos. Segundo as medições feitas neste trabalho verificou-se que existem vários parâmetros geométricos que influenciam na frequência fundamental do tubo de órgão além do comprimento de tubo.

A realização deste trabalho também possibilitou um grande embasamento para um futuro estudo sobre combustão, pois existem vários fenômenos que ocorrem na música e ocorrem, de forma análoga, no processo de combustão.

Embora a largura do tubo de órgão já tenha sido testada neste trabalho ainda existem vários fatores que deveriam ser analisados. Fica como sugestão para trabalhos futuros a verificação da influência dos outros parâmetros geométricos no timbre gerado pelo tubo.

Tab 3: Comparativo entre os NPS medidos

Harmônico	NPS [dB(A)] Tubo 20,8 mm	NPS [dB(A)] Tubo 18,0 mm	NPS [dB(A)] Tubo 14,6 mm
1º	108,62	99,11	98,29
2º	96,12	94,29	96,90
3º	92,09	87,34	93,65
4º	79,80	63,36	77,10
5º	77,50	73,33	70,38
6º	67,58	65,78	70,37
7º	72,47	62,98	65,79
8º	60,92	58,26	61,16
9º	66,40	62,81	64,90
10º	48,75	54,28	43,84
11º	57,98	53,18	56,11

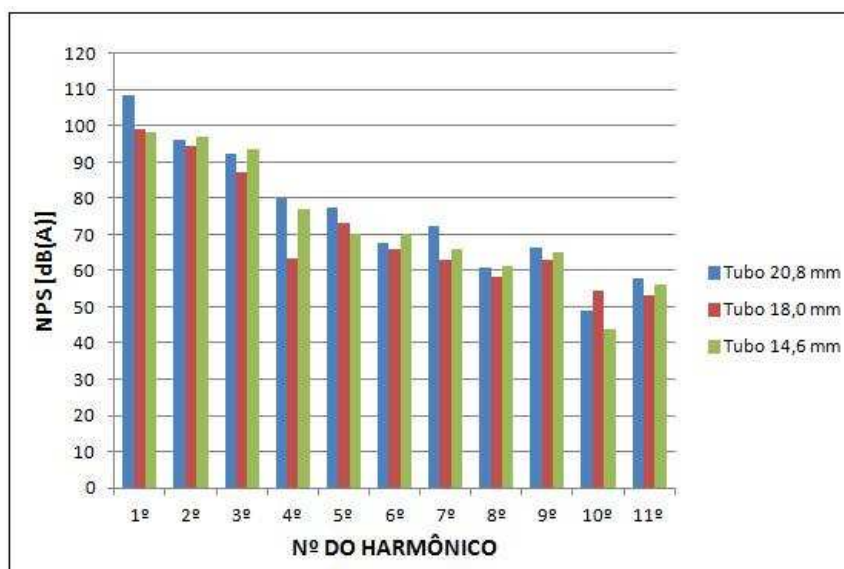


Fig. 12: Comparativo entre os NPS medidos.

## 6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à empresa fabricante de órgãos de tubo WOMA localizada na cidade de Santa Maria – RS, que gentilmente cedeu os tubos de órgão utilizados para se fazer os testes.

## 7. REFERÊNCIAS

- Fletcher, N. H.; Tarnopolsky, A. “Blowing pressure, power, and spectrum in trumpet playing”. Cambera, 1998.
- Haykin, S. “Communication systems”. 2. ed. New York: John Wiley & Sons, 1983.
- Haykin, S.; Van Veen, B. “Sinais e sistemas”. 1. ed. Porto Alegre: Bookman, 2001.
- Hedge, U. G.; Reuter, D. M.; Zinn B. T. “Frequency control in unstable and pulse combustors”. Twenty-third Symposium of combustion. Atlanta, 1990. p. 859-865.
- Olsen, H. F. “Music, physics and engineering”. 2. ed. New York: Dover Publications, 1967.
- Serway, R. A.; Jewett Jr, J. W. “Princípios de física: Movimento ondulatório e termodinâmica”. 3. ed. São Paulo: CENGAGE Learning, 2011.
- Talei, M., Brear, M. J. E Hawkes, E. R. “A parametric study of sound generation by premixed laminar flame annihilation”. Combustion and Flame v. 159, p. 757–769, 2012.
- Yadav, N. P.; Kushari, A. “Passive control of premixed lifted flame in a dump combustor”. Fuel. v. 93 p. 67–74 2011.

## 8. RESPONSABILIDADES

Os autores são os únicos responsáveis pelo material impresso apresentado neste artigo.

# FLOW AROUND A CIRCULAR CYLINDER SOLVING BY IMERSPEC METHODOLOGY: THE COUPLING OF FOURIER PSEUDO-SPECTRAL AND IMMERSED BOUNDARY METHODS

Felipe Pamplona Mariano, [fpmariano@emc.ufg.br](mailto:fpmariano@emc.ufg.br)

Leonardo de Queiroz Moreira, [lqmoreira@emc.ufg.br](mailto:lqmoreira@emc.ufg.br)

Universidade Federal de Goiás, Escola de Engenharias Elétrica, Mecânica e de Computação, Av: Universitária, 1488, Bloco: A  
Piso:3, Goiânia-GO-Brasil.

Aristeu da Silveira Neto, [aristeus@mecanica.ufu.br](mailto:aristeus@mecanica.ufu.br)

Universidade Federal de Uberlândia, Faculdade de Engenharia Mecânica, Laboratório de Mecânica dos Fluidos, Av: João Naves de  
Ávilla, 2121, Bloco: 5P, Uberlândia-MG-Brasil.

**Abstract.** *At the present paper, a new methodology is proposed, which make use of Fourier pseudo spectral method coupled with immersed boundary method, aiming to simulate non-periodic flows over complex geometries. By using a buffer domain and multi-direct forcing method it is possible to represent the boundary conditions and immersed bodies through a force field and obtain high convergence rates and accuracy. In order to validate the new methodology two problems were simulated. The first was the Poiseuille flow, in which solid boundary conditions were imposed and second order convergence rate was reached. The second one was the flow around a circular cylinder, in which quantitative parameters as for instance, drag and lift coefficients and Strouhal number are compared with reference works.*

## 1. INTRODUCTION

High order methods provide an excellent accuracy, for example, high order finite differences method and compact schemes (Ferziger and Peric, 1996). On the other hand, their disadvantage is the larger computational cost in comparison to conventional methodologies. With the advent of spectral methods it became possible to join high accuracy with low computational cost (Canuto, et al., 2007). This low cost is given by the Fast Fourier Transform (FFT) (Cooley and Tukey, 1965), since the cost of a problem resolution with finite differences is order of  $O(N^2)$ , where  $N$  is the number of the grid points, the cost of the FFT is of  $O(N \log 2N)$  (Canuto, et al., 2006). In addition, the projection method was also developed (Canuto, et al., 2006), when this projection process is used is not necessary to calculate the Poisson equation, as it is has been done by conventional methodologies. Normally, solving this equation is the most expensive part of a CFD code. The disadvantage of the spectral methodology is the difficulty to work with complex geometries and boundary conditions.

On the other hand, the most practical method to work with complex geometries is the Immersed Boundary (IBM) (Peskin, 1972). It is characterized by the imposition of a source term, which has the role of a body force added to the Navier-Stokes equation to virtually represent a body immersed in the flow (Goldstein et al., 1993).

A new methodology, presented in this paper, works with Fourier pseudo-spectral method connected with immersed boundary method, it is named IMERSPEC in Mariano et. al, (2010). It is proposed to simulate flows with non-periodic boundary conditions making use of the source term of immersed boundary. Furthermore, the accuracy of immersed boundary is improved, at least to second order for smooth solution problems is obtained.

## 2. MATHEMATICAL MODELING

The mathematical model presented in this section is based on the immersed boundary method and in Multi-Direct Forcing proposed by Wang *et al.* (2008). The equations that govern the problem will be transformed for the Fourier spectral space using the properties of the discrete Fourier transform and, finally, the methodology proposed in the present paper concerns these two methodologies.

### 2.1. Mathematical model for the fluid

The flow is governed by the momentum (Eq. 1) and continuity equations (Eq. 2). The information of the fluid/solid interface (domain  $\Gamma$ , see Figure 1) is passed to the Eulerian domain ( $\Omega$ ) by the addition of the source term to the Navier-Stokes equations, term  $f$  at Eq. 1. This term plays a role of a body force that represents the boundary conditions of the immersed geometry (Goldstein *et al.*, 1993). The equations that govern the problem are presented in the tensorial form:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (2)$$

where  $\frac{\partial p}{\partial x_l} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x_l}$ ;  $p^*$  is the static pressure in  $[N/m^2]$ ;  $u_l$  is the velocity in  $l$  direction in  $[m/s]$ ;  $\frac{f_l^*}{\rho}$ ;  $f_l^*$  is the source term in  $[N/m^3]$ ;  $\rho$  is the density;  $\nu$  is the kinematic viscosity coefficient in  $[m^2/s]$ ;  $x_l$  is the spatial component  $(x,y)$  in  $[m]$  and  $t$  is the time in  $[s]$ . The initial condition is any velocity field that satisfies the continuity equation.

The source term is defined in all domain  $\Omega$ , but presents values different from zero only at the points that coincide with the immersed geometry, enabling that the eulerian field perceives the presence of the solid interface (Enriquez-Remigio and Silveira-Neto, 2007).

$$f_l(\vec{x}, t) = \begin{cases} F_l(\vec{x}_k, t) & \text{if } \vec{x} = \vec{x}_k \\ 0 & \text{if } \vec{x} \neq \vec{x}_k \end{cases} \quad (3)$$

where  $\vec{x}$  is the position of any particle in the fluid and  $\vec{x}_k$  is the position of any point in solid interface (Fig. 1).

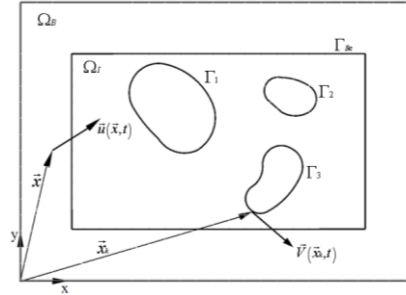


Figure 1: Schematically representation of Eulerian and Lagrangean domain.

The boundary conditions are periodic in all directions in the eulerian domain  $\Omega_B$ , as showed in Fig. 1; this is necessary due pseudo-spectral method periodic property. The boundary condition of the simulated problem is imposed by a direct forcing methodology in  $\Gamma_{BC}$ , and also the boundary conditions of bodies immersed in flow  $\Gamma_i$ .

By verifying Eq. 3 it is possible to conclude that the field  $f_l(\vec{x}, t)$  is discontinuous, which can be numerically solved only when there is coincidence between the Lagrangean points with Eulerian domain. In the cases in which there is no coincidence between these points, which is very frequent in the complex geometries, it is necessary to distribute the function  $f_l(\vec{x}, t)$  on its collocation points neighborhoods. Just by calculating the Lagrangean force field,  $F_l(\vec{x}_k, t)$ , it can be distributed and thus, transmit the geometry presence information to the Eulerian domain. More details about this procedure can be found in Lima e Silva *et al.* (2003) and Uhlmann (2005).

## 2.2. Mathematical model for the immersed interface

The Lagrangean force field, in this study, is calculated by the direct forcing method (DFM), which was proposed by Wang *et al.* (2008). One of the characteristics of this model is that is not necessary to use *ad-hoc* constants and allows the non-slip condition modeling on immersed interface. The Lagrangean force,  $F_l(\vec{x}_k, t)$ , is available by momentum conservation equation over a fluid particle that is joined in the fluid-solid interface:

$$F_l(\vec{x}_k, t) = \frac{\partial u_l}{\partial t}(\vec{x}_k, t) + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_l u_j)(\vec{x}_k, t) + \frac{\partial p}{\partial x_l}(\vec{x}_k, t) - \nu \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_j}(\vec{x}_k, t). \quad (4)$$

The values of  $u_l(\vec{x}_k, t)$  and  $p(\vec{x}_k, t)$  are given by interpolation of velocities and pressure, respectively, of the Eulerian points near the immersed interface (Lima e Silva *et al.*, 2003). For Lagrangean points,  $\vec{x}_k$ , at the immersed boundary, we have:

$$F_l(\vec{x}_k, t) = \frac{u_l(\vec{x}_k, t + \Delta t) - u_l^*(\vec{x}_k, t + \Delta t) + u_l^*(\vec{x}_k, t + \Delta t) - u_l(\vec{x}_k, t)}{\Delta t} + RHS(\vec{x}_k, t), \quad (5)$$



where  $u^*$  is a temporary parameter, as defined in Wang *et al.* (2008),  $\Delta t$  is the time step and  $RHS$  are the terms of the right hand side of Eq.7.

The equation **Erro! Fonte de referência não encontrada.** is solved by equations **Erro! Fonte de referência não encontrada.** and **Erro! Fonte de referência não encontrada.** at the same time step:

$$\frac{u_l^*(\vec{x}_k, t + \Delta t) - u_l(\vec{x}_k, t)}{\Delta t} + RHS(\vec{x}_k, t) = 0, \quad (6)$$

$$F_l(\vec{x}_k, t) = \frac{u_l(\vec{x}_k, t + \Delta t) - u_l^*(\vec{x}_k, t + \Delta t)}{\Delta t}, \quad (7)$$

where  $u_l(\vec{x}_k, t + \Delta t)$  is the immersed boundary velocity, *i.e.* the specific boundary condition, normally known.

Equation (6) is solved in the Eulerian domain in the Fourier spectral space, *i.e.* the solution of Eq. (2) with  $f_i=0$ .  $u_l^*(\vec{x}, t + \Delta t)$  is interpolated for the Lagrangean domain and became  $u_l^*(\vec{x}_k, t + \Delta t)$  and it is computed on Eq.10. Then  $F_l(\vec{x}_k, t)$  is smeared for Eulerian mesh. Finally, the Eulerian velocity is updated by Eq. 8:

$$u_l(\vec{x}, t + \Delta t) = u_l^*(\vec{x}, t + \Delta t) + \Delta t \cdot f_l(\vec{x}, t) \quad (8)$$

### 2.3. Fourier Transforms

After defining the equations that model the flow through immersed boundary method, the next step is transforming them to the Fourier spectral space. Applying the Fourier transform in the Eq. 2:

$$ik_j \hat{u}_j = 0. \quad (9)$$

According to analytic geometry the scalar product between two vectors is null, if both are orthogonal. Therefore, from Eq. 9, the wave number vector,  $k_j$ , is orthogonal to transformed velocity  $\hat{u}_j$ . The plane of null divergence, here named plane  $\pi$ , is perpendicular to the wave number vector  $k_j$ , and thus, the transformed velocity vector  $\hat{u}_j(\vec{k}, t)$  belongs to the plane  $\pi$ . Applying the Fourier transform in Eq. 9:

$$\frac{\partial \hat{u}_l^*}{\partial t} + ik_j \mathfrak{T}(u_l^* u_j^*) = -ik_l \hat{p} - \nu k^2 \hat{u}_l^*, \quad (10)$$

where  $k^2$  is the square norm of wave number vector, *i.e.*  $k^2 = k_j k_j$ .

In agreement with the plane  $\pi$  definition, each of the terms of Eq. 10 assumes a position related to it: the transient term and the viscous term belong to the plane  $\pi$ . The gradient pressure term is perpendicular to plane  $\pi$ , and the position of the nonlinear term, in relation to the plane  $\pi$  is not known, a priori.

By joining the terms of Eq. 13 and observing the definition of plane  $\pi$ , we have found that:

$$\underbrace{\left[ \frac{\partial \hat{u}_l^*}{\partial t} + \nu k^2 \hat{u}_l^* \right]}_{\in \pi} + \underbrace{\left[ ik_j \mathfrak{T}(u_l^* u_j^*) + ik_l \hat{p} \right]}_{\Rightarrow \in \pi} = 0, \quad (11)$$

To close Eq. 11 the addition of pressure and non-linear term must be equal to the projection of the non-linear term over the plane  $\pi$ . For that, a projection tensor is used as in (Canuto, *et al.*, 2006), which projects any vector over the plane  $\pi$ . Therefore, applying this definition on the right hand side of the summation done in Eq. 14:

$$\left[ ik_j \mathfrak{T}(u_l^* u_j^*) + ik_l \hat{p} \right] = \wp_{lm} \left[ ik_j \mathfrak{T}(u_m^* u_l^*) \right]. \quad (12)$$

The term of the gradient pressure field is orthogonal to plane  $\pi$ , therefore it will be zero after the projection. Then we do not need the pressure field to solve the Navier-Stokes equations in the spectral space. The pressure field can be recovered at the post-processing manipulating Eq. 15, (Mariano *et al.*, 2010).

Another important point is that the non-linear term, in which the product of the transformed functions appears, in agreement with Fourier transform properties, is a convolution product and its solution is given by a convolution integral, which is very expensive to be performed. This is solved by the pseudo-spectral Fourier method (Canuto, *et al.*, 2006). Therefore the momentum equation in the Fourier space, using the projection method, assumes the following form:

$$\frac{\partial \hat{u}_l^*(\vec{k}, t)}{\partial t} + \nu k^2 \hat{u}_l^*(\vec{k}, t) = -ik_j \delta_{lm} \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \hat{u}_m^*(\vec{r}, t) \hat{u}_l^*(\vec{k}-\vec{r}, t) d\vec{r} \quad (13)$$

The non-linear term can be handled by different forms: advective, divergent, skew-symmetric or rotational (Canuto *et al.*, 2006). In spite of being mathematically the same, they present different properties when discretized. The skew-symmetric form is the most stable and presents the best results, but it is twice more expensive than the rotational form. However, this inconvenience can be solved using the alternate skew-symmetric form, which consists in to alternating the advective and divergent forms in each time step. This procedure is adopted in present paper.

The Navier-Stokes equations are solved numerically with the Fourier spectral method using the Discrete Fourier Transform (DFT), which is defined by Briggs and Henson (1995) and computationally performed by Fast Fourier Transform (FFT).

## 2.4. The IMERSPEC Methodology

The algorithm of IMERSPEC methodology used in present paper is:

- 1) Solve the Eq. 16 in Fourier spectral space and obtain the temporal parameter,  $\hat{u}_l^*(\vec{x}, t + \Delta t)$ , using the low dispersion and low storage Runge-Kutta method proposed by Berland *et al.* (2006);
- 2) Use the Inverse Fast Fourier Transform in  $\hat{u}_l^*(\vec{x}, t + \Delta t)$  and obtain  $u_l^*(\vec{x}, t + \Delta t)$  in the physical space in  $\Omega$ ;
- 3) Interpolate  $u_l^*(\vec{x}, t + \Delta t)$  to the Lagrangean domain, and obtain  $u_l^*(\vec{x}_k, t + \Delta t)$ ;
- 4) Calculate the Lagrangean force,  $F_l(\vec{x}_k, t + \Delta t)$ , Eq. **Erro! Fonte de referência não encontrada.**
- 5) Distribute the  $F_l(\vec{x}_k, t + \Delta t)$  and obtain  $f_l(\vec{x}, t + \Delta t)$ , in Eulerian domain;
- 6) Update the Eulerian velocity,  $u_l(\vec{x}, t + \Delta t)$  by Eq. 11 and transform to the spectral space obtaining  $\hat{u}_l(\vec{x}, t + \Delta t)$  and return to step 1.

## 3. RESULTS

In order to validate the proposed methodology and the developed numerical code the Poiseuille flow and the flow over a circular cylinder, which is a benchmark in CFD, were performed. These simulations show the solution of incompressible two-dimensional Navier-Stokes equations using Fourier pseudo-spectral method with non-periodic boundary conditions imposed by an immersed boundary.

### 3.1. Poiseuille Flow

The Poiseuille flow is a CFD problem used for codes verification, because it has an analytical solution Eq. 14:

$$u_a(y) = C_1 y^2 + C_2 y + C_3, \quad (14)$$

where the coefficients  $C_1$ ,  $C_2$  and  $C_3$  are given by:

$$C_1 = \frac{1}{2\mu} \frac{\Delta P}{L_x}, \quad (15)$$

$$C_2 = \frac{1}{D} \left[ (u_{\max} - u_{\min}) - C_1 (y_{\max}^2 - y_{\min}^2) \right], \quad (16)$$

$$C_3 = u_{\max} - C_1 y_{\max}^2 - \frac{1}{D} \left[ (u_{\max} - u_{\min}) y_{\max} + C_1 y_{\max} (y_{\max}^2 - y_{\min}^2) \right], \quad (17)$$

where  $y_{\max}$  and  $y_{\min}$  are the positions of superior and inferior walls, respectively;  $u_{\max}$  and  $u_{\min}$  are the velocities imposed at the walls. In the present simulations  $u_{\max}=u_{\min}=0$ , were used,  $D$  is the channel width and  $\Delta P$  is pressure difference

given by  $\Delta P = p(x + \Delta x) - p(x)$ . All dimensions and fields are non-dimensionalized using as characteristic length the channel width  $D = \pi$  [m] and characteristic mean velocity  $U_\infty = 1.67$  [m/s].

The domain is shown in Figure 2 (a). The channel is represented by immersed boundary ( $\Gamma_I$ ), the domain flow of interest is  $\Omega_I$  and the complementary domain (buffer domain) is  $\Omega_B$ . In the present paper, we use the same procedure of manufactured solutions, with the force term replaced by a constant, which play the role of a pressure difference ( $\Delta P$ ). This procedure permits the verification of the accuracy of no-slip boundary conditions.

At the buffer domain ( $\Omega_B$ ) any pressure gradient can be imposed. We have used  $\Delta P > 0$ ,  $\Delta P < 0$  and  $\Delta P = 0$ . In  $\Omega_I$   $\Delta P < 0$  is imposed, as can be seen in Figure 2 (b).

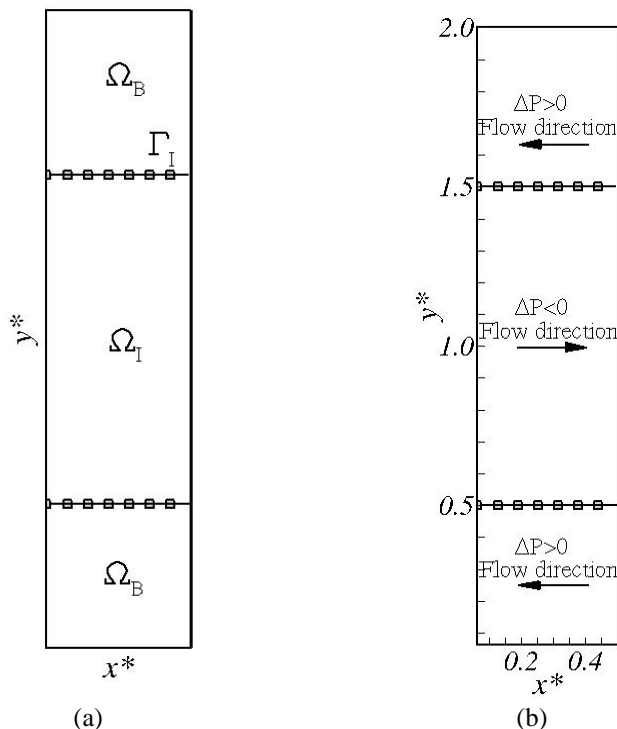


Figure 2: a) The flow domain; b) Pressure difference and flow direction.

Simulations are performed in the domain  $L_x^* = 0.5$  and  $L_y^* = 0.5$  discretized with  $N_x \times N_y$  collocation points. Wall positions are  $y_{min}^* = 0.5$  and  $y_{max}^* = 0.5$ , time step is given by  $CFL = 0.1$  and the Reynolds number is  $Re = 100$ , thus the kinematic viscosity is given by:

$$\nu = \frac{U_\infty D}{Re}. \quad (18)$$

The velocity profiles at  $x^* = 0.25$  in  $t^* = 50.0$  for different  $\Delta P$  signals in  $\Omega_B$  are shown in Fig. 3. A grid of  $N_x = 64$  and  $N_y = 256$  collocation points was used.

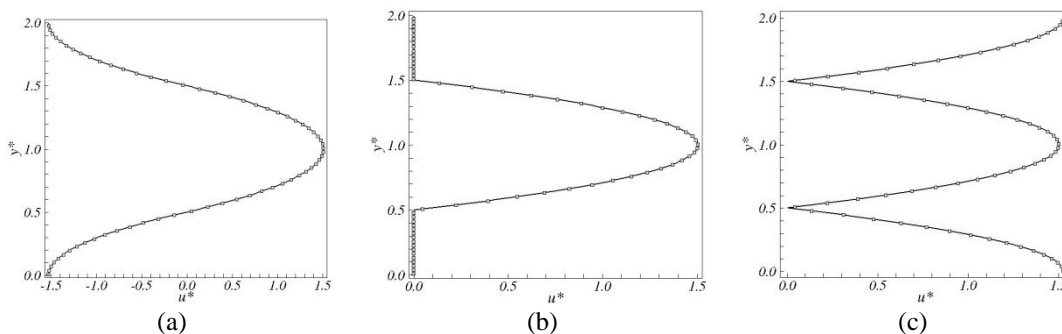


Figure 3: Velocity profiles at  $x^* = 0.25$  in  $t^* = 50.0$  for (a)  $\Delta P > 0$ , (b)  $\Delta P = 0$  and (c)  $\Delta P < 0$  in  $\Omega_B$ .

The differences of simulations in physical domain are more clear in Fig. 4, which shows the absolute velocity error between analytical (Eq. 14) and numerical solution (IMERSPEC methodology) for different grid refinements. For  $\Delta P > 0$

in buffer domain, the convergence rate reached second order. The maximal order for this problem is limited by numerical solution that can be derivative only twice. For  $\Delta P < 0$  and  $\Delta P = 0$  the first order of convergence rate is obtained.

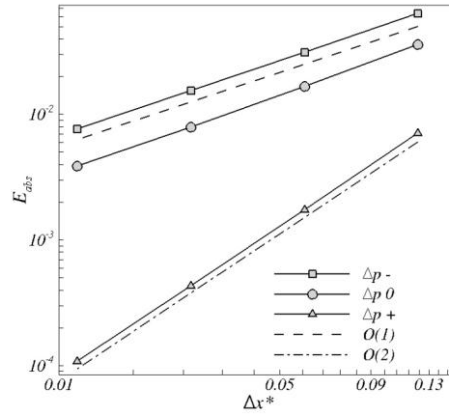


Figure 4: Convergence rate for different  $\Delta P$ .

### 3.2. Flow over a cylinder

An inlet profile flow with velocity  $U_\infty$  in [m/s] is imposed. The flow cross the section of a circular cylinder, see Fig. 5 and the drag and lift coefficients were monitored, Eqs. (19) and (20), respectively. These variables determine the forces that act on bodies immersed in flow. The drag coefficient determines the resistance force of the fluid on the immersed body, while the lift coefficient determines the force that is perpendicular to the incoming flow. Other parameter analyzed is the Strouhal number ( $St$ ) which determines the non-dimensional vortex shedding frequency, Eq. (21).

$$Cd = \frac{-2 \sum F_x}{\rho A_y U_\infty^2}, \quad (19)$$

$$Cl = \frac{-2 \sum F_y}{\rho A_x U_\infty^2}, \quad (20)$$

$$St = \frac{fr \cdot D}{U_\infty}, \quad (21)$$

where:  $F_x$  and  $F_y$  are the forces calculated at each Lagrangean point with Eq. (10);  $A_x$  and  $A_y$  are the projected frontal areas in direction  $x$  and  $y$ , respectively. In the two-dimensional case these areas are given in [m<sup>2</sup>] considering the axial dimension of surface equal to unity,  $D$  is the characteristic diameter and  $fr$  is the vortex shedding frequency downstream of cylinder.

The domain of all cases have been taken as  $6\pi \times 2\pi$  [m<sup>2</sup>] and has been discretized with  $384 \times 128$  collocation points. The cylinder has a diameter of  $D=0.785$  [m], with 64 Lagrangean points. The cylinder position in the domain is shown in Figure Fig. 5.

Periodicity conditions were used at the top and bottom boundary of the domain. The inflow condition is a uniform profile of velocity ( $U_\infty=1,0$  m/s), imposed by immersed boundary. A buffer zone was also used as Uzun, (2003):

$$ZB = \phi(Q_t - Qt_l) \quad (22)$$

where  $Q$  is the problem solution, that is,  $u$  and  $v$ ,  $Qt_l$  is the target solution, which is required in the final buffer zone. In the present case, the target solution is an uniform profile  $U_\infty$ , and  $\phi$  is a parameter of vortex stretching, and it is calculated by Eq. (23):

$$\phi_\eta = \beta \left( \frac{x_\eta - x_{ZB}}{x_f - x_{ZB}} \right)^\alpha \tag{23}$$

where  $\alpha=3.0$  and  $\beta=1.0$  (Uzun, 2003),  $x_{ZB}$  and  $x_f$  give the length of the buffer zone, respectively,  $x_\eta$  is a generic position.

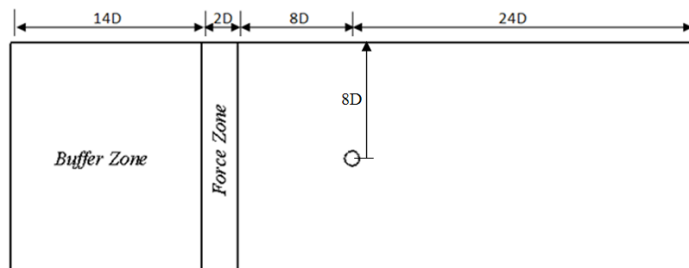


Figure 5: Calculus domain – circular cylinder.

The forcing zone or porous medium has a thickness of  $2D$ , where the inflow profile is imposed by direct forcing, in order to have parallel streamlines.

Figure 6 shows the vorticity field ( $-1.0 < w < 1.0$ ) at time  $t^*=250$ , for flow at  $Re=100$ . We can see the vortex shedding behind the cylinder, the influence of buffer and forcing zone. The eddies are damped at the buffer zone and the forcing zone gives a parallel flow.

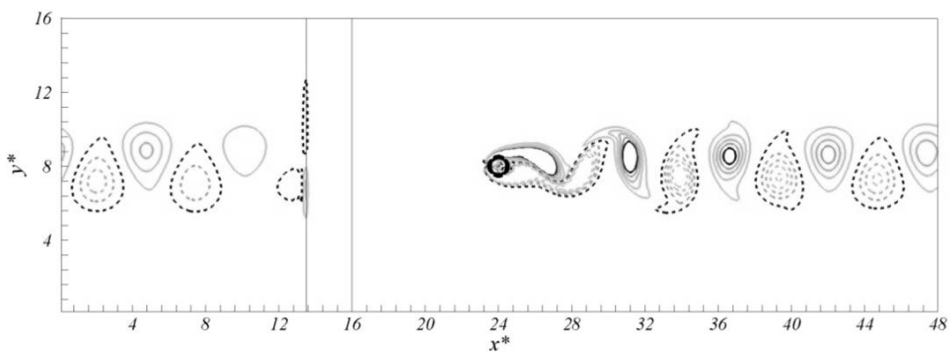


Figure 6: Isocontours of vorticity ( $-1.0 < w < 1.0$ ) at  $Re=100$  in  $t^*=250$ . - - negative vorticity; - positive vorticity.

The time evolution of vorticity field of simulation at  $Re=100$  is displayed at Fig. 7.

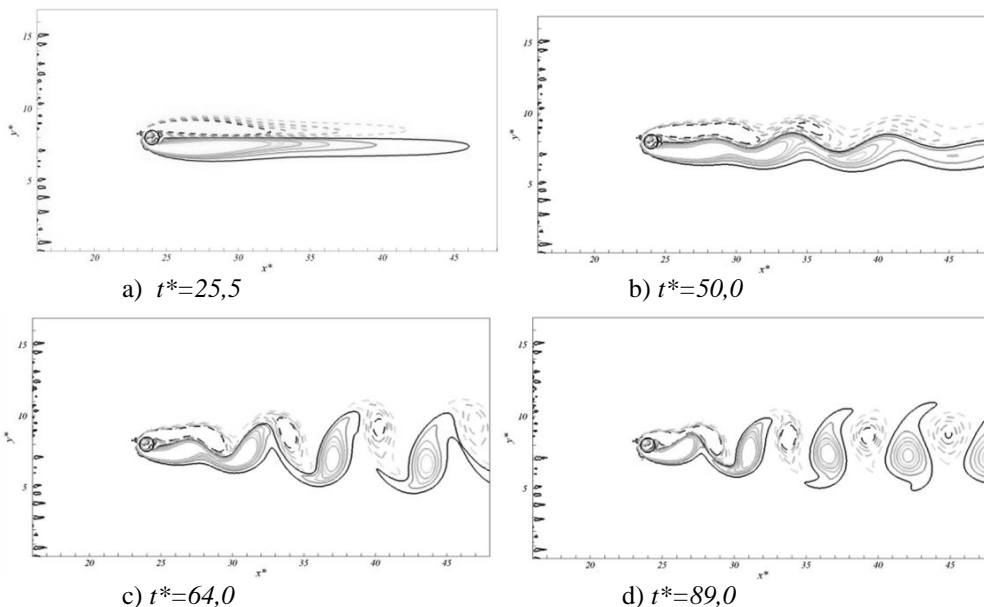


Figure 7: Temporal evolution of vorticity field at  $Re=100$ . - - negative vorticity; - positive vorticity.

Figure 7 (a) is the beginning of the simulation, where we find two recirculation bubbles. In  $t^*=50$ , Fig. 7 (b), there is a formation of instability, and in the sequence the vortex shedding appears,  $t^*=64$  and  $t^*=89$ , Fig. 7 (c) and (d) respectively.

In order to compare with previously published results, simulations of different Reynolds numbers were performed. Table 1 shows the comparison of  $C_d$ ,  $C_l$  and  $St$ , equations (22), (23) and (24), respectively. The results of other authors Uhlmann (2005), Lai and Peskin (2000), Xu and Wang (2006) and Le *et al.* (2008) were also used.

Table 1: Comparison of drag coefficient and Strouhal number.

Re	Uhlmann (2005)			Lai and Peskin (2000)			Xu and Wang (2006)			Le <i>et al.</i> (2008)			Present work		
	$C_d$	$C_l$	$St$	$C_d$	$C_l$	$St$	$C_d$	$C_l$	$St$	$C_d$	$C_l$	$St$	$C_d$	$C_l$	$St$
100	1,39	0,20	0,160	1,44	0,33	0,165	1,42	0,34	0,171	1,39	0,34	0,160	1,45	0,35	0,175
150	1,37	0,25	0,175	1,47	0,58	0,184							1,37	0,49	0,200
200							1,42	0,66	0,202	1,38	0,68	0,192	1,27	0,47	0,213
300	1,22	0,27	0,190										1,08	0,39	0,221

Figure 8(a) show the vorticity field for different Reynolds numbers,  $Re=45$ , for which we have two recirculating bubbles formed behind the cylinder. In Fig. 8(b),  $Re=60$ , the vortex shedding appears. Figs. Figure 8 (c), (d), (e) and (f) show the influence of Reynolds number over vortex shedding.

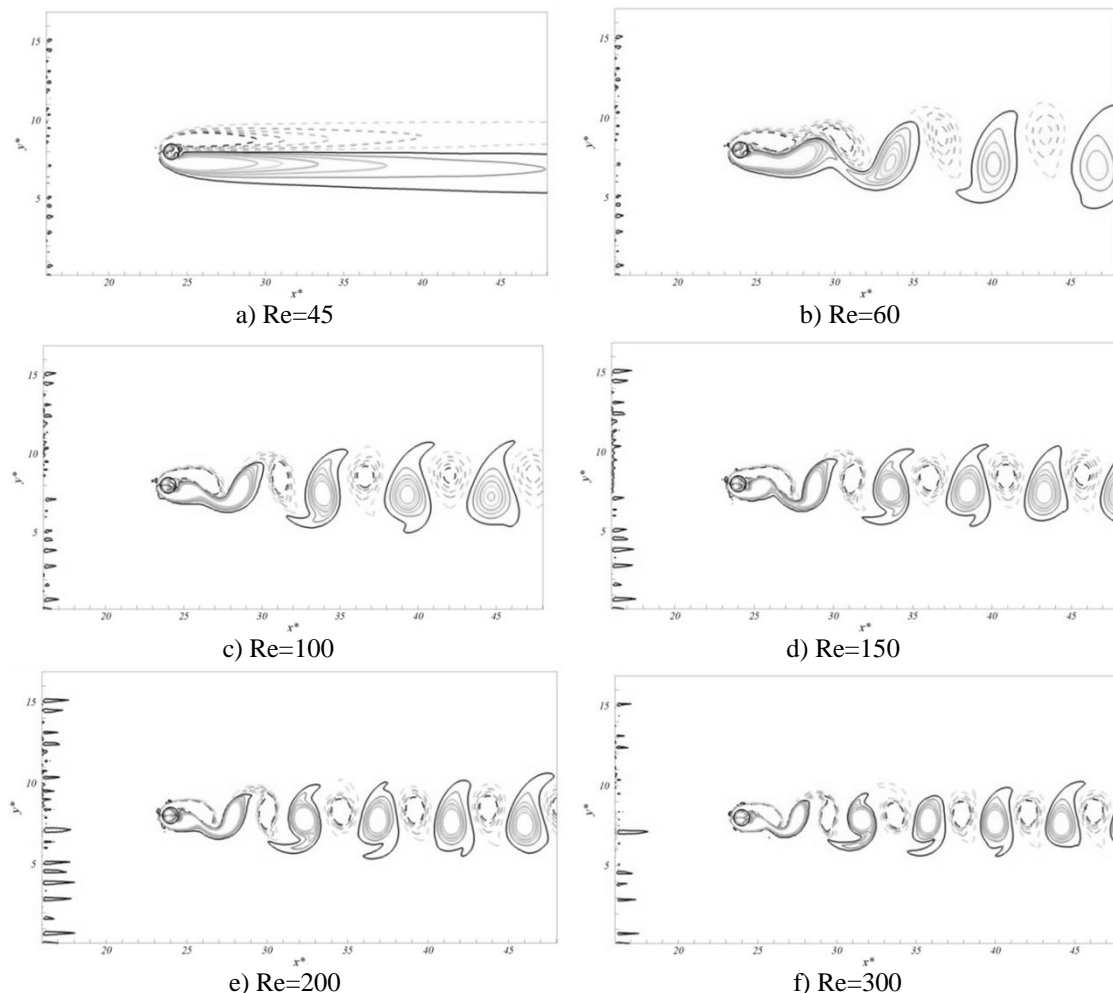


Figure 8: Isocontours of vorticity for different Reynolds numbers at  $t^*=254$ . -- negative vorticity; - positive vorticity.

Another important parameter of comparison is given by the  $L_2$  norm at the points of immersed boundary, which, rigorously, should be zero, but due to numeric approaches, is not exactly zero and depends on the Reynolds number, shown in Fig. 9.

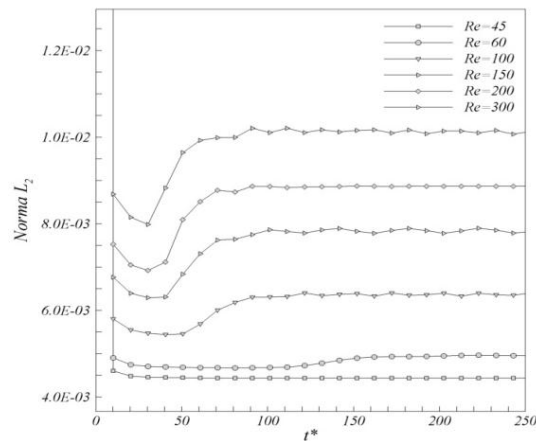


Figure 9: Temporal evolution of  $L_2$  norm for different Reynolds numbers.

#### 4. CONCLUSIONS

The present work shows the coupling between the pseudo-spectral method and immersed boundary method. Three features are highlighted:

- 1) Pseudo-spectral algorithm is very efficient, because it does not need to solve the Poisson equation for pressure field;
- 2) Accuracy of Fourier pseudo-spectral method is high. It is demonstrated in simulations of manufacture solutions. Without immersed boundary we obtain round-off errors, and with immersed boundary we reach fourth order of convergence;
- 3) A buffer domain, as shown at section 3.2, is needed to recover the inlet flow. Nevertheless, the algorithm is still efficient when compared to high order methods.

#### 5. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank the Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, the Escola de Engenharia Elétrica, Mecânica e de Computação da Universidade Federal de Goiás, the FAPEMIG, FAPEG and CNPq for financial support.

#### 6. REFERENCES

- Berland, J. and Bogey, C. and Bailly, C., 2006, "Low-dissipation and low-dispersion fourth-order Runge–Kutta algorithm", *Computers and Fluids*, Vol. 35, pp. 1459-1463.
- Briggs W.L. and Henson, V.E., 1995, "The DFT", Ed. SIAM.
- Canuto, C. and Hussaini, M.Y. and Quarteroni, A. and Zang, T.A., 2006, "Spectral methods: fundamentals in single domains", Ed. Springer-Verlag.
- Canuto, C. and Hussaini, M.Y. and Quarteroni, A. and Zang, T.A., 2007, "Spectral methods: evolution to complex geometries and applications to fluid dynamics", Ed. Springer-Verlag.
- Cooley, T.W. and Tukey, J.W., 1965, "An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series", *Mathematics Computation*, Vol. 19, pp. 297-301.
- Enriquez-Remigio, S. and Silveira-Neto, A., 2007, "A new modeling of fluid-structure interaction problems through immersed boundary method/virtual physical model (IBM/VPM)", *Proceedings of 19th Brazilian Congress of Mechanical Engineering*, Vol.1, Brasília, Brazil.
- Ferziger, J.H. and Peric, M., 1996, "Computational Methods for Fluid Dynamics", Ed. Springer.
- Goldstein, D. and Adachi, T. and Sakata, H., 1993, "Modeling a no-slip flow with an external force field", *Journal Computational Physics*, Vol. 105, pp. 354.
- Kim, J. and Kim, D. and Choi, H., 2001, "An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries", *Journal of Computational Physics*, Vol. 171, pp. 132-150.
- Le, D.V. and Khoo, B.C. and Lim, K.M., 2008, "An implicit-forcing immersed boundary method for simulating viscous flows in irregular domains", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. Vol. 197, pp. 2119-2130.
- Lima e Silva, A. and Silveira-Neto, A. and Damasceno, J., 2003, "Numerical simulation of two dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method". *Journal of Computational Physics*, Vol. 189, pp. 351–370.
- Mariano F.P., Moreira L.Q., Silveira-Neto A., Silva C.B., and Pereira J.C.F., 2010, "A new incompressible Navier-Stokes solver combining Fourier pseudo-spectral and immersed boundary method", *Computer Modeling in Engineering Science*, Vol. 59, pp. 181–216.



- Peskin, C.S., 1972, “Flow patterns around heart valves: a numerical method”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 10, pp. 252-271.
- Uhlmann, M., 2005, “An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 209, pp. 448-476.
- Uzun, A., 2003, “3-D Large-eddy simulation for jet aeroacoustics”, *Purdue University*, pp. 1-233.
- Lai, M.C. and Peskin, C.S., 2000, “An immersed boundary method with formal second order accuracy and reduced numerical viscosity”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 160, pp. 705–719.
- Wang, Z. and Fan J. and Luo, K., 2008, “Combined multi-direct forcing and immersed boundary method for simulating flows with moving particles”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 34, pp. 283-302.
- Xu, S. and Wang, Z.J., 2006, “An immersed interface method for simulating the interaction of a fluid with moving boundaries”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 216, pp. 454-493.

## **7. RESPONSIBILITY NOTICE**

The authors are the only responsible for the printed material included in this paper.

# ANÁLISE DAS CARACTERÍSTICAS DE OPERAÇÃO E DESEMPENHO DE JATOS SINTÉTICOS

**Fernanda Munhoz, fe2506@yahoo.com.br**

**Conrad Yuan Yuen Lee, conrady@unisinis.br**

**Franciele Laura Dutra Alves, francielealves@yahoo.com.br**

Univeridade do Vale do Rio dos Sinos (UNISINOS); Av. Unisinis,950 – Bairro: Cristo Rei – São Leopoldo/RS

**Abstract.** *Componentes eletrônicos estão cada vez mais potentes acarretando dissipações caloríficas maiores. Os ventiladores atuais, conhecidos comercialmente como “coolers”, estão se tornando ineficientes para esta evolução por dependerem de maior vazão para atender a demanda de calor dissipado que também causa um aumento em seu ruído. Como alternativa para aprimorar a troca de calor, estuda-se a aplicação de (micro) jatos sintéticos. Estes são produzidos através de uma membrana osciladora delimitada num orifício localizado na extremidade externa do dispositivo eletrônico. Para a análise térmica, um modelo numérico de um dispositivo de refrigeração foi construído em ANSYS com o modelo de turbulência SST k- $\omega$ . Variações nos números de Reynolds e Strouhal dos jatos sintéticos e posição da região aquecida na superfície de interesse foram realizadas e seu efeito no desempenho térmico analisado. Os resultados foram comparados a um escoamento convencional da mesma geometria em regime permanente e submetido a mesma vazão mássica média induzida por cada jato sintético. Resultados confirmam o maior desempenho térmico do jato sintético em relação a seu método convencional equivalente e justificam a necessidade de investigações adicionais nesta área.*

## 1. INTRODUÇÃO

Novas opções para dissipação de calor em dispositivos eletrônicos são necessárias devido à demanda atual, principalmente porque a sobrecarga térmica é uma das principais falhas em componentes eletrônicos atuais (Chaudhari *et al.*, 2010). Isso é consequência direta das tecnologias de microfabricação, que fazem com que os dispositivos tornem-se cada vez menores, mas mais potentes. Com dispositivos eletrônicos mais potentes torna-se difícil manter a temperatura de um chip razoável, abaixo de 85 °C (Bhowmik *et al.*, 2005) ou mantê-la constante abaixo da temperatura máxima fornecida pelo fabricante (Mathews e Balaji, 2006). Este problema de resfriamento eletrônico tenderá a se tornar mais extremo, um estudo de 2008 da “International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS)” previu um crescimento exponencial no número de componentes integrados numa única unidade. Isto evidencia a necessidade de novas técnicas mais eficientes de transferência de calor (Chandratilleke *et al.*, 2010). Como os dispositivos eletrônicos possuem uma faixa de temperatura ideal (ou limite) para a operação a fim de assegurar sua performance, um eficiente sistema de resfriamento é necessário para manter a temperatura em uma faixa de segurança (Kalteh *et al.*, 2011). Sendo assim, novas técnicas para refrigeração, tais como microtubos de calor, colisão de jatos e “coolers” termoelétricos possibilitarão a construção da próxima geração de dispositivos eletrônicos com densidades e velocidades superiores as atuais (Etemoglu, 2007).

Segundo Xu *et al.* (1998), na escolha do fluido de arrefecimento em sistemas eletrônicos, o ar é amplamente utilizado e sempre que possível, deveria ser utilizado por causa de sua economia e facilidade de ser manipulado. Entretanto, como a energia dissipada hoje em dia é considerável, Xu *et al.* (1998) observou que a refrigeração líquida tem sido mais conveniente para atender a demanda de temperatura elevada em componentes com altas potências. Apesar disso, a utilização do ar em convecção forçada ainda se trata da forma mais confiável e de menor custo para a dissipação térmica em componentes eletrônicos. Mas, como mencionado em Chaudhari *et al.* (2010a, 2010b), métodos convencionais necessitam de ventiladores de grande vazão para produzir o diferencial de pressão necessário para circular o ar pelo espaço restrito formado pelo emaranhado de dutos e aletas. Estudam-se então técnicas e modificações para aprimorar a transferência de calor para que estes métodos convencionais possam atingir fluxos térmicos acima dos previstos de maneira conservadora, como em Ohadi (2003). Neste aspecto, a utilização de jatos sintéticos é vista com grande interesse pelo potencial de aumento de convecção e pela manipulação da turbulência. Dentro dessa área, jatos sintéticos tem uma aplicabilidade ainda maior devido ao fato de não necessitarem a inserção de massa líquida no sistema e devido ao seu grande potencial de miniaturização e de incorporação direta na fabricação de componentes eletrônicos.

Estudos do resfriamento por jatos sintéticos tem utilizado em sua grande maioria a configuração de impactação direta do jato contra uma superfície aquecida. Mas experimentos de Mahalingan e Glezer (2005) optaram por utilizar uma configuração não convencional em que o jatos foram direcionados rentes e tangencialmente a uma superfície como numa situação de resfriamento de aletas. Resultados demonstraram que os jatos sintéticos induziam um escoamento médio no canal entre as aletas e produziam um coeficiente de transferência de calor cerca de 150% maior do que o obtido quando se substituíam os jatos por um escoamento constante de vazão volumétrica equivalente. Sendo assim, visando um entendimento melhor os mecanismos de turbulência de um microjato sintético que resultam neste aumento de resfriamento, este estudo optou por uma geometria de canal com um elemento aquecedor equipado com um jato

tangencial direcionado ao longo da superfície. Através de simulação numérica, com uma geometria 2D, foram examinadas alterações da frequência de vibração, que altera o número de Strouhal; velocidade média do jato, que acarreta alteração no número de Nusselt e Reynolds e posição do elemento de aquecimento (hipoteticamente um chip). Resultados auxiliarão conhecer em qual localização ao longo da superfície haverá melhor troca de calor e possibilitará melhorias na eficiência dos microjatos.

## 2. JATOS SINTÉTICOS

Microjatos sintéticos formam-se a partir da expulsão e do arrasto do fluido em que são inseridos. Um dispositivo capaz de produzir jatos sintéticos é composto por uma cavidade delimitada por um orifício de um lado e por uma membrana flexível no outro (Glezer *et al.*, 2003). A Figura 1 ilustra um atuador de jatos sintéticos.

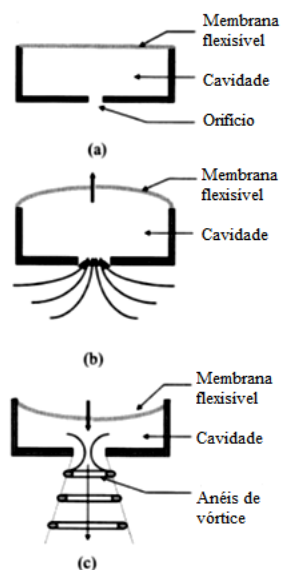


Figura 1. Diagrama de operação de jatos sintéticos turbulentos. (a) componentes básicos do dispositivo. (b) representação da sucção. (c) representação da ejeção e formação de vórtices

Fonte: Adaptado de Glezer *et al.*, (2003).

Em um atuador de jato sintético, a cavidade acomoda o volume do fluido, a membrana (também denominada de diafragma) cria a mudança de volume da cavidade e o orifício projeta o jato no ambiente externo (Tang *et al.*, 2009). O movimento periódico de oscilação da membrana pode ser alcançado utilizando vários recursos, tais como pistões eletrostáticos, eletromagnéticos ou piezoelétricos. Os dois últimos citados são os mais comumente usados. Para algumas situações, o atuador piezoelétrico torna-se a opção mais conveniente porque tem peso e consumo de energia menor, enquanto que o atuador eletromagnético apresenta a vantagem de menor ruído e maior confiabilidade (Williams *et al.*, 2007). Fabricações integradas com jatos sintéticos são ideais, pois usando técnicas de micro-usinagem, há um menor custo de manufatura e permite-se a inserção destes dispositivos diretamente nos componentes eletrônicos (Chaudhari *et al.*, 2010).

O jato sintético não requer uma fonte específica de fluido, pois o mesmo fluido ambiente é utilizado na ejeção e sucção (Glezer *et al.*, 2003). Ou seja, não há necessidade de um encanamento interno complexo para suprir o jato. Esta característica particular de operação do jato sintético é denominada *zero-mass-flux* ou *zero-net-mass-flux* (Wang *et al.*, 2010). Todavia, a movimentação do fluido ingerido e circundante na cavidade produz uma transferência de quantidade de movimento que é transferida ao sistema externo global. Ou seja, apesar do fluxo total de massa da cavidade ser zero, o balanço da quantidade de movimento não é nulo (Chaudhari *et al.*, 2010; Jain *et al.*, 2011).

A formação do jato sintético faz-se através da ejeção e sucção periódica do fluido no atuador. Durante a fase de ejeção, ocorre a advecção do fluido a jusante da saída do jato e um par de vórtices é criado. Esta vorticidade é responsável pelo fenômeno convectivo e pela característica turbulenta do escoamento. Se a injeção de fluido no meio externo for contínua, forma-se um jato constante. Em atuação periódica, há formação periódica de vorticidade que, na média temporal, forma a estrutura de um jato sintético. No curso de ejeção do movimento da membrana, os vórtices se propagam no meio externo e arrastam o fluido na vizinhança do orifício ao longo da direção do jato. Para o funcionamento correto do jato sintético, esta ejeção de vorticidade deve ocorrer com velocidade suficiente para que o fluido ejetado não acabe sendo re-arrastado no curso de reversão do movimento da membrana. Nestas condições ideais, o fluido ejetado tende a não ser admitido novamente para dentro da cavidade mas o fluido próximo ao orifício é sugado

lateralmente ao longo da superfície externa do dispositivo e direcionado para o interior da cavidade (Williams *et al.*, 2007).

Investigações de Chaudhari *et al.* (2008) analisaram o efeito da frequência de excitação sobre o fluxo de jatos sintéticos para diferentes profundidades de cavidades e diâmetros de orifícios. Os resultados indicam que o dispositivo somente produz uma velocidade de saída substancial dentro de uma certa faixa de frequências de pulsações. Adicionalmente, dentro desta faixa de operação, há duas frequências críticas onde o valor da velocidade apresenta picos distintos. Estes dois valores críticos foram identificados como a frequência de ressonância do diafragma e a frequência de ressonância de Helmholtz. A frequência de ressonância do diafragma pode ser calculada de acordo com a geometria do diafragma e propriedades elásticas do material utilizado na sua fabricação. Em contraste, a frequência de ressonância de Helmholtz é obtida através da solução da equação de Helmholtz aplicada ao problema, sendo então calculada através de fatores geométricos da cavidade e orifício, assim como as propriedades materiais e acústicas do fluido de trabalho. Devido a complexidade do cálculo das frequências de pico, Chaudhari *et al.*, (2009) citam apenas os resultados mais relevantes: a faixa de operação do dispositivo tende a se reduzir para orifícios de diâmetro maiores e, para orifícios de diâmetro menor, a profundidade da cavidade tem um efeito significativo apenas ao redor da 2ª frequência de ressonância, onde o aumento do volume da cavidade deve diminuir a frequência de Helmholtz.

### 3. PARÂMETROS FÍSICOS DO ESCOAMENTO

O modelamento matemático deste trabalho basea-se no modelamento usado no software CFX e tem como premissa as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível e turbulento de um fluido com propriedades térmicas constantes.

#### 3.1. Número de Strouhal

Para um movimento de fluxo oscilatório, o parâmetro adimensional utilizado é o número de Strouhal ( $St_{U_0}$ ). A importância do número de Strouhal nos jatos sintéticos é evidente quando analisados as características de evolução e formação destes. A expressão matemática que representa o número de Strouhal é:

$$St_{U_0} = \frac{2\pi f d_o}{U_0} \quad (1)$$

onde,  $f$  é a frequência de pulsação da membrana,  $d_o$  é o diâmetro ou largura do orifício do jato e  $U_0$  é a velocidade média do jato no orifício definida de acordo com o comprimento de coluna do fluido.

#### 3.2. Número de Reynolds

O número de Reynolds ( $Re$ ) é o fator adimensional utilizado na análise de escoamentos viscosos na mecânica de fluidos. O número de Reynolds é definido através da razão entre as forças de inércia e as forças viscosas. Geralmente,  $Re$  é calculado baseado na velocidade média do orifício ( $U_0$ ), sendo assim:

$$Re_{U_0} = \frac{\rho U_0 d_o}{\mu} \quad (2)$$

onde,  $\rho$  representa a massa específica e  $\mu$  a viscosidade dinâmica, ambas do fluido.

#### 3.3. Número de Nusselt

A análise do problema térmico também necessita do cálculo do número de Nusselt local ( $Nu_h$ ). O número de Nusselt é resultado da razão da transferência de calor por convecção pela transferência de calor por condução. Para o coeficiente de transferência de calor local da parede ( $h$ ) e a largura do orifício como o comprimento característico ( $d^*$ ), este é definido como:

$$Nu_h = \frac{h d^*}{k} \quad (3)$$

onde,  $k$  é a condutividade térmica, termo pertinente à transferência de calor por condução.

## 4. METODOLOGIA

O presente trabalho visa apresentar resultados da influência de alguns parâmetros geométricos do atuador de jato sintético na estrutura do jato formado. No estudo de jatos sintéticos, os pesquisadores em geral utilizam a Dinâmica de Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics* – CDF) para descrever o sistema físico que ocorre.

### 4.1. Modelo Numérico

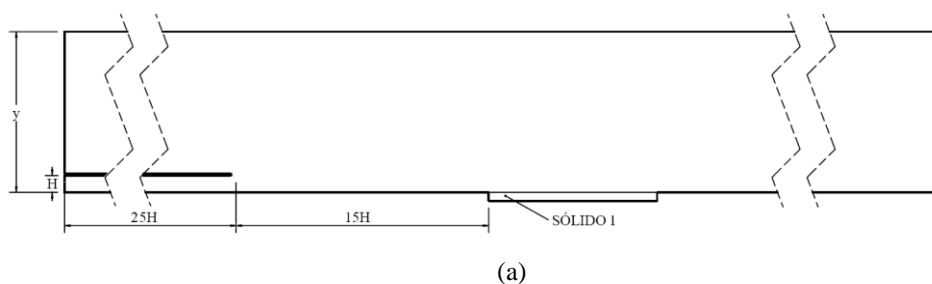
Através do pacote comercial ANSYS 12.0 foi desenvolvido o modelo numérico do presente trabalho. O ANSYS CFX é uma ferramenta de modelagem numérica baseada no método de volumes finitos. Este método, também denominado pela sigla MVF, é comumente utilizado em pacotes comerciais devido as suas características conservativas (Malisca, 2004). Quando trabalha-se com método numérico busca-se solução para a equação diferencial. O método de solução dos volumes finitos consiste em derivadas parciais baseadas na resolução de balanços de massa, energia e quantidade de movimento a um determinado volume. Em escoamento de fluidos, é importante este método de resolução, pois satisfaz os princípios de conservação em nível discreto.

Uma característica determinante para a escolha deste modelo para o atual trabalho é o tratamento próximo da parede para pequenos números de Reynolds. No modelo  $k - \epsilon$ , para um  $Re$  baixo, é exigido, normalmente, uma resolução perto da parede de  $y^+ < 0,2$  e, no modelo  $k - \omega$  é requerido pelo menos  $y^+ < 0,2$  (ANSYS CFX, 2009). Mas em contrapartida, o modelo  $k - \omega$  possui uma sensibilidade maior as condições especificadas de turbulência livre, ao contrário do modelo  $k - \epsilon$ . Sendo assim, o modelo SST  $k - \omega$  foi selecionado por combinar as vantagens dos outros dois modelos de turbulência. Para regiões do escoamento longe de uma superfície, aplica-se a formulação do modelo  $k - \epsilon$ , mas para regiões perto de uma superfície, o modelo  $k - \omega$  é utilizado. Desta forma, o modelo SST  $k - \omega$  considera o transporte de tensão de cisalhamento turbulento e uma maior precisão na predição do início e da quantidade de separação do escoamento sob gradientes de pressão adversos.

### 4.2. Geometria

A geometria 2-D estudada é na forma de um canal preenchido por um fluido. A superfície inferior foi definida como uma parede sólida com condição de não-deslizamento enquanto que os contornos esquerdo e direito foram definidos como aberturas à mesma pressão estática e inicialmente sem movimentação de fluido. Para a redução do custo computacional, o contorno superior foi definido como uma condição de simetria. Na superfície inferior, uma placa divisória foi criada para formar o gargalo de um jato com altura  $H$ . Para evitar a influência da condição de contorno do problema na evolução do jato, este gargalo foi projetado com um comprimento consideravelmente longo, correspondente a 25% do comprimento total do canal. Também para a redução do custo computacional, a cavidade e membrana do jato não foram incluídos na simulação. Uma condição de contorno periódica de velocidade foi imposta na base do gargalo e o comprimento relativamente longo do mesmo resulta em uma velocidade de saída do gargalo relativamente livre dos fatores geométricos da cavidade na formação do jato. Baseado na altura  $H$  do gargalo, o canal mede  $200H$  de largura e  $9,5H$ , de altura. Com a finalidade de focar num comportamento bidimensional, foi optado por um valor ínfimo de profundidade ( $z$ ), ou seja,  $z = 0,5H$ . Enquanto as superfícies aquecidas, sólido 1 e 2, tem dimensões:  $10H$  de largura e  $0,5H$  de altura.

A fim de analisar o comportamento térmico este chip foi locado em duas posições: uma a partir de  $15H$  da origem, denominado Sólido 1, e outra, independente, a  $40H$  da origem, denominado Sólido 2. Ambas geometrias são ilustradas na Fig. 2 (a) e (b) e suas malhas correspondentes são exibidas nas Fig. 3 e 4. As malhas contém 91354 elementos e 184804 nós em “Sólido 1” e 87244 elementos e 176524 nós em “Sólido 2”. Para um melhor resolução dos fenômenos físicos do problema, áreas críticas perto da parede, na região de saída do jato e acerca das regiões dos sólidos 1 e 2 apresentam refinamento adicional. Este refinamento é demonstrado na visão ampliada das Fig. 5 (a) e (b).



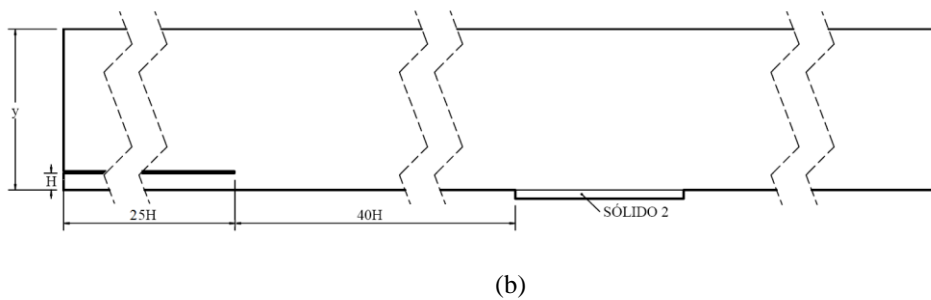


Figura 2. Geometrias do canal testadas na simulação numérica (a) com Sólido 1, a  $15H$  da saída do jato e (b) com Sólido 2, a  $40H$  da saída do jato



Figura 3. Malha da geometria com o sólido a  $15H$  da origem



Figura 4. Malha da geometria com o sólido a  $40H$  da origem

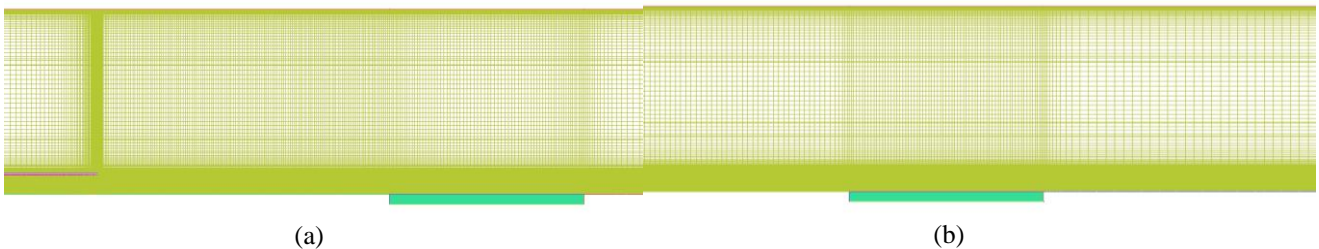


Figura 5. Demonstração do refinamento, ampliando da região aquecida (a) do Sólido 1 e (b) do Sólido 2

### 4.3. Validação do Método Numérico e Malhas

Validação do método numérico e malhas foi testado sem a presença da placa divisória. Um gradiente de pressão foi definido entre a entrada e saída e permitiu-se ao escoamento desenvolver até uma condição de escoamento em canal em regime permanente. Análise da velocidade rente a superfície resultou na identificação do perfil universal de velocidade contendo todas as zonas previstas de camada sublaminar, região de overlap e região logarítmica com comportamento praticamente idêntico às previsões teóricas de White (1991). A vazão mássica resultante deste escoamento foi medida e imposta como condição de contorno na saída com uma entrada definida como abertura de pressão estática zero. O mesmo escoamento turbulento foi obtido com o mesmo perfil universal de velocidade. Como para as demais simulações deste trabalho resultaram em canais com vazões mássicas médias inferiores às testadas para validação, considera-se que as malhas utilizadas apresentam resolução suficiente para conter os fenômenos de turbulência de interesse.

### 4.4. Condições Iniciais e de Contorno

Para este trabalho, vários parâmetros físicos foram alterados com a finalidade de obter resultados para análises. Estes parâmetros variáveis foram: velocidade de entrada do jato, que acarreta mudança no número de Reynolds e

mudança na frequência de oscilação, que altera o número de Strouhal. Estas variações fazem parte das condições iniciais e serão especificadas a seguir.

Na entrada do gargalo do jato, uma velocidade de variação sinusóide no espaço e tempo foi imposta para representar a atuação da membrana (Eq. 4). A constante  $A_0$  foi definida de modo que a velocidade média do orifício ( $U_0$ ) resulta em um jato sintético cujo o número de Reynolds é equivalente à metade do utilizado nos trabalhos de Smith e Glezer (1998). Nas variações consequentes, simulou-se para  $(1/2)A_0$ , reduzindo a velocidade média do jato e  $(3/2)A_0$ , aumentando a velocidade de entrada do jato comparada a simulação inicial.

$$u(y, t) = A_0 \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \operatorname{sen}\left(\frac{\pi y}{H}\right) \quad (4)$$

Assim, simulou-se para as seguintes velocidades médias dos jatos acarretando os respectivos números de Reynolds, indicados na Tab.1.

Tabela 1. Valores da constante de  $u(y,t)$ , da velocidade média do jato ( $U_0$ ) e número de Reynolds ( $Re$ ) simulados.

$A_0$	$U_0$ [m/s]	$Re$
0,378	0,077	85,8
0,755 <sup>(1)</sup>	0,153	172
1,13	0,230	257

<sup>(1)</sup>: Constante  $1A_0$  da simulação inicial

A Tabela 2 demonstra para quais números de Strouhal foram realizadas as simulações numéricas. Estas foram divididas em duas possibilidades, sendo: uma – denominada  $1St$  – para um período ( $T$ ) de 1s logo,  $f = 1$  Hz e, outra – denominada  $2St$  – para um período ( $T$ ) de 0,5s tornando  $f = 2$  Hz.

Tabela 2. Números de Strouhal simulados para cada caso, conforme variação da velocidade média do jato e a frequência de oscilação da membrana.

$U_0$ [m/s]	$1St$	$2St$
0,077	0,082	0,164
0,153	0,041	0,082
0,230	0,027	0,055

Ressaltando que estas condições iniciais foram usadas para as geometrias de sólido 1 e sólido 2. O fluido escolhido para o arrefecimento foi água, tendo como condição inicial temperatura igual a 290K. Enquanto, a fonte quente, independente da alocação, foi considerada a uma temperatura de 300K.

Para cada geometria de sólido 1 e 2, a média temporal dos campos de velocidade e temperatura foram calculados após 10 pulsações do jato sintético. A vazão mássica média induzida na saída foi calculada para comparações de desempenho térmico. Este valor foi imposto como condição de contorno em uma geometria em que o jato sintético se encontrava inerte para obter-se os campos de velocidade e temperatura equivalentes de um escoamento de canal em regime permanente.

#### 4.5. Resultados

Todos os casos transientes foram comparados com seus respectivos casos em regime permanente. Assim, notou-se o desempenho térmico do jato sintético para alterações nos números de Reynolds e Strouhal além das diferentes posições da superfície quente. No total, foram observados os resultados de 12 simulações numéricas, distinguindo-se para cada condição inicial.

Termicamente, foram analisados o coeficiente de convecção ( $h$ ) e o número de Nusselt ( $Nu$ ) para cada situação. A Tabela 3 demonstra os resultados obtidos de  $h$  e  $Nu$  para as geometrias de sólidos 1 e 2 com variação de  $Re$ , mas frequência de pulsação fixa a 1 Hz, correspondente ao casos  $1St$ . Para comparação, os valores correspondentes para o caso de canal com um escoamento em regime permanente para cada caso também são apresentados.



Tabela 3(a). Resultados do coeficiente de convecção e número de Nusselt para geometria de Sólido 1 e  $1St$ .

$U_0$ [m/s]	$h$ [W/(m <sup>2</sup> K)]		$Nu$	
	Jato sint.	Reg. perm.	Jato sint.	Reg. perm.
0,077	1830	960	30,2	15,8
0,153	3730	2070	61,5	34,0
0,230	9610	4350	158	71,7

Tabela 3(b). Resultados do coeficiente de convecção e número de Nusselt para geometria de Sólido 2 e  $1St$ .

$U_0$ [m/s]	$h$ [W/(m <sup>2</sup> K)]		$Nu$	
	Jato sint.	Reg. perm.	Jato sint.	Reg. perm.
0,077	1450	1020	23,9	16,8
0,153	3460	1080	57,0	17,8
0,230	9520	4280	157	70,5

Também foram analisadas as simulações com a mesma variação de  $Re$ , mas com  $f = 2$  Hz, correspondendo aos casos  $2St$ . Para esta situação o comportamento térmico apresentou outros resultados, representados pela Tab. 4.

Tabela 4(a). Resultados do coeficiente de convecção e número de Nusselt para geometria de Sólido 1 e  $2St$ .

$U_0$ [m/s]	$h$ [W/(m <sup>2</sup> K)]		$Nu$	
	Jato sint.	Reg. perm.	Jato sint.	Reg. perm.
0,077	1690	903,5	27,9	15,0
0,153	3580	2020	59,0	33,3
0,230	8940	4280	147	70,5

Tabela 4(b). Resultados do coeficiente de convecção e número de Nusselt para geometria de Sólido 2 e  $2St$ .

$U_0$ [m/s]	$h$ [W/(m <sup>2</sup> K)]		$Nu$	
	Jato sint.	Reg. perm.	Jato sint.	Reg. perm.
0,077	1440	921	23,8	15,2
0,153	3490	2150	57,6	35,4
0,230	8950	4190	148	69,0

Através das Fig. 6 (a) e (b) é possível observar a relação entre os números de Reynolds e Nusselt, quando variadas as velocidades de entrada, bem como, seu comportamento térmico conforme a localização da fonte quente e variação da frequência de oscilação. É evidente que um aumento do número de Reynolds aumenta o número de Nusselt, resultando em uma melhora no comportamento térmico nos jatos sintéticos. Este aumento no número de Nusselt é mais acentuado para jato sintético em comparação com um escoamento no canal em regime permanente. Os ganhos em desempenho térmico dos jatos sintéticos excederam os resultados experimentais de Mahalingan e Glezer (2005) com valores do coeficiente de convecção acima de 2 vezes maiores que seus equivalentes em regime permanente para o sólido 1 e acima de 3 vezes maiores para o sólido 2. Este desempenho térmico excepcional pode ser explicado por este trabalho ter limitado a região aquecida a apenas um segmento da placa inferior enquanto que o trabalho experimental de Mahalingan e Glezer (2005) apresentava a superfície inteira aquecida. As variações de  $St$  não apresentaram uma variação tão crítica quanto indicada pelo estudo de Chaudhari et al. (2009) devido ao fato que as variações de frequência estudadas aqui foram consideravelmente abaixo dos valores de referência.

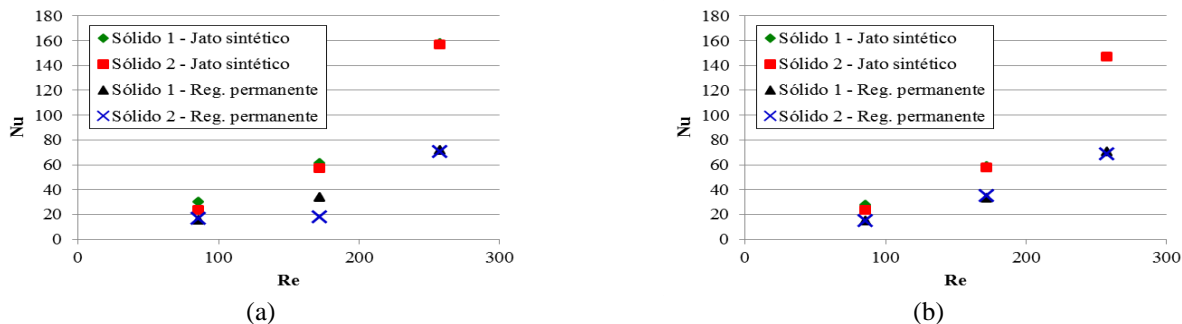


Figura 6. Gráficos Nu x Re considerando (a)  $ISt$  e (b)  $2St$

O desempenho térmico pode ser visualmente confirmado através dos contornos de vorticidade instantânea normalizada para o caso de  $Re = 172$ ,  $St = 0,041$  e sólidos 1 e 2 mostrados na Fig. 7 após a  $10^a$  pulsação do jato.

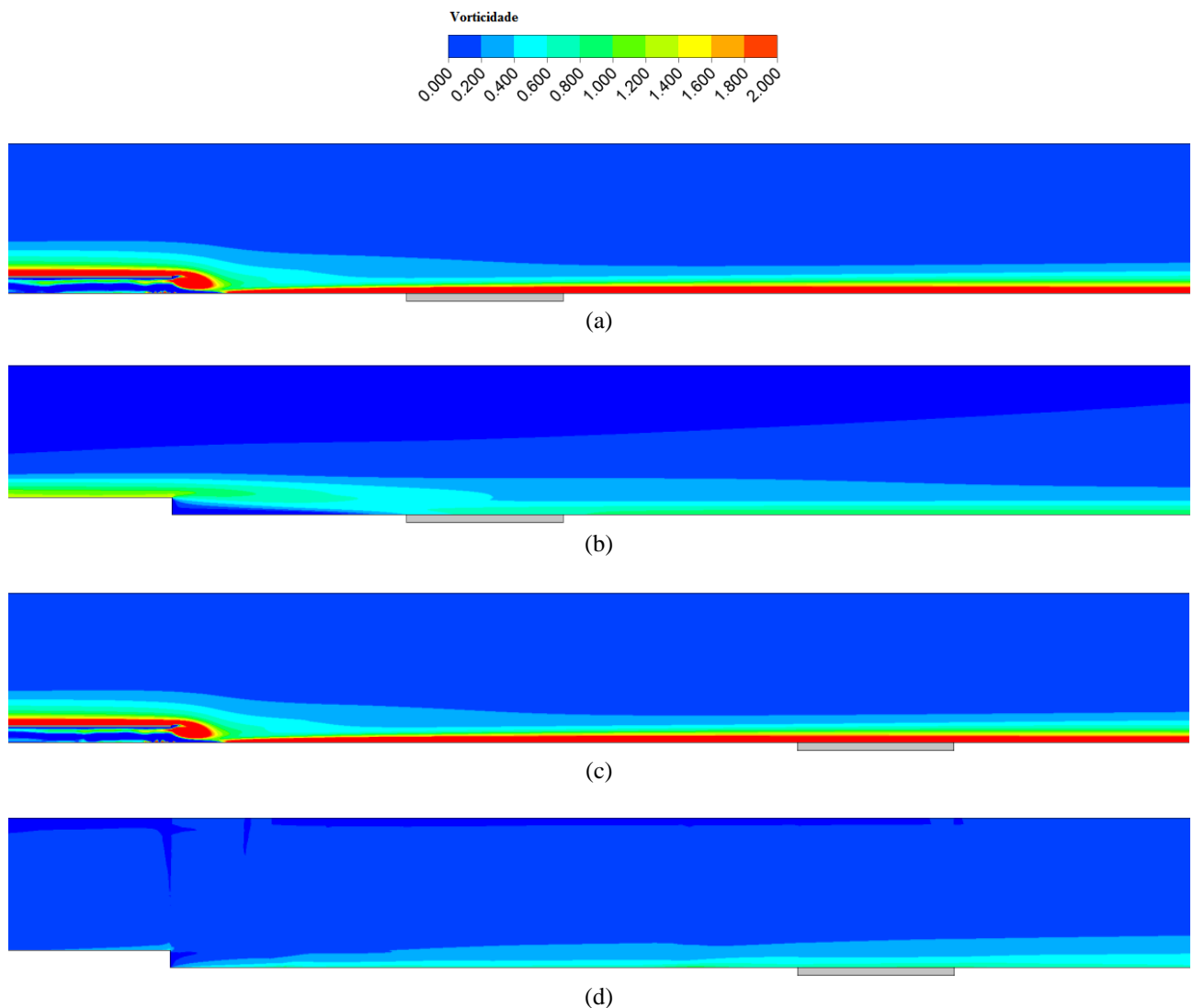


Figura 7. Contornos da vorticidade instantânea normalizada, para  $Re = 172$  e  $St = 0,041$  em (a) “Sólido 1” na  $10^a$  pulsação do jato sintético; (b) “Sólido 1” em regime permanente; (c) “Sólido 2” na  $10^a$  pulsação do jato sintético; (d) “Sólido 2” em regime permanente

Conforme observa-se na figura, o jato sintético gera uma quantidade considerável de vorticidade que se propaga ao longo do canal. A passagem desta vorticidade sobre a região aquecida aumenta consideravelmente a transferência de calor devido a grande quantidade de turbulência induzindo uma mistura maior entre as camadas de fluido. Em

comparação, um escoamento de canal em regime permanente apresentaria uma camada muito menos espessa e menos intensa de vorticidade.

## 5. CONCLUSÕES

Jatos sintéticos apresentam-se como uma alternativa de grande potencial para aumentar a troca térmica de métodos convencionais de resfriamento por convecção forçada. Neste estudo constatou-se que, comparado a um escoamento constante de vazão mássica média equivalente, os jatos sintéticos apresentaram número de Nusselt e coeficiente de convecção entre 40% a 220% maior. Assim os jatos sintéticos podem aumentar a eficiência no arrefecimento, atendendo a demanda atual e a tendência de mercado. Porém, através deste estudo, também conclui-se que para velocidades maiores o jato sintético torna-se mais conveniente do que um método convencional. Para as geometrias deste estudo, para os números de Reynolds estudados, a eficiência térmica é sempre foi superior à um escoamento convencional. Contornos de vorticidade instantânea confirmam que o desempenho térmico superior dos jatos sintéticos se dá devido ao grande aumento de turbulência que ocorre quando a vorticidade gerada atravessa a região aquecida do canal. Apesar de ter englobado apenas uma parte limitada dos parâmetros geométricos e de escoamento em potencial, os resultados promissores obtidos neste estudo servem como justificativa para a continuidade de seu estudo no futuro.

## 6. REFERÊNCIAS

- ANSYS CFX, 2009, "Ansys CFX-Solver modeling Guide", Release 12.0.
- Chandratilleke, T. T., Jagannatha, D. e Narayanaswamy, R., 2010, "Heat Transfer Enhancement in Microchannels With Cross-Flow Synthetic Jets", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 49, No. 3, pp. 504-513.
- Chaudhari, M., Puranik, B. e Agrawal, A., 2010a, "Heat Transfer Characteristics of Synthetic Jet Impingement Cooling", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 53, pp. 1057-1069.
- Chaudhari, M., Puranik, B. e Agrawal, A., 2010b, "Effect of Orifice Shape in Synthetic Jet Based Impingement Cooling", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 34, pp. 246-256.
- Chaudhari, M., Verma G., Puranik, B. and Agrawal, A., 2009, "Frequency response of a synthetic jet orifice," *Exp. Thermal and Fluid Sci.* Vol. 33, p. 439-448.
- Glezer, A., Allen, M. G., Brand, O., Lee, J. B. e Kercher D. S., 2003, "Microjet Cooling Devices for Thermal Management of Electronics", *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, Vol. 26, No. 2, pp. 359-366.
- Jain, M., Puranik, B. e Agrawal, A., 2011, "A Numerical Investigation of Effects of Cavity and Orifice Parameters on Characteristics of a Synthetic Jet Flow Department of Mechanical Engineering", Indian Institute of Technology Bombay, Powai, Mumbai 400076, India.
- Kalteh, M., Abbassi, A., Agrawal, A., Saffar-Avval, M., Frijns, A., Darhuber, A. e Harting J., 2011, "Experimental and Numerical Investigation of Nanofluid Forced Convection Inside a Wide Microchannel Heat Sink", *Applied Thermal Engineering*.
- Mahalingam, R. e Glezer, A., 2005, "Design And Thermal Characteristics Of A Synthetic Jet Ejector Heat Sink. *Journal of electronic packaging*", Vol. 127, No. 1, pp. 172-177.
- Malisca, C. R., 2004, "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", Ed. LTC.
- Smith, B. L. e Glezer, A., 1998, "The Formation and Evolution of Synthetic Jets", *Physics of Fluids*, Vol. 10, No. 9, pp. 2281-2297.
- Ohadi, M., 2010, "Thermal Management of Next Generation Low Volume Complex Electronics. Scottsdale", Az. CALCE, pp.03-14.
- Tang, H. e Zhong, S., 2009, "Lumped Element Modeling of Synthetic Jet Actuators", *Aerospace Science and Technology*, Vol. 13, No. 6, pp. 331-339.
- Wang, J., Shan, R., Zhang, C. e Feng, L., 2010, "Experimental Investigation of a Novel Two-Dimensional Synthetic Jet", *European Journal of Mechanics – b/fluids*, Vol. 29, No. 5, pp. 342-350.
- White, F., 1991, *Viscous Fluid Flow* 2<sup>a</sup> ed, McGraw Hill.
- Williams R., Lee, J., Sam, H. e Mahalingan R., 2007, "Synthetic Jets for Forced Air Cooling of Electronics", *Magazine Electronicscooling*, 23 Abr. 2007, <<http://www.electronics-cooling.com/2007/05/synthetic-jets-for-forced-air-cooling-of-electronics/>>.
- Xu, G. P., Tou, K. W. e Tso, C. P., "Numerical Modeling of Turbulent Heat Transfer from Discrete Heat Sources in Liquid-Cooled Channel", *International Journal Heat and Mass Transfer*, Vol. 41, No. 10, pp. 1157-1166

## 7. AVISO DE RESPONSABILIDADE

Os autores Fernanda Munhoz, Conrad Yuan Yuen Lee e Franciele Lara Dutra Alves são os únicos responsáveis pelo conteúdo do material impresso incluído neste trabalho.

## ANALYSIS OF OF THE BISTABILITY PHENOMENON IN TWO CYLINDERS SIDE-BY-SIDE BY MEANS OF WAVELET AND HILBERT-HUANG TRANSFORMS

A. V. de Paula, [vagtinski@mecanica.ufrgs.br](mailto:vagtinski@mecanica.ufrgs.br)

R. S. S. Horszczaruk, [rodrigo.santiago@ufrgs.br](mailto:rodrigo.santiago@ufrgs.br)

S. V. Möller, [svmoller@ufrgs.br](mailto:svmoller@ufrgs.br)

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica – PROMEC  
Universidade Federal do Rio Grande do Sul – UFRGS  
Rua Sarmento Leite, 425  
90050-170 Porto Alegre, RS, Brasil

**Abstract.** *By means of hot wire anemometry technique the presence of the phenomenon of the bistability in the flow on two cylinders side by side is investigated in an aerodynamic channel. There are many applications in engineering where cylindrical structures submitted to a transversely flowing fluid are present, as in heat exchangers, pipelines and transmission lines. Bistability occurs in flows over sets of bluff bodies forming a flip-flopping wake characterized by a biased flow switching at irregular intervals. Therefore, bistability can represent an additional source of dynamic instabilities. The aspect ratio  $p/d$  chosen was of 1.26, where “ $p$ ” is the pitch or the distance between the centers of adjacent cylinders and “ $d$ ” the diameter. The experimental data are analyzed by means of wavelet tools and Hilbert-Huang Transforms. The results show that Wavelets and Hilbert-Huang Transform are complementary tools in the analysis of bistability.*

**Keywords:** *turbulent flow, hot wires, bistable flow, wavelets, Hilbert-Huang transform.*

### 1. INTRODUCTION

Circular cylinders nearly disposed are a very common configuration in engineering applications, like heat exchangers, pipelines and transmission lines. Tube banks are the most used configuration for the analysis of the phenomena that occur in various arrangement types.

The flow impinging on circular cylinders placed side-by-side presents a floppy and random phenomenon that change the flow mode. This behavior is called in literature as bistable flow.

As flow induced vibration and structure-fluid interaction are very dependent of the arrangement or configuration of the cylinders (side-by-side or tandem), new studies are necessary to improve its understanding.

According to Zdravkovich and Stonebanks (1988) the leading feature of flow-induced vibration in tube banks is the randomness of dynamic responses of tubes, and even if the tubes are all of equal size, have the same dynamic characteristics, are arranged in regular equidistant rows and are subjected to an uniform steady flow the dynamic response of tubes is non-uniform and random.

As bistability has been found at two side-by-side cylinders classical geometry, and more recently in tube banks (Olinto et al. 2009, de Paula et al. 2012), need of new information about this phenomenon, that can be an addition excitation mechanism on the tubes, with new tools is necessary.

Bistability is a nonstationary phenomenon; therefore, Fourier analysis is not applied. Wavelet transform was applied with success in transient flows in single cylinders (Indrusiak and Möller, 2011), two cylinders side by side (Alam et al., 2003; Alam and Sakamoto, 2005) and tube banks (Indrusiak et al. 2005, Olinto et al. 2009, de Paula et al. 2012). The promising results by Silveira and Möller (2012) applied to the flow on a single cylinder make the Hilbert-Huang Transform a challenging tool for the analysis of the bistability.

The purpose of this paper is to present a review on Wavelet and Hilbert-Huang Transforms and compare the results of the application of both techniques to the bistable flow of two cylinders side by side.

### 2. BISTABLE FLOW

The cross steady flow through same diameter circular cylinder ( $d$ ) placed side-by-side can present a wake with different modes, according Sumner *et al.* (1999), depending on distances between its centers, called pitch ( $p$ ). Different flow behaviors can be found for different pitch-to-diameter ratios  $p/d$ . When cylinders are in contact ( $p/d=1$ ), they behave as a bluff body, and due the increasing of the distance between the free shear layer from both sides, the vortex shedding is lower than of a single cylinder. At small pitch ratios ( $1.0 < p/d < 1.2$ ) two cylinders placed side-by-side still behave as a bluff body, but the high-momentum fluid that enters trough the gap between tubes increases the base pressure and reduces the drag forces of both cylinders, with a vortex-shedding frequency close to that observed for  $p/d=1$ . In addition, a single vortex street is observed in the combined wake of the two cylinders, and vortex shedding occurs only from the outer shear layer. Three types of behavior were observed. The most commonly observed has an asymmetrical near-wake region with a defected or biased gap-flow, with a possible single vortex street forming downstream. Another, with a symmetrical near-wake formation of a single vortex street, and a gap-flow oriented parallel to the flow axis. And a third flow pattern showing no significant gap flow. At large pitch ratios ( $p/d > 2.2$ ) the

biased flow disappear, and side-by-side circular cylinders behave more independent, as isolated bluff bodies. Nevertheless, there is still some interaction or synchronization occurring between them, predominantly as anti-phase vortex formation. At intermediate pitch ratios ( $1.2 < p/d < 2.0$ ) the flow is characterized by a wide near-wake behind a cylinder and a narrow near-wake behind the other, as shown in Fig. 1a and Fig. 1b. This phenomenon generates two dominant vortex-shedding frequencies, each one associated with a wake: the narrow wake is associated with a higher frequency and the wide wake with a lower one.

Through the gap, flow is biased towards the cylinder, and has a narrow wake. Bistable flow is characterized by switch of this gap flow, from one side to other at irregular time intervals. Thereby, if the flow velocity is measured downstream the cylinders, by example along the tangent to their external generatrices, a switch mode can occur as shows the scheme in Fig. 1b. According to previous studies, this pattern is independent of Reynolds number, and it is not associated to cylinders misalignment or external influences, what suggest an intrinsically flow feature.

According to Kim and Durbin (1988) the transition between the asymmetric states is completely random and it is not associated with a natural frequency. They concluded that the mean time between the transitions is on order  $10^3$  times longer than vortex shedding period, and the mean time intervals between the switches decreases with the increasing of Reynolds number, through a dimensionless study. This is in according with Williamson (1985), who found for  $Re=300$  a steady mean flow. As Strouhal numbers are relatively independent from the Reynolds numbers (Žukauskas, 1972), they conclude that there is no correlation between the bistable feature and the vortex shedding.

Olinto (2005) determined experimentally the presence of biased and bistable flow mode two cylinders placed in a side-by-size arrangement.

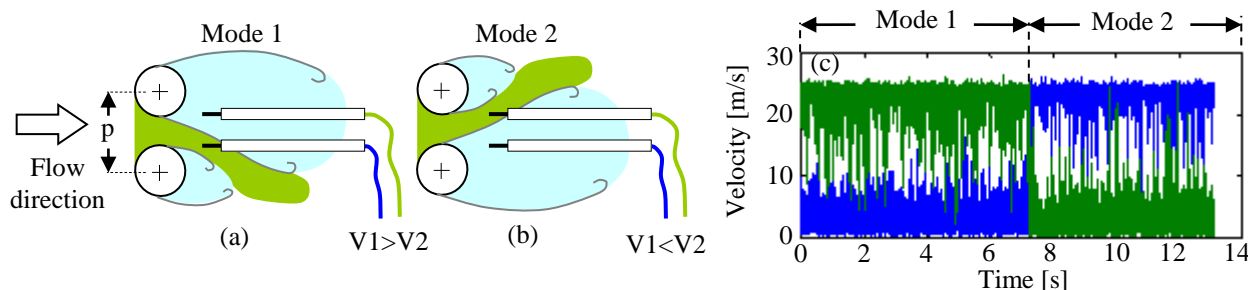


Figure 1. Bistability scheme for (a) mode A and (b) mode B, and its respective characteristic signals (c).

### 3. EXPERIMENTAL TECHNIQUE

The velocity of the flow and its fluctuations, as well as the flow deviation angle, are measured by means of a DANTEC *StreamLine* constant hot-wire anemometry system, with a double hot wire probe (type DANTEC 55P71 Special), with a wire perpendicular to the flow, and a slant wire  $45^\circ$  with the probe axis. The measurements were performed aligning the probes along the tangent to the external generatrices of a cylinder (Fig. 2b). The aerodynamic channel used in the experiments is made of acrylic, with a rectangular test section of 0.146 m height, width of 0.193 m and 1.02 m of length (Fig. 2a). The air is impelled by a centrifugal blower of 0.64 kW, and passes through two honeycombs and two screens, which reduce the turbulence intensity to about 1% in the test section. Upstream the test section, placed in one of the side walls, a Pitot tube which measures the reference velocity of the non-perturbed flow. Data acquisition is performed by a 16-bit board (NATIONAL INSTRUMENTS 9215-A) with USB interface, which converts the analogical signal to digital series. The acquisition frequency of time series was of 1 kHz, and a low-pass filter of 300 Hz was used to avoid aliasing. The circular cylinders, with external diameter of 25.1 mm, are made of Polyvinyl chloride (PVC), and are rigidly attached to the top wall of test section. Their extremities are covered to avoid the possibility of acoustic resonance, which can be excited in one side closed cylinders (open cavities). The blockage ratio ( $\beta$ ) is of 26 %, and recent studies show that the bistable behavior is identified until 51.8 % (Silveira and Möller, 2011). However, by increasing  $\beta$ , a gradual decrease in the number of changes occurs. Thus, no corrections were applied to eliminate the effect of the blockage ratio in the results. The probe support is positioned with 3D transverse system placed 200 mm downstream the outlets (Fig. 2c). The mean error of the flow velocity determination with a hot wire was about  $\pm 3\%$ . The Reynolds number of the experiment is  $2.27 \times 10^4$ , computed with the tube diameter and the reference velocity (14 m/s), and the pitch-to-diameter ratio is  $p/d=1.26$ .

### 4. MATHEMATICAL TOOLS

#### 4.1 Fourier and Wavelet Transforms

The statistical (or time domain) analysis consists on determining the first four moments of the probability density function: mean (average), standard deviation, skewness and kurtosis. The spectral (or frequency domain) analysis can be done through the power spectral density function (PSD). The joint time-frequency domain analysis was made

through wavelet transform. The wavelet analysis can be applied to time varying signals, where the stationary hypothesis cannot be maintained, to allow the detection of non-permanent flow structures.

The Fourier transform of a discrete time series gives the energy distribution of the signal in the frequency domain evaluated over the entire time interval.

While the Fourier transform uses trigonometric functions as basis, the bases of wavelet transforms are functions named wavelets, with finite energy and zero average that generates a set of wavelet basis.

The continuous wavelet transform of a function  $x(t)$  is given by:

$$\tilde{X}(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi_{a,b}(t) dt \quad (1)$$

where  $\psi$  is the wavelet function and the parameters  $a$  and  $b$  are respectively scale and position coefficients ( $a, b \in \mathfrak{R}$  and  $a > 0$ ).

The respective wavelet spectrum is defined as:

$$P_{xx}(a, b) = |\tilde{X}(a, b)|^2 \quad (2)$$

In the wavelet spectrum, Equation (2), the energy is related to each time and scale (or frequency) (Daubechies, 1992). This characteristic allows the representation of the distribution of the energy of the signal over time and frequency domains, called spectrogram.

The discrete wavelet transform (DWT) is a judicious sub sampling of the continuous wavelet transform (CWT), dealing with dyadic scales, and given by (Percival and Walden, 2000):

$$d(j, k) = \sum_t x(t) \psi_{j,k}(t) \quad (3)$$

where the scale and position coefficients ( $j, k \in \mathbb{I}$ ) are dyadic sub samples of ( $a, b$ ).

Any discrete time series with sampling frequency  $F_s$  can be represented by:

$$x(t) = \sum_k c(J, k) \phi_{j,k}(t) + \sum_{j \leq J} \sum_k d(j, k) \psi_{j,k}(t) \quad (4)$$

where the first term is the approximation of the signal at the scale  $J$ , which corresponds to the frequency interval  $[0, F_s/2^{J+1}]$  and the inner summation of the second term are details of the signal at the scales  $j$  ( $1 \leq j \leq J$ ), which corresponds to frequency intervals  $[F_s/2^{j+1}, F_s/2^j]$ .

The velocity signals were analyzed using wavelet transforms to obtain the energy distribution of the turbulent flow over time-frequency domain. The continuous wavelet spectrum was obtained through continuous wavelet transform. The discrete wavelet transform was used to decompose the measured signal in wavelet approximations divided in frequency bands (Indrusiak et al., 2005).

According to Indrusiak et al. (2005), the choice of the best wavelet for a given problem is not straightforward. In some situations, the results are similar for most wavelets, while for other problems, the result of the analysis depends strongly on the wavelet type used. Basically, the best wavelet for the analysis of a certain problem will be chosen by its ability of enhancing features of the studied phenomena and by its filter capabilities. In this work, Daubechies “db20” wavelet functions were selected following a best filtering criterion (Daubechies, 1992).

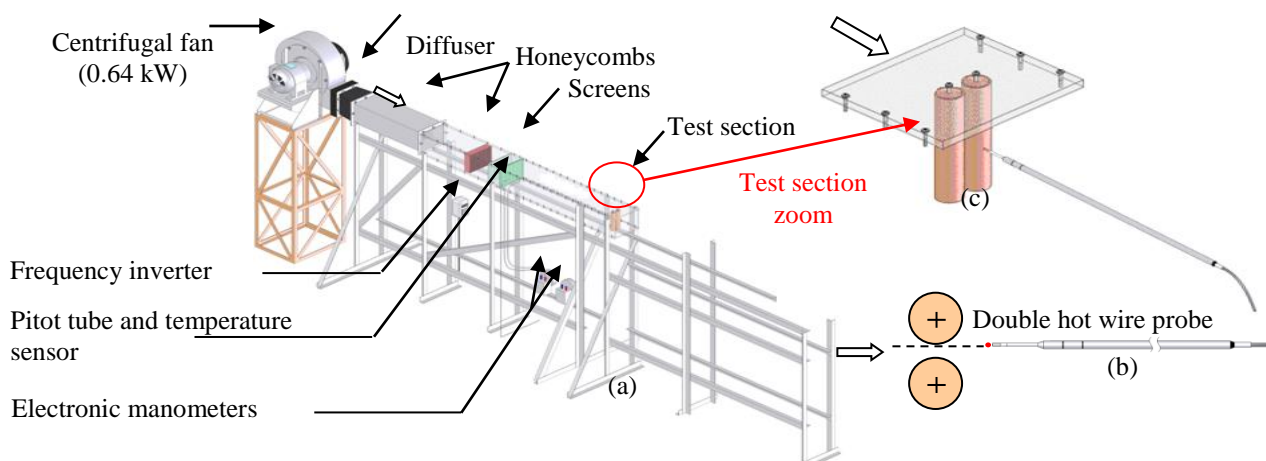


Figure 2 Schematic views: (a) aerodynamic channel, (b) test section and (c) probe position.

## 4.2 Hilbert-Huang Transform

The Hilbert-Huang Transform (HHT) is applied in the treatment of non-linear and non-stationary signals and it is made up of Huang Transform and Hilbert spectral analysis. The HHT is ruled by the empirical mode decomposition (EMD), known as the Huang Transform. The EMD assumes that any data set consists of different, simple, intrinsic modes of oscillation that need not be sinusoidal. Based on this, each mode of oscillation from high frequency to low frequency is derived in an objective manner from the recorded complex data. We call each of these oscillatory modes an intrinsic mode function (IMF). As discussed by Huang et al., 1998, the EMD method is necessary to deal with data from non-stationary and non-linear processes. This new method is intuitive, direct, and adaptive, with an *a posteriori*-defined basis, from the decomposition method, based on and derived from the data. The decomposition is made from the identification of all the local maxima. Connect all the local maxima by a cubic spline to produce the upper envelop of data, i.e.,  $x(t)$ , and repeat the procedures for the local minima to produce the lower envelop of  $x(t)$ . All the data should be encompassed by the upper and lower envelopes. Their mean of these envelopes is designated by  $m_1(t)$ , and the difference between the data  $x(t)$  and  $m_1(t)$  provide us the first component  $h_1(t)$ , i.e.,

$$h_1(t) = x(t) - m_1(t) \quad (5)$$

Ideally,  $h_1(t)$  should be an IMF, but all the conditions of an IMF should be achieved; the conditions are [Huang and Shen, 2005]:

- (1) In the whole dataset, the number of maxima and minima as well as the number of zero-crossings must either equal or differ at most by one, and
- (2) At any point, the mean value of the envelope defined by the local maxima and the envelope defined by the local minima is zero.

Not satisfied the condition of an IMF, the process is repeated. In the subsequent sifting process,  $h_1(t)$  is treated as the data, then

$$h_{11}(t) = h_1(t) - m_{11}(t) \quad (6)$$

where  $m_{11}(t)$  is the mean of the upper and lower envelopes of  $h_1(t)$ . Repeating  $k$  times until  $h_{1k}(t)$  to satisfy the conditions of an IMF, we have

$$h_{1k}(t) = h_{1(k-1)}(t) - m_{1(k-1)}(t). \quad (7)$$

It is named the first IMF component  $c_1(t)$  from the data, because  $c_1(t) = h_{1k}(t)$ . The component  $c_1(t)$  will contain the finest-scale of the highest frequency component of the signal. The residue  $r_1(t)$ , given by

$$r_1(t) = x(t) - c_1(t) \quad (8)$$

contains longer-period components, is treated as new data and subjected to the same sifting process as described above. This procedure can be repeated to obtain all the subsequent  $r_j(t)$ 's

$$r_j(t) = r_{j-1}(t) - c_j(t) \quad (9)$$

The sifting process can be ended on any of the following predetermined criteria: a) either the component  $c_n(t)$  or the residue  $r_n(t)$  becomes so small that it is less than a predetermined value of consequence, or b) the residue  $r_n(t)$  becomes a monotonic function from which no more IMFs can be extracted [Huang e Shen, 2005]. The original data can be expressed by the sum of the IMF components plus the final residue, thus we obtain

$$x(t) = \sum_{j=1}^n c_j(t) + r_n(t) \quad (10)$$

The components of EMD are usually physical meaningful, for the characteristic scale are defined by the physical data.

The HHT is completed by the Hilbert spectral analysis (HSA) which consists in the application of the Hilbert transform on each IMF components obtained. For one IMF  $c_i(t)$  in Eq. (14), we can express the Hilbert transform as

$$H[c_i(t)] = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{c_i(t')}{t - t'} dt' \quad (11)$$

From this definition, an analytic signal may be given by

$$z_i(t) = c_i(t) + jH[c_i(t)] = a_i(t)e^{i\Phi_i(t)} \quad (12)$$



where

$$a_i(t) = \sqrt{c_i^2(t) + H^2[c_i(t)]} \quad (13)$$

$$\Phi_i(t) = \arctan \frac{H[c_i(t)]}{c_i(t)} \quad (14)$$

The instantaneous frequency is obtained from Eq. (18) as

$$\omega_i(t) = \frac{d\Phi_i(t)}{dt} \quad (15)$$

After applying the Hilbert transform to each IMF component, the original signal can be expressed as the real part (RP) in the following form [Cheng et al, 2008]:

$$x(t) = RP \sum_{i=1}^n a_i(t) e^{i\Phi_i(t)} = RP \sum_{i=1}^n a_i(t) e^{i \int \omega_i(t) dt} \quad (16)$$

At this moment, the residue  $r_n(t)$  is left out on purpose, for it is either a monotonic function or a constant. Eq. (16) gives both amplitude and frequency of each component as functions of time. This frequency-time distribution of the amplitude is designated as the Hilbert spectrum  $H(\omega, t)$ :

$$H(\omega, t) = RP \sum_{i=1}^n a_i(t) e^{i \int \omega_i(t) dt} \quad (17)$$

Defined the Hilbert spectrum, we can also define the marginal spectrum  $h(\omega)$  [Huang and Shen, 2005] as

$$h(\omega) = \int_0^T H(\omega, t) dt \quad (18)$$

where T is the total data length. The marginal spectrum offers a measure of the total amplitude (or energy) contribution from each frequency value.

We can use the Hilbert spectrum to obtain the local power spectral density, because  $H(\omega, t)$  accurately describes the varying rule of signal amplitude according time and frequency, so when energy is taken into account, the local power spectral density is given by [Can-yang et al, 2008]

$$P_{xx}(\omega, t) = \frac{|H(\omega, t)|^2}{2} \quad (19)$$

Based on the temporal-frequency feature of the HHT, the energy of random process or the samples has been localized. The energy is expanded on the plane of time and frequency, as Eq. (23), then, the local power spectral density is got.

The Hilbert energy spectrum is defined by  $H^2(\omega, t)$  that describes the energy-frequency-time distribution. Leaving out the residue  $r_n(t)$ , the HHT of  $x(t)$  should be energy conservation, namely, the relation could be obtained:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H^2(\omega, t) d\omega dt \quad (20)$$

where  $|x(t)|^2$  is the energy density of the signal  $x(t)$ . Thus, the instantaneous energy  $E(t)$  is defined by [Huang et al, 1998]

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H^2(\omega, t) d\omega \quad (21)$$

This  $E(t)$  provides the energy distribution of the signal in the time domain. If we want the energy distribution in frequency domain [De-jie et al, 2008] we will have

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} H^2(\omega, t) dt \quad (22)$$

The mathematical analysis was made with MATLAB® software and its specific toolboxes for statistical, spectral and wavelet analysis.



## 6. RESULTS

Figure 3 show the time series of axial velocity, transversal velocity and the angle of deviation of the flow. Figure 3a shows several changes between two distinct velocity levels from the axial component, concerning to 3.0 m/s (wide near-wake - mode 1) and 18.6 m/s (narrow near-wake - mode 2). These changes are accompanied by the transversal component (Fig. 3b), and as the flow changes direction, from the wide near-wake to the narrow near-wake mode, the angle of incidence tends to have smaller fluctuations (Fig. 3c).

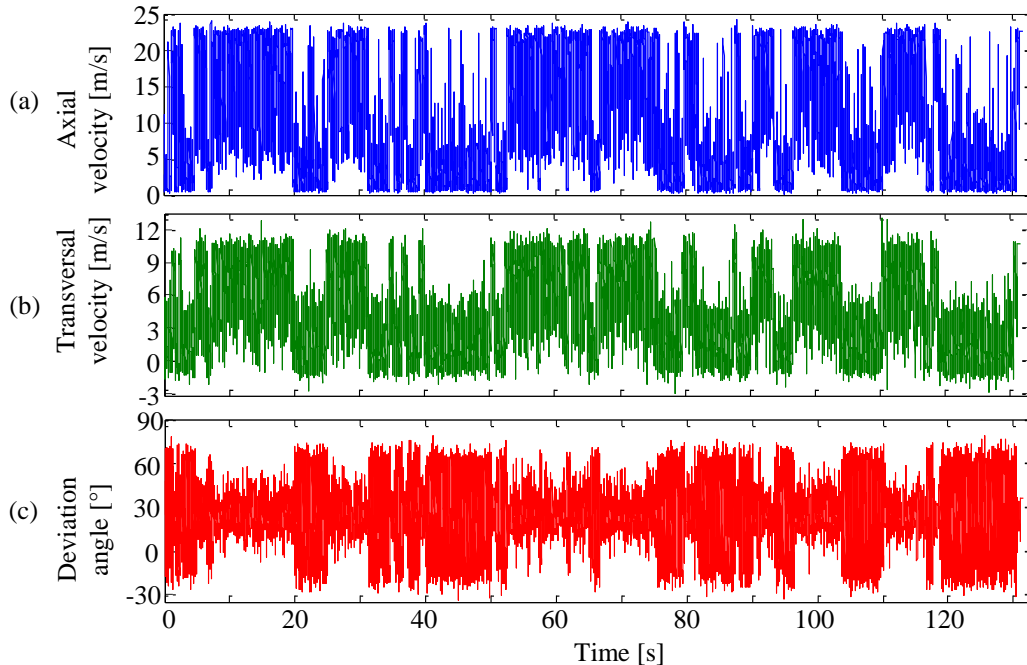


Figure 3. (a) Axial velocity signal, (b) transversal velocity signal and (c) deviation angle of the flow.

A discrete reconstruction of the velocity component via wavelet transform (DWT) for several bandwidth frequencies is presented in Fig. 4. It is possible to observe that the reconstruction level ( $n$ ) which best represent the phenomenon is that of  $n = 9$  (Fig. 4a), where the flow changes above 0.976 Hz are filtered. Figures 4b to 4d present the results for the reconstruction levels  $n = 10$  to  $n = 12$ , respectively, where the lower frequencies do not identify all the flow changes.

Figure 5 presents a joint analysis with DWT and CWT of the time series, where a multilevel decomposition in several bandwidth values, accordingly with the selected decomposition level, can be performed together with the analysis of their energy content, or spectrogram. The frequency intervals of the spectrograms vary from 10 to 150 Hz, with a bandwidth of 2 Hz. The time series were parameterized to present the same energy scale. Results show that there is an increase in energy content of velocity signals when the mean velocity is higher, with a relative spreading of frequencies (Figs. 5a and 5b), since 10 Hz until approximately 120 Hz. When the direction of the gap flow changes, to the wide near-wake, there is a decreasing in the energy content followed by a higher concentration of the frequencies, until approximately 30 Hz, what shows that the wide near-wake has a higher frequency concentration, but with lower energy.

From the original data signal of axial and transversal velocity and its delta angle, Fig. 3, was made the decomposition using the EMD algorithm of HHT, and twenty IMFs are obtained for the decomposition of axial velocity and eighteen IMFs from transversal velocity and the delta angle, Fig. 6. Each component corresponds to a different oscillation mode with different amplitude and frequency content. The first IMF components have the highest-frequency, and the frequency content decrease with the increase IMF component. This frequency range is very useful to analyze any-frequency oscillation and it is used in HSA to obtain the instantaneous frequency.

We see in the Fig. 6 that the features of the original signal are maintained with respect to higher velocity values, which have a higher amplitude until the 13<sup>th</sup> IMF, Fig. 6(a), and until 8<sup>th</sup> IMF, Fig. 6(b) and 6(c).

The Fast Fourier Transform was performed for the first four IMF in Fig. 8 in order to determine the frequency of each IMF decomposition, from the highest to the lowest frequencies. The results show that those four IMFs have the principal contents of the flows. The first two decompositions present frequencies with a wide distribution and lower energy compared to the third and the fourth. The rest of the IMF components, from 5<sup>th</sup> to 20<sup>th</sup>, for axial velocity, and 5<sup>th</sup> to 18<sup>th</sup> for transversal velocity and delta angle, only have some lower frequencies and residues of the signal, not providing relevant information of the studied Phenomenon in particular.

From the decomposition of the signal using the Empirical Mode Decomposition by means of the Hilbert spectral analysis is shown on Fig. 7, and it can leads to a better visualization of the more detailed frequency distribution, with respect to the wavelet analysis. The frequency distribution showed on Fig. 7 occurs between 50 and 100 Hz for axial and transversal velocity and delta angle.

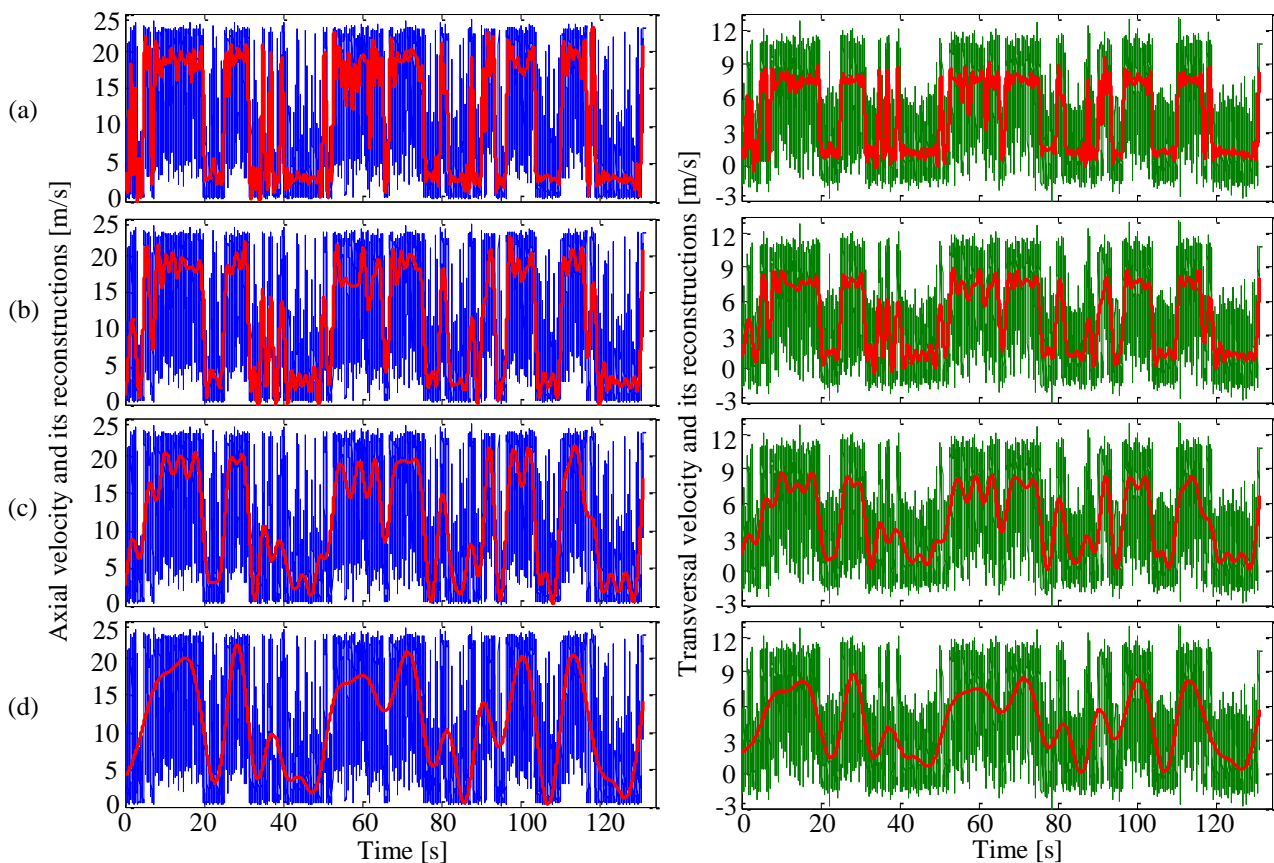


Figure 4. Velocity components and its reconstructions via DWT (red lines).  
 Levels of reconstruction: (a)  $n = 9$ , (b)  $n = 10$ , (c)  $n = 11$  and (d)  $n = 12$ .

That feature is seen in HSA due to the presence of instant frequency obtained from application of Hilbert transform in each IMF with its respective frequency. Through the decomposition of the signal in IMFs the information is carried to the HSA time scale, providing a view of the frequency distribution, which represents an improvement in the signal analysis by HHT compared with wavelets.

The Empirical Mode Decomposition from Hilbert-Huang transform leads to Intrinsic Mode Functions of the signal which reveals the features of oscillations of the data series, to obtain the instantaneous frequency from the Hilbert transform in each IMF. This method can be more effective than wavelets, which depends on the wavelet mother to be applied on the signal, which has to be chosen by trial and error, according to the features of the signal analyzed. Since HHT is directly decomposed from original data, the intrinsic physical characteristics are shown clearly by each IMF and its application is simpler than wavelets. Both wavelets and HHT can reveal the main characteristics of signal. The HHT revealed, from the Hilbert Spectral Analysis, a more detailed frequency distribution with respect to time, which became possible through the instantaneous frequency obtained from this method. Therefore, the employed methods (Wavelets and HHT) are complementary in interpreting the resulting data. In the case of use of FFT in some IMFs, this feature is very important in the methodology of a study since the conditions of applicability are satisfied. In general, the analysis of the bistability and others turbulent phenomena becomes more comprehensive with the aid of the Hilbert-Huang transform to wavelet transforms. HHT is a new technique and it can be a useful tool for the treatment of signals from turbulent flow studies together with wavelets.

## 7. CONCLUSIONS

In this paper the analysis of bistability phenomenon is presented for the flow on two side-by-size cylinders by means of hot wire anemometry technique, using an aerodynamic channel. Experimental results are analyzed by means of Wavelets and Hilbert-Huang Transforms. As bistability has been found in the geometry of two tubes side-by-side, and more recently in tube banks, there is need of additional information about this phenomenon that can be an addition excitation mechanism on the tubes.

The results of hot wire anemometry technique show that in the changes between the flow modes the increase in the axial velocity component is accompanied by increased of the transverse component. The angle of deviation of the flow tends to have smaller fluctuations when the flow direction changes from the wide near-wake to the narrow near-wake.

The wide near-wake, which has a higher frequency concentration, has a higher mean velocity than the narrow near-wake, but is less in energy. From the spectrograms of the velocity signals, the energy content is higher and more spread in frequency domain when the mean velocity increases. The spectrogram of the angle of deviation of the flow has an opposite behavior, where the higher energy content is distributed along a large frequency band.

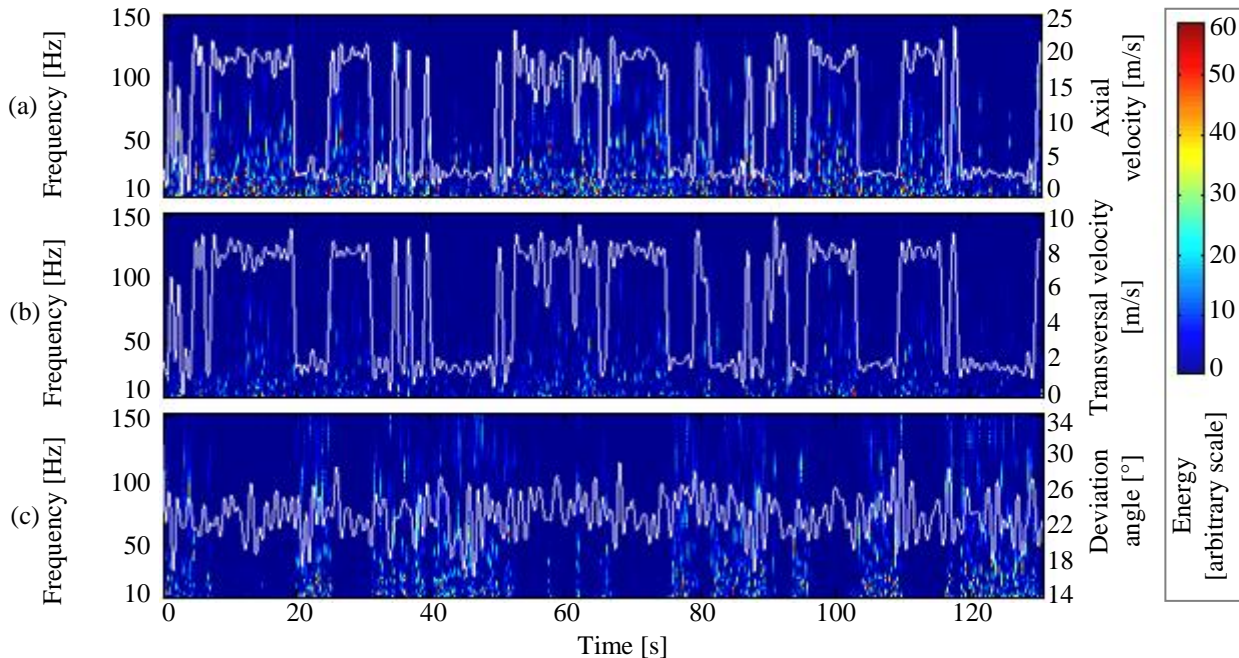


Figure 5. Joint analysis of the CWT and the DWT time series: (a) axial velocity, (b) transversal velocity and (c) deviation angle of the flow.

The Empirical Mode Decomposition from Hilbert-Huang transform leads to Intrinsic Mode Functions of the signal which reveals the features of oscillations of the data series, leading to obtain the instantaneous frequency from the Hilbert transform in each IMF. This method can be more effective than wavelets, which depends on the wavelet mother to be applied on the signal, which has to be chosen by trial and error, according to the features of the signal analyzed. Since HHT is directly decomposed from original data, the intrinsic physical characteristics are shown clearly by each IMF and its application is simpler than wavelets. Both wavelets and HHT can reveal the main characteristics of signal.

The HHT revealed, from the Hilbert Spectral Analysis, a more detailed frequency distribution with respect to time, which became possible because the instantaneous frequency obtained from this method.

Therefore, the employed methods (Wavelets and HHT) are complementary in interpreting the resulting data. In the case of use of FFT in some IMFs, this feature is very important in the methodology of a study since the conditions of applicability are satisfied.

In general, the analysis of the bistability and others turbulent phenomena becomes more comprehensive with the aid of the Hilbert-Huang transform to wavelet transforms. HHT is a new technique and it can be a useful tool for the treatment of signals from turbulent flow studies together with wavelets.

## 8. ACKNOWLEDGEMENTS

Authors gratefully acknowledge the support by The National Council for Scientific and Technological Development (CNPq), Ministry of Science and Technology (MCT), Brazil.

Alexandre V. de Paula thanks also the CNPq for granting him a fellowship.

Rodrigo S. Silveira thanks CAPES, Ministry of Education, Brazil, for granting him a fellowship.

## 9. REFERENCES

- Alam, M. M., Moriya, M. and Sakamoto, H., 2003, "Aerodynamic Characteristics of Two Side-by-Side Circular Cylinders and Application of Wavelet Analysis on the Switching Phenomenon", *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 18, pp. 325-346.
- Alam, M.M., Sakamoto, H., 2005, "Investigation of Strouhal frequencies of two staggered bluff bodies and detection of multistable flow by wavelets", *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 20, pp. 425-449.
- Bendat, J. S. and Piersol, A. G., 1971, "Random Data: Analysis and Measurement Procedures", Wiley-Interscience.

Daubechies, I., 1992, “Ten Lectures on Wavelets”, Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, Pennsylvania.

De Paula, A.V., Endres, L.A.M., Möller, S.V., 2012, “Bistable features of the turbulent flow in tube banks of triangular arrangement”, Nuclear Engineering and Design, 249 pp. 379– 387.

Huang, N.E.; Shen, S.S.P., 2005 “Hilbert-Huang Transform and Its Applications”, Word Scientific, v. 5, Singapura.

Huang, N.E.; Shen, Z.; Long, S.R.; Wu, M.C.; Shih, H.H.; Zheng, Q.; Yen, N.C.; Tung, C.C.; Liu, H.H., 1998 “The Empirical Mode Decomposition and the Hilbert Spectrum for Nonlinear and Non-stationary Time Series Analysis”, Proceedings of the Royal Society, v. 454, pp. 903-995.

Indrusiak, M. L. S., and Möller, S.V., 2011, “Wavelet analysis of unsteady flows: Application on the determination of the Strouhal number of the transient wake behind a single cylinder”, Experimental Thermal and Fluid Science 35, pp. 319-327.

Indrusiak, M.L.S., Goulart, J.V., Olinto, C.R., Möller, S.V., 2005, “Wavelet time–frequency analysis of accelerating and decelerating flows in a tube bank”, Nuclear Engineering and Design , Vol. 235, pp. 1875-1887.

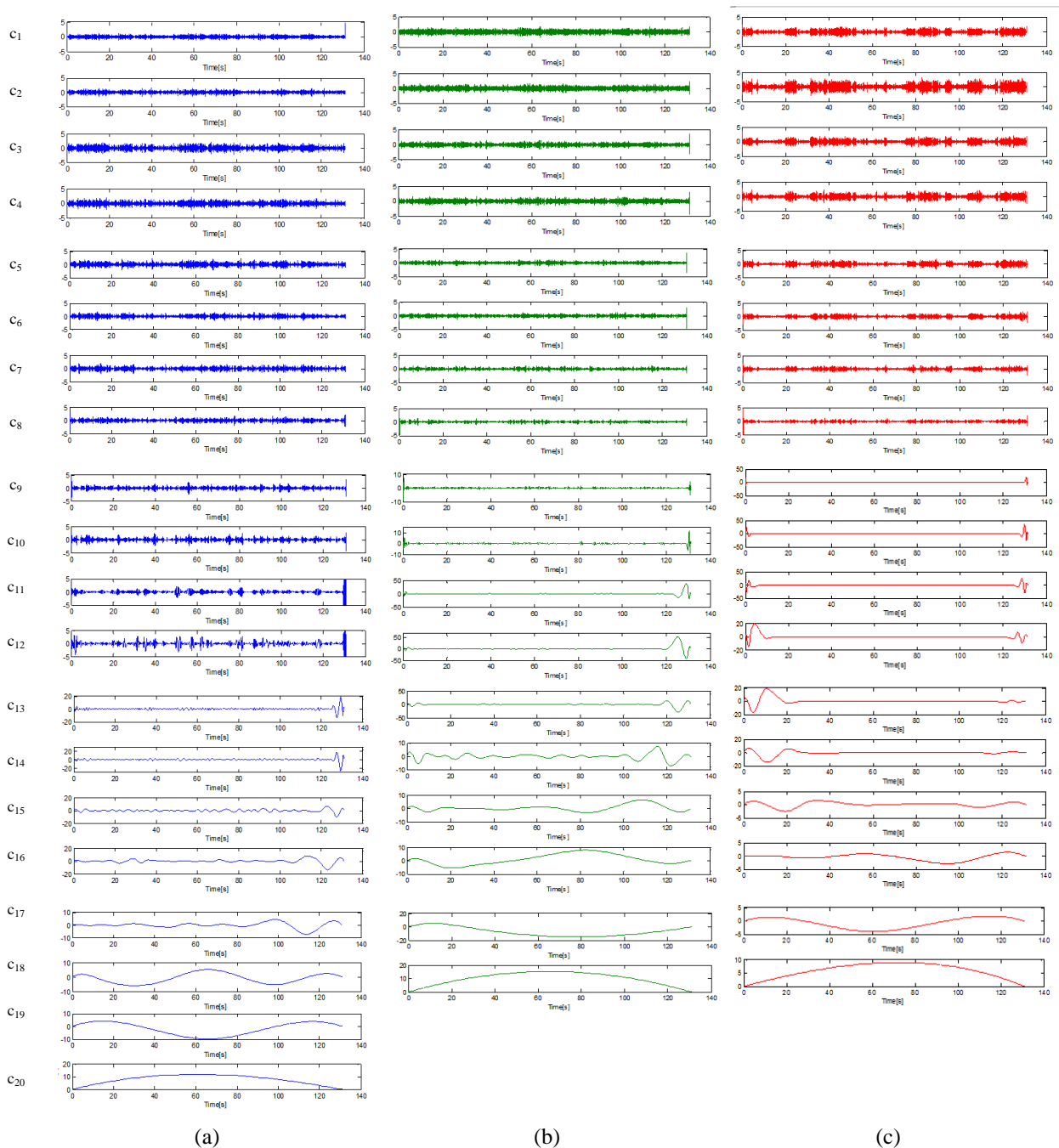


Figure 6. All IMF’s components of axial velocity (a), transversal velocity (b) and delta angle (c).



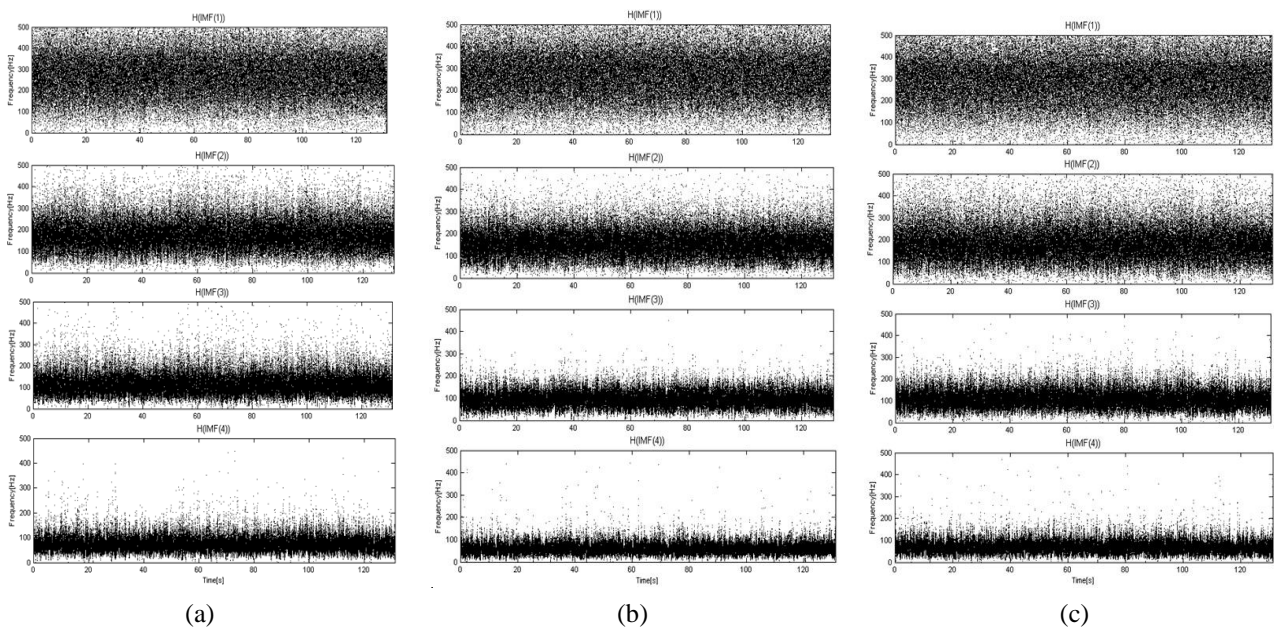


Figure 7. Results for Hilbert Spectral Analysis for first, second, third and fourth IMF of axial velocity (a), transversal velocity (b) and delta angle (c).

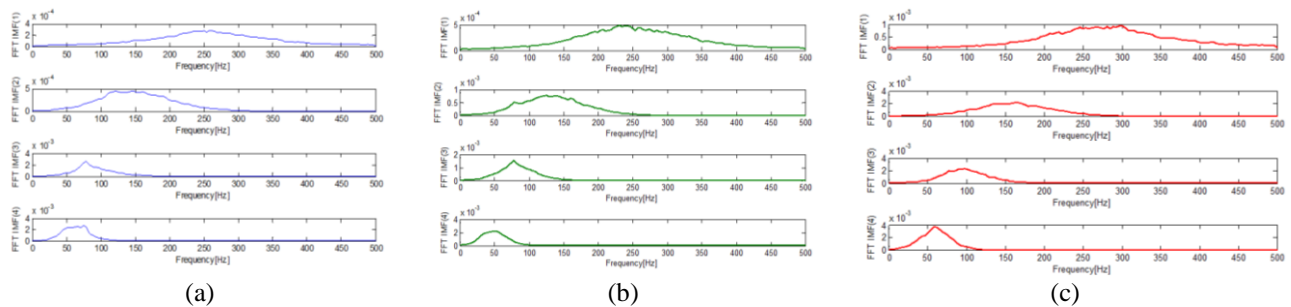


Figure 8. Fast Fourier Transform of 1<sup>st</sup>, 2<sup>nd</sup>, 3<sup>rd</sup> and 4<sup>th</sup> IMF components of axial velocity (a), transversal velocity (b) and delta angle (c).

Kim, H. J. and Durbin, P. A., 1988, “Investigation of the Flow Between a Pair of Circular Cylinders in the Flopping Regime”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 196, pp. 431-448.

Olinto, C.R, Indrusiak, M.L.S. and Möller, S.V., 2006, Experimental study of the bistable flow in tube arrays. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering XXVIII*, pp. 233-241.

Olinto, C.R., Indrusiak, M.L.S., Endres, L.A.M., Möller, S.V., 2009, “Experimental study of the characteristics of the flow in the first rows of tube banks”, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 239, pp. 2022-2034.

Sumner, D., Wong, S. S. T., Price, S. J. and Paidoussis, 1999, “Fluid Behaviour of side-by-side circular cylinders in steady cross-flow”, *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 13, pp. 309-338.

Williamson, C. H. K., 1985, “Evolution of a Single Wake Behind a Pair of Bluff Bodies”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 159, pp. 1-18.

Zdravkovich, M. M. and Stonebanks, K. L., 2000, “Intrinsically Non-Uniform and Metastable Flow in a Behind Tube Arrays”, *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 4, pp. 305-319.

Ziada, S., 2006, “Vorticity Shedding and Acoustic Resonance in Tube Bundles”, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Vol. XXVIII, pp. 186-199.

Žukauskas, A., 1972, “Heat Transfer from Tubes in Crossflow”, *Advances in Heat Transfer*, Vol. 8, Academic Press Inc., New York.

## 10. RESPONSIBILITY NOTICE

The authors are the only responsible for the printed material included in this paper.

# ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDRO EM OSCILAÇÃO LIVRE E FORÇADA POR DNS

**L. C. Pinto, leandrocomp@gmail.com**

**E. B. C. Schettini, bcamano@iph.ufrgs.br**

Instituto de Pesquisas Hidráulicas - Universidade Federal do Rio Grande do Sul  
Av. Bento Gonçalves 9500, 91501-970, Porto Alegre - RS - Brasil

**J. H. Silvestrini, jorgehs@puccrs.br**

Faculdade de Engenharia - Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul  
Av. Ipiranga 6681, 90619-900, Porto Alegre - RS - Brasil

**Abstract.** Neste trabalho foram analisados os resultados de simulações para o escoamento ao redor de um cilindro submetido a diferentes condições de movimento: fixo, em oscilação transversal forçada e com oscilação livre para 1 e 2 graus de liberdade. As simulações foram realizadas para número de Reynolds igual a 300, onde o regime de desprendimento de vórtices é tridimensional. O principal objetivo do trabalho foi analisar as variações dos esforços causados pelo escoamento sobre um cilindro submetido a vibração induzida por vórtices, identificando as principais diferenças durante as fases bidimensional e tridimensional, em relação aos casos de escoamento com cilindro fixo e em oscilação transversal forçada. Foi utilizado o código numérico Incompact3d na solução das equações de movimento de um fluido incompressível, aliado ao método de fronteiras imersas, o qual é responsável pela representação do obstáculo imerso no escoamento. Para o movimento forçado do cilindro, foi imposta uma trajetória senoidal, com amplitude e frequência de deslocamento predefinidas. Para os casos de oscilação induzida por vórtices, foi usado um modelo dinâmico amortecido, com 1 e 2 graus de liberdade. Os resultados obtidos mostram que as condições de movimento do cilindro, mesmo para valores de amplitude e frequência de oscilação similares, alteram significativamente as forças resultantes de arrasto e sustentação sobre o obstáculo e a formação da esteira de vórtices a jusante do cilindro.

## 1. INTRODUÇÃO

O estudo do escoamento ao redor de um cilindro circular fixo ou em movimento, tem sido o foco de pesquisa em diversas áreas de conhecimento. Na engenharia este tema vem encontrando vasta aplicação como, por exemplo, no dimensionamento de estruturas esbeltas submetidas à ação do vento, ou nos *risers* das plataformas de petróleo, os quais estão submetidos à ação das correntes do oceano.

Neste trabalho foi utilizada a versão paralelizada do código Incompact3d (Laizet et al., 2010), capaz de solucionar as equações do escoamento por Simulação Numérica Direta (DNS). O Incompact3d vem sendo validado para uma série de problemas envolvendo o escoamento ao redor de obstáculos fixos e móveis. Estudos como os de Parnaudeau et al. (2003), Ribeiro et al. (2004), Laizet and Lamballais (2009), Pinto et al. (2010) e Pinto et al. (2011) apresentaram importantes resultados do ponto de vista quantitativo e qualitativo para problemas envolvendo geometrias convencionais e complexas.

O principal objetivo do presente estudo é analisar as variações dos esforços causados pelo escoamento sobre um cilindro submetido a diferentes condições de oscilação, identificando as alterações dos coeficientes de força durante as fases bidimensional e tridimensional.

## 2. METODOLOGIA NUMÉRICA

### 2.1 Modelo hidrodinâmico

No código Incompact3d, as equações de Navier-Stokes e da continuidade, adimensionalizadas para um escoamento de um fluido incompressível, são resolvidas numericamente numa malha computacional cartesiana. São utilizados esquemas numéricos de diferenças finitas de sexta ordem de precisão no cálculo das derivadas espaciais (Lele, 1992), enquanto que o avanço no tempo é feito pelo esquema de segunda ordem de Adams-Bashforth. As equações anteriormente mencionadas são expressas por:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \Pi - \frac{1}{2} [\vec{\nabla} (\vec{u} \otimes \vec{u}) + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}] + \frac{1}{Re} \vec{\nabla}^2 \vec{u} + \vec{f}, \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0. \quad (2)$$

Nestas equações,  $\vec{u}$  representa o campo de velocidade,  $\Pi$  é o campo de pressão.

Para representar o obstáculo no escoamento, foi usado o método de fronteiras imersas, o qual é baseado na adição de um termo de força  $\vec{f}$  na equação (1), modelando a presença do corpo no escoamento (Parnaudeau et al., 2008). No caso em que o cilindro é fixo, seguindo o avanço temporal do esquema de Adams-Bashforth, o cálculo de  $\vec{f}$  é realizado isolando-se este termo na Eq. (1), o que resulta em:

$$c_k \vec{f}^{k+1} = \varepsilon(-a_k \vec{F}^k - b_k \vec{F}^{k-1} + c_k \vec{\nabla} \Pi^k + \frac{\vec{u}_0^{k+1} - \vec{u}^k}{\Delta t}), \quad (3)$$

onde os coeficientes do esquema de Adams-Bashforth são dados por  $a_k = 3/2$ ,  $b_k = -1/2$  e  $c_k = a_k + b_k$ . O vetor  $\vec{F}$  representa o termo convectivo-difusivo e é expresso por:

$$\vec{F}^k = -\frac{1}{2}[\vec{\nabla}(\vec{u}^k \otimes \vec{u}^k) + (\vec{u}^k \cdot \vec{\nabla})\vec{u}^k] + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u}^k. \quad (4)$$

Na Eq. (3), é imposto o valor da velocidade alvo  $\vec{u}_0^{k+1}$  de forma que as condições de não-deslizamento nas paredes do corpo imerso sejam satisfeitas. A constante  $\varepsilon$  é responsável por identificar se um determinado ponto de malha encontra-se dentro ( $\varepsilon = 1$ ) ou fora ( $\varepsilon = 0$ ) do obstáculo imerso. Para o escoamento ao redor do cilindro,  $\vec{u}_0$  pode ser representada em coordenadas cilíndricas ( $r, \theta, z$ ), e a condição de não-deslizamento na superfície do cilindro pode ser escrita por:

$$\vec{u}_0(D/2, \theta, z, t) = \vec{0}. \quad (5)$$

Tal velocidade é definida na região interior do cilindro em função do escoamento externo, pela seguinte expressão:

$$\vec{u}_0(r, \theta, z, t) = -g(r) \vec{u}(D - r, \theta, z, t) \quad \text{para} \quad 0 \leq r < \frac{D}{2}, \quad (6)$$

em que a função  $g(r)$  é positiva dentro do cilindro, devendo se anular para  $r = 0$  e ser igual a unidade em  $r = D/2$ . A função  $g(r)$  utilizada tem a forma:

$$g(r) = \sin\left(\frac{2\pi r^2}{D^2}\right). \quad (7)$$

Na prática, nota-se que  $\vec{u}_0$  é definida nos pontos da malha cartesiana e, portanto, um processo de interpolação bilinear é necessário para impor as correspondentes velocidades do escoamento externo no interior do cilindro.

Quando o cilindro é submetido a um movimento livre ou forçado com relação ao escoamento principal, a condição de não-deslizamento é obedecida quando  $\vec{u}_0$  é calculado da seguinte maneira:

$$\vec{u}_0(r, \theta, z, t) = \vec{u}_{cil} + (\vec{u}_{cil} - \vec{u}(D - r, \theta, z, t))g(r), \quad (8)$$

sendo  $\vec{u}_{cil}$  o vetor velocidade de deslocamento do cilindro. Desta equação resulta:

$$\vec{u}_0(0, \theta, z, t) = \vec{u}_0(D/2, \theta, z, t) = \vec{u}_{cil}. \quad (9)$$

## 2.2 Oscilação transversal forçada

Para o caso em que o cilindro é forçado a oscilar na direção transversal, a equação para representar o deslocamento ( $y_c$ ) é dada por:

$$y_c = \frac{A}{D} \text{sen}(2\pi f_o t), \quad (10)$$

onde  $A/D$  é a amplitude de deslocamento adimensional (adimensionalizada pelo diâmetro do cilindro ( $D$ )),  $f_o$  é a frequência de oscilação forçada e  $t$  o tempo também adimensional.

## 2.3 Modelo dinâmico e acoplamento

O acoplamento do modelo dinâmico, permitindo a oscilação livre do cilindro nas direções transversal ( $x$ ) e longitudinal ( $y$ ), é realizado utilizando as equações de um modelo dinâmico amortecido que representa um sistema massa-mola (Khalak e Williamson, 1999). A equação do modelo dinâmico foi adimensionalizada segundo os parâmetros do escoamento ( $U, \rho$  e  $D$ ), como proposto por Shiels et al. (2001), resultando em:

$$m\ddot{\vec{q}} + c\dot{\vec{q}} + k\vec{q} = \vec{F}(t), \quad (11)$$

sendo  $\vec{q} = (x_c, y_c)$  o vetor deslocamento do cilindro. Os parâmetros adimensionais da Eq. (11) são dados por:

$$m = \frac{\tilde{m}}{\frac{1}{2}\rho D^2 L} = \frac{\pi \rho_b}{2 \rho}, \quad c = \frac{\tilde{c}}{\frac{1}{2}\rho U D L}, \quad k = \frac{\tilde{k}}{\frac{1}{2}\rho U^2 L}. \quad (12)$$

As grandezas dimensionais  $\tilde{m}$ ,  $\tilde{c}$ ,  $\tilde{k}$ ,  $L$ ,  $\rho_b$  e  $\rho$  correspondem, respectivamente, à massa total do sistema, ao amortecimento estrutural, à constante de rigidez da mola, ao comprimento do cilindro, à massa específica do cilindro e a massa específica do fluido. O termo  $\vec{F}(t)$  é o vetor coeficiente de força composto pelas componentes de arrasto ( $C_D$ ) e de sustentação ( $C_L$ ).

O acoplamento da Eq. (11) foi realizado de forma que o modelo hidrodinâmico é resolvido antecipadamente e com a obtenção dos coeficientes de força, o modelo massa-mola é por sua vez resolvido através do esquema numérico de avanço temporal de Runge-Kutta 4.

### 3. RESULTADOS

#### 3.1 Parâmetros gerais do modelo

Os parâmetros computacionais de domínio e de discretização da malha adotados nas simulações foram  $(L_x, L_y, L_z) = (20D, 18D, 6D)$  e  $(n_x, n_y, n_z) = (521, 481, 64)$ . O cilindro foi inicialmente posicionado na origem do domínio  $(x_c, y_c) = (0, 0)$  e um passo de tempo adimensional  $dt = 0,005D/U$  foi usado. Todas as simulações foram realizadas para  $Re = 300$  com o objetivo de simular a formação da instabilidade tridimensional, conhecida por modo B (Williamson, 1996).

A primeira simulação realizada (Simulação I) corresponde ao caso em que o cilindro encontra-se fixo. Muitos pesquisadores já realizaram estudos com esta configuração de escoamento, e seus resultados são considerados *benchmarks* de validação para as simulações posteriores.

A segunda simulação II consiste no caso em que o cilindro encontra-se em movimento forçado dado pela Eq. (10). Os parâmetros usados foram  $A/D = 0,2$  e  $f_o = 0,206$ , os quais, de acordo com o trabalho de Williamson e Roshko (1988), correspondem a região de modo de desprendimento  $2S$  (esta notação significa que dois vórtices contrarrotativos são desprendidos a cada ciclo de oscilação) e onde ocorre também o conhecido fenômeno de *lock-in* ou sincronização entre a frequência de desprendimento de vórtices ( $f_v$ ) e a frequência imposta ( $f_o$ ) (Meneghini e Bearman, 1995).

A simulação III corresponde ao caso do cilindro em oscilação livre com um grau de liberdade na direção  $y$  ( $1GL$ ). Nesta simulação foram adotados os seguintes parâmetros para a Eq. (11):  $m = \pi/2$  (ou seja,  $\rho_b/\rho = 1,0$ ),  $c = 2,5$  e  $k = 2,0$ . Estes parâmetros foram determinados de forma a posicionar o problema dentro da região de *lock-in*, fenômeno que ocorre quando o cilindro está submetido a Vibração Induzida por Vórtices (*VIV*). Estes parâmetros correspondem ainda a um fator massa-amortecimento  $\alpha = (m + Ca) \zeta = 0,997$  ( $Ca = 1$  é o coeficiente de massa adicional para cilindro circular e  $\zeta$  o fator de amortecimento), o que de acordo com Govardhan e Williamson (2006), garante uma amplitude de oscilação próxima da adotada na simulação com oscilação forçada (simulação II), onde  $A/D = 0,2$ .

A última simulação VI corresponde ao caso de oscilação livre com 2 graus de liberdade ( $2GL$ ). Para este caso são considerados os mesmos parâmetros da simulação com  $1GL$  (simulação III), porém a Eq. (11) foi resolvida nas direções  $x$  e  $y$ .

#### 3.2 Análise dos coeficientes hidrodinâmicos

Foram analisados os coeficientes de força para duas fases do escoamento denominadas de fase bidimensional (representada pelo símbolo 2D) que consiste no desprendimento de vórtices de Kármán e a fase tridimensional (representada pelo símbolo 3D) onde surgem as primeiras instabilidades longitudinais e transversais do escoamento. Observa-se, pela Fig. 1, os efeitos devidos as fases 2D e 3D na variação temporal dos coeficientes de arrasto ( $C_D$ ) e sustentação ( $C_L$ ) ao longo do eixo axial do cilindro (eixo  $z$ ). A transição à turbulência ocorre aproximadamente no mesmo tempo ( $t = 90$ ) para as duas simulações. É possível observar ainda que as oscilações do  $C_D$  na fase bidimensional da simulação com oscilação forçada (simulação II), possuem amplitudes maiores que as observadas na simulação com o cilindro fixo (simulação I).

A tabela 1 mostra a variabilidade estatística dos coeficientes de arrasto e sustentação para as quatro simulações nas fases 2D e 3D. Os resultados mostram que o caso com  $1GL$  (simulação III) obteve o maior coeficiente de arrasto médio ( $\langle C_D \rangle$ ) para a fase 2D enquanto que a maior raiz média quadrática do coeficiente de sustentação ( $C_{L_{rms}}$ ) foi observada para o caso de cilindro fixo (simulação I). Na fase 3D a simulação com oscilação forçada (simulação II) apresentou o maior  $\langle C_D \rangle$  enquanto que o maior  $C_{L_{rms}}$  permaneceu sendo da simulação com o cilindro fixo (simulação I).

São apresentados ainda na tabela 1, para efeitos de comparação, os resultados do trabalho de Mittal e Balachandar (1997), em que os resultados da fase 2D correspondem a simulações bidimensionais enquanto que os da fase 3D correspondem à simulações tridimensionais. Outros resultados de validação do *Incompact3d* com cilindro fixo podem ser encontrados em Lamballais e Silvestrini (2002).

Na figura 2 foi tomada a média axial (média na direção  $z$ ) dos sinais dos coeficientes hidrodinâmicos. Como pode ser visto, as amplitudes de variação dos coeficientes de arrasto e sustentação são alteradas tanto em função do tempo como em comparação aos diferentes casos aqui estudados. Na fase bidimensional ( $40 \leq t \leq 100$ ), a simulação do cilindro com oscilação forçada (simulação II) apresentou os maiores picos de  $C_D$  enquanto que os picos máximos de  $C_L$  são identificados na simulação para o cilindro fixo (simulação I). Para a fase tridimensional ( $100 \leq t \leq 200$ ), uma



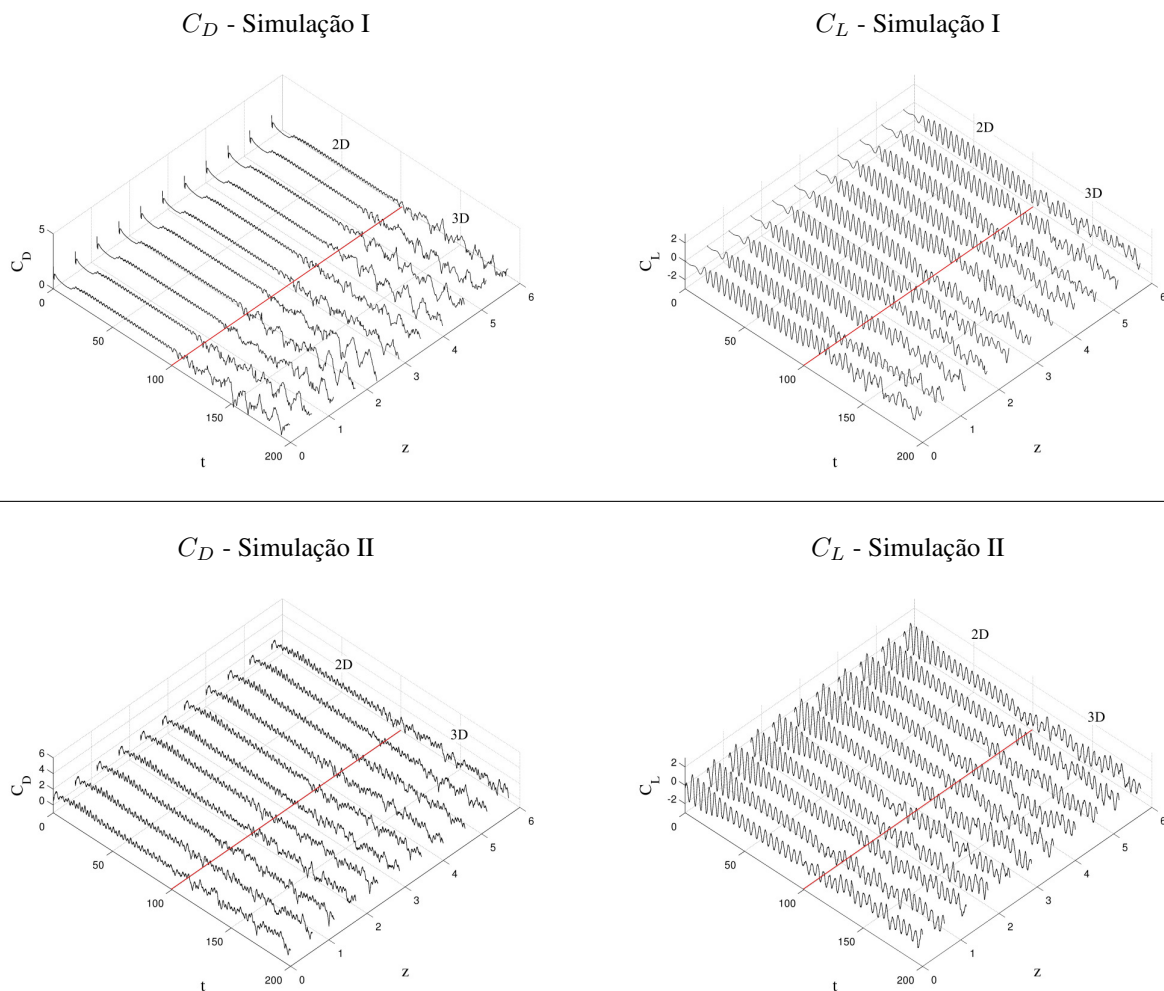


Figura 1. Variação no tempo e ao longo do cilindro dos coeficientes de arrasto (esquerda) e sustentação (direita) das simulações I (cilindro fixo, acima) e II (Oscilação forçada, abaixo).

Tabela 1. Coeficiente de arrasto médio ( $\langle C_D \rangle$ ) e raiz média quadrática do coeficiente de sustentação ( $C_{L_{rms}}$ ) para as fases bidimensional (2D) e tridimensional (3D) do escoamento.

Simulações	Fase 2D		Fase 3D	
	$\langle C_D \rangle$	$C_{L_{rms}}$	$\langle C_D \rangle$	$C_{L_{rms}}$
Mittal e Balachandar (1997)	1,38	0,65	1,26	0,38
Cilindro fixo (I)	1,546	0,673	1,439	0,477
Oscilação forçada (II)	1,705	0,423	1,684	0,399
1GL (III)	1,761	0,490	1,577	0,371
2GL (IV)	1,699	0,531	1,460	0,339

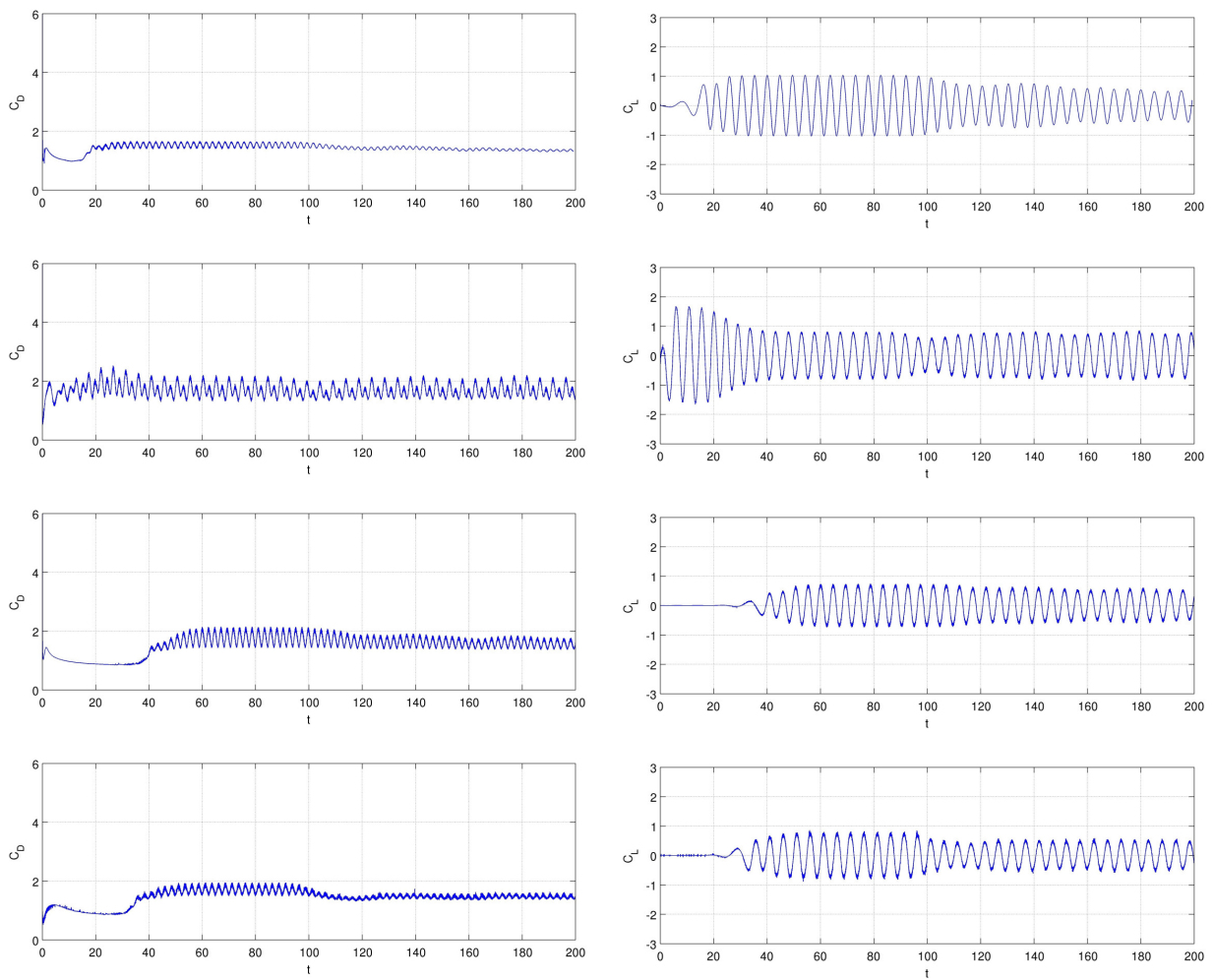


Figura 2. Variação temporal da média na direção axial dos coeficientes de arrasto e sustentação para as simulações I, II, III e IV (respectivamente de cima para baixo).

comparação da Fig. 2 com os resultados dos coeficientes ao longo do eixo axial do cilindro (simulações I e II, Fig. 1), permite verificar que a média sobre o eixo axial eliminou as modulações dos sinais, fazendo com que a frequência de maior energia seja melhor visualizada, sendo esta a componente da frequência principal de desprendimento de vórtices.

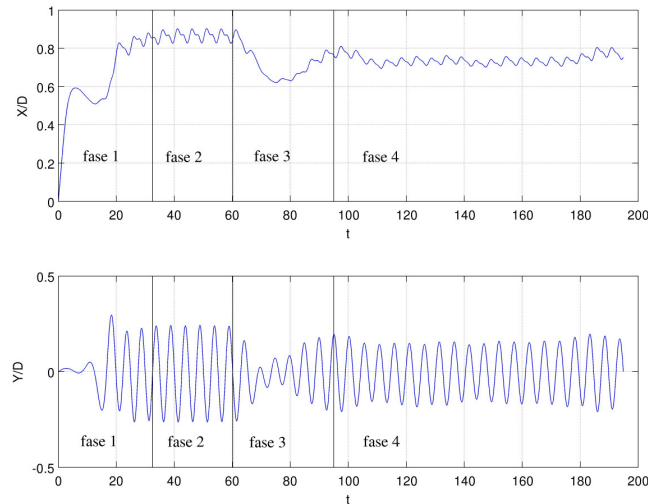


Figura 3. Deslocamento do cilindro ao longo do tempo para o cilindro com oscilação livre (Simulação IV), acima: deslocamento em x; abaixo: deslocamento em y.

Os deslocamentos do cilindro para o caso de  $2GL$  (simulação IV) são apresentados na Fig. 3. Para uma melhor compreensão, estes resultados foram classificados em 4 fases. A fase inicial (fase 1) corresponde à transição do regime de escoamento estável para o regime de desprendimento de vórtices ( $0 \leq t \leq 20$ ). No intervalo de tempo  $20 \leq t \leq 60$  o escoamento é bidimensional e o cilindro percorre uma curva em forma de "oito" (Fig. 4a). A fase 3 corresponde à transição do regime de desprendimento bidimensional para o regime de escoamento tridimensional. A diminuição no deslocamento em  $x$  e em  $y$  são observadas nesta fase. Na fase 4 nota-se que as variações dos deslocamentos respondem aos esforços provocados pelo escoamento tridimensional (Fig. 4b) e o cilindro não percorre uma trajetória regular, como no caso da fase 2.

### 3.3 Formação das instabilidades tridimensionais

Os resultados comparativos entre os quatro diferentes casos estudados, relativos à formação das estruturas tridimensionais do escoamento são apresentados nesta seção. Uma forma interessante de avaliar a evolução temporal das estruturas tridimensionais do escoamento é através da evolução da enstrofia na direção axial ( $Z_z$ ), á qual é definida por:

$$Z_z(t) = \frac{1}{2}(\|\omega_x(t)\|_2^2 + \|\omega_y(t)\|_2^2), \quad (13)$$

onde  $\|\omega_x(t)\|_2^2$  e  $\|\omega_y(t)\|_2^2$  são as normas  $L_2$  das vorticidades longitudinal e transversal, respectivamente, sobre o domínio de cálculo. Este parâmetro é capaz de indicar a quantidade de vorticidade existente fora do plano  $xy$ , permitindo determinar as faixas de tempo correspondentes a cada fase do escoamento. Os gráficos da variação de  $Z_z(t)$  para os quatro casos estudados (Fig. 5) mostram que na simulação com  $2GL$  (simulação IV), a transição à turbulência ocorre anteriormente em relação aos outros casos.

Os campos instantâneos da componente  $\omega_x$  da vorticidade, para as quatro simulações (Fig. 6), correspondem à fase de transição à turbulência com o surgimento dos primeiros vórtices longitudinais.

Não são observadas grandes diferenças entre o caso do cilindro fixo e o caso do cilindro em oscilação transversal forçada (Fig. 6a e b). Para o caso  $1GL$  (Fig. 6c), as instabilidades iniciais apresentam comprimento de onda maior que os outros casos. Os comprimentos de onda axial ( $\lambda_z$ ) dos vórtices longitudinais foram determinados a partir dos espectros de energia cinética unidimensional (na direção axial  $z$ ) (Fig. 6) para cada uma das simulações. Foram estimados, a partir destes gráficos, os valores do comprimento de onda axial, dados por  $\lambda_z = L_z/k_z$ , sendo  $k_z$  o número de onda correspondente às frequências contidas no escoamento. De acordo com Williamson (1996), a escala de comprimento na direção axial do modo B é da ordem de uma vez o diâmetro do obstáculo. Os valores de  $\lambda_z = 0,88$  para o caso do cilindro fixo,  $\lambda_z = 0,76$  para o caso do cilindro com oscilação transversal forçada, e  $\lambda_z = 1,5$  para o cilindro em  $2GL$  foram calculados com base nos picos máximos de energia axial apresentados na Fig. 6. Na simulação com  $1GL$  não

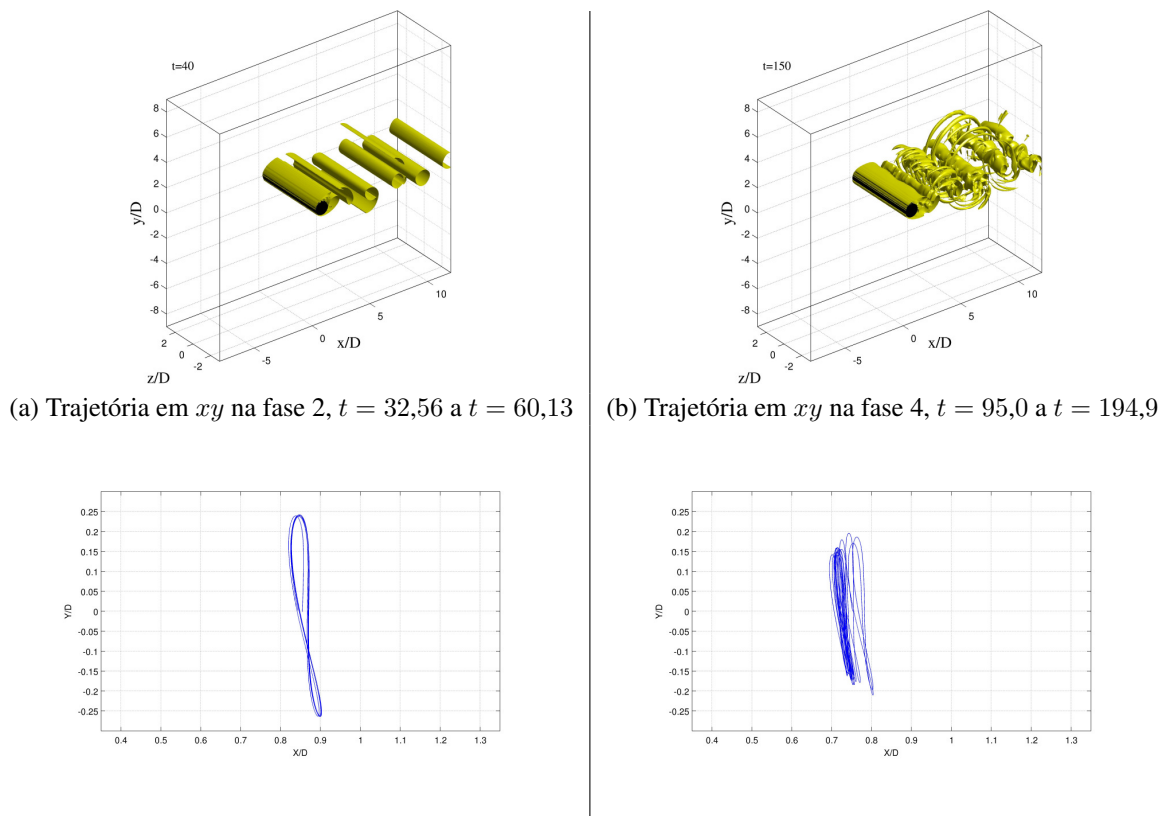


Figura 4. Isosuperfície do critério  $Q$  de identificação de estruturas coerentes no escoamento ( $Q = 0,05$ ) e trajetória percorrida pelo cilindro (a) na fase de regime bidimensional e (b) na fase de regime turbulento, para a simulação com  $2GL$  (simulação IV).

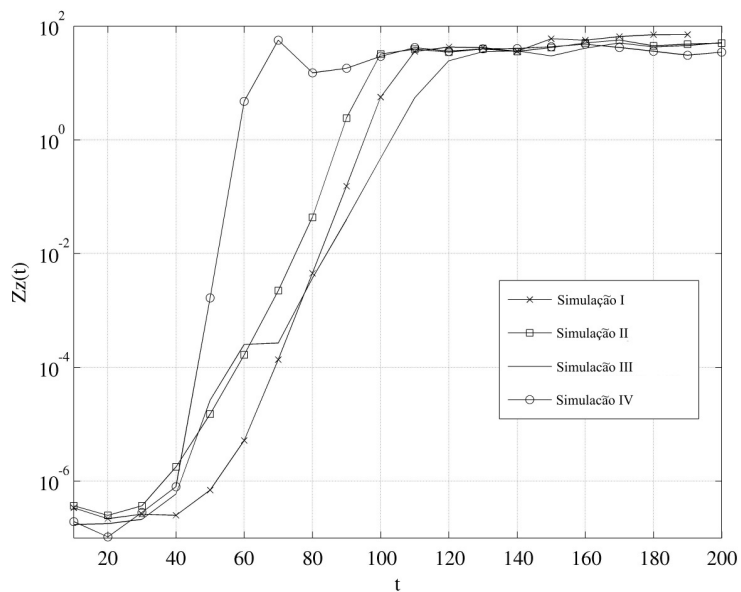


Figura 5. Variação da enstrofia axial  $Z_z(t)$  para as simulações I, II, III e IV.

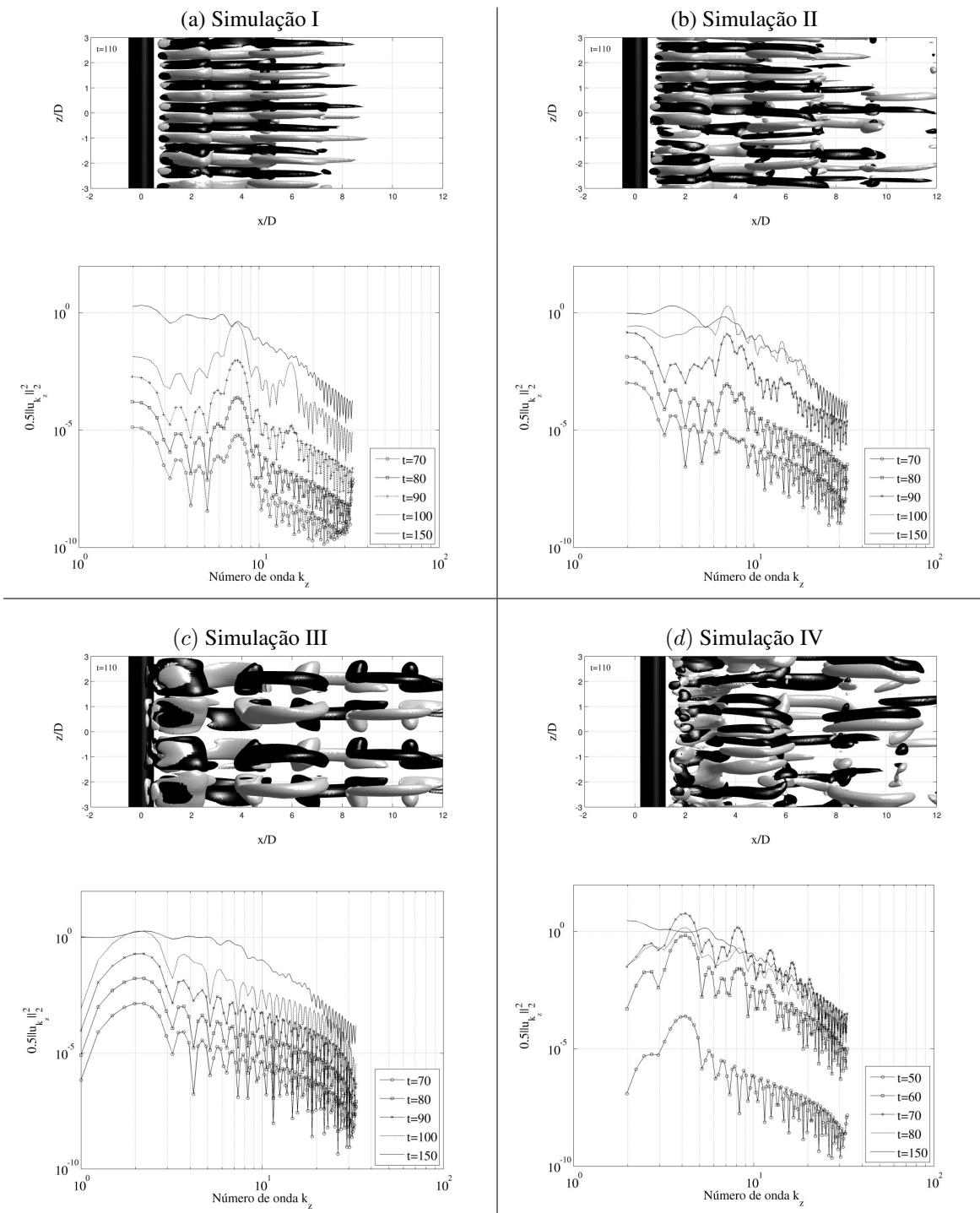


Figura 6. Campos instantâneos da componente  $\omega_x$  da vorticidade e gráficos do espectro total de energia axial para diferentes tempos.  $\omega_x = 0,5$  iso-superfícies cinzas;  $\omega_x = -0,5$  iso-superfícies pretas.

são observados picos para número de onda acima de  $k_z = 2$ , portanto, o valor de  $\lambda_z$  é da ordem de 3. Os espectros de energia axial para o tempo  $t=150$  não apresentaram picos significativos o que indica uma distribuição da energia entre as diferentes escalas do escoamento.

#### 4. Conclusões

Os resultados das simulações para as quatro configurações estudadas no presente trabalho apresentaram diferenças significativas nos esforços hidrodinâmicos sobre o cilindro, mesmo com amplitudes de deslocamento, da ordem de  $0,2D$ , e valores de frequência de oscilação (casos de oscilação forçada e em oscilação livre com 1 e 2 graus de liberdade) próximos da frequência de desprendimento de vórtices. Nas simulações envolvendo o fenômeno de *VIV*, o acoplamento entre os modelos hidrodinâmico (fluido) e dinâmico amortecido (cilindro) apresentou-se estável e respondendo em fase com os sinais de arrasto e sustentação. Com relação à formação das instabilidades do escoamento, foi possível verificar diferentes comprimentos de onda longitudinais, o que indica uma influência das condições de movimento do cilindro na formação das estruturas tridimensionais do escoamento.

#### 5. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao Centro Nacional de Supercomputação da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (CESUP/UFRGS) pelo suporte na realização das simulações do presente trabalho e o financiamento concedido pela agência CNPq.

#### 6. REFERÊNCIAS

- Laizet, S., Lamballais, E., Vassilicos, J. C., 2010, "A numerical strategy to combine high-order schemes, complex geometry and parallel computing for high resolution DNS of fractal generated turbulence", *Computers & Fluids*, Vol.39, pp. 471-484.
- Laizet, S., Lamballais, E., 2009, "High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy", *J. Comp. Phys.*, Vol.228, pp. 5989-6015.
- Parnaudeau, P., Lamballais, E., Heitz, D., and Silvestrini, J.H., 2003, "Combination of the immersed boundary method with compact schemes for dns of flows in complex geometry", *Proceedings of the DLES - 5, Munich*, pp. 1-10.
- Ribeiro, P. A. R., Schettini, E. B. C. and Silvestrini, J. H., 2004, "Bluff-bodies vortex shedding suppression by direct numerical simulation", *Engenharia Térmica*, Vol.5, pp. 3-8.
- Pinto, L. C., Berwaldt, A. P. S., Schettini, E. B. C., Silvestrini, J. H., 2010, "Vortex shedding around a cylinder under forced oscillation in transversal, arch and convex eight-shaped trajectories", *Proceedings of the Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations - BBVIV, Vol. 6, Capri Island, Italy*.
- Pinto, L.C., Schettini, E.B.C., and Silvestrini, J.H., 2011, "Numerical analysis of the immersed boundary method applied to the flow around a forced oscillating cylinder", *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 296, pp. 012011.
- Lele, S., 1992, "Compact finite difference schemes with spectral-like resolution", *J. Comp. Phys.*, Vol.103, pp. 16-42.
- Parnaudeau, P., Carlier, J., Heitz, D. and Lamballais, E., 2008, "Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900.", *J. Phys of Fluids*, Vol.20, pp. 085101.
- Williamson, C. H. K., 1996, "Vortex dynamics in the cylinder wake", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol.28, pp. 477-455.
- Khalak, A. E., and Williamson, C. H. K., 1999, "Motions, forces and mode transitions in Vortex-Induced Vibration at low mass and damping.", *J. Fluids and Structures*, Vol.10, pp. 455-472.
- Shiels, D., Leonard, A., and Roshko, A., 2001, "Flow-Induced Vibration of a Circular Cylinder at Limiting Structural Parameters", *J. Fluids and Structures*, Vol. 15, pp. 3-21.
- Williamson, C. H. K., Roshko, A., "Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder", *J. Fluids and Structures*, Vol.2, pp. 355-381.
- Meneghini, J. R., Bearman, P. W., "Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder", *J. Fluids and Structures*, Vol.9, pp. 435-455.
- Gowardhan, R. N., Williamson, C. H. K., 2006, "Defining the 'modified Griffin plot' in vortex-induced vibration: revealing the effect of Reynolds number using controlled damping", *J. Fluid Mech.*, Vol.561, pp. 447-180.
- Lamballais, E., Silvestrini, J. H., 2002, "Direct numerical simulation of interactions between a mixing layer and a wake around a cylinder", *Journal of Turbulence*, Vol.3, N28.

# ANÁLISE DO DESEMPENHO DO EQUIPAMENTO CICLONE MEDIANTE A TÉCNICA NUMÉRICA

Maribel Valverde Ramirez, valverderamirez@hotmail.com

José Renato Coury, jcoury@ufscar.br

José Antônio Silveira Gonçalves, jasgon@ufscar.br

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química/UFSCAR

Rod. Washington Luiz, km 235 - CEP 13565-905 - São Carlos - SP

**Resumo.** Neste estudo é realizado o cálculo da eficiência de coleta fracionária com o uso da Fluidodinâmica Computacional (CFD). Foram avaliadas partículas compreendidas entre 1 e 4  $\mu\text{m}$ . O modelo de turbulência utilizado foi o modelo RSM, o refino da malha foi do tipo adaptativo no domínio do vórtice central e em regiões próximas da parede. O modelo computacional empregado foi Euleriano-Lagrangeano, O esquema de integração da trajetória das partículas foi Trapezoidal. São mostrados os gráficos da eficiência fracionária de coleta de material particulado para as velocidades de alimentação iguais a 11,99 m/s e 16,04 m/s. Os dados numéricos obtidos foram comparados com dados experimentais tomados da literatura. Os resultados numéricos mostram excelente concordância com os dados experimentais.

## 1. INTRODUÇÃO

O ciclone é um equipamento utilizado na indústria para separar material particulado presente em correntes gasosas. As fases com diferentes densidades são alimentadas tangencialmente pela parte superior do ciclone. A entrada tangencial produz no escoamento um movimento giratório descendente na forma de redemoinho, o que faz com que as partículas sejam lançadas para a parede. As partículas sólidas se deslocam pela parede até serem coletadas na superfície inferior da caixa coletora de pó, enquanto que a fase gasosa muda de direção no meio da superfície cônica e deixa o ciclone pela parte superior do *vórtice finder*. Portanto, o desempenho do ciclone é determinado pelas características da turbulência e pela interação partícula-parede (Utakir *et al.*, 2010).

O processo de separação de partículas no ciclone pode ser interpretado como uma concorrência entre as forças centrífugas (que levam as partículas para a parede do ciclone) e a dispersão turbulenta que espalha as partículas no volume interno do ciclone com a possibilidade de que podem ser capturadas pelas linhas de corrente próximas ao *vórtice finder* e serem eliminadas do ciclone (Gronald e Derksen, 2011).

É calculada numericamente a eficiência fracionária de coleta de partículas em um ciclone de alimentação tangencial. Nas simulações foi considerado que a presença das partículas não interfere no campo do fluxo devido a que apresenta baixo fluxo mássico em relação ao fluxo mássico do ar. Para avaliar os resultados numéricos obtidos neste estudo foram tomados como referência os dados experimentais obtidos por Zhao *et al.* (2004). As velocidades de alimentação foram 11,99 e 16,04 m/s. As partículas injetadas apresentam concentração igual a 5,0 g/m<sup>3</sup> e densidade igual a 2700 kg/m<sup>3</sup>.

As simulações neste artigo foram realizadas com o pacote computacional FLUENT<sup>®</sup> 14.0.

## 2. MATERIAIS E MÉTODOS

A seguir é descrita a técnica numérica empregada na simulação e no cálculo da eficiência de coleta em um ciclone de alimentação tangencial.

### 2.1. Abordagem matemática do fenômeno físico

O fenômeno físico envolvido no processo de separação do escoamento dentro do ciclone foi modelado mediante as equações de conservação e a combinação adequada de equações de fechamento.

A equação de continuidade.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

A equação de movimento.

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla P - \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{g} \quad (2)$$

As oscilações turbulentas das variáveis em análise (velocidade e pressão) estão constituídas pelas médias temporais ( $\bar{u}$ ) e as flutuações turbulentas ( $u'$ ).



$$\mathbf{u}(t) = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (3)$$

Para simular a turbulência em ciclones na literatura os autores sugerem o uso dos modelos de turbulência LES ou RSM. O modelo LES é mais eficiente, mas precisa de malhas bastante refinadas. O modelo RSM também apresenta resultados satisfatórios, reproduzindo os redemoinhos e a anisotropia do escoamento no ciclone satisfatoriamente. Wang *et al.* (2006), Zhao e Su (2006) e Karagoz *et al.* (2010) utilizaram o modelo de turbulência RSM. Derksen (2003) utilizou o modelo de turbulência LES.

Nesta pesquisa foi utilizado o modelo de turbulência RSM, apresentada nas Equações (4) a (8).

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_k \overline{u'_i u'_j}) = D_{ij} + P_{ij} + \pi_{ij} + \varepsilon_{ij} + S \quad (4)$$

Os termos  $D_{ij}$ ,  $P_{ij}$ ,  $\pi_{ij}$  e  $\varepsilon_{ij}$  são definidos pelas seguintes equações.

$$D_{ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{(p' u'_j)} \delta_{ik} + \overline{(p' u'_i)} \delta_{jk} - \mu \left( \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_i u'_j} \right) \right] \quad (5)$$

$$P_{ij} = -\rho \left[ \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right] \quad (6)$$

$$\pi_{ij} = P \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

$$\varepsilon_{ij} = -2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \quad (8)$$

A abordagem de fluxos onde a fração mássica é menor a 10% é mediante o modelo “Discrete Phase Model” (DPM). No cálculo da trajetória a aproximação Lagrangeana não considera a interação entre partículas. O balanço de forças sobre a partícula é apresentado pelas Eq. (9), (10) e (11) nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$  (Manual do FLUENT)

$$\frac{du_{px}}{dt} = F_D (u - u_p) + \frac{v_p^2}{r_0} \quad (9)$$

$$\frac{du_{py}}{dt} = F_D (v - v_p) - \frac{u_p v_p}{r_0} \quad (10)$$

$$\frac{du_{pz}}{dt} = F_D (w - w_p) - g_z \quad (11)$$

$(v_p^2)/r_0$  e  $u_p v_p/r_0$  são os componentes de aceleração das partículas e representam a força centrífuga e a força de Coriolis.  $F_D$  é a força de arrasto.

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D Re}{24} \quad (12)$$

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re} + \frac{a_3}{Re^2} \quad (13)$$

$$Re = \frac{(\rho d_p |u_p - u|)}{\mu} \quad (14)$$

O coeficiente de arrasto  $C_D$  calculado mediante a Eq. (13) é utilizado se as partículas são completamente esféricas, sendo  $a_1$ ,  $a_2$  e  $a_3$  constantes que podem ser aplicadas sobre amplo número de Reynolds (Wang *et al.*, 2006 e Manual do FLUENT).

A eficiência fracionária de coleta é a razão do fluxo mássico retido na superfície interna do ciclone dividido pelo fluxo mássico alimentado no ciclone. O cálculo da eficiência fracionária de coleta é feita com a Eq. (15) após um determinado tempo de simulação.

$$E = \frac{W_c}{W} \quad (15)$$

Neste estudo, o tempo de residência da fase dispersa dentro do ciclone é um parâmetro importante para prever a eficiência de separação. No item de simulação numérica são indicados detalhes sobre a escolha do tempo de residência da partícula no interior do ciclone.

## 2.2. Caso de estudo

Foram tomados da literatura dados experimentais obtidos por Zhao *et al.* (2004).

Tabela 1. Dimensões do ciclone simulado

Dimensão	Valor (m)
Diâmetro da superfície cilíndrica ( $D$ )	0,30
Cumprimento da seção cilíndrica ( $h$ )	0,45
Altura do duto de alimentação ( $a$ )	0,15
Comprimento do duto de alimentação ( $b$ )	0,06
Altura do <i>vórtex finder</i> ( $S$ )	0,45
Diâmetro do <i>vórtex finder</i> ( $D_e$ )	0,15
Altura da superfície cônica ( $Z$ )	0,75
Diâmetro inferior da superfície cônica ( $B$ )	0,11

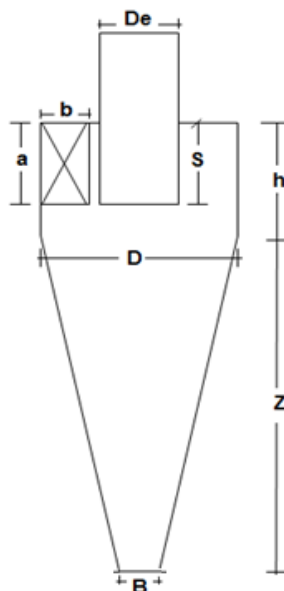


Figura 1. Ciclone de alimentação tangencial

## 2.3. Simulação Numérica

Foi elaborada a geometria do ciclone (Fig. 1). As dimensões do ciclone estão na Tabela 1. A geometria do ciclone foi dividida em blocos. Em cada um dos blocos foi feita a discretização do domínio de controle em unidades conhecidas como células.

Para aprimorar os cálculos foi empregada a técnica de refino da malha do tipo adaptativa na região do *vórtex core* onde se produz os vórtices com movimento de rotação em torno de eixo vertical e nas regiões próximas à parede onde estão presentes as forças de arrasto.

A simulação numérica foi feita para velocidades de alimentação iguais a 11,99 e 16,04 m/s. A turbulência foi simulada com o modelo RSM (Reynolds Stress Model). A abordagem Euleriano - Lagrangeano foi utilizada para prever o movimento das partículas. Nas simulações foram utilizados aproximadamente 5080000 células. Previamente foi feita a análise de estabilidade da malha. Para a análise de estabilidade da malha foi calculada a queda de pressão em diferentes quantidades de elementos (100000, 200000, 508000, 700000). A malha com aproximadamente 508000 células mostrou ser satisfatória. Os resultados da queda de pressão se mantiveram constantes. Neste trabalho não serão mostrados os resultados da queda de pressão.

As condições de contorno utilizadas na simulação foram no duto de entrada velocidades de alimentação iguais a 11,99 e 16,04 m/s, e no duto de saída pressão de saída igual a 0 Pa, nas paredes foi utilizada a condição de não escorregamento para a fase contínua, para a fase dispersa foi considerado o coeficiente de restituição igual a 1 em todas as superfícies internas do ciclone. A partícula, logo pós o contato com a parede rebote sem perda de energia.

O algoritmo empregado para o acoplamento pressão - velocidade foi do tipo SIMPLE. A discretizações da pressão foi do tipo PRESTO, para o momento tipo QUICK. O critério de convergência empregado foi à diferença de resíduos das equações de continuidade  $< 1 \times 10^{-4}$ . O número total de partículas injetadas foi 9000 unidades. O esquema de integração das partículas foi do tipo Trapezoidal. As simulações do escoamento foram transientes. O passo de tempo empregado foi iguala 0,001 s em todos os casos.

O tempo de residência da partícula na superfície interna do ciclone foi um dos parâmetros importantes a determinar. Para a determinação do tempo de residência da partícula foi utilizada a metodologia proposta por Souza *et al.* (2012) e Park *et al.* (2012). Para cada velocidade foi escolhido um tempo de residência da partícula diferente. Um tempo muito curto não representa bem a realidade devido a que as partículas não tiveram tempo de sair o que gera uma eficiência arbitrariamente alta. Semelhantemente, um tempo muito grande gera um resultado de eficiência arbitrariamente baixa. O cálculo da eficiência de coleta foi feita com a Eq. (15). O tempo de residência das partículas foi estimado pela comparação de dados experimentais e numéricos da eficiência fracionária. Para a análise, utilizou-se o método dos mínimos quadrados dos resíduos.

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÕES

O tempo de residência da fase dispersa foi determinado após varias simulações. Na Fig. 2 e na Fig. 3 observa-se a eficiência de coleta fracionária em diferentes tempos.

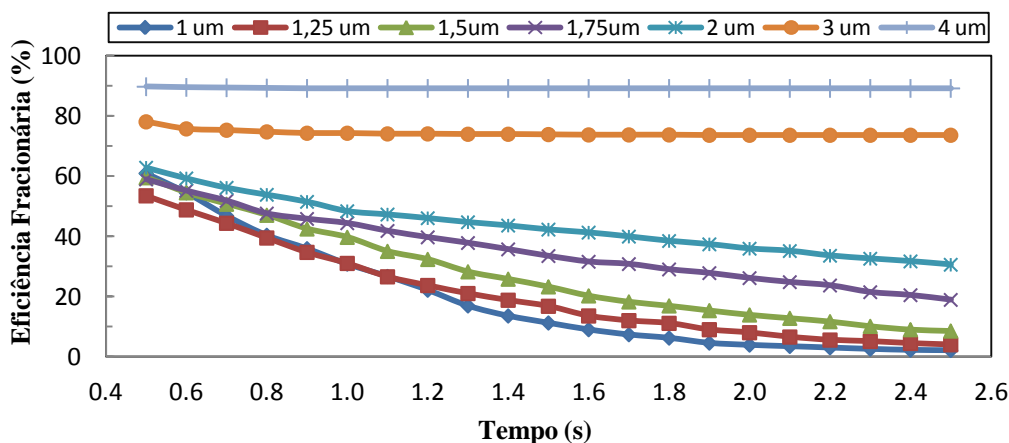


Figura 2. Eficiência fracionária em função ao tempo de residência da partícula no ciclone quando a velocidade de alimentação é igual a 11,99 m/s

Para velocidade de alimentação igual a 11.99 m/s, foi obtida a menor dispersão da variância dos dados de análise quando o tempo de residência é igual a 2,2 s. Para 16,04 m/s a menor dispersão da variância dos dados de análise foi quando o tempo de residência é igual a 1,2 s.

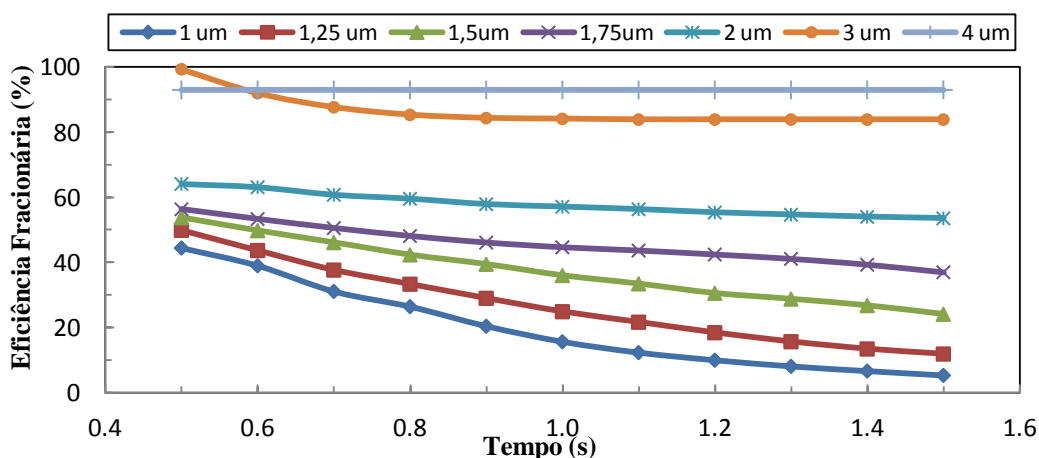


Figura 3. Eficiência fracionária em função ao tempo de residência da partícula no ciclone quando a velocidade de alimentação é igual a 16,04

Na Figura 2 e na Figura 3 observa-se que o tempo residência das partículas com 4  $\mu\text{m}$  de diâmetro; não varia com o passo do tempo. Partículas com 3  $\mu\text{m}$  de diâmetro apresentam pequena variação em tempo de residência menor a 0,6 s. Partículas com diâmetro menor a 3 $\mu\text{m}$  apresentam diminuição da eficiência fracionária de forma constante até um determinado tempo, é observada variação. Similar tendência foi determinado por Park *et al.* (2012).

Na Figura 4 e na Figura 5, são apresentadas as eficiências fracionárias de coleta em função ao diâmetro da partícula alimentada. São observadas as curvas com dados numéricos (obtidos neste estudo) e as curvas com os dados experimentais (obtidos por Zhao *et al.*, 2004). Os dados numéricos apresentam a mesma tendência que os dados experimentais. É observado alto grau de semelhanças entre os dados numéricos e experimentais.

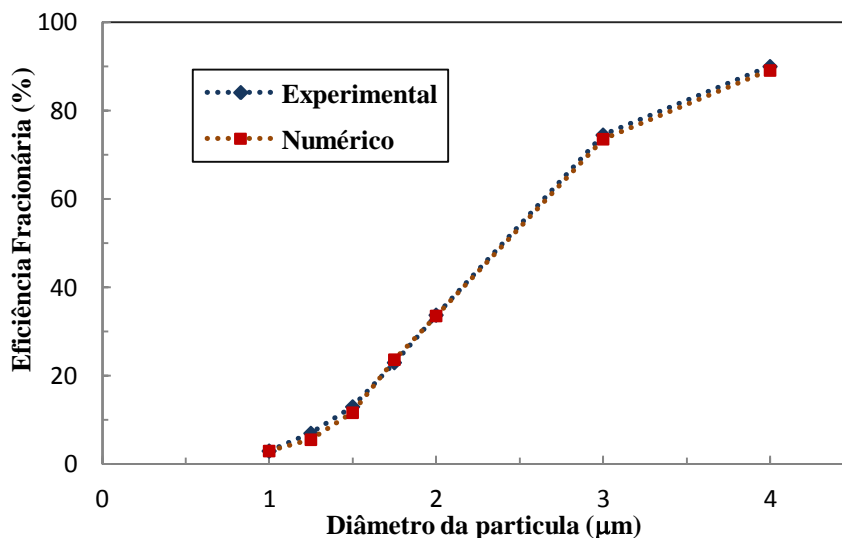


Figura 4. Eficiência fracionária em função ao diâmetro da partícula injetada para 11,99 m/s

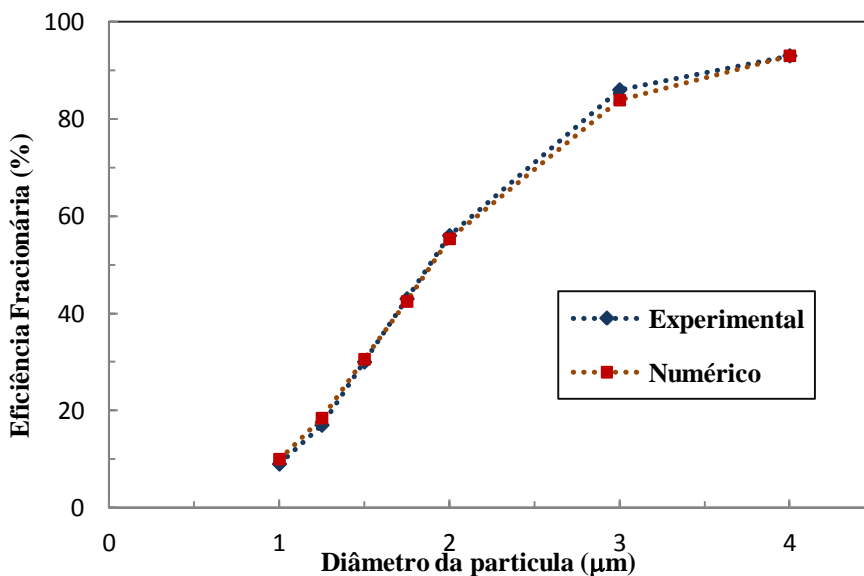


Figura 5. Eficiência fracionária em função ao diâmetro da partícula injetada para 16,04 m/s

Na Figura 6 e na Figura 7 é mostrada a linha de tendência que relaciona dados da eficiência de coleta numérica (obtidos neste estudo) e dados da eficiência de coleta experimental (obtidos por Zhao *et al.*, 2004) para velocidade de alimentação igual a 11,99 m/s e 16,04 m/s.

Na Figura 6 observa-se que a linha de tendência apresenta o coeficiente de determinação igual a 0,9994. A Fig. 7 apresenta o coeficiente de determinação igual a 0,9988.

A simulação realizada considerando velocidade de alimentação igual a 11,99m/s apresenta a menor variação em relação aos dados experimentais.

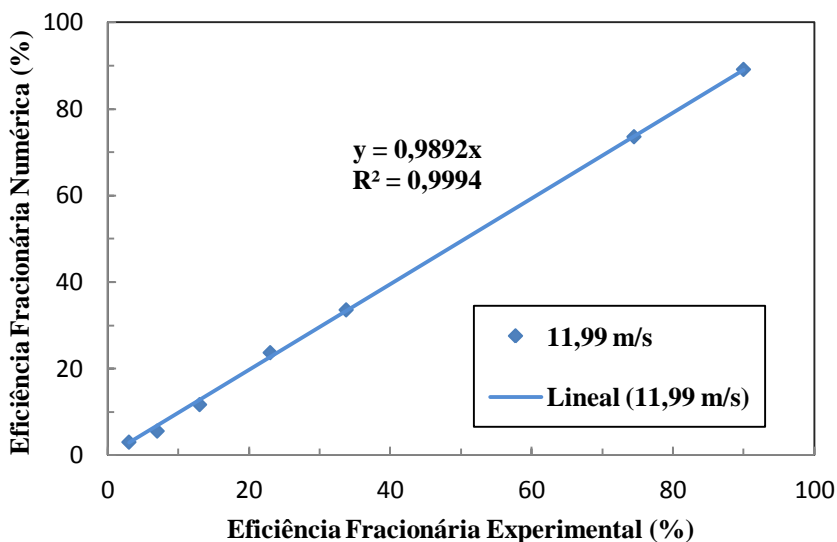


Figura 6. Eficiência fracionária numérica e experimental para 11,99 m/s

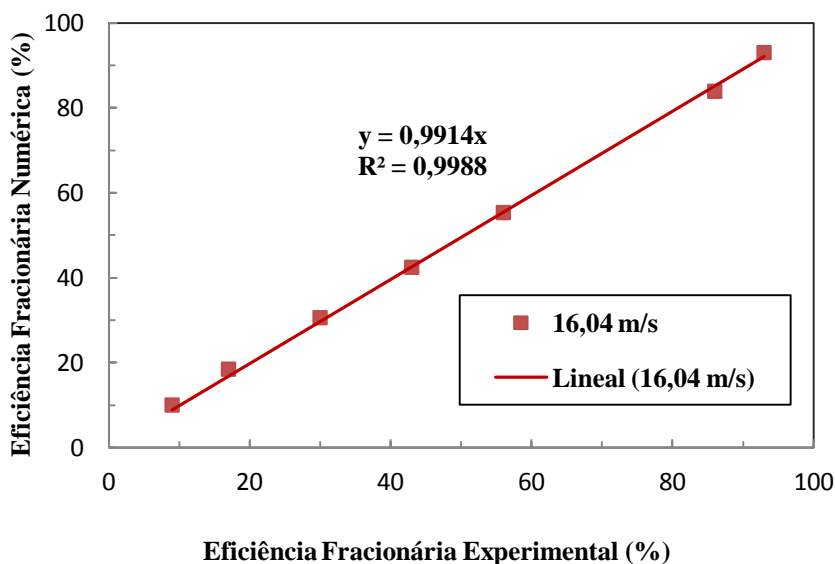


Figura 7. Eficiência fracionária numérica e experimental para velocidades de alimentação igual a 16,04 m/s

#### 4. CONCLUSÕES

Os dados numéricos obtidos mediante a simulação da eficiência fracionária de coleta de partículas mostraram excelente concordância com os dados experimentais obtidos por Zhao *et al.* (2004).

A determinação do tempo de residência da partícula é um parâmetro fundamental na simulação numérica do equipamento ciclone. Neste estudo foram feitas as simulações no ciclone da Fig. (1) considerando velocidades de alimentação iguais a 11,99 m/s e 16,04 m/s e partículas alimentadas com diâmetros iguais a 1; 1,25; 1,50; 1,75; 2; 3 e 4  $\mu\text{m}$ . Para 11,99 m/s, o tempo de residência da partícula é igual a 2,2 s. E para a velocidade de alimentação igual a 16,04m/s, o tempo de residência é 1,2 s.

Os dados numéricos obtidos da eficiência de coleta fracionária para a velocidade de alimentação igual a 11,99 m/s apresentaram o melhor coeficientes de determinação ( $R = 0,9994$ ).

#### 5. AGRADECIMENTO

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo suporte financeiro.

## 6. REFERÊNCIAS

- Derksen, J. J., 2003, “Separation Performance Predictions of a Stairmand High-Efficiency Cyclone”. *AIChE Journal*, Vol. 49, pp. 1359-1371.
- Gronald G., Derksen J. J., 2011, “Simulation turbulent swirling flow in a gas cyclone: A comparison of various modeling approaches”, *Powder technology*, Vol.205, pp, 160-171.
- Karagoz, I., Kaya, F., Avci, A., 2010, “Usabilidade of cyclone separators as air filters in vehicles”. *Int. J. Vehicle Design*, Vol. 52, pp. 133-143.
- Manual Do FLUENT.
- Park, K., Hong C. H., Han, J. W., Kim, B. S., Park, C. S., e Kwon, O. K., 2012, “The effect of cyclone shape and dust collector on gas-solid flow and performance”, *Word Academy of Science, Engineering and Technology*, Vol. 61, pp.252-257.
- Souza. F., Salvo, V. R., Martins, M. D., 2012, “Large Eddy Simulation of the gas-particle flow in cyclone separator”, *Separation and Purification Technology*, Vol 94, pp. 61-70.
- Utikar, R., Darmawan, N., Tade, M., Li, Q., Evans, G., Glenn, M., e Pareek, V., 2010, “Computational Fluid Dynamic”. Hyoung Woo OH.
- Wang, B., Xu, D. L., Chu, K. W., Yu, A. B., 2006, “Numerical Study of Gas-Solid Flow in a Cyclone Separator. *Applied Mathematical Modeling*”. *Applied Mathematical Modeling*, Vol. 30, pp. 1326-1342.
- Zhao, B., Shen, H., Kang, Y., 2004 “Development of a symmetrical spiral inlet to improve cyclone separator performance”. *Powder Technology*, Vol. 145, pp. 47-50.
- Zhao, B.; Su, Y., 2006, “Particle collection theory for cyclone separators: summary and comparison”. *EchemE*, Vol. 23, pp. 484-488.

## 7. NOTA DE RESPONSABILIDADE

Os autores são responsáveis pelo material impresso neste artigo.

## CARACTERÍSTICAS DE MODELOS RANS APLICADOS AO ESCOAMENTO SOBRE UMA PLACA PLANA

**André Luiz Tenório Rezende, arezende@ime.eb.br**  
**Fernando Nóbrega de Araújo, fernando.araujo.rj@hotmail.com**  
Instituto Militar de Engenharia -IME

**Resumo.** Este estudo visa a simulação numérica do escoamento sobre uma placa plana fina inclinada. Neste escoamento há transição de regime laminar para turbulento, separação de camada limite, bolha de separação e recolamento, tornando a solução numérica um desafio. A importância da captura da anisotropia é examinada por meio de uma série de simulações empregando a abordagem RANS, com dois modelos:  $\kappa$ - $\omega$  SST, de duas equações diferenciais, e o modelo mais complexo RSM. O modelo  $\kappa$ - $\omega$  SST assume modelagem isotrópica do tensor de Reynolds, não conseguindo reproduzir algumas características importantes deste escoamento. Para avaliar a anisotropia, o modelo RSM resolve um conjunto adicional de equações de transporte para o tensor de Reynolds, que fornece resultados superiores para as estatísticas de segunda ordem, em detrimento de um custo computacional maior e de dificuldades de convergência. Simulações foram realizadas para ângulos de inclinação da placa plana de 2 e 4 graus, com um número de Reynolds igual a  $2,13 \times 10^5$ . As soluções foram obtidas para o escoamento bidimensional em regime permanente. Os resultados são comparados com dados experimentais disponíveis obtidos em túnel de vento.

### 1. INTRODUÇÃO

As simulações numéricas de um escoamento turbulento com a metodologia RANS apresentam três deficiências principais. A primeira diz respeito ao seu regime de estado estacionário, em que toda a evolução transiente é completamente suprimida da simulação e passou a ser modelada por equações de transporte que envolvem uma série de hipóteses heurísticas, que não raramente conduzem a comportamentos não físicos. O segundo ponto de deficiência diz respeito à sua inabilidade para capturar a repartição dos vórtices tridimensionais, cujo papel na evolução turbulenta é bem conhecido e importante demais para ser descartada. Na verdade, para um fluxo com uma direção homogênea no sentido estatístico, como um aerofólio com uma envergadura infinita, mesmo se uma malha tridimensional for empregada, as simulações RANS nunca serão capazes de prever evoluções diferentes para cada uma das seções transversais, simplesmente porque é uma metodologia de estado estacionário, que lida somente com domínios estatísticos. Uma vez que este tipo de fluxo é estatisticamente homogêneo numa direção, por exemplo, a envergadura, cada seção transversal da geometria terá o mesmo campo resultante da modelagem RANS. Portanto, com os pressupostos tradicionais que relacionam o transporte de momento linear e outras grandezas físicas com os gradientes de todos os campos, nenhuma variável pode ser transportada na direção envergadura, e nenhuma repartição de vórtices pode ser corretamente capturada. Um terceiro ponto de deficiência inerente a vários modelos RANS está relacionado à hipótese de Boussinesq, através da qual o tensor de tensão de Reynolds é suposto alinhado com a taxa de deformação por meio de uma viscosidade turbulenta. Em fluxos bidimensionais, pode ser matematicamente demonstrado que isto implica em que, descontando os elementos da direção homogênea, a tensão de Reynolds remanescente é isotrópica. Esta última questão significa que esses modelos RANS, com base na hipótese de Boussinesq, não são esperados que façam previsões corretamente nas situações em que se envolvem escoamentos com forte anisotropia.

O objetivo deste trabalho é isolar e entender as implicações de cada uma dessas limitações inerentes apresentadas pela metodologia RANS. Para isso, foi escolhido o escoamento incompressível sobre uma placa fina e plana em pequenos ângulos de incidência como o caso-teste, que é um cenário muito desafiador para a modelagem da turbulência com as suas fortes anisotropias. A malha foi escolhida após um estudo cuidadoso prévio de convergência de modo que ela é fina o suficiente para resolver o problema próximo às regiões de parede, com o valor máximo de  $y^+$  igual a 1.

Dois diferentes níveis de modelagem RANS foram utilizados e comparados com dados experimentais: em primeiro lugar, o simples modelo de duas equações  $\kappa$ - $\omega$  SST foi executado para compreender as limitações deste modelo mais básico e tradicional, em segundo lugar, o modelo RSM completo de Launder (1989) nos deu uma idéia sobre o que pode vir a ser alcançado antes de quebrar a barreira das simulações 2D em estado estacionário, para tentar uma em regime transiente mais onerosa, ou mesmo uma simulação em 3D.

### 2. ESCOAMENTO SOBRE UMA PLACA PLANA

O entendimento do escoamento em torno de uma placa plana fina com pequeno ângulo de incidência, pode ajudar no projeto de aerofólios. O escoamento sobre uma placa plana inclinada com um bordo de ataque afiado, como é visto na Fig. 1, resulta em uma longa e fina bolha, denominada de “thin aerofoil bubble” (Gault, 1957). Em ângulo de incidência zero, a corrente é laminar e anexa à superfície em ambos os lados, gerando sustentação zero (assumindo perfis de superfícies iguais). Se a placa possui um ângulo de incidência, o ponto de estagnação move-se para a superfície inferior. A camada limite em torno do bordo de ataque é muito fina, e espera-se que ela se separe



imediatamente, devido à mudança de direção do fluxo. O ponto de separação fixo leva à hipótese de que o escoamento será insensível a uma mudança no número de Reynolds, enquanto a transição da camada cisalhante laminar para turbulenta ocorra logo após a separação. De acordo com os dados experimentais (Crompton, 2001) isto acontece para números de Reynolds em torno de  $10^5$ .

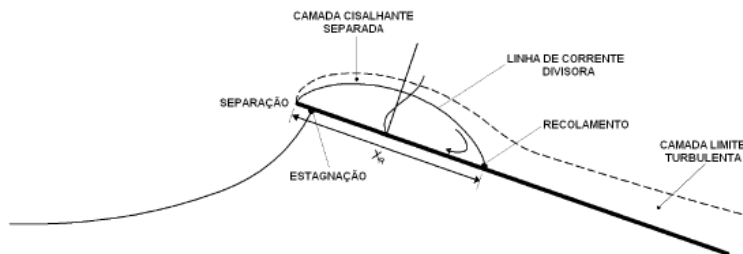


Figura 1: Modelo simplificado de uma bolha de separação longa e fina

A bolha fina e alongada criada sobre uma placa com ponta afiada é, conseqüentemente, caracterizada por uma separação do fluxo no bordo de ataque com um posterior recolamento na superfície superior em um ponto que se move gradualmente a jusante com o aumento da incidência. Se o ângulo de incidência é suficientemente pequeno (geralmente menor do que 5 graus), o fluxo recola. Como mostrado na fig. 1, há uma linha divisória que demarca a bolha a partir do fluxo exterior e que se junta à superfície no ponto de recolamento. Para ângulos superiores a 5 graus, não há mais ponto de recolamento, e a bolha aumenta na seqüência a jusante do bordo de fuga (Newman e Tse, 1992).

Posteriormente à separação, a falta de uma parede de amortecimento viscoso faz com que a camada cisalhante sofra uma transição rápida para regime turbulento muito perto do bordo de ataque. A camada cisalhante turbulenta engrossa rapidamente e tem uma taxa de mistura alta, depois ela recola mais a jusante, onde ocorre a bifurcação desta. Uma ramificação segue de volta ao bordo de ataque para alimentar a camada de cisalhamento. O refluxo resultante reduz a pressão na superfície e, por sua vez contribui para dobrar a camada cisalhante de volta para o ponto de recolamento. Se a corda é suficientemente longa para permitir o recolamento, a outra ramificação é conduzida a jusante, na forma de uma camada limite turbulenta anexa à placa que atinge o bordo de fuga.

Devido à sua grande variedade de importantes fenômenos turbulentos, especialmente as suas estruturas fortemente anisotrópicas, vários modelos de turbulência tradicionais falham em prever até mesmo as mais simples estatísticas de velocidade de primeira ordem, coeficientes de pressão, e características críticas como o comprimento de recolamento. Em alguns aspectos, pode ser considerada a versão externa do clássico caso-teste do escoamento interno sobre um degrau (Choi, Moin, 1994). De fato, ambos os casos-teste apresentam um ponto de separação muito bem definido, determinado por uma aresta afiada na geometria de onde uma corrente de vórtices é dispersada, uma estrutura principal de recirculação, e não raramente separações adicionais e recolamentos são observados no campo de velocidade médio, sob a forma de bolhas de recirculação secundárias. No entanto, o nível da anisotropia da turbulência que pode ser obtido no fluxo em torno de uma placa plana não é alcançável por uma simples configuração de escoamento interno sobre um degrau. Adicionado ao maior domínio computacional, o que requer vários compromissos na concepção da malha para obter uma representação correta das estruturas de diferentes tamanhos, enquanto mantém o custo computacional viável, esta versão externa do escoamento interno sobre um degrau pode ser considerada muito mais difícil, e uma importante ferramenta para validar e desenvolver melhores modelos de turbulência.

Este escoamento complexo em torno de uma placa plana com um pequeno ângulo de incidência foi experimentalmente investigado por Crompton (2001). Estatísticas detalhadas de velocidade e da turbulência foram medidas em túnel de vento para a bolha longa com o uso de Anemometria a laser Doppler (LDV) para ângulos de inclinação da placa plana variando de 1 a 5 graus com um número de Reynolds relativo à corda de  $2,13 \times 10^5$ . Seguindo o trabalho de Crompton, estudos numéricos baseados na metodologia RANS com os modelos  $\kappa$ - $\omega$  e SST foram desenvolvidos por Collie (2005). Devido à inabilidade dos modelos RANS de capturar a forte anisotropia deste tipo de fluxo, Sampaio et al. (2006a, 2006b) empregou a metodologia LES ("Large-Eddy Simulation") para a mesma placa plana em análise, com um ângulo de incidência de 1 grau, visando uma melhor compreensão da física envolvida. Apesar de melhores aproximações com os dados experimentais obtidos, uma necessidade de um estudo cuidadoso de malha foi identificada.

### 3. MODELO MATEMÁTICO

A abordagem RANS é baseada na decomposição da velocidade em  $u = \bar{u} + u'$  onde  $\bar{u}$  é o vetor velocidade média e  $u'$  o vetor de flutuação da velocidade. As equações RANS da continuidade e momento linear, para o estado estacionário e escoamento incompressível são dadas por

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) = -\nabla \left( \frac{p}{\rho} \right) + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} + \nabla \cdot (-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'})$$

onde  $\rho$  é a densidade,  $\nu = \mu/\rho$  é a viscosidade cinemática,  $\mu$  é a viscosidade molecular, e  $p$  é a pressão. A Eq.(1) tem a mesma forma da equação de Navier-Stokes, mas agora esta tem um termo adicional, o termo tensão de Reynolds,  $-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}$ , que representa a influência das flutuações no escoamento médio. Com o objetivo de fechar a Eq. (1), as tensões turbulentas de Reynolds podem ser modeladas com base na hipótese de Boussinesq, onde as tensões turbulentas são obtidas através de uma analogia com a lei de Stokes, que considera que a tensão é proporcional à taxa de deformação. Os modelos de turbulência selecionados para serem investigados neste presente trabalho são descritos à seguir.

### 3.1. Modelo SST $k-\omega$

O modelo SST  $k-\omega$  (*Shear-Stress Transport  $k-\omega$* ), (Menter, 1994), foi proposto para simulações de escoamentos aeronáuticos com fortes gradientes adversos de pressão e separação de camada limite, através de uma combinação dos modelos  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ . Para escoamentos com camada limite, o modelo  $k-\omega$  é superior ao modelo  $k-\varepsilon$  na solução da região viscosa próxima à parede, e tem sido aplicado com sucesso em problemas envolvendo gradientes adversos de pressão. No entanto, o modelo  $k-\omega$  requer uma condição de contorno não nula para  $\omega$  para correntes livres não turbulentas, e o calculado fluxo é muito sensível ao valor especificado (Menter, 1994). Também foi demonstrado (Cazalbou et al., 1993) que o modelo  $k-\varepsilon$  não sofre essa deficiência. Portanto, o modelo SST  $k-\omega$  combina a formulação robusta e precisa do modelo  $k-\omega$  perto de paredes com a independência da corrente livre do modelo  $k-\varepsilon$  fora da camada limite. Para fazer isso, o modelo  $k-\varepsilon$  é escrito em termos de taxa de dissipação específica,  $\omega$ . Em seguida, o modelo  $k-\omega$  padrão e o modelo  $k-\varepsilon$  transformado são multiplicados por uma função de mistura e ambos os modelos são somados. Esta função de mistura  $F_1$  é zero (levando ao modelo  $k-\omega$  padrão) na parte interna da camada limite turbulenta e definido como um valor de unidade (correspondendo ao modelo  $k-\varepsilon$  padrão) na borda externa da camada.

A viscosidade turbulenta é formulada da seguinte maneira:

$$\nu_t = \frac{\kappa / \omega}{\max(1; S F_2 / (0.31 \omega))}, \quad F_2 = \tanh(\Phi^2), \quad \Phi = \max\left(\frac{2 \sqrt{\kappa}}{0.09 \omega y}; \frac{500 \nu}{y^2 \omega}\right) \quad (2)$$

onde  $S = (2 \overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}})^{0.5}$  é o módulo do tensor taxa de deformação médio  $\overline{S_{ij}}$ , e  $F_2$  é a função de mistura para a viscosidade turbulenta no modelo SST  $k-\omega$ ,  $d$  é a distância à parede. A energia cinética turbulenta  $k$  e a taxa de dissipação específica  $\omega$  do modelo SST  $k-\omega$  (Menter, 1994) pode ser determinado pela solução de suas equações de conservação, onde o conjunto de constantes de fechamento para o modelo SST  $k-\omega$ ,  $\phi$ , são calculados usando uma função de mistura entre as constantes  $\phi_1$  do modelo  $k-\omega$  padrão e  $\phi_2$  do modelo  $k-\varepsilon$  sendo:  $\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$ .

### 3.2. Modelo RSM

Abandonando a hipótese de viscosidade turbulenta isotrópica, o modelo RSM soluciona as equações RANS resolvendo equações de transporte para as tensões de Reynolds, juntamente com uma equação para a taxa de dissipação. Isto significa que cinco equações de transporte adicionais são necessárias numa simulação 2D. A equação de transporte da tensão de Reynolds pode ser derivada da equação de Navier-Stokes.

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right] + P_{ij} + \Psi_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (3)$$

onde  $P_{ij}$  é a produção de tensão,  $\Psi_{ij}$  é a deformação pela pressão, que precisa de modelagem e  $\varepsilon$  é a dissipação, obtida pela solução da sua equação de conservação, como o tradicional modelo  $k-\varepsilon$ .

$$P_{ij} = - \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) \quad (4)$$

## 4. RESULTADOS

A placa plana fina proposta por Crompton (2000) foi modelada com a geometria descrita na Fig. 2(a). A placa tem

um comprimento da corda  $c$  de 160 mm e uma envergadura de 800 mm, para um domínio bidimensional.

O comprimento de recolamento foi encontrado por Crompton (2000) como sendo independente de  $Re$  maior que  $10^5$ , onde  $Re$  é definido como  $Re = U_\infty c / \nu$ , onde  $U_\infty$  é a velocidade de corrente livre, e  $c$  o comprimento da corda. A investigação em túnel de vento foi conduzida com  $Re = 2,13 \times 10^5$  e esse número de Reynolds é usado para comparar os experimentos com os modelos de turbulência. Ângulos de ataque,  $\theta = 1$  a 5 graus, estão disponíveis nos dados experimentais em intervalos de 1 grau. Na inclinação de 5 graus, o fluxo é separado na maioria do comprimento da placa. As medições de LDV para a velocidade média e algumas quantidades turbulentas sobre a placa estão disponíveis no estudo de Crompton (2000).

A Figura 2(b) mostra o domínio computacional utilizado nas simulações, que foi definido com base no trabalho de Collie (2005). Na entrada, as componentes cartesianas da velocidade são definidas de acordo com o ângulo de ataque e a intensidade de turbulência da corrente livre é igual a 0,05%, medida no túnel de vento (Crompton, 2000). Pressão constante igual a da corrente livre  $p_\infty$  foi ajustada na saída.

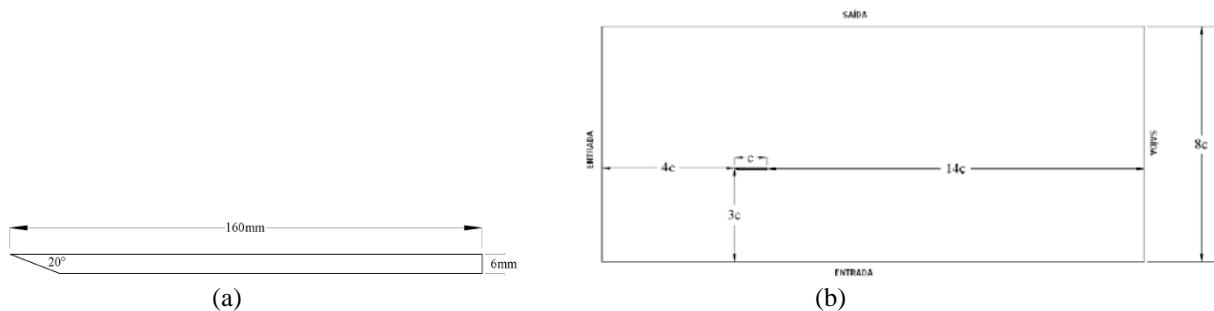


Figura 2: Dimensões da placa plana fina e detalhes do domínio.

A malha foi criada com  $1,5 \times 10^5$  células, um número ligeiramente maior de pontos do que o empregado por Collie (2005), com base em um estudo de convergência de malha executado por ele. A distância do primeiro nó acima da placa foi concebida como  $6,25 \times 10^{-5} c$  ( $c$  é o comprimento da corda) para garantir  $y^+ = (\tau_s / \rho)^{0,5}$  em torno de 1, que é o valor indicado para ambos modelos RANS, onde  $\tau_s$  é a tensão de cisalhamento na parede.

O campo de fluxo foi determinado com o software comercial Fluent (2006) para os modelos SST  $\kappa-\omega$  e RSM. Este código é baseado no Método de Volumes Finitos. O esquema QUICK (Leonard, 1979) foi empregado em todos os casos, para discretizar as equações de governo. O acoplamento pressão-velocidade foi tratado pelo algoritmo SIMPLE. O sistema de equações algébricas foi resolvido com o método Multgrid (Hutchinson and Raithby, 1986). O problema foi considerado convergido quando os resíduos máximos de todas as equações foram menores que  $10^{-6}$ .

#### 4.1. Comprimento de Recolamento

A Tabela 1 apresenta os comprimentos de recolamento ( $X_R$ ) para a placa plana para os ângulos de incidência de  $2^\circ$  e  $4^\circ$ , obtidos com os modelos de turbulência RANS. O comprimento de recolamento ( $X_R$ ) é a distância entre o bordo de ataque e o ponto onde a tensão cisalhante na parede é nulo.

Tabela 1: Comprimentos de recolamento normalizados ( $X_R/c$ ) e respectivos erros

	$X_R/c$ ( $\theta = 2^\circ$ )	Erro (%)	$X_R/c$ ( $\theta = 4^\circ$ )	Erro (%)
Experimental Crompton (2000)	0,275	-	0,726	-
SST	0,295	7,3 %	0,738	1,6 %
RSM	0,303	10,2%	0,758	4,4%

A precisão das previsões dos comprimentos de recolamento para este escoamento é fortemente dependente da capacidade do modelo de turbulência em representar a complexa estrutura do escoamento descrito; entretanto o refinamento da malha também exerce um papel fundamental neste desempenho.

#### 4.2. Velocidade Média

Os perfis de velocidade média obtidos com os modelos SST  $\kappa-\omega$  e RSM para os ângulos de incidência  $\theta = 2^\circ$  e  $4^\circ$  são comparados com os dados experimentais de Crompton (2000) em quatro estações nas Figs. 3 e 4, respectivamente. Somente a estação quatro (Fig. 3(c)) com  $\theta = 2^\circ$  localiza-se fora da bolha principal.

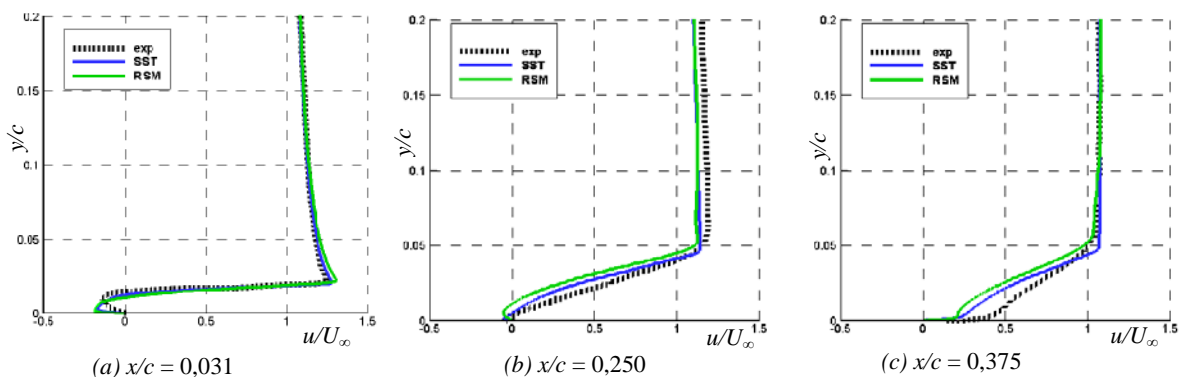


Figura 3: Perfis de velocidade para ângulo de incidência  $\theta = 2^\circ$

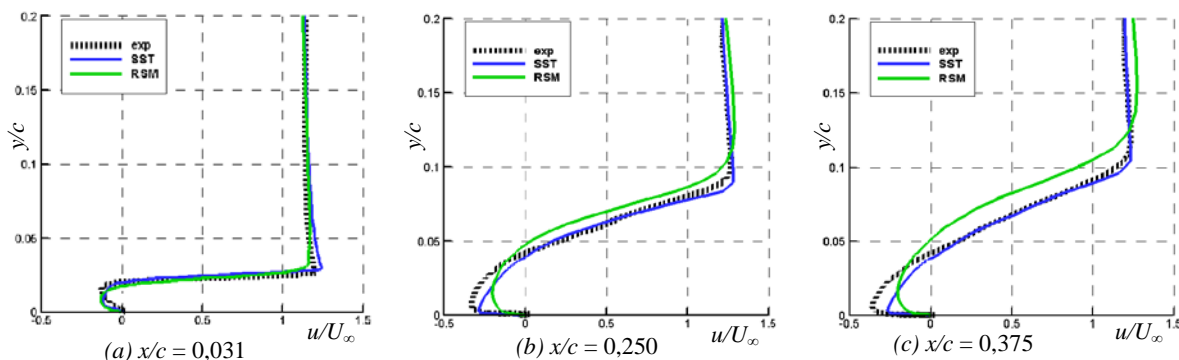
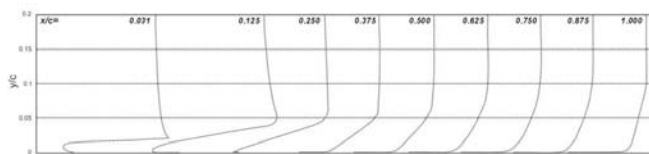


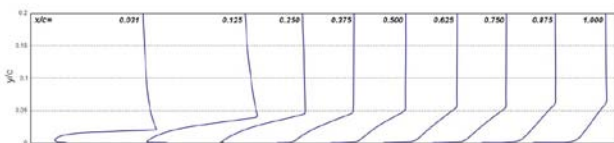
Figura 4: Perfis de velocidade para ângulo de incidência  $\theta = 4^\circ$

Os perfis de velocidade, nas duas estações iniciais ( $x/c = 0,031 ; 0,125$ ) da Fig. 3, que estão dentro da bolha, mostram que os dados experimentais tem um perfil mais laminar em comparação com os modelos de turbulência RANS, onde estes modelos experimentam um aumento acentuado na velocidade sobre a região próxima à parede. Para simular o processo de relaminarização um modelo de transição adequado é necessário, o que não é provido pelos modelos RANS investigados, conseqüentemente, estes modelos predizem maiores gradientes de velocidade nesta região de parede.

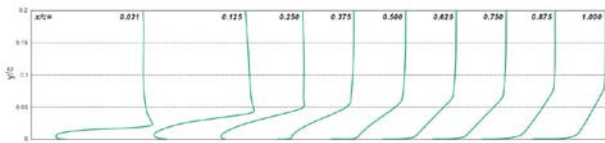
A Figura 5 apresenta a evolução dos perfis de velocidade para nove estações de medição, numa abordagem qualitativa. Observa-se a reversão do escoamento próximo à extremidade de ataque e o desenvolvimento da camada limite turbulenta após o ponto de recolamento. Nota-se que os dois modelos RANS utilizados mostraram resultados concordantes qualitativamente com os experimentos realizados em túnel de vento.



(a) Experimental (Crompton,2001).



(b) Modelo SST.



(c) Modelo RSM.

Figura 5: Evolução dos perfis de velocidade  $u/U_\infty$  para  $\theta = 2^\circ$ .

A Figura 6 mostra as linhas de corrente correspondentes às previsões do modelo SST. Pode ser verificado que o modelo SST foi capaz de prever a bolha de recirculação secundária, que foi observada experimentalmente.

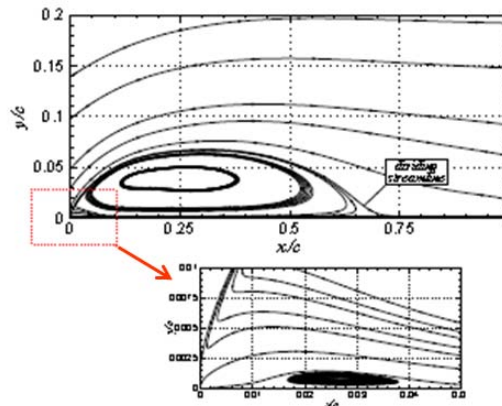


Figura 6: Linhas de corrente para o modelo SST -  $\theta = 4^\circ$

### 4.3. Distribuição de pressão

A distribuição de pressão é analisada através do coeficiente de pressão definido como

$$C_p = (p_\infty - p) / (0.5 \rho U_\infty^2) \quad (6)$$

onde  $p$  é a pressão estática,  $p_\infty$  e  $U_\infty$  são a pressão e a velocidade da corrente livre. A Figura 7 apresenta a variação do coeficiente de pressão ao longo da placa para  $\theta = 2^\circ$  e  $4^\circ$ . Novamente os modelos SST e RSM são comparados com os dados experimentais. As diferenças encontradas entre os dados experimentais e os resultados dos modelos RANS, principalmente na região da bolha de recirculação, devem-se aos seguintes fatos decorrentes dos modelos SST e RSM: não realizam a correta previsão da transição do regime laminar para o turbulento e o processo de relaminarização não ocorre corretamente no interior da bolha, acarretando em erro na predição do fluxo reverso no interior da bolha.

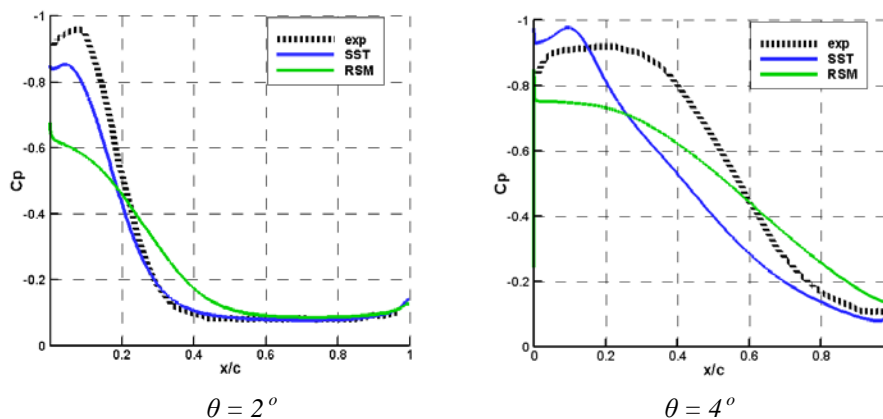


Figura 7: Coeficientes de pressão

### 4.4. Estatísticas de segunda ordem

A turbulência é conhecida por exercer uma influência significativa sobre o desenvolvimento do fluxo à jusante, principalmente quando a separação é iminente. Embora não seja o caso neste estudo particular porque a placa é plana, em futuras simulações podemos estar interessados na simulação de aerofólios curvos que podem ser propensos à estolagem. Neste caso, a previsão correta das flutuações turbulentas é de suma importância e por esse motivo, também apresentamos os principais resultados do componente  $\overline{u'u'}$ .

As Figuras 8 e 9 apresentam o componente  $\overline{u'u'}$  para as mesmas quatro estações localizadas acima da placa. É nítido que ambos modelos SST e RSM foram satisfatoriamente precisos, e pode-se dizer que o comportamento geral, a magnitude dos picos e outros aspectos foram razoavelmente bem previstos.

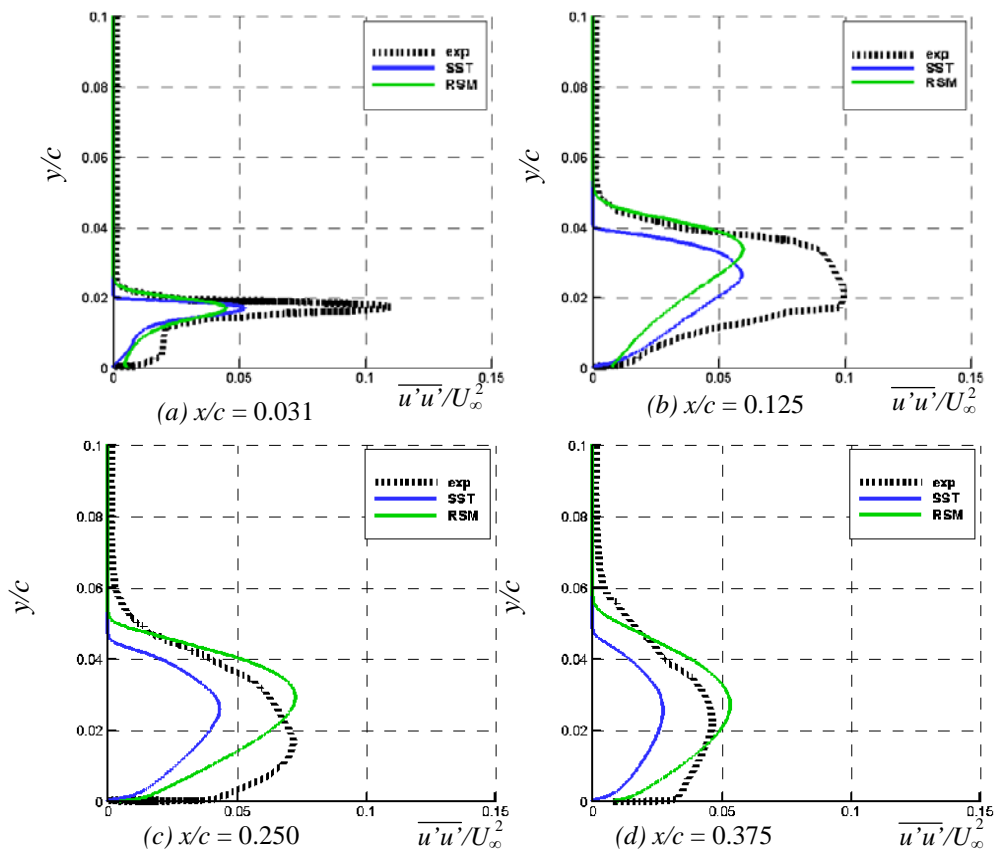


Figura 9: Estatísticas de segunda ordem para o ângulo de incidência  $\theta = 2^\circ$

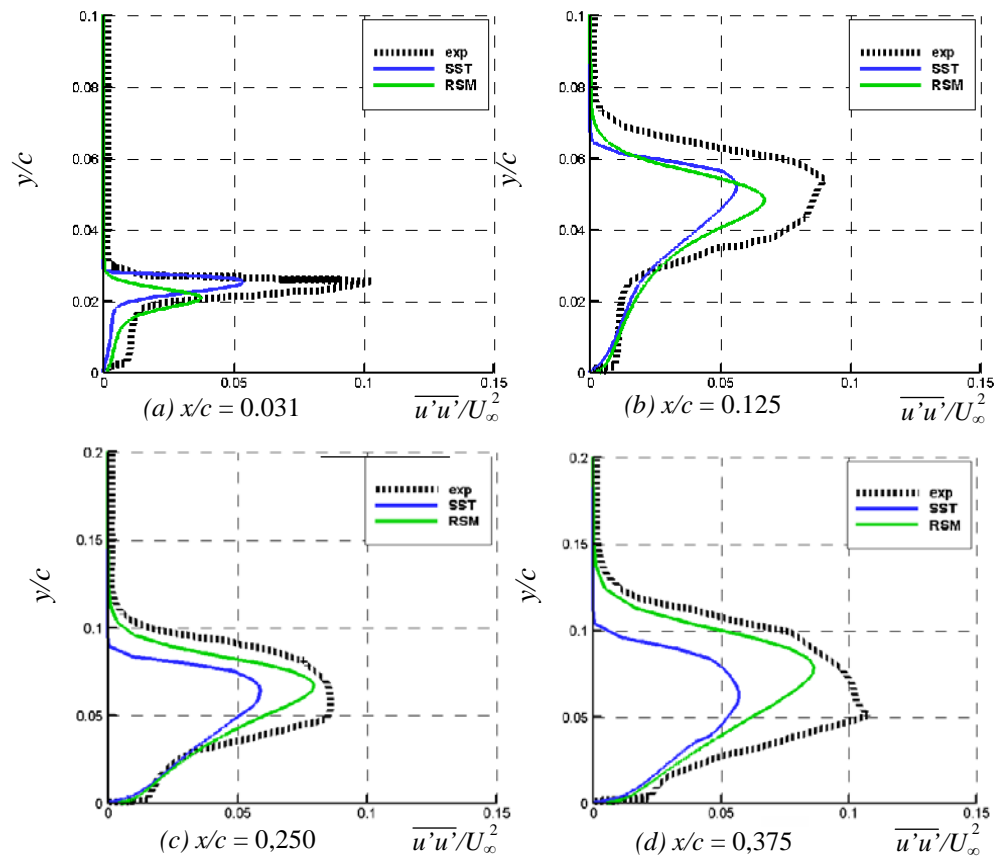


Figura 10: Estatísticas de segunda ordem para o ângulo de incidência  $\theta = 4^\circ$

As Figuras 10 e 11 mostram os contornos dos componentes  $\overline{u'u'}$  e  $\overline{v'v'}$  do tensor de Reynolds. Pode-se verificar nos contornos abaixo, que o modelo SST é mais isotrópico, em uma comparação com as tensões normais, do que o modelo RSM. Conforme observado anteriormente, o modelo SST prevê valores inferiores para as tensões normais.

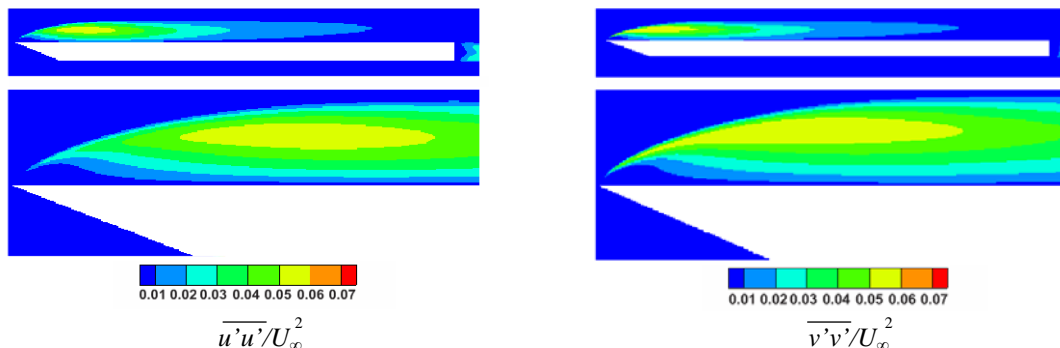


Figura 10: Contornos para o componente  $\overline{u'u'}$  e  $\overline{v'v'}$  do tensor de Reynolds. (modelo SST -  $\theta = 2^\circ$ )

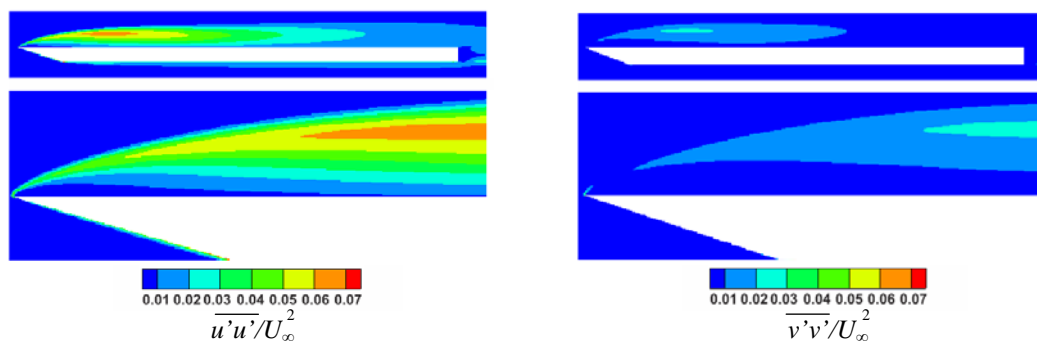


Figura 11: Contornos para o componente  $\overline{u'u'}$  e  $\overline{v'v'}$  do tensor de Reynolds. (modelo RSM -  $\theta = 4^\circ$ )

## 5. CONCLUSÃO

Neste presente trabalho, os modelos de turbulência SST (Menter, 1994) e RSM (Launder, 1989) foram aplicados para determinar o escoamento incompressível sobre uma placa plana com um bordo de ataque afiado, com pequenos ângulos de inclinação, e os resultados foram comparados com os dados experimentais de Crompton (2000).

Os perfis de velocidade média apresentaram uma concordância razoável com os resultados experimentais, entretanto os comprimentos de recirculação encontrados foram menores que os experimentais.

Nenhum modelo RANS mostrou uma clara vantagem sobre o outro, sendo a única exceção o modelo RSM, no caso específico das estatísticas de segunda ordem, onde o modelo gerou melhores resultados. Isso não é por acaso, já que a idéia original era tentar prever e acompanhar as evoluções do tensor. Dito isto, não é claro que os custos adicionais envolvidos nas simulações RSM, e considerando as dificuldades para chegar a uma solução convergida, compensam no final do processo. Na verdade, a qualidade das previsões das estatísticas de segunda ordem não se traduzem diretamente para os aumentos das quantidades de interesse prático de engenharia, como as estatísticas de primeira ordem, comprimentos de recirculação, número de Strouhal, etc.

Em termos globais, entre os modelos RANS e considerando os compromissos de custo-precisão, os resultados do modelo SST foram melhores. Nenhuma vantagem significativa e clara é trazida pelo uso de modelos mais caros computacionalmente, a menos que se esteja realmente interessado em estatísticas de segunda ordem.

A dificuldade para capturar a taxa de mistura da camada de cisalhamento separada, incentivou a investigação do problema com modelos mais elaborados, como LES e DNS.

## 6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à CAPES o apoio concedido a esta pesquisa.



## 7. REFERÊNCIAS

- Cazalbou, J.B., Spalart, P.R. & Bradshaw, P., 1993, “On the Behavior of 2-Equation Models at the Edge of a Turbulent Region”, *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 5, pp. 1797-1804.
- Choi, H. and Moin, P., 1994, “Effects of the Computational Time Step on Numerical Solutions of Turbulent Flow”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 113, pp. 1-4.
- Collie, S., 2005, “Application of CFD to Two-Dimensional Downwind Sail Flows”, PhD Thesis, Department of Mechanical Engineering Science of the University of Auckland, New Zealand.
- Crompton, M. J. and Barret, R. V., 2000, “Investigation of the Separation Bubble Formed Behind the Sharp Leading Edge of a Flat Plate at Incidence”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part G-Journal of Aerospace Engineering*, Vol. 214, No. G3, pp. 157-176.
- Crompton, M., 2001, “The Thin Airfoil Leading Edge Separation Bubble”, PhD Thesis, Department of Aerospace Engineering, University of Bristol.
- Durbin, P. A., 1991, “Near-Wall Turbulence Closure Without Damping Functions, Theoretical and Computational Fluid Dynamics”, Vol. 3, No.1, pp. 1–13.
- Gault, D. E., 1957, “An investigation at low speed of the flow over a simulated flat plate at small angles of attack using pitot static and hot-wire probes”, Technical Report TN-3876, NACA.
- Hutchinson, B. R. and Raithby, G.D., 1986, “A Multigrid Method Based on the Additive Correction Strategy”, *Numerical Heat Transfer*, vol. 9, pp.511-537.
- Launder, B.E., 1989, “Second-Moment Closure: Present and Future?”, *International Journal of Heat Fluid Flow*, Vol. 10, No. 4, pp. 282-300.
- Leonard, B.P., 1979, “A Stable Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol.19, pp. 59-88.
- Lian YS, Shyy W., 2005, “Numerical simulations of membrane wing aerodynamics for micro air vehicle applications”, *Journal of Aircraft*, Vol. 42 (4): pp. 865-873.
- Menter, F. R., 1992, “Influence of Freestream Values on  $k-\omega$  Turbulence Model Predictions”, *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 6, pp. 1657-1659.
- Menter, F. R., 1994, “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”, *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605.
- Newman B.G. and Tse M.C., 1992, “Incompressible Flow Past a Flat Plate Aerofoil With Leading Edge Separation Bubble”, *Aeronautical Journal* Vol. 96, No. 952, pp. 57-64.
- Sampaio, L.E.B., Nieckele, A. O., Gerritsen, M. and Collie, S., 2006, “Numerical Simulations Of The Long Recirculation Bubbles Formed in Incompressible Aerodynamic Flows Over Thin Flat Plates at Shallow Incidence”, *Proceedings of the 11th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering - ENCIT 2006*, Paper CIT06-0278.

## 8. TERMO DE RESPONSABILIDADE

Os autores se responsabilizam somente pelo material impresso que está incluso neste artigo.

# APPLICATION OF EULER-LAGRANGE APPROACH TO PREDICT THE TURBULENT MULTIPHASE FLOW WITH HEAT TRANSFER AND DROPLET SOLIDIFICATION IN GRANULATION PROCESS

**Guilherme Antônio Novelletto Ricardo, [guilherme\\_novelletto@yahoo.com.br](mailto:guilherme_novelletto@yahoo.com.br)**

**Dirceu Noriler, [noriler@furb.br](mailto:noriler@furb.br)**

**Henry França Meier, [meier@furb.br](mailto:meier@furb.br)**

Universidade Regional de Blumenau (FURB) - Rua São Paulo, 3250, Itoupava Seca – Blumenau, SC.

**Waldir Pedro Martignoni, [martignoni@petrobras.com.br](mailto:martignoni@petrobras.com.br)**

PETROBRAS/AB-RE/TR/OT.República do Chile, 65, Rio de Janeiro, RJ

***Abstract.** The main objective of this work consists in the mathematical formulation of the gas-liquid system with simultaneous heat and momentum exchange and solidification phenomenon, followed by numerical simulations to predict the main phenomenological characteristics of these processes. The mathematical modeling uses an Euler-Lagrange approach and the models are solved with finite volume method by using a commercial Computational Fluid Dynamics (CFD) code. Physical properties of the discrete phase such as specific heat, viscosity, and thermal conductivity, are estimated as a temperature function through correlations based on contribution groups. The prediction of solidification consists in applying a shrinkage unsolidified core model that determines the evolution of the solid thickness formed inside the droplets during solidification. The solidification phenomenon and the physical properties needs to be numerically implemented through subroutines, programmed in C language, and linked in the commercial CFD code. The models and the subroutines need to be evaluated, and test cases are performed to prove physical consistency and the results can be compared to previous works. The simulation results show physical consistency of the model. Therefore, this models and subroutines can be applied to an industrial case. Finally, through the analysis of the results, seeks to consistent data and information that allows a better understanding about the multiphase flow present in granulation towers, the influence of solidification phenomenon in heat transfer between phases, and the impact of this in the quality of the final product.*

## 1. INTRODUCTION

The granulation process generally promotes to industries the capability to obtain a final product in a granular form that can be easily packed and marketed. Due to the importance of this process application, like in production of urea and ammonium nitrate in form of grains, a lot of studies are dedicated to understand the phenomenological characteristics involved in this process, mainly during solidification, which guaranties the quality of the final product. The granulation process, according to Perry (2008), is similar to the spray drying process, which consists in spraying the melt in droplets form on top of a tower so that these droplets fall counter-currently with an airstream. During the fall, the droplets are solidified in approximately spherical particles by exchanging heat between the droplets and the air stream. Generally, low viscosity, melting point and high surface tension materials, are processed in this way, for example, ammonium nitrate, urea, among others. Usually the droplets size is relatively large, so narrow and very high towers generally are used in this process to ensure that the droplets are sufficiently solidified when they reach the bottom of the tower.

The heat transfer is considered one of the major aspect of analysis in the solidification phenomenon, because heat must be extracted from the solidifying substance to the solidification occurs. Thus, Santos (1980) points out that for the occurrence of the solidification, the following steps must be satisfied: (a) the thermodynamic state necessary for the occurrence of the solidification needs to be achieved, i.e., the material must lose heat until it reaches the solidification temperature; (b) the latent heat of fusion of the material must be removed by heat transfer mechanisms (conduction, convection, radiation, or a combination of these).

What is observed in practice in many towers is the deficiency in the solidification process. This can cause operational problems in the tower and bad quality of the grains formed and, consequently, lost productivity and profits. Often, when the grains are not completely solidified, it could break either by collision between particles but also on the walls of the tower, creating a kind of "cake". It is believed that the incomplete solidification of the droplets is due to the increase of the resistance to heat transfer from the interior of the droplets to the gas phase due to the formation of the solid phase during the solidification process. Thus, there is a motivation to investigate and analyze in depth these aspects so that these problems can be solved. There are many studies involving the phenomenon of solidification, however, generally focused on metallic alloys. In the granulation process, can be cited the work of Bertin (2009) and Yuan (2007).

Therefore, the purpose of this study is to carry out numerical simulations to obtain data and information about the phenomena involved in the granulation process. To achieve this goal, mathematical models in Eulerian-Lagrangian framework are used to represent the gas-liquid turbulent multiphase flow, emphasizing the conservation of momentum and energy, and solidification/melting of the discrete phase, which is represented by an unsolidified core model.

## 2. MATHEMATICAL MODELING

The multiphase modeling uses the Eulerian-Lagrangian approach. The theoretical basis about these approaches can be found in authors like Balachandar (2010), Cross *et al.* (2006), Hoef *et al.* (2008), Toschi (2009), Yeung (2002) and Chrigui (2010).

### 2.1. Assumptions of the model

The mathematical modeling takes into account some hypotheses: (i) the gas represents the continuous phase and it is modeled on an Euler framework; (ii) the droplets represents the discrete phase and are modeled on a Lagrange framework; (iii) the continuous phase under turbulent conditions can be represented by RANS equations; (iv) there are no chemical reactions in neither of the phases; (v) the phases interact only by exchanging heat and momentum; (vi) the interactions between the phases can be represented by a two-way coupling; (vii) the solidification phenomenon occurs in constant temperature; (viii) the droplets are spherical; (ix) only heat transfer by convection and conduction (during solidification) are considered, because these mechanisms are more important in this process; (x) during solidification it is considered a shrinkage unsolidified core model (Yuan, 2007), where the solidification occurs from the outside surface to the inside of the droplet, until reach the center and the melting occurs from the center of the droplet until reach the outside surface (Fig. 1); (xi) Biot number  $\ll 0.1$  for the liquid droplet, that means there is no temperature profile inside the liquid droplet, but it occurs in the solid thickness.

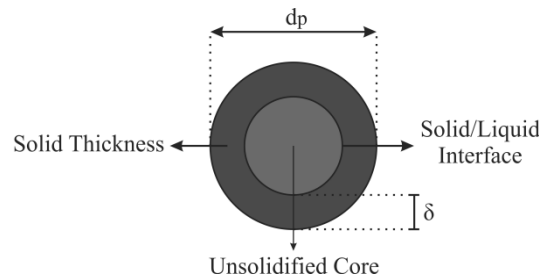


Figure 1. Shrinkage unsolidified core model

### 2.2. Energy equation for droplets

In granulation process it is possible to note that the thermal behavior of the droplets passes through three periods. These periods are: (i) cooling of the droplets from its initial temperature until the solidification temperature is reached, where solidifications starts; (ii) solidification of the droplets surface at constant temperature, progressing to the center of the droplets until complete solidification, where the resistance to the heat transfer due to the formation of solid thickness cannot be neglected; (iii) cooling of the solids particles. Hereinafter, the subscripts g, p, l, s and eff represent the gas phase, the droplets or particles, liquid, solid, and effective, respectively. The superscript t represents turbulent. For the first period, a heat balance is made for the cooling droplets, where the variation of droplets temperature can be written as,

$$\frac{dT_{pl}}{dt} = -\frac{6h(T_{pl} - T_g)}{\rho_l C_{ppl} d_p} \quad (1)$$

where T is the temperature (K),  $\rho$  is the density ( $\text{kg/m}^3$ ),  $C_p$  is the heat capacity (J/kgK), d is the diameter (m), and h is the convective heat transfer coefficient ( $\text{W/m}^2\text{K}$ ). The convective heat transfer coefficient can be calculated from the Ranz-Marshall's equation:

$$\text{Nu} = \frac{hd_p}{k_g} = 2,0 + 0,6\text{Re}^{1/2}\text{Pr}^{1/3} \quad (2)$$

where k is the thermal conductivity (W/mK), Re and Pr are the Reynolds and Prandlt numbers that can be expressed, respectively, by,

$$\text{Re} = \frac{\rho_g d_p |v_g - v_p|}{\mu_g}, \quad (3)$$

$$\text{Pr} = \frac{\mu_g C_{pg}}{k_g}. \quad (4)$$

Where  $v$  is the velocity (m/s),  $\mu$  is the absolute viscosity (Pa · s). Equation (1) is valid when  $T_{p0} \leq T_p > T_f$ , where  $T_{p0}$  is the initial temperature and  $T_f$  is the solidification/melting temperature. Second period starts when solidification starts, and the latent heat of solidification needs to be lost from the droplet through convection, so the heat balance in this period can be expressed by:

$$UA_p(T_{pf} - T_g) = \Delta H_f(\hat{r}_f)V_p \quad (5)$$

where  $A$  is the surface area (m<sup>2</sup>),  $\Delta H_f$  is the latent heat of melting (J/kg), ( $\hat{r}_f$ ) is the solidification rate (kg/s m<sup>3</sup>),  $V$  is the volume (m<sup>3</sup>), and  $U$  is the overall heat transfer coefficient (W/m<sup>2</sup>K). Analyzing the Fig. 1 it is notable that due to the formation of the solid thickness, it has an additional conductive resistance, therefore the global heat transfer coefficient can be evaluated by:

$$U = \frac{1}{1/h + \delta/k_s} \quad (6)$$

Equation (5) can be expressed in terms of the solid thickness  $\delta$  (m) formed within the droplets during solidification as follows:

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{Ud_p^2(T_{pf} - T_g)}{\Delta H_f \rho_{ps}(d_p - 2\delta)^2} \quad (7)$$

With Eq. (7) the solid thickness inside the droplets can be evaluated. This equation is valid for  $T_p = T_f$ . After the complete solidification, the final period starts and the thermal behavior is determined by a single heat balance in the solid particle. Therefore:

$$\frac{dT_{ps}}{dt} = -\frac{6U(T_{ps} - T_g)}{\rho_{ps}C_{p_{ps}}d_p} \quad (8)$$

In this period, the global heat coefficient is the global heat coefficient at the end of solidification, where the solid thickness assumes the maximum value, which is half of the diameter. Thus:

$$U = \frac{1}{1/h + d_p/2k_s} \quad (9)$$

Equation (8) is valid for  $T_{ps} < T_f$ .

### 2.3. Momentum equation for droplets

The momentum conservation consists on force balance for the droplets. The mainly forces acting on the droplets are the weight force, buoyant force, and the drag force. So the equation becomes:

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{\mathbf{g}(\rho_g - \rho_p)}{\rho_p} + \mathbf{F}_D^{g-p} \quad (10)$$

where  $\mathbf{g}$  is the gravitational acceleration (m/s<sup>2</sup>) and  $\mathbf{F}_D^{g-p}$  is the drag force (m/s<sup>2</sup>) and is responsible for the two-way coupling between the gas and the droplets.

### 2.4. Energy equation for continuous phase

The thermal behavior for the gas phase is evaluated by:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g C_{p_g} T_g) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{v}_g C_{p_g} T_g) = \nabla \cdot (\lambda_{\text{eff}} \nabla T_g) + S_{\text{Ek}} + \sum_{i=1}^{n_p} Q^{g-p} \quad (11)$$

The sum term in the right side of Eq. (11) is the thermal exchange between the gas and all droplets in the domain, and represents the two-way coupling. The thermal conductivity  $\lambda$  (W/mK) is:

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_g + \lambda_g^t \quad (12)$$

## 2.5. Momentum equation for continuous phase

The momentum equation for the continuous phase is:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) = -\nabla p_g - \nabla \cdot (\mathbf{T}_{\text{eff}}) + \rho_g \mathbf{g} + \sum_{i=1}^{n_p} \mathbf{F}_D^{g-p}. \quad (13)$$

The sum term in the right side of Eq. (13) is the drag force from all droplets in the domain and represents the two-way coupling. In turbulent flow, the effective stress tensor  $\mathbf{T}_{\text{eff}}$  (N/m<sup>2</sup>) can be defined as:

$$\mathbf{T}_{\text{eff}} = \mu_g \left[ \nabla \mathbf{v}_g + (\nabla \mathbf{v}_g)^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}_g) \boldsymbol{\delta} \right], \quad (14)$$

where  $\boldsymbol{\delta}$  is a unitary tensor.

## 2.6. Closure equations

It can be noted from the equations described before that it is necessary additional equations to represent the interphase heat and momentum transfer, and also the turbulence. These equations are responsible for closing the model, and are presented below.

### 2.6.1. Interphase momentum transfer

It is considered for the interphase momentum transfer only the drag force, that it is a force exerted by the fluid over a body immersed in that fluid. This force can be described by a constitutive equation defined as:

$$\mathbf{F}_D^{g-p} = \beta^{g-p} (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p). \quad (15)$$

The interface coefficient  $\beta^{g-p}$  in Eq. (15) can be evaluated as:

$$\beta^{g-p} = \frac{18\mu_g C_D \text{Re}}{\rho_p d_p^2 24}. \quad (16)$$

The drag coefficient  $C_D$  can be calculated by the relationships bellow:

$$\begin{cases} \text{For } \text{Re} \ll 1 \rightarrow C_D = \frac{24}{\text{Re}} \text{ (Viscous Region)} \\ \text{For } 0.1 < \text{Re} < 1000 \rightarrow C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.15\text{Re}^{0.687}) \text{ (Transition Region)} \\ \text{For } 1000 < \text{Re} < 1.0 - 2.0 \times 10^5 \rightarrow C_D = 0.44 \text{ (Inertial Region)} \end{cases} \quad (17)$$

### 2.6.2. Interphase heat transfer

The thermal exchange between the phases  $Q^{g-p}$  (W) is expressed by:

$$Q^{g-p} = UA_p (T_p - T_g). \quad (18)$$

The overall heat transfer coefficient in Eq. (18) is evaluated by Eq. (6) or Eq. (9), depending on the thermal period of the droplets.

### 2.6.3. Reynolds Average Navier-Stokes equations

Due to the turbulence associated with high Reynolds number, there are fluctuations in velocity and temperature fields that are observed in different scales of time and space. To eliminate those fluctuations it can be used a medium procedure to transform the conservative equations, which are instantaneous in time and space, in medium equations. This procedure consists in applying the Reynolds Decomposition Method to the conservative equations that result in Reynolds Average Navier-Stokes (RANS) equations. The application of this method makes appears extra terms due to the fluctuations of the properties, and they need to be modeled through constitutive equations. Hereafter is presented the modeling of turbulence.

## 2.6.4 Turbulence modeling

Considering that there are some forms to model the turbulence, the two-equation model is generally used, so it is briefly described here. According to Wilcox (1994), the most popular two-equation model is the  $k - \varepsilon$  model. The development of this model passes through authors like Chou (1945), Davidov (1961), Harlow and Nakayama (1968), and mainly Jones and Launder (1972) and Launder and Sharma (1974). The model, already arranged for this work, is presented below. The conservation of the turbulent kinetic energy  $k$  and its dissipation  $\varepsilon$  are:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g k_g) + \nabla \cdot \left[ \rho_g \mathbf{v}_g k_g - \left( \mu_g + \frac{\mu_g^t}{\sigma_k} \right) \nabla k_g \right] = P_g - \rho_g \varepsilon_g \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \varepsilon_g) + \nabla \cdot \left[ \rho_g \mathbf{v}_g \varepsilon_g - \left( \mu_g + \frac{\mu_g^t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon_g \right] = \frac{\varepsilon_g}{k_g} (C_1 P_g - C_2 \rho_g \varepsilon_g) \quad (20)$$

$$P_g = \mu_g^t \nabla \mathbf{v}_g \cdot \left[ \nabla \mathbf{v}_g + (\nabla \mathbf{v}_g)^T \right] - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v}_g (3 \mu_g^t \nabla \cdot \mathbf{v}_g + \rho_g k_g) + \mathbf{P}_{gb\sigma} \quad (21)$$

where  $\mathbf{P}_{gb\sigma}$  is the production of turbulence by natural thermal convection. An effective viscosity can be defined in turbulence, and it is expressed by:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_g + \mu_g^t \quad (22)$$

In  $k - \varepsilon$  model the turbulent viscosity can be expressed as:

$$\mu_g^t = \rho_g C_g \frac{k_g^2}{\varepsilon_g} \quad (23)$$

## 3. NUMERICAL STUDY

The mathematical models that describe the three thermal periods of the discrete phase, discussed previously, need to be programmed and linked in a commercial CFD code. The program used to conduct the numerical studies is the software FLUENT v13.0 from ANSYS®. The insertion of the mathematical models in the code is performed through the "User-Defined Functions" (UDF), where the subroutines are programmed in C language and linked in the program. The subroutine basically calculates the evolution of the solid thickness formed inside the discrete phase during solidification or melting, and also the variation of the overall heat transfer coefficient. There are also subroutines for the thermal coupling of the continuous phase with the discrete phase. So, in order to evaluate if the mathematical models and subroutines developed are able to capture the phenomena of melting and solidification, two numerical studies were performed. Both are briefly described below.

### 3.1. Numerical study for testing the subroutine for solidification

The objective of this numerical study is to evaluate if the mathematical models and subroutines are able to capture the phenomenon of solidification and to prove physical consistency of the results. A cylindrical geometry of 2 meters in diameter and 60 meters in height was used as a test. Air at room temperature enters the base of the cylinder and has its outlet at the top of the cylinder. The discrete phase is injected at 55 meters and it is collected at the base of the cylinder. Thus, the discrete phase and the continuous phase exchange heat and momentum. The numerical grid generated for the case has approximately 240,000 nodes. The study is carried out in steady state condition. Table 1 shows some operational conditions used for the simulation.

Table 1. Operational conditions for the numerical study.

Operational Conditions	
<b>Air Inlet</b>	$v = 1 \text{ m/s} - T = 298 \text{ K}$
<b>Air Outlet</b>	Opened to relative pressure = 0 Pa
<b>Injection</b>	Number of particles = 20 - $d_p = 1.2 \text{ mm} - T = 413 \text{ K} - v = 10 \text{ m/s} - \text{Mass flow rate} = 0.4 \text{ kg/s}$

### 3.2. Numerical study for testing the subroutine for solidification and melting

This numerical study is intended to evaluate whether the mathematical models and subroutines are able to capture, besides the phenomenon of solidification, also the phenomenon of melting. For this study, a geometry with rectangular

section is used. The rectangular section has 2 meters by 2 meters. The geometry has two lateral inlets of air. Cold air is fed into the top side entrance, and is directed to the top of the geometry, and hot air is fed into the lower side entrance, and is directed to the base of the geometry. The discrete phase is also injected in 55 meters and is collected in the base of the tower. Figure 2 illustrates better the geometry. The grid has approximately 152,000 nodes. In this simulation, the case was set for the discrete phase to partially solidify when in contact with cold air, and melt completely when in contact with hot air, so the discrete phase leaves the geometry in the liquid state. Some operational conditions are presented in Tab. 2.

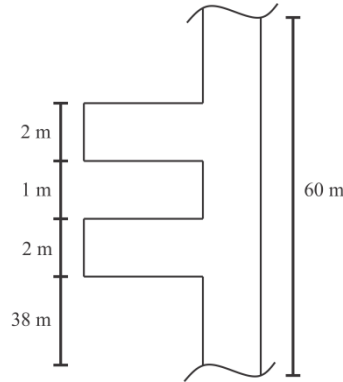


Figure 2. Geometry for the case

Table 2. Operational conditions for the numerical study.

Operational Conditions	
<b>Cold Air Inlet</b>	$v = 1 \text{ m/s} - T = 298 \text{ K}$
<b>Hot Air Inlet</b>	$v = 1 \text{ m/s} - T = 500 \text{ K}$
<b>Injection</b>	Number of particles = 100 - $d_p = 1.2 \text{ mm} - T = 413 \text{ K} - v = 10 \text{ m/s} - \text{Mass flow rate} = 0.4 \text{ kg/s}$

## 4. RESULTS AND DISCUSSIONS

### 4.1. Evaluation of the solidification subroutine

In Fig.3 (a) it is observed the evolution of the thickness of solid formed during the solidification phenomenon. In this same figure, in 55 meters (point of injection) has a cooling of the droplet, and then there is an increase of the thickness due to the beginning of the solidification process, which has its end when the thickness reaches the maximum value of 0.0006 meters (half of the initial diameter of the droplets), which means that the droplet has solidified completely. Within the conditions used, it takes about 25 meters for the droplets to solidify completely. In Fig. 3 (b), it is noted otherwise, first the droplet diameter is 1.2 mm and, when the solidification starts, this diameter is reduced to zero after the end of solidification.

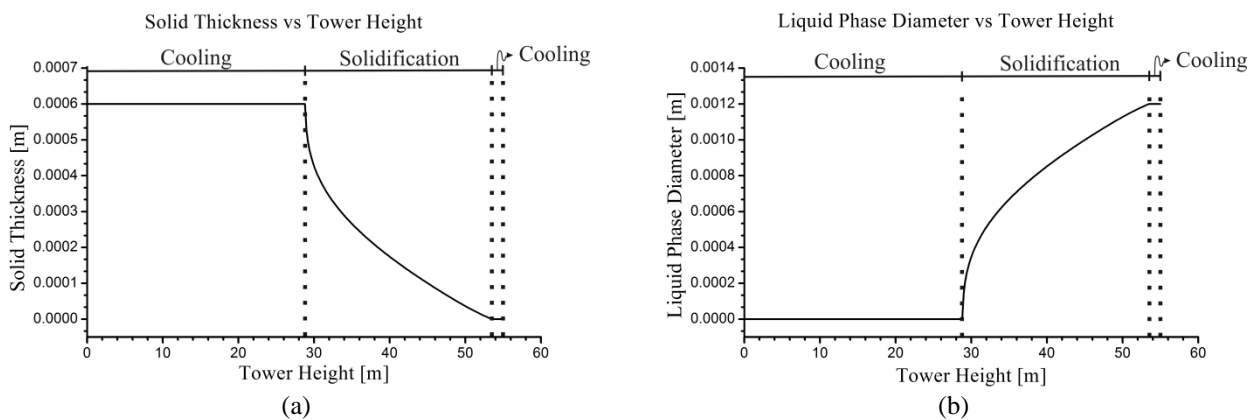


Figure 3. (a) Solid thickness behavior inside the droplet along the tower height; (b) Liquid phase diameter inside the droplet along the tower height

Looking at Fig. 4 (a), initially there is a reduction in the overall coefficient (which is initially based only by convection resistance) during cooling of the droplets, this happens because when entering the gaseous medium the

droplet slows down, reducing the relative velocity between the droplet and the air, which will reduce the Reynolds number and, thereby, affect the overall coefficient. Then, there is a sudden non-linear fall of the coefficient, which takes place during the solidification of the droplet. At this time, the coefficient is influenced by both the convective and conductive resistance to heat transfer, due to the formation of the solid phase within the droplet. By being completely solidified, it is noted that the coefficient becomes constant, this happens due to two factors. First, the conductive resistance becomes constant, since the thermal conductivity is assumed initially to be constant and secondly, due to the conditions applied in this case, the solidified particle reaches its terminal velocity, then the Reynolds number becomes constant and, consequently, the convection resistance becomes constant. Figure 4 (b) evaluates the thermal behavior of the droplet. Initially there is a drop in the droplet temperature of 413 Kelvins to 405.85 Kelvins (solidification temperature), given by the law of inert cooling. Then, the droplet temperature becomes constant, where the law of solidification begins. After complete solidification in about 25 meters, the solid particles are cooled until they reach the bottom of the tower. Comparing this result with the work of Yuan (2007), the temperature profile does not differ, qualitatively.

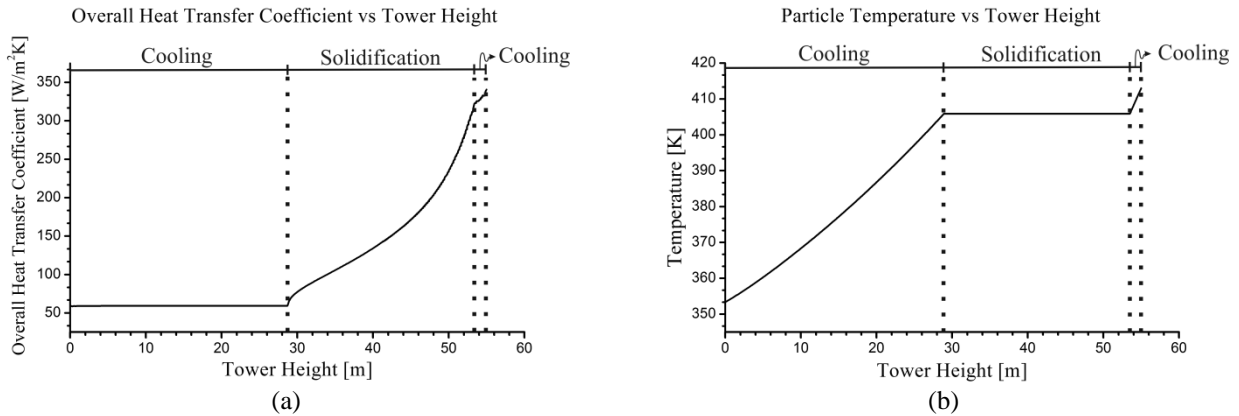


Figure 4. (a) Overall heat transfer coefficient behavior along the tower height; (b) Particle temperature along the tower height

Two important points need to be analyzed in Fig. 5 (a). First, the top of the tower, in the red region, there is a sudden increase of temperature. This happens because the droplets are injected in that point, so there is a greater concentration of droplets which rapidly exchange heat with the air, sharply increasing its temperature. Second, in the half of the tower to the injection of the droplets region, the solidification of the droplets occurs, where the latent heat of solidification must be removed to the occurrence of the solidification. Thus, to represent this issue, it was necessary to implement a source term through UDF to represent the increase in air temperature due to solidification. Initially, this term has not been taken into consideration, and it was observed that the air temperature did not change during solidification, fact that should not occur. After the implementation of the source term, we get the results in Fig. 5 (a). Note then that the air temperature varies during the solidification process. Figure 5 (b) shows the field of the air velocity within the tower. Note that the air speed is reduced to zero when close to the walls, fact that is expected. In the droplet injection point (top of the tower), it is noted that the presence of high concentrations of droplets brakes the air dramatically reducing his speed.

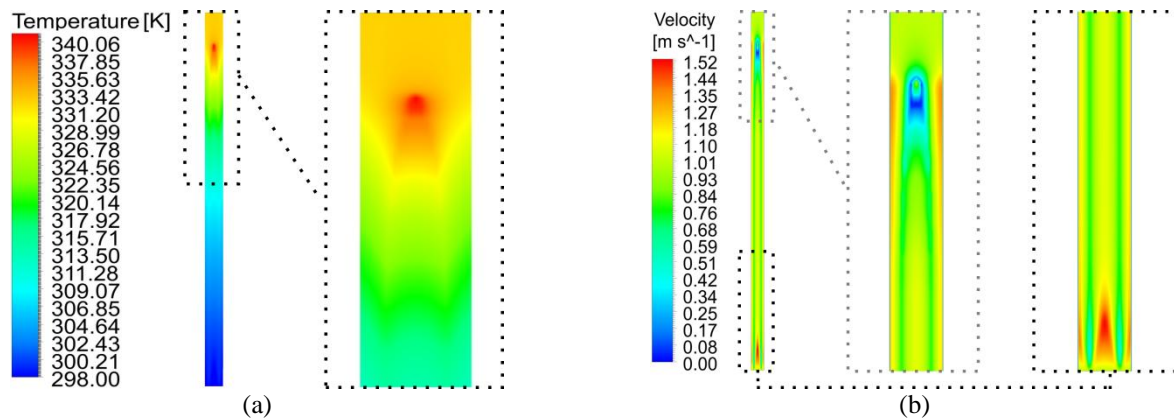


Figure 5. (a) Field of the air temperature along the tower height; (b) Field of air velocity along the tower height



Table 3 shows the mass and heat fluxes report for the numerical study. Since there is no mass transfer in this study, the mass that is entering the tower is equal to the mass that is leaving the tower. The heat transfer is also consistent, since the liquid result is very low.

Table 3. Mass and heat fluxes report 1.

	Inlet	Outlet	Source of Heat (DPM)	Liquid Result (W)	Source of Mass (DPM)	Liquid Result (kg/s)
Heat transfer rate (W)	-584.61	-130220.35	130628.2	-176.76	-	-
Mass rate (kg/s)	3.84	-3.84	-	-	0	0

#### 4.2. Evaluation of the solidification and melting subroutine

In Fig. 6 (a) can be analyzed that initially (by almost one meter drop) there are no formation of solid, i.e., in this period, the droplets are being cooled. Soon after, there was an increase of the solid thickness due to solidification of the droplet. However, in this study, the droplet does not come to a complete solidification, reaching a maximum thickness (for the droplet analyzed) of about 0.2 mm at about 14 meter of fall. Subsequently, the solid thickness begins to decrease until reaches zero, this period is marked by the melting of the droplets, which occurs in approximately 31 meters of the tower. Over the past 9 meters of the tower, there is a heating the droplets. And Fig. 6 (b) shows the liquid diameter inside the drop.

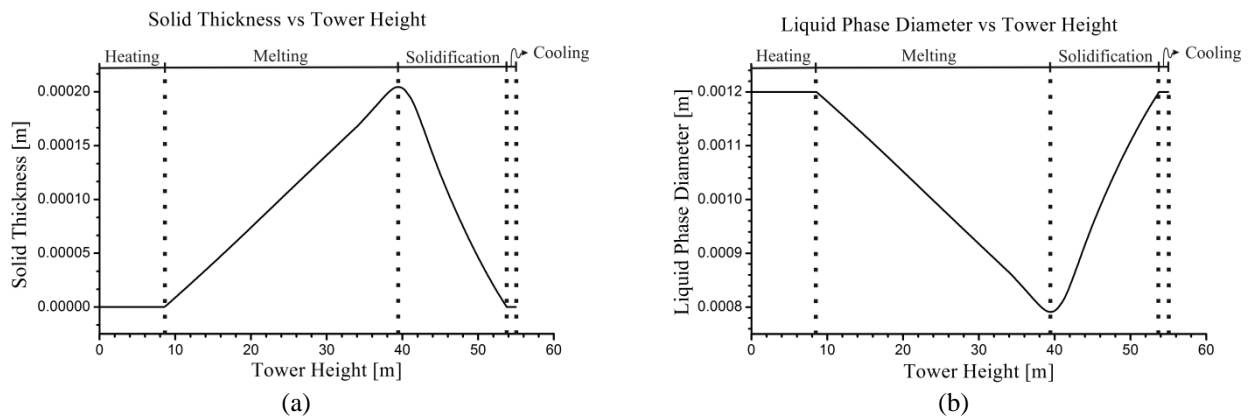


Figure 6. (a) Solid thickness behavior inside the droplet along the tower height; (b) Liquid phase diameter inside the droplet along the tower height

In Fig. 7 (a), the initial behavior of the global coefficient during the cooling and the partial solidification of the droplets have this characteristic for the same reasons discussed in Section 4.1, for Fig. 4 (a). During the melting period, between 40 and 9 meters, there is an increase in the coefficient. This happens because in the melting period, there is a decrease of the solid thickness that makes also decrease the conductive resistance to heat transfer, causing an increase in the overall coefficient. However, the increase of the coefficient is much slower than its fall. This happens because during this period, the droplets reach the air velocity that it is leaving the geometry, so the Reynolds number (Fig. 8 (a)) gradually becomes constant. Therefore, the resistance to convective heat transfer also assumes a gradually constant characteristic. In the last 9 meters of the tower, after the complete melting, the coefficient becomes constant, because the conductive resistance does not exist anymore, and only the convective resistance passes to exist and, as mentioned before, became constant. The droplet temperature, as shown in Fig. 7 (b), has a fall due to cooling of the droplet in the first meter of fall. Reaching the solidification temperature, the temperature remains constant over the period of solidification and melting. Finally, there is a heating of the droplet, until it leaves the geometry.

The particle Reynolds number has a strong influence on the determination of the convective heat transfer coefficient. Figure 8 (a) illustrates the behavior of this number. At the point of injection, the Reynolds number is higher because the droplets are injected at a velocity of 10 meters per second and then the droplets are braked by the air so the droplets velocity decreases causing a decrease of the Reynolds number. Between 43 and 38 meters there are fluctuations in the Reynolds number. This is the zone where there are the air entrances (Fig. 2), and this zone has a lot of fluctuations in the air velocity (Fig. 9 (a)) causing fluctuations in the Reynolds number. Finally, between 38 and 0 m, the Reynolds number gradually becomes constant, because the droplets reach the air velocity. In Fig. 8 (b), there is an increase in temperature of the cold air due to its contact with the hot droplets and also due to the removal of the latent heat of solidification. The hot air is cooled by the contact with the cooler droplets, and also due to loss of energy to perform the fusion of the droplets.

In the field velocity of the cold air, which is directed to the top of the tower, as shown in Fig. 9 (a) (detail of A), the air velocity decreases by the presence of the droplets due to the injection. It is also observed that on the wall near of the curve that the cold air enters, there is a drop in air velocity due to the presence of the curve and possibly due to the concentration of droplets in this region (Fig. 9 (b)). For the hot air, which is directed to the base of the tower, there is a

decrease in air velocity due to the presence of the curve of the air inlet. In Fig. 9 (b), for the cold air, the droplets have a symmetrical mass concentration field. When entering in contact with the hot air stream, the droplets are launched toward the right side wall of the tower and to the center of the tower.

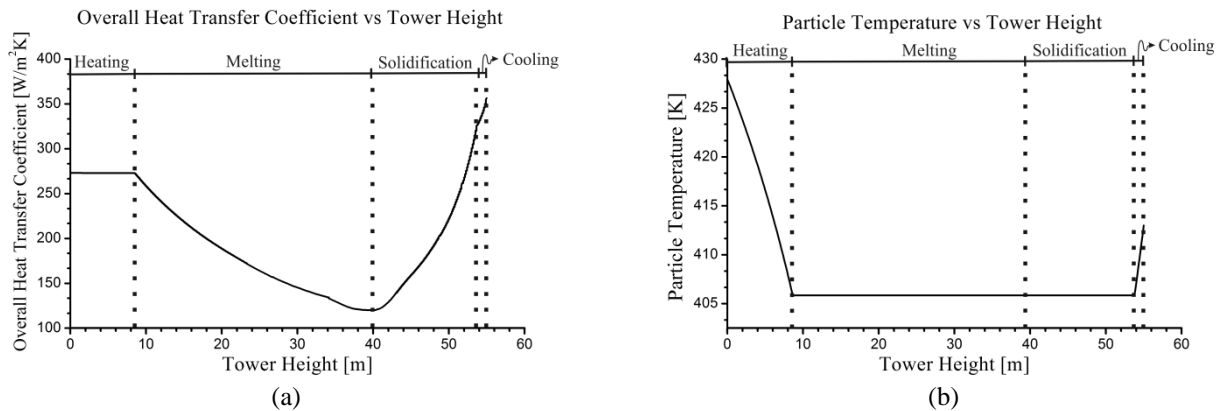


Figure 7. (a) Overall heat transfer coefficient behavior along the tower height; (b) Particle temperature along the tower height

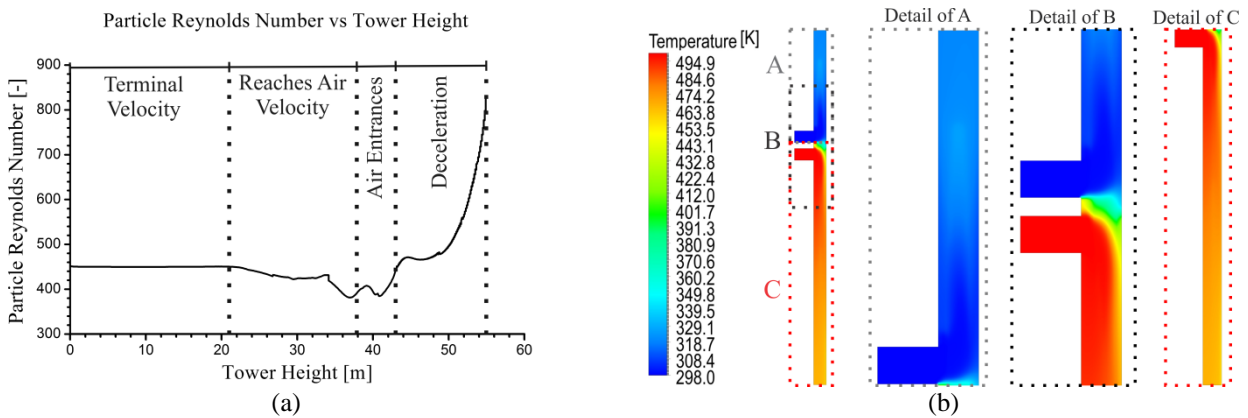


Figure 8. (a) Particle Reynolds number along the tower height; (b) Field of the air temperature along the tower height

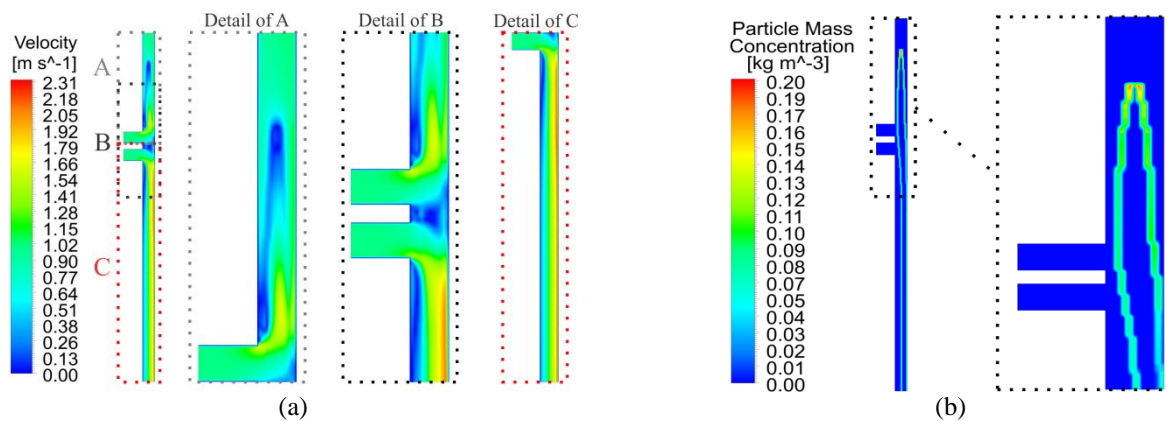


Figure 9. (a) Field of air velocity along the tower height; (b) Particle mass concentration along the tower height

Table 4 shows that mass and energy balances are consistent.

Table 4. Mass and heat fluxes report 2.

	Inlet	Outlet	Source of Heat (DPM)	Liquid Result (W)	Source of Mass (DPM)	Liquid Result (kg/s)
Heat transfer rate (W)	994685.9	-937096.64	-57589.32	0.01	-	-
Mass rate (kg/s)	9.8	9.8	-	-	0	0

## 5. CONCLUSIONS

From the mathematical model discussed, allied with numerical simulations, and the analysis of the results, some conclusions can be obtained: (i) the solidification phenomenon can be represented by the heat transfer phenomena between the discrete phase and the continuous phase; (ii) the mathematical model applied to the phenomenon of solidification of the discrete phase was programmed in C language, and inserted in the commercial code FLUENT using "User defined Functions" successfully; (iii) the numerical mesh developed for the testing of subroutines have acceptable quality; (iv) two numerical simulations were carried out to identify if the model and the subroutines were able to predict the phenomena of solidification and melting; (v) the numerical analysis of the results showed that the mathematical model and the subroutines developed are able to capture the phenomenon of solidification. Thus it is possible to evaluate important process variables, such as the solid thickness formed inside the droplets during solidification, the diameter of the liquid phase within the droplets, the temperature profile of the discrete phase, and the behavior of the overall coefficient of heat transfer, which influences directly on the heat transfer phenomenon. The results also showed that, besides solidification, the model for solidification and the optimization of the subroutines could also capture the phenomenon of fusion. The results show that both in the melting and solidification there was physical consistency and that the temperature profile of the discrete phase for solidification is qualitatively consistent with the numerical data presented by Yuan (2007); (vi) the model and the subroutines now can be evaluated in an industrial case.

## 6. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are grateful to PETROBRAS financial support.

## 7. REFERENCES

- Balachandar, S., Eaton, J.K.. Turbulent Dispersed Multiphase Flow. **Annual Review Of Fluid Mechanics**, [s. L.], v. 42, p. 111-133. Jan. 2010.
- Bertín, D.E., Piña J., Bucalá V. Dynamics of an Industrial Fluidized-Bed Granulator for Urea Production. **Ind. Eng. Chem. Res.**, 2010, [s. L.], n. , p.317-326, Nov. 2009.
- Chrigui, M., Sadiki, A., Ngoma, G.D. **Unsteady turbulent two-phase flow using Euler/Lagrange approach devoted to two-way coupling conditions**. International Conference on Multiphase Flow, 7th, 2010, Tampa. International Conference On Multiphase Flow (icmf), 2010. 6 p. Available in: <<http://ufdc.ufl.edu/UF00102023/00463/1j>>. Access: 30 Mar. 2012
- Cross, M. *et al.* Computational modelling of bubbles, droplets and particles in metals reduction and refining. **Applied Mathematical Modelling**, [s. L.], v. 30, p. 1445-1458. Apr. 2006.
- Hoef, M.A. Van Der *et al.* Numerical Simulation of Dense Gas-Solid Fluidized Beds: A Multiscale Modeling Strategy. **Annual Review Of Fluid Mechanics**, [s. L.], v. 40, p. 47-70. Jan. 2008.
- Perry, R.H, Green, D.W. Perry's chemical engineers' handbook. 8th ed. New York : McGraw-Hill, c2008. 1v. il.
- Santos, R. G. Dos. Desenvolvimento de um método para análise da solidificação de metais em geometrias cilíndricas. 1980. 213 f. Tese (Doutorado) - Unicamp, Campinas, 1980. <<http://www.bibliotecadigital.unicamp.br/document/?code=000048684&opt=4>>.
- Toschi, F., Bodenschatz, E. Lagrangian Properties of Particles in Turbulence. **Annual Review Of Fluid Mechanics**, [s. L.], v. 41, p. 375-404. Jan. 2009.
- Wilcox, D.C. Turbulence Modeling for CFD. 2. ed. La Cañada: DCW Industries, 1994.
- Yeung, P.K.. Lagrangian investigation of turbulence. **Annual Review Of Fluid Mechanics**, [s. L.], v. 34, p. 115-142. Jan. 2002
- Yuan, W., Chuanping, B., Yuxin, Z. An innovated tower-fluidized bed prilling process. Chinese Journal Of Chemical Engineering, Wuhan, p. 424-428. jun. 2007.

# THE INFLUENCE OF THE PRESSURE GRADIENT IN THE GÖRTLER VORTICES DEVELOPMENT

Josuel K. Rogenski, josuelkr@gmail.com

Leandro F. de Souza, lefraso@icmc.usp.br

Universidade de São Paulo, Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação, Departamento de Matemática Aplicada e Estatística, Av. Trabalhador são-carlense, 400, 13566-590, São Carlos, SP, Brasil

Jerzy M. Floryan, mfloryan@eng.uwo.ca

The University of Western Ontario, Faculty of Engineering, Department of Mechanical and Materials Engineering, Spencer Engineering Building, N6A 5B9, London, Ontario, Canada

## Abstract.

*The optimization in the process of turbomachinery design demands the ability to predict the transition region. The flow over the concave part of a turbine blade is subjected to centrifugal instability and pressure gradient. Streamwise vortices called Görtler vortices can be formed. These vortices cause strong distortions in the streamwise velocity profile. In this sense, a study of the pressure gradient effect focused on the Görtler vortices development is necessary. In the present study the Navier-Stokes equations in the vorticity-velocity formulation are used. It is assumed periodicity in the spanwise direction. A mesh stretching in the normal direction is adopted, aiming a higher resolution near the wall. The use of Direct Numerical Simulation is necessary to ensure that all relevant scales of the phenomena can correctly be represented. Compact high-order finite difference approximations are adopted in the streamwise and wall normal directions. The temporal advance is done by the classical 4<sup>th</sup> order Runge-Kutta method. The elliptic problem is solved by the use of a multigrid method. In order to reduce the total computational time the code is parallelized using a domain decomposition technique. The results indicate that the numerical code is able to simulate the physical phenomena under investigation. The presence of a favorable pressure gradient tends to stabilize the flow.*

**Keywords:** Görtler vortices, pressure gradient, Navier-Stokes equations, DNS

## 1. INTRODUCTION

The investigation of the laminar-turbulent transition process provides important gains on the development of efficient devices as gas turbines. The increase in the performance of such equipment provides higher industrial benefits (Mayle, 1991). In general, the search for industrial benefits motivates the development of scientific bases. It can also provides a better physical understanding of the turbulence phenomena. However the comprehension of the transition phenomena is complex. This complexity is justified by Bario and Beral (1998) by the fact that the transition process is governed by the interaction of many factors: pressure gradient, Reynolds number, wall curvature, turbulence levels and roughness distribution.

Despite the difficulty to obtain detailed experimental results - due to the boundary layer thickness of a turbine blade - Sharma et al. (1982) and von Treuren et al. (2002) show good results at the suction side of turbine blade. Besides, Blair (1982), Kestoras and Simon (1993) and Keller and Wang (1994) succeeded in the transition investigation on a flat plate with an external pressure gradient imposition. Moreover, fluid flow experiments over concave surfaces were performed by Ito (1980), Ito (1985), Ito (1988), Peerhossaine and Wesfreid (1988) and Winoto et al. (2011).

Flows over the concave side a turbine blade is subjected to a pressure gradient. Furthermore flows on a concave plat are susceptible to centrifugal instability (Görtler, 1940). This instability can lead to Görtler vortices. Görtler vortices are streamwise counter-rotating structures and thus two regions are formed: a downwash region where high velocity flow is compressed to the wall and an upwash region where the opposite occurs i.e. low velocity flows is driven out of the boundary layer. This vortices modify the boundary layer structure. In the nonlinear development region, the streamwise velocity  $u$  is modified and it has a mushroom distribution in the spanwise direction. There are many studies on the formation and development of these vortices (Floryan, 1985; Floryan, 1986; Floryan, 1991; Liu and Domaradzki, 1993; Saric, 1994; Lin and Hwang, 1999; Souza, 2003 and Souza et al., 2004).

The streamwise velocity distribution  $u$  in  $y \times z$  planes at different  $x$  positions is illustrated in Fig. 1. In this figure the flow moves from left to right and each row represents an iso-velocity, ranging from 0.1 - closer to the wall, to 0.9 - further to the wall. The mushroom structure is created as the vortices develop. The last velocity profile is highly distorted. On the sides of the mushroom, the velocity distribution is close to the wall.

In the present paper it is analyzed the pressure gradient influence in the Görtler vortices development (primary instability). Primary instability is defined as begin of the transition process and it depends only on the laminar base flow. This primary instability changes the initial laminar base flow. This new flow distribution is subjected to another disturbances, giving birth to secondary instabilities. This paper is part of the studies in spatial Direct Numerical Simulation of

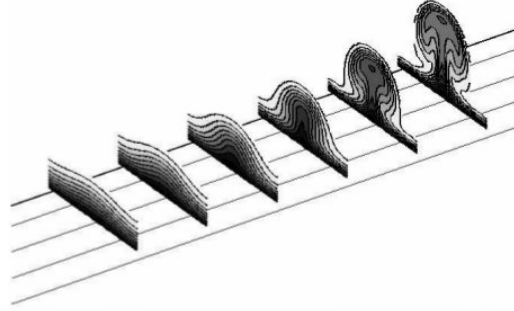


Figure 1. Streamwise velocity  $u$  in  $y \times z$  planes at different  $x$  positions (Souza, 2003).

laminar-turbulent transition investigations (Souza, 2003; Souza et al., 2004 and Souza and Liu, 2010).

## 2. FORMULATION

The motion of an incompressible, isothermal Newtonian fluid flow in a concave surface is governing by the Navier-Stokes system of equations. The vorticity-velocity formulation is used as an alternative of the primitive variables formulation. The vorticity is defined as the opposite of the velocity field curl operation. The nondimensional system of equations is given by

$$\frac{\partial \tilde{\omega}_x}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{\omega}_x \tilde{v} - \tilde{\omega}_y \tilde{u})}{\partial y} - \frac{\partial(\tilde{\omega}_z \tilde{u} - \tilde{\omega}_x \tilde{w})}{\partial z} + \frac{Go^2}{\sqrt{Reh}} \frac{\partial \tilde{u}^2}{\partial z} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \tilde{\omega}_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{\omega}_y}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{\omega}_y \tilde{w} - \tilde{\omega}_z \tilde{v})}{\partial z} - \frac{\partial(\tilde{\omega}_x \tilde{v} - \tilde{\omega}_y \tilde{u})}{\partial x} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \tilde{\omega}_y, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \tilde{\omega}_z}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{\omega}_z \tilde{u} - \tilde{\omega}_x \tilde{w})}{\partial x} - \frac{\partial(\tilde{\omega}_y \tilde{w} - \tilde{\omega}_z \tilde{v})}{\partial y} - \frac{Go^2}{\sqrt{Reh}} \frac{\partial \tilde{u}^2}{\partial x} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \tilde{\omega}_z, \quad (3)$$

where  $\tilde{\omega}_x$ ,  $\tilde{\omega}_y$  and  $\tilde{\omega}_z$  are the vorticity vector components in streamwise ( $x$ ), normal wall ( $y$ ) and spanwise ( $z$ ) directions.  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{v}$  and  $\tilde{w}$  are the velocity vector components in the  $x$ ,  $y$  and  $z$  directions. The time is represented by the  $t$  variable.

The reference length is a characteristic plate length  $L$  and the reference velocity  $U_\infty$  is the freestream velocity. The Reynolds number is given by  $Re = U_\infty L / \nu$ , where  $\nu$  is the kinematic viscosity. The Görtler number is given by  $Go = Re^{0.25} \sqrt{L/R}$ . Curvature terms are  $Go^2 \frac{\partial \tilde{u}^2}{\partial x} / (\sqrt{Reh})$  and  $Go^2 \frac{\partial \tilde{u}^2}{\partial z} / (\sqrt{Reh})$  where  $h = 1 - k_c y$  and  $k_c = L/R$ .

The continuity equation is given by

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Using the vorticity definition and the Eq. (4)

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial z^2} = -\frac{\partial \tilde{\omega}_y}{\partial z} - \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial x \partial y}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial z^2} = -\frac{\partial \tilde{\omega}_z}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\omega}_x}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial z^2} = -\frac{\partial \tilde{\omega}_y}{\partial x} - \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial y \partial z}. \quad (7)$$

A perturbed formulation is applied. A flow variable  $\tilde{f}$  is rewritten as

$$\tilde{f} = f_b + f, \quad (8)$$

where  $f_b$  is the two-dimensional base flow variable and  $f$  is the disturbance flow variable. Variable  $\tilde{f}$  represents the flow vorticity and velocity variables.

A system of equations is obtained by the use of Eq. (8) in Eq. (1)-(3) and (5)-(7) and the base flow definition. Thus,

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial t} + \frac{\partial a}{\partial y} - \frac{\partial b}{\partial z} + \frac{Go^2}{\sqrt{Reh}} \frac{\partial d}{\partial z} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \omega_x, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \omega_y}{\partial t} + \frac{\partial c}{\partial z} - \frac{\partial a}{\partial x} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \omega_y, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \omega_z}{\partial t} + \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{\partial c}{\partial y} - \frac{Go^2}{\sqrt{Re}h} \frac{\partial d}{\partial x} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \omega_z, \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -\frac{\partial \omega_y}{\partial z} - \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = -\frac{\partial \omega_z}{\partial x} + \frac{\partial \omega_x}{\partial z}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = \frac{\partial \omega_y}{\partial x} - \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z}, \quad (14)$$

where the nonlinear terms  $a$ ,  $b$ ,  $c$  and  $d$  are:

$$a = \omega_x(v_b + v) - \omega_y(u_b + u), \quad (15)$$

$$b = (\omega_{z_b} + \omega_z)(u_b + u) - \omega_x w, \quad (16)$$

$$c = \omega_y w - (\omega_{z_b} + \omega_z)(v_b + v), \quad (17)$$

$$d = 2u_b u + u^2. \quad (18)$$

Regarding the boundary conditions, at the upper boundary the flow is assumed to be irrotational. At the wall, the streamwise and wall normal velocity components are set zero by the no-slip condition. At the outflow boundary second derivative of the velocity and vorticity components in the streamwise direction are zero. Inflow boundary is specified based on Falkner-Skan boundary layer solutions.

The base flow is generated using a Falkner-Skan solver as initial approximation (Schlichting, 1979). The use of a pressure gradient is controlled by the Falkner-Skan parameter  $\beta$ .  $\beta = 0$  implies zero pressure gradient (Blasius solution), positive values of  $\beta$  give favorable pressure gradient and negative values of  $\beta$  an adverse pressure gradient.

### 3. NUMERICAL METHOD

Following the ideas of Souza (2003), it is assumed periodicity in the spanwise direction. In this sense, all the variables ( $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ ,  $\omega_z$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  e  $d$ ) can be written as combinations of  $K$  Fourier modes ( $U_k$ ,  $V_k$ ,  $W_k$ ,  $\Omega_{x_k}$ ,  $\Omega_{y_k}$ ,  $\Omega_{z_k}$ ,  $A_k$ ,  $B_k$ ,  $C_k$  e  $D_k$ ). Thus,  $f$  is expressed by

$$f(x, y, z, t) = \sum_{k=0}^K F_k(x, y, t) e^{-i\gamma_k z} \quad (19)$$

where  $i$  is the imaginary unit,  $k$  is a Fourier mode and  $\gamma_k$  is the wave number in the spanwise direction. The wave number is defined as

$$\gamma_k = \frac{2\pi k}{\lambda_z},$$

where  $\lambda_z$  is the spanwise wavelength of the fundamental Fourier mode.

The system of Eq. (9)-(14) is expressed (for each  $k$  Fourier mode) by:

$$\frac{\partial \Omega_{x_k}}{\partial t} + \frac{\partial A_k}{\partial y} + i\gamma_k B_k - \frac{Go^2}{\sqrt{Re}} \frac{i\gamma_k (D_k^2)}{h} = \frac{1}{Re} \nabla_k^2 \Omega_{x_k}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \Omega_{y_k}}{\partial t} - i\gamma_k C_k - \frac{\partial A_k}{\partial x} = \frac{1}{Re} \nabla_k^2 \Omega_{y_k}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial \Omega_{z_k}}{\partial t} + \frac{\partial B_k}{\partial x} + \frac{\partial C_k}{\partial y} - \frac{Go^2}{\sqrt{Re}h} \frac{\partial (D_k^2)}{\partial x} = \frac{1}{Re} \nabla_k^2 \Omega_{z_k}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 U_k}{\partial x^2} - \gamma_k^2 U_k = i\gamma_k \Omega_{y_k} - \frac{\partial^2 V_k}{\partial x \partial y}, \quad (23)$$

$$\frac{\partial^2 V_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_k}{\partial y^2} - \gamma_k^2 V_k = -\frac{\partial \Omega_{z_k}}{\partial x} - i\gamma_k \Omega_{x_k}, \quad (24)$$

$$\frac{\partial^2 W_k}{\partial x^2} - \gamma_k^2 W_k = \frac{\partial \Omega_{y_k}}{\partial x} + i\gamma_k \frac{\partial V_k}{\partial y}, \quad (25)$$

where  $\nabla_k^2 = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma_k^2 \right)$ .

Equations (20) to (25) are solved in a domain represented by Fig. 2. Calculations are performed in an orthogonal mesh parallel to the wall. A mesh stretching in the normal direction is adopted. The fluid enters the computational domain at  $x = x_0$  and exits at  $x = x_{max}$ . Disturbances are inserted in the domain by a mass suction/blowing technique at the wall. The disturbance region is located between  $x_1$  and  $x_2$ . In the region between  $x_3$  and  $x_4$  a buffer zone is included in order to avoid reflections.

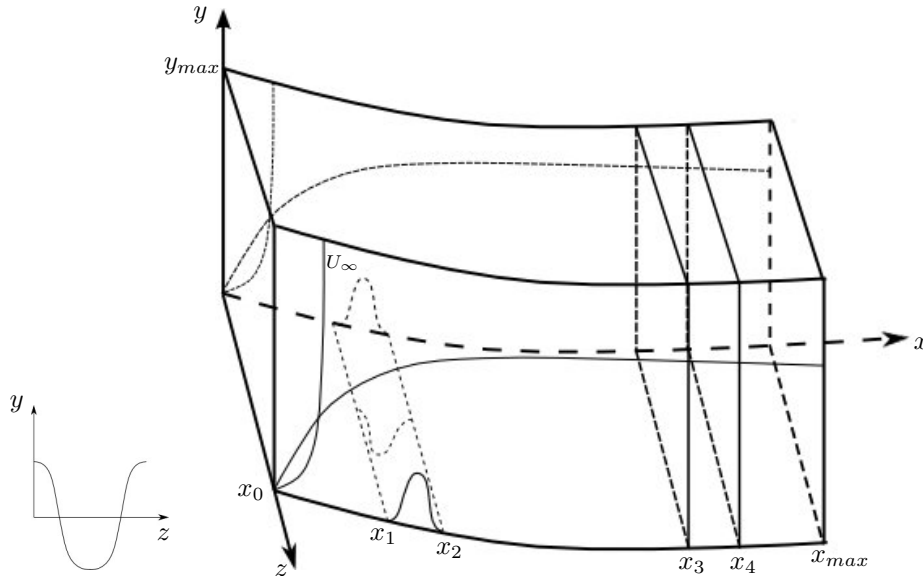


Figure 2. Physical domain

The temporal integration of the transport of vorticity equations are discretized by the use of a 4<sup>th</sup> order Runge-Kutta method (Ferziger and Peric, 1997). Spatial derivatives are calculated using high order compact finite difference schemes. (Lele, 1992; Souza, 2003; Linnick, 2005; Souza et al., 2005). Equation (24) is solved by the use of a multigrid method called Full Approximation Scheme (Stüben and Trottenberg, 1981).

The need to refined mesh near to the wall and a large amount of points are necessary to obtain acceptable results in a physical way and justify the use of a parallel strategy. A domain decomposition strategy in the streamwise direction is adopted. The physical domain is divided into  $n$  equal parts. There is an overlap region and communications points are conveniently placed. The Message Passing Interface library is used for message-passing process.

#### 4. RESULTS

The parameters used for the numerical code verification agree with Swearingen and Blackwelder (1987) experimental data. It is used  $L = 10^{-1}$  m and  $U_\infty = 5$  m/s as length and velocity references. The Reynolds number is  $Re = 33124$ . The distance between two consecutive points in the streamwise direction is  $1.5 \times 10^{-2}$ . The distance between the first two consecutive points in the wall normal direction is  $8.0 \times 10^{-4}$  and the stretching factor is 1%. The domain is discretized using 857 points in the streamwise direction and 185 points in the normal flow direction. The number of Fourier modes is  $K = 11$  with 32 points in the physical space.

The wavenumber in the spanwise direction is  $\gamma = 34.9066$ . The maximum amplitude of the disturbance is equal to  $5.0 \times 10^{-3}$ . The disturbances are inserted at the wall in the region  $1.75 < x < 2.20$ . The relaminarization zone is defined at  $12.205 < x < 12.955$ . The time step is  $dt = 3.0 \times 10^{-3}$  and the total simulation time is 3.12. Fig. 3 - 5 shows the energy distribution for 3 different Falkner-Skan parameters. Studies with a finest mesh were performed and the present set of data provided to be sufficient for the objective.

The  $k$  mode energy is defined (Lee and Liu, 1992; Li and Malik, 1995 and Souza et al., 2004) as

$$E_k = \int_0^\infty (|U_k|^2 + |V_k|^2 + |W_k|^2) dy \text{ if } k > 0, \quad (26)$$

and

$$E_k = \int_0^\infty \frac{1}{2} (|U_k|^2 + |W_k|^2) dy \text{ for } k=0. \quad (27)$$

It should be noted that this metric calculation uses only the disturbance components.

Fig. 3 shows the energy behavior of the  $K$  Fourier modes using a Blasius solution as a reference base flow. In agreement to Li and Malik(1995), Görtler vortices (mode 1) grow initially in a linear way. Due to nonlinear effects, the mean flow distortion mode (mode 0) and the harmonics (modes 2, 3, 4, ...) are created.

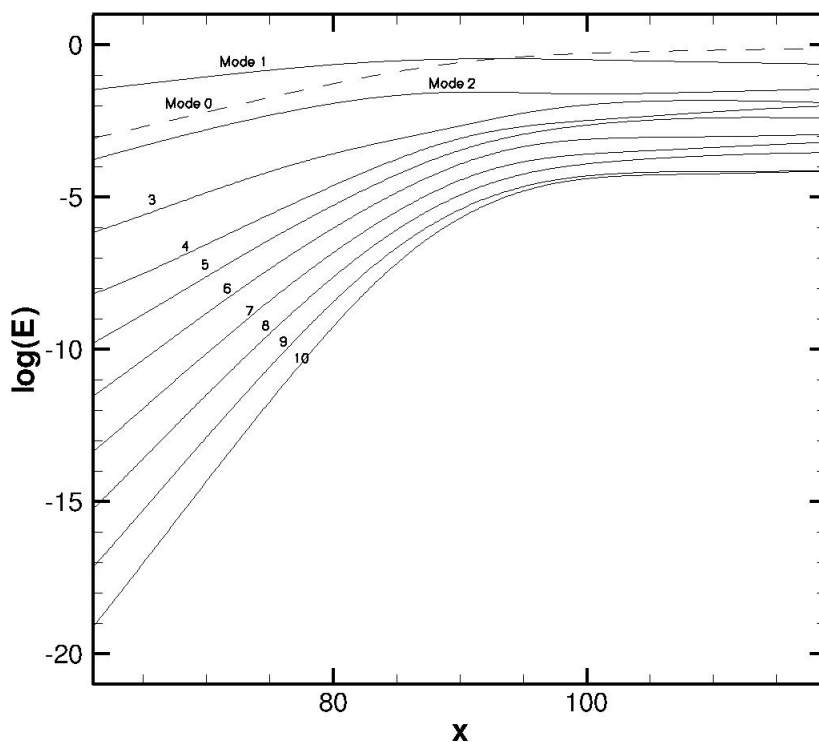


Figure 3. Energy in the streamwise direction for each Fourier mode -  $\beta = 0$

In agreement with other authors results (Li and Malik, 1995), mode 0 shows a dominant behavior in relation to mode 2. This fact is justified by the low wavenumber used. At  $x \approx 92$ , the mean flow distortion mode intercepts the fundamental mode (mode 1).

At the nonlinear region, the physical phenomena is dominated by the fundamental and mean flow distortion mode. Fig. 4 shows the energy behavior of the Fourier modes using the Falkner-Skan parameter  $\beta = 0.2$  as a reference. A favorable pressure gradient displaces the intersection between modes 0 and 1 to a point further downstream.

In Fig. 4, the modes 0 and 2 grow in an equivalent way in the linear region. From  $x \approx 85$ , the energy of mode 0 begins to grow faster than the mode 2. The pressure gradient tends to shift (in the streamwise direction) the saturation region. The interception between modes 0 and 1 occurs at  $x \approx 100$ .

Finally, Fig. 5 shows the influence of an adverse pressure gradient. The Falkner-Skan parameter  $\beta$  is equal to  $-0.06$ . In this case the adverse pressure gradient increase the vortices growth rates, shifting the energy curves upstream. The fundamental mode is dominant over mode 2 in all the studied domain. The interception between modes 0 and 1 occurs at  $x = 88$ .

## 5. CONCLUSIONS

Initial results are presented aimed to understanding the transition process in a boundary layer flow with pressure gradient influence at a concave surface. There is agreement between the numerical results and the physical phenomena. A favorable pressure gradient tends to stabilize the flow and an adverse pressure gradient do the opposite.

Future studies will demand the comparison of numerical results with experimental data. It will be also investigated the interaction between the pressure gradient and the secondary instability.

## 6. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors acknowledge the financial support received from FAPESP under grant 2011/08010-0.



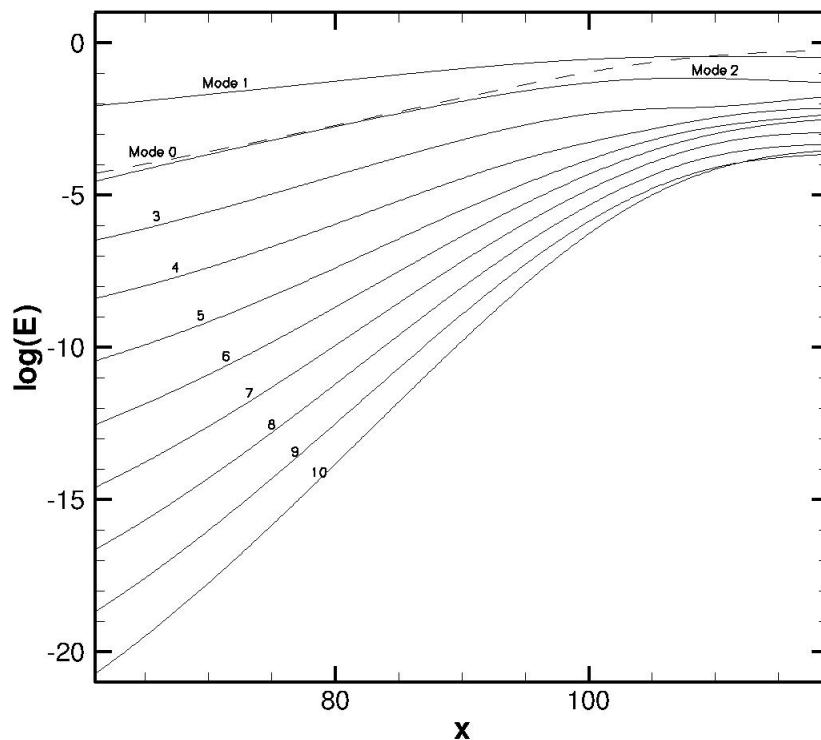


Figure 4. Energy in the streamwise direction for each Fourier mode -  $\beta = 0.2$

## 7. REFERENCES

- Bario, F. and Beral, C.,1998, "Boundary layer measurements on the pressure and suction sides of a turbine inlet guide vane", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.17, pp. 1-9.
- Blair, M.F.,1982, "Influence of free-stream turbulence on boundary layer transition in favorable pressure gradients", *J. Eng. Power*, Vol.104, pp. 743-750.
- Ferziger, H. and Peric, M.,1997, "Computational methods for fluid dynamics", Ed. Springer-Verlag, New York, USA.
- Floryan, J.M.,1985, "Effects of blowing on the Görtler instability of boundary layers", *AIAA Journal*, Vol.23, pp. 1287-1288.
- Floryan, J.M.,1986, "Görtler instability of boundary layer over concave and convex walls", *Physics of Fluids*, Vol.29, pp. 2380-2387.
- Floryan, J.M.,1991, "On the Görtler instability of boundary layers", *Prog. Aerospace Science*, Vol.28, pp. 235-271.
- Görtler, H.,1940, "On the three-dimensional instability of laminar boundary layer on concave walls", Technical report NACA TM-1375, National Advisory Committee for Aeronautics.
- Ito, A.,1980, "The generation and breakdown of longitudinal vortices along a concave wall, *J. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, Vol.28, pp. 327-333.
- Ito, A.,1985, "Breakdown structure of longitudinal vortices along a concave wall, *J. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, Vol.33, pp. 166-173.
- Ito, A.,1988, "The generation and breakdown of longitudinal vortices along a concave wall: on the relation of horseshoe-type vortices and fluctuating flows, *J. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, Vol.36, pp. 274-279.
- Keller, F.J. and Wang, T.W.,1994, "Flow and heat transfer behavior in transitional boundary layers with streamwise acceleration", *Proceedings of the International Gas Turbine Congress*.
- Kestoras, M.D. and Simon, T.W.,1993, "Effect of free-stream turbulence intensity on a boundary layer recovering from concave curvature effects". *Proceedings of the International Gas Turbine Congress*.
- Lee, K. and Liu, J.T.C.,1992, "On the growth of the mushroomline structures in nonlinear spatially developing Goertler vortex flow", *Physics of Fluids*, Vol.A3, pp.
- Lele, S., "Compact finite difference schemes with spectral-like resolution", *Journal Computations Physics*, Vol.103, pp.

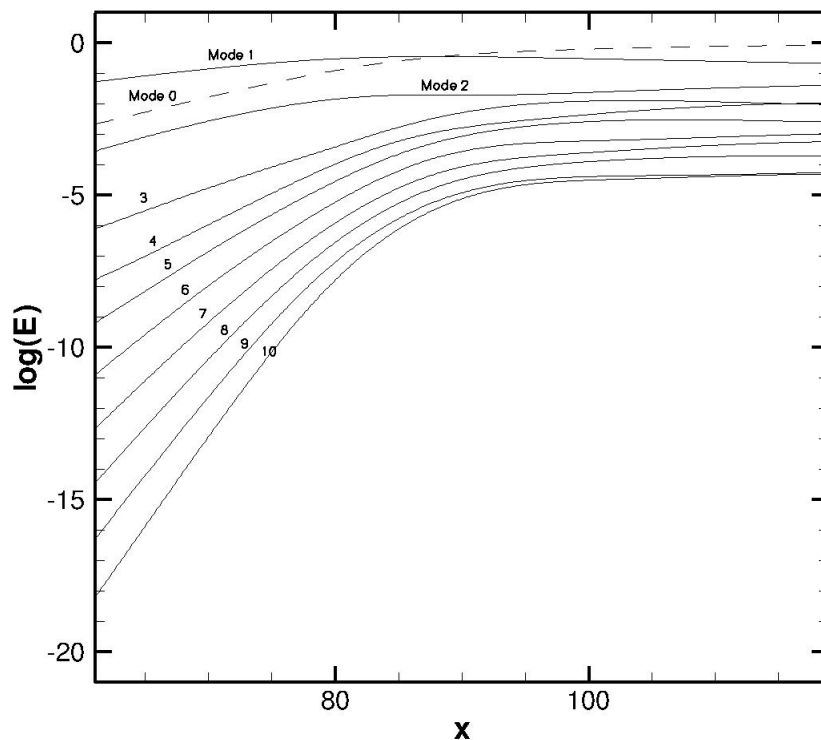


Figure 5. Energy in the streamwise direction for each Fourier mode -  $\beta = -0.006$

16-42.

- Li, F. and Malik, M.R.,1995, "Fundamental and subharmonic secondary instabilities of Görtler vortices", *J. Fluid Mech.*, Vol.295, pp. 77-100.
- Lin, M.H. and Hwang, G.J.,1999, "Numerical prediction of the formation of Görtler vortices on a concave surface with suction and blowing", *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.31, pp. 1281-1295.
- Linnick, M. N and Fasel, H. F.,2005, "A high-order immersed interface method for simulating unsteady incompressible flows on irregular domains", *Journal of Computational Physics*, Vol.204, pp. 157-192.
- Liu, W. and Domaradzki, J.A.,1993, "Direct numerical simulation of transition to turbulence in Görtler flow", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.246, pp. 267-299.
- Mayle, R.E.,1991, "The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines", *J. of Turbomachinery*, Vol.113, pp. 509-537.
- Peerhossaini, H. and Wesfreid, J.E.,1988, "Experimental study of the Görtler instability", *Propagation in Systems for from Equilibrium*, pp. 399-412.
- Saric, W.S.,1994, "Görtler vortices", *Ann. Rev. of Fluid Mechanics*, Vol.26, pp. 379-409.
- Schlichting, H.,1979, "Boundary layer theory", Ed. McGraw-Hill, New York, USA.
- Sharma, O.P. and Wells, R.A. and Schlinker, R.H. and Bailey,D.A.,1982, "Boundary layer development on turbine airfoil suction surfaces", *J. of Eng. for Power*, Vol.104, pp. 698-706.
- Souza, L.F.,2003, "Instabilidade centrífuga e transição para turbulência em escoamentos laminares sobre superfícies côncavas", PhD thesis, Instituto Tecnológico de Aeronáutica.
- Souza, L.F., Mendonça, M.T., Medeiros, M.A.F. e Kloker, M.,2004, "Seeding of Görtler vortices through a suction and blowing strip", *J. of the Brazilian Soc. Mechanical Sciences and Engineering*, Vol.26, No.3.
- Souza, L.F., Mendonça, M.T., Medeiros, M.A.F.,2005, "The advantages of using high-order finite differences schemes in laminar-turbulent transition studies", *International Journal for Numerical Methods in Fluids*,
- Souza, L.F. and Liu, J.T.C.,2010, "Numerical heat transfer studies of flows over concave surfaces", *Proceedings of the 14th International Heat Transfer Congress, Washington D.C., USA*, pp. 1-11.
- Stüben, K. and Trottenberg, U.,1981, "Nonlinear multigrid methods, the full approximation scheme", *Lecture Notes in Mathematics*, pp. 58-71.

- Swearingen, J.D and Blackwelder, R.F.,1987, "The Growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall", J. Fluid Mech., Vol.182, pp. 255-290.
- von Treuren, K.W. and Simon, T. and von Koller, M. and Byerley, A.R. and Baughn, J.W. and Rivir, R.,2002, "Measurements in a turbine cascade flow under ultra low Reynolds number conditions", Journal of Turbomachinery, Vol.124, pp. 100-106.
- Winoto, S. H. and Tandiono, D.A.S. and Mitsudharmadi, H. 2011, "Concave surface boundary layer flows in the presence of streamwise vortices", International Journal of Fluid Machinery and Systems, Vol.4, pp. 33-46.

#### **8. Responsibility notice**

The author(s) is (are) the only responsible for the printed material included in this paper

# INERTIAL PARTICLE CONDITIONAL MEAN TRAJECTORIES ON THE INVARIANT PLANE

**Juan P. L. C. Salazar, [juan.salazar@ufsc.br](mailto:juan.salazar@ufsc.br)**

Centro de Engenharia da Mobilidade, Universidade Federal de Santa Catarina, Joinville, SC, 89218-000, Brazil

**Lance R. Collins, [lc246@cornell.edu](mailto:lc246@cornell.edu)**

Sibley School of Mechanical & Aerospace Engineering, Cornell University, Ithaca, NY, 14853, USA

**Abstract.** *Flow topology and its connection to acceleration of inertial particles is explored through invariants of the strain-rate and rotation-rate tensors. Following the methodology of Ooi et al. [J. Fluid Mech. **381**,141–174 (1999)], we compute mean conditional trajectories in planes formed by pairs of tensor invariants in time. Among the interesting findings is the existence of a stable focus in the plane formed by the second invariants of the strain-rate and rotation-rate tensors. Contradicting the results in Ooi et al. (1999), we find a stable focus in the plane formed by the second and third invariants of the strain-rate tensor.*

**Keywords:** *Turbulence, Inertial Particle Acceleration, Flow Topology*

## 1. INTRODUCTION

Acceleration is the key input to the family of stochastic models that yield a one-time continuously differentiable velocity autocorrelation that attempts to capture the Reynolds number dependence of the Lagrangian velocity and acceleration (Pope, 2002). Because of the usefulness of stochastic equations in models for turbulent relative dispersion (Salazar and Collins, 2009) and Lagrangian probability density function (PDF) methods (Pope, 1994), a large number of direct numerical simulations (DNS) (Yeung et al., 2006a,b, 2007) and experiments (Mordant et al., 2004; Gylfason et al., 2004; Xu and Bodenschatz, 2008; Brown et al., 2009) have been devoted to the study of acceleration statistics of fluid particles. Beginning with the work of Bec et al. (2006), acceleration statistics of inertial particles have been the focus of many recent DNS (Calzavarini et al., 2009; Lavezzo et al., 2010) and experiments (Gerashchenko et al., 2008; Volk et al., 2008; Qureshi et al., 2008). The current work is intended to provide a better understanding of inertial particle acceleration, aiding the development of finite-inertia particle models.

Particle inertia is usually parameterized by the Stokes number, which for a particle of diameter  $d$  and density  $\rho_p$  embedded in a fluid of kinematic viscosity  $\nu$  and density  $\rho$  is given by  $St \equiv \tau_p/\tau_\eta$ , where  $\tau_p \equiv \frac{1}{18} \frac{\rho_p d^2}{\nu}$  is the particle relaxation time,  $\tau_\eta \equiv (\nu^3/\langle \varepsilon \rangle)^{1/4}$  is the Kolmogorov timescale, the most relevant fluid time scale for particle clustering, and  $\varepsilon$  is the instantaneous, local turbulent kinetic energy dissipation rate.

We investigate the relationship between the acceleration magnitude and the local flow topology and Stokes number. We use invariants of the rotation-rate and strain-rate tensors to characterize flow topology, following the original work of Chong et al. (1990).

## 2. NUMERICAL METHODS

The pseudo-spectral DNS code we use is thoroughly described in Brucker et al. (2007). Of particular relevance to this study is the forcing scheme we use to obtain statistically stationary turbulence. Energy is injected in the two lowest wavenumbers at each time step, offsetting the losses in kinetic energy owing to viscous forces, such that the total kinetic energy remains constant throughout the simulation. Table 1 summarizes the main fluid statistics. The evolution equations for small inertial particles,  $d/\eta \ll 1$ , were derived in final form by Maxey and Riley (1983). For large particle to fluid density ratios,  $\beta \equiv \rho_p/\rho_f \gg 1$ , effects of added mass can be neglected. We also neglect the Basset history term and Faxén corrections to Stoke's law. Because of the low mass and low volume fractions, two-way coupling and effects on the continuity equation are neglected, respectively. The inertial particle evolution equations for position and velocity are,

$$\frac{dX_i}{dt} = v_i \quad (1)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{u_i(\mathbf{X}) - v_i}{\tau_p}, \quad (2)$$

where  $X_i$  is the particle position,  $v_i$  is the particle velocity and  $u_i(\mathbf{X})$  is the fluid velocity evaluated at the particle position. Equations 1 and 2 are solved numerically using Heun's method (two-stage Runge-Kutta) with use of an integrating factor. The fluid velocity is interpolated at the particle position by an eighth-order Lagrangian polynomial. The following Stokes numbers are simulated:  $St = 0.025, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2$ . The full velocity gradient tensor is computed and stored

Table 1. Table of DNS flow statistics. The turbulent kinetic energy is given by  $\int_0^{\kappa_{\max}} E(\kappa) d\kappa$ , where  $E(\kappa)$  is the energy spectrum function and  $\kappa_{\max}$  is the largest resolved wavenumber. The longitudinal integral length scale is given by  $L = \pi/(2u'^2) \int_0^{\kappa_{\max}} [E(\kappa)/\kappa] d\kappa$ . The Taylor microscale Reynolds number is given by  $R_\lambda = u'^2 \sqrt{15/(\nu\langle\varepsilon\rangle)}$

Quantity	Units	Value
Reynolds number	—	120
Turbulent kinetic energy $k$	$[L^2T^{-2}]$	1.43
Turbulent intensity $u' = \sqrt{2/3k}$	$[LT^{-1}]$	0.98
Turbulent energy dissipation rate $\varepsilon$	$[L^2T^{-3}]$	0.32
Longitudinal integral scale $L$	$[L]$	1.44
Integral time scale $T = L/u'$	$[T]$	1.48
Kolmogorov length scale $\eta$	$[L]$	0.017
Kolmogorov time scale $\tau_\eta$	$[T]$	0.097
Kolmogorov velocity scale $u_\eta$	$[LT^{-1}]$	0.175
Small scale resolution $\kappa_{\max}\eta$	—	2.0
Normalized simulation time $T_{\text{end}}/T$	—	22.0
Number of grid points $N^3$	—	256 <sup>3</sup>
Number of particles at each $St$	—	32,768

in addition to position and velocity vectors at an interval of approximately  $0.1\tau_\eta$ .

### 3. RESULTS AND DISCUSSION

Flow topology can be characterized by invariant plots of the velocity-gradient tensor  $A_{ij} = \partial u_i / \partial x_j$ , the symmetric strain-rate tensor  $S_{ij} = 1/2 (A_{ij} + A_{ji})$  and the anti-symmetric deviatoric rotation-rate tensor  $W_{ij} = 1/2 (A_{ij} - A_{ji})$ , where by definition  $A_{ij} = S_{ij} + W_{ij}$ . Detailed information on the subject can be found in previous work (Chong *et al.*, 1990; Cantwell, 1992; Soria *et al.*, 1994; da Silva and Pereira, 2008). Each of these tensors satisfies a characteristic polynomial of the form,

$$\lambda_i^3 + P\lambda_i^2 + Q\lambda_i + R = 0, \quad (3)$$

where  $\lambda_i$  are the eigenvalues and  $P$ ,  $Q$  and  $R$  are the first, second and third tensor invariants respectively. For incompressible flows  $P = -A_{ii} = -S_{ii} = 0$ . The other invariants are given by,

$$Q_A = -\frac{1}{2}A_{ij}A_{ji} = -\frac{1}{2}(S_{ij}S_{ij} - W_{ij}W_{ij}), \quad (4)$$

$$R_A = -\frac{1}{3}A_{ij}A_{jk}A_{ki} = -\frac{1}{3}(S_{ij}S_{jk}S_{ki} + 3W_{ij}W_{jk}S_{ki}). \quad (5)$$

For the strain-rate and rotation-rate tensors we have,

$$Q_S = -\frac{1}{2}S_{ij}S_{ij} = -\frac{1}{2}S^2 \quad (6)$$

$$Q_W = \frac{1}{2}W_{ij}W_{ij} = -\frac{1}{2}W^2. \quad (7)$$

The physical interpretation of these tensor invariants and classification of flows based on their values is described in the aforementioned literature. Here we will give a succinct overview of the main observations. The invariant  $Q_S$  is related to the turbulent kinetic energy dissipation rate by viscosity through  $\varepsilon = -4\nu Q_S$ . Hence regions of the flow with intense dissipation will have high values of  $|Q_S|$ . The invariant  $Q_W$  is essentially enstrophy  $\omega^2 = \omega_i\omega_i$ , as one can write  $Q_W = 1/4\omega_i\omega_i$ , where  $\omega_i = \epsilon_{ijk}\partial u_k/\partial x_j$  is vorticity and  $\epsilon_{ijk}$  is the Levi-Civita permutation symbol. Regions with high values of  $Q_W$  have been identified with tube-like structures (Siggia, 1981; She *et al.*, 1991; Vincent and Meneguzzi, 1991; Jimenez *et al.*, 1993; Kaneda and Ishihara, 2006; Toschi and Bodenschatz, 2009) while regions of high  $|Q_S|$  tend to be identified with sheet-like or ribbon structures (Moisy and Jimenez, 2004; Kaneda and Ishihara, 2006). The invariant  $R_S$  appears as a source/sink term in the evolution equation for the rate-of-strain  $S^2 = S_{ij}S_{ij}$  (Ooi *et al.*, 1999; Davidson, 2004). If we denote the eigenvalues of the strain-rate tensor by  $\alpha_S$ ,  $\beta_S$ , and  $\gamma_S$  then  $R_S = -1/3(\alpha_S^3 + \beta_S^3 + \gamma_S^3) = -\alpha_S\beta_S\gamma_S$ . Furthermore, continuity requires that  $\alpha_S + \beta_S + \gamma_S = 0$ . If we order the eigenvalues such that  $\alpha_S \geq \beta_S \geq \gamma_S$ , this means that for  $R_S > 0$  (strain production),  $\alpha_S, \beta_S > 0$  and  $\gamma_S < 0$ . So there is extension along two axes and a large compression along one axis, resembling a sheet-like structure (Batchelor, 1953). If  $R_S < 0$ , then

$\alpha_S > 0$  and  $\beta_S, \gamma_S < 0$  and the resulting structure is tube-like (Batchelor, 1953). The interpretation of  $Q_A$  and  $R_A$  is dependent on the sign of each. Strain-dominated regions correspond to  $Q_A < 0$ , whereas rotation dominates for  $Q_A > 0$ . In Equation 5 the term  $3W_{ij}W_{jk}S_{ki}$  can be written as  $3/4\omega_i\omega_jS_{ij}$  and represents the vortex stretching term in the evolution equation for enstrophy. If  $Q_A \gg 0$ , then  $R_A \sim -1/4\omega_i\omega_jS_{ij}$  and  $R_A < 0$  is associated with vortex stretching (enstrophy production) while  $R_A > 0$  is associated with vortex compression (enstrophy destruction). On the other hand, if  $Q_A \ll 0$ , then  $R_A \sim -1/3S_{ij}S_{jk}S_{ki} = -\alpha_S\beta_S\gamma_S$ . In this scenario,  $R_A > 0$  is associated with biaxial strain whereas  $R_A < 0$  is identified with uni-axial strain. For homogeneous turbulence it can be shown that  $\langle R_A \rangle = \langle Q_A \rangle = 0$ , which implies  $1/4\langle \omega_i\omega_jS_{ij} \rangle = -\langle \alpha_S\beta_S\gamma_S \rangle$  (Townsend, 1951; Betchov, 1956). The mean rate of enstrophy generation by vortex-stretching is expressed as the average product of the strain-rate tensor eigenvalues. Experimental and numerical evidence has shown that the mean enstrophy generation in turbulence is a positive quantity (Taylor, 1938; Kerr, 1985; Tsinober *et al.*, 1992; Sreenivasan and Antonia, 1997; Gotoh *et al.*, 2002), therefore there is a preference for situations where  $\alpha_S\gamma_S\beta_S < 0$ , associated with conditions of biaxial strain.

Following the methodology of Ooi *et al.* (1999) we compute conditional mean trajectories (CMTs) on the invariant planes. These are obtained by calculating the mean rate of change of an invariant pair  $\langle DX/Dt \rangle$  and  $\langle DY/Dt \rangle$  conditioned on a particular value ( $X = X_0, Y = Y_0$ ) on the invariant plane, where  $X$  and  $Y$  form the invariant pair. We have,

$$\left\langle \frac{DX}{Dt} \right| (X = X_0, Y = Y_0) \rangle = \frac{1}{N_{X,Y}} \sum_{X_0 - \Delta X/2}^{X_0 + \Delta X/2} \sum_{Y_0 - \Delta Y/2}^{Y_0 + \Delta Y/2} \frac{X(t + \Delta t) - X(t)}{\Delta t}, \quad (8)$$

$$\left\langle \frac{DY}{Dt} \right| (X = X_0, Y = Y_0) \rangle = \frac{1}{N_{X,Y}} \sum_{X_0 - \Delta X/2}^{X_0 + \Delta X/2} \sum_{Y_0 - \Delta Y/2}^{Y_0 + \Delta Y/2} \frac{Y(t + \Delta t) - Y(t)}{\Delta t}, \quad (9)$$

where  $\Delta X$  is the bin width of  $X$ ,  $\Delta Y$  is the bin width of  $Y$ , and  $N_{X,Y}$  is the number of samples in the region  $X_0 - \Delta X/2 \leq X \leq X_0 + \Delta X/2$  and  $Y_0 - \Delta Y/2 \leq Y \leq Y_0 + \Delta Y/2$ . The result is a displacement vector for each position on the invariant plane ( $X, Y$ ). From the vectors we can compute CMTs on the invariant plane. These represent the succession of flow topologies experienced on average by the particles. Figure 1 shows CMTs for the  $(Q_W, -Q_S)$  plane as a function of  $St$ . For all  $St$  we observe the existence of a stable focus at  $(Q_W/\langle Q_W \rangle, -Q_S/\langle Q_W \rangle) \approx (1, 1)$ . This focus moves slightly towards a lower value of  $Q_W$  with increasing  $St$ , reaching a minimum value of  $Q_W$  at  $St \approx 0.5$ , then increasing towards  $Q_W/\langle Q_W \rangle = 1$  at  $St = 2$ . A CMT beginning from a region of high  $-Q_S$  and low  $Q_W$  (intense dissipation) moves towards a region of high  $-Q_S$  and high  $Q_W$  (vortex sheet), then to a region of low  $-Q_S$  and high  $Q_W$  (vortex tubes), followed by a region of low  $-Q_S$  and low  $Q_W$ , spiraling towards the focus. We note that with increasing  $St$  less time is spent in the regions of low  $-Q_S$  and high  $Q_W$ . This promotes a rupture in the topological evolution for  $St = 2$  particles, allowing for trajectories from regions of high  $-Q_S$  and high  $Q_W$  towards the focus, avoiding regions that resemble vortex tubes. Values for the displacement vector of inertial particles on the  $(Q_W, -Q_S)$  plane are largest in the regions of intense strain and intense rotation, especially the latter. For fluid particles, large values of the displacement vector are not common in regions of low  $Q_W$ . In general, displacement vectors increase in magnitude with distance from the origin of the  $(Q_W, -Q_S)$  plane. The DNS study of Ooi *et al.* (1999) does not show the stable focus seen here. Furthermore, in the referred study some of the CMTs that move towards regions of high  $-Q_S$  and high  $Q_W$  do not return to the origin. We find no evidence of this behavior, as all our CMTs eventually converge to the focus.

In addition to the  $(Q_W, -Q_S)$  invariant plane, we observe some interesting features in the  $(R_S, Q_S)$  and the  $(R, Q)$  planes. Figure 2 shows CMTs on the  $(R_S, Q_S)$  plane. The plot for  $St = 0$  shows a stable focus situated at  $(R_S/\langle Q_W \rangle^{3/2}, Q_S/\langle Q_W \rangle) \approx (0.3, -1.5)$ . Because it is located at a positive value of  $R_S$ ,  $\alpha_S\beta_S\gamma_S < 0$  and there is extension along two axes and a large compression along a third axis. As  $St$  increases the focus moves along the null-discriminant curve towards larger values of  $R_S$ . However, our data is insufficient to fully resolve this focus at higher  $St$ . The displacement of the focus is in agreement with the  $(R_S, Q_S)$  joint PDF (not shown), which indicates that with increasing  $St$  there is a tendency to favor regions of higher  $Q_S$  in the  $R_S > 0$  region, whereas the opposite occurs within the  $R_S < 0$  region. The CMTs begin somewhere along the null-discriminant curve and move towards the focus. Those that originate on the left branch of the null-discriminant curve move towards the  $R_S > 0$  region, whereas those that originate on the right branch of the null-discriminant curve tend to remain in the  $R_S > 0$  region, but unlike the former CMTs, they initially move towards larger values of  $Q_S$  in a spiraling trajectory towards the focus. The study of Ooi *et al.* (1999) also shows a focus in the  $(R_S, Q_S)$  plane, however one that is unstable. In the aforementioned study CMTs begin at the focus and end at the null-discriminant curve. We see the exact opposite from our data. The experimental study of da Silva and Pereira (2008) finds trajectories that resemble the ones presented here. For all  $St$  the magnitude of the displacement vectors increase with the distance from the focus.

Figure 3 shows the CMTs on the  $(R_A, Q_A)$  invariant plane. We immediately recognize the tear-drop shape reported for a variety of turbulent flows. The CMTs evolve in a clockwise spiral towards the origin, with multiple crossings of the



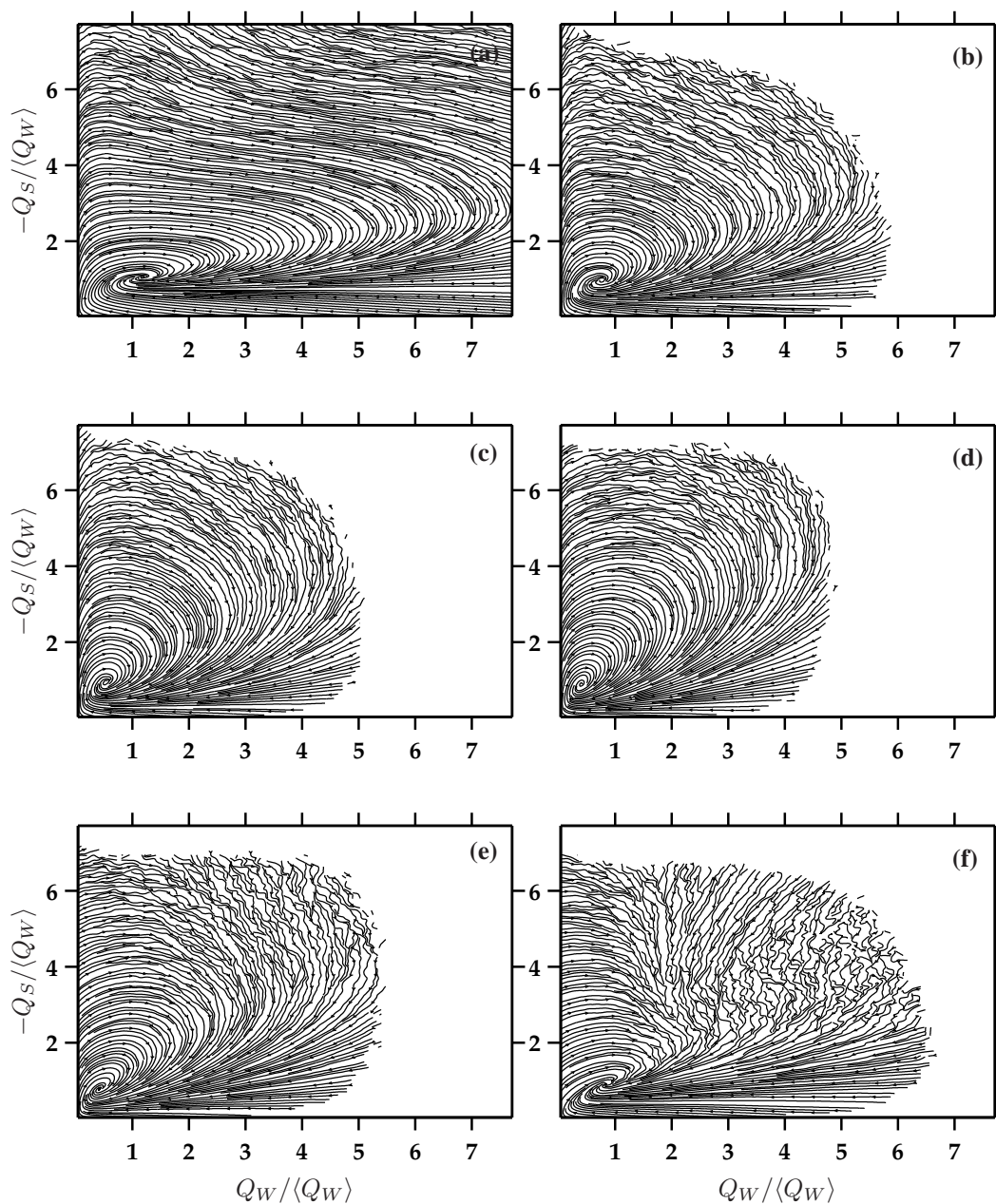


Figure 1. Conditional mean trajectories on the  $(Q_W, -Q_S)$  invariant plane for (a)  $St = 0.0$ , (b)  $St = 0.1$ , (c)  $St = 0.2$ , (d)  $St = 0.5$ , (e)  $St = 1$ , and (f)  $St = 2$ . Only regions with a number of samples  $N_{Q_W, -Q_S} \geq 300$  are shown.

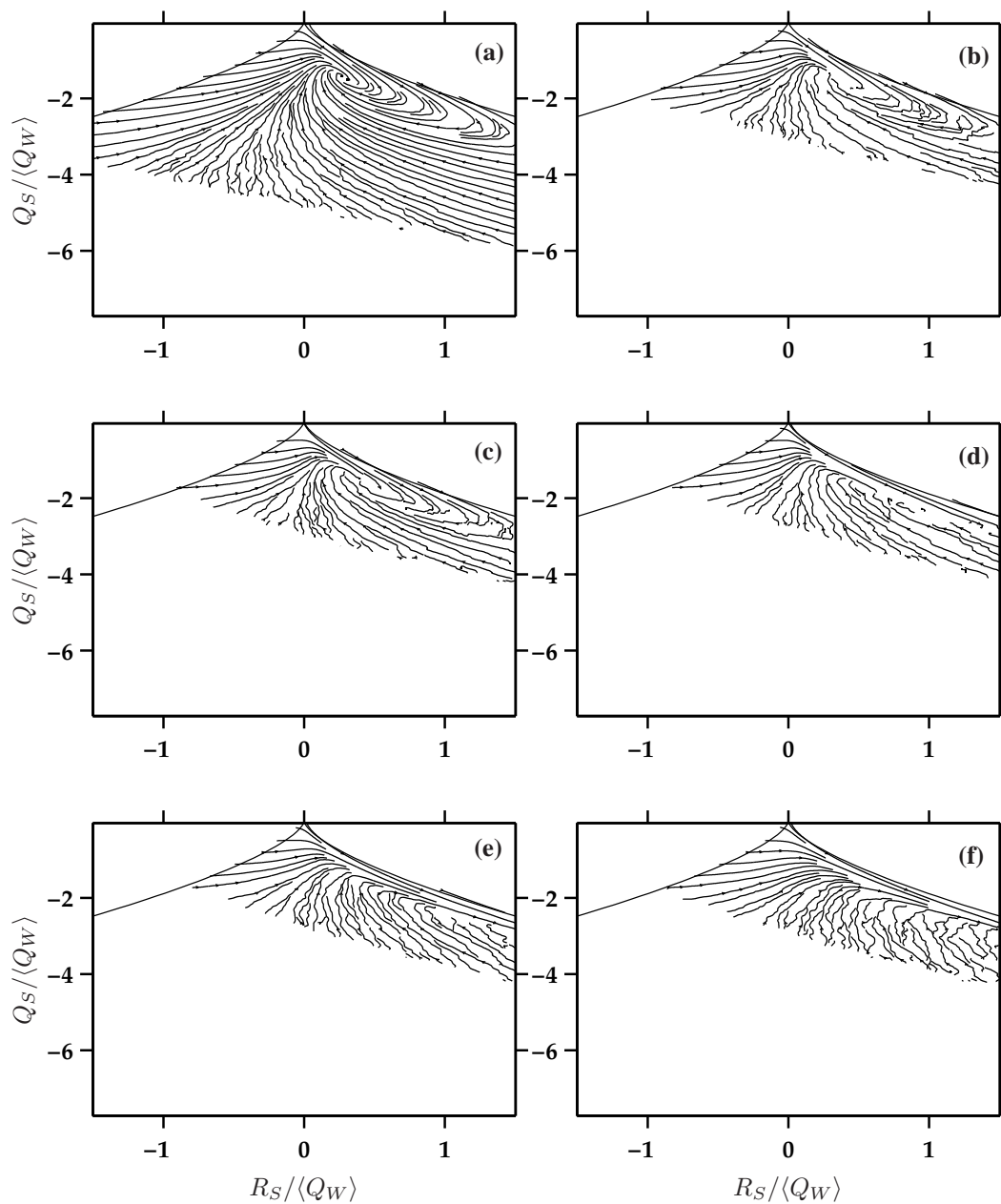


Figure 2. Conditional mean trajectories on the  $(R_S, Q_S)$  invariant plane for (a)  $St = 0.0$ , (b)  $St = 0.1$ , (c)  $St = 0.2$ , (d)  $St = 0.5$ , (e)  $St = 1$ , and (f)  $St = 2$ . Only regions with a number of samples  $N_{R_S, Q_S} \geq 300$  in each bin are shown.



null-discriminant curve. As pointed out in [Ooi et al. \(1999\)](#), this suggests that on average particles move from regions dominated by large velocity gradients (small-scales) to regions of small velocity gradients (large-scales). In [Figure 3](#) we have not made any restrictions on the number of samples  $N_{R_A, Q_A}$  in order to more clearly demonstrate the dependence on  $St$ . Perhaps the most interesting trend is that with increasing  $St$  the CMTs spiral more rapidly towards the origin. It also seems that with increasing  $St$ , particles are less likely to inhabit the region  $R_A > 0$  above the null-discriminant curve. Following the classification of [Chong et al. \(1990\)](#), we recall this region represents one which is rotation dominated and of vortex compression. This trend peaks with the maximum in the inertial particle clustering ([Sundaram and Collins, 1997](#)), subsiding at larger  $St$ , where the particle relaxation time becomes too large for particles to maintain a significant correlation with the local flow topology ([Bec et al., 2006](#)).

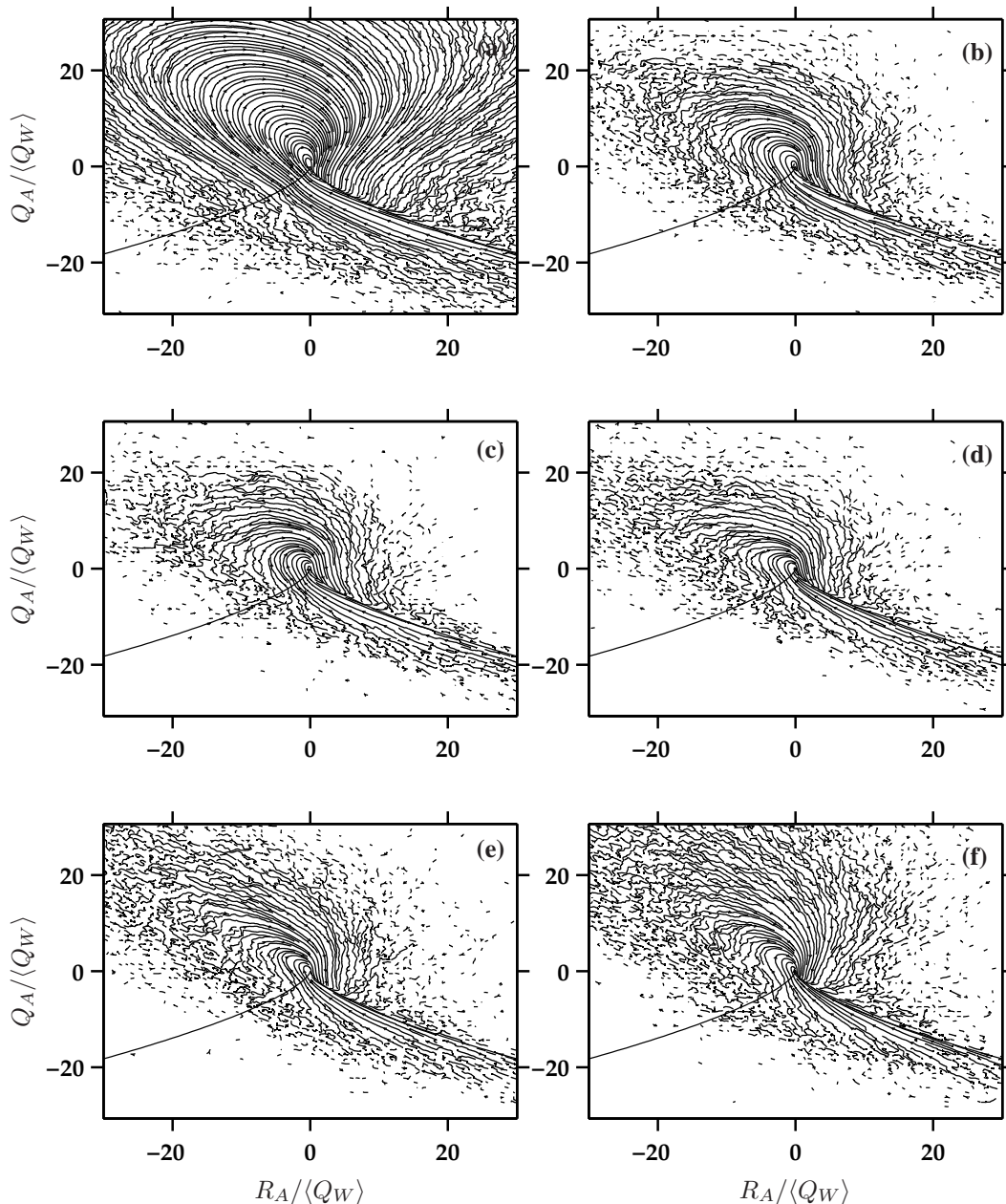


Figure 3. Conditional mean trajectories on the  $(R_A, Q_A)$  invariant plane for (a)  $St = 0.0$ , (b)  $St = 0.1$ , (c)  $St = 0.2$ , (d)  $St = 0.5$ , (e)  $St = 1$ , and (f)  $St = 2$ . No restriction on the number of samples  $N_{R_A, Q_A}$  is made.

#### 4. CONCLUSIONS

Following the methodology presented in Ooi *et al.* (1999), we compute conditional mean trajectories on the invariant planes for inertial particles for the first time. These trajectories represent the mean displacement of particles on the invariant plane and in principle do not correspond to actual individual particle trajectories. Nonetheless, they are useful in providing a picture for the evolution of flow topology. Interesting findings include the existence of a stable focus in the invariant plane formed by the second invariant of the strain-rate and rotation-rate tensor. The unstable focus in the invariant plane formed by the second and third invariants of the strain-rate tensor reported in Ooi *et al.* (1999) has been found to be stable in our study.

#### 5. REFERENCES

- Batchelor, G.K., 1953. *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Bec, J., Biferale, L., Boffetta, G., Celani, A., Cencini, M., Lanotte, A.S., Musacchio, S. and Toschi, F., 2006. “Acceleration statistics of heavy particles in turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 550, pp. 349–358.
- Betchov, R., 1956. “An inequality concerning the production of vorticity in isotropic turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 1, pp. 497–504.
- Brown, R.D., Warhaft, Z. and Voth, G.A., 2009. “Acceleration statistics of neutrally buoyant spherical particles in intense turbulence”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 103, p. 194501.
- Brucker, K.A., Isaza, J.C., Vaithianathan, T. and Collins, L.R., 2007. “Efficient algorithm for simulating homogeneous turbulent shear flow without remeshing”. *J. Comp. Phys.*, Vol. 225, pp. 20–32.
- Calzavarini, E., Volk, R., Bourgoin, M., Leveque, E., Pinton, J.F. and Toschi, F., 2009. “Acceleration statistics of finite-sized particles in turbulent flow: the role of Faxen forces”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 630, pp. 179–189.
- Cantwell, B.J., 1992. “Exact solution of a restricted Euler equation for the velocity-gradient tensor”. *Phys. Fluids A*, Vol. 4, No. 4, pp. 782–793.
- Chong, M.S., Perry, A.E. and Cantwell, B.J., 1990. “A general classification of three-dimensional flow fields”. *Phys. Fluids A*, Vol. 2, No. 5, pp. 765–777.
- da Silva, C.B. and Pereira, J.C.F., 2008. “Invariants of the velocity-gradient, rate-of-strain, and rate-of-rotation tensors across the turbulent/nonturbulent interface in jets”. *Phys. Fluids*, Vol. 20, No. 5, p. 055101.
- Davidson, P.A., 2004. *Turbulence: an introduction for scientists and engineers*. Oxford.
- Gerashchenko, S., Sharp, N.S., Neuscammann, S. and Warhaft, Z., 2008. “Lagrangian measurements of inertial particle accelerations in a turbulent boundary layer”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 617, pp. 255–281.
- Gotoh, T., Fukayama, D. and Nakano, T., 2002. “Velocity field statistics in homogeneous steady turbulence obtained using a high-resolution direct numerical simulation”. *Phys. Fluids*, Vol. 14, pp. 1065–1081.
- Gylfason, A., Ayyalasomayajula, S. and Warhaft, Z., 2004. “Intermittency, pressure and acceleration statistics from hot-wire measurements in wind-tunnel turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 501, pp. 213–229.
- Jimenez, J., Wray, A.A., Saffman, P.G. and Rogallo, R.S., 1993. “The structure of intense vorticity in isotropic turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 255, pp. 65–90.
- Kaneda, Y. and Ishihara, T., 2006. “High-resolution direct numerical simulation of turbulence”. *J. Turbulence*, Vol. 7, No. 20, pp. 1–17.
- Kerr, R.M., 1985. “Higher-order derivative correlations and the alignment of small-scale structures in isotropic numerical turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 153, pp. 31–58.
- Lavezzo, V., Soldati, A., Gerashchenko, S., Warhaft, Z. and Collins, L.R., 2010. “On the role of gravity and shear on the acceleration of inertial particles in near-wall turbulence”. *J. Fluid Mech.* Accepted for publication.
- Maxey, M.R. and Riley, J.J., 1983. “Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow”. *Phys. Fluids*, Vol. 26, pp. 883–889.
- Moisy, F. and Jimenez, J., 2004. “Geometry and clustering of intense structures in isotropic turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 513, pp. 111–133.
- Mordant, N., Crawford, A.M. and Bodenschatz, E., 2004. “Experimental Lagrangian acceleration probability density function measurement”. *Physica D*, Vol. 193, pp. 245–251.
- Ooi, A., Martin, J., Soria, J. and Chong, M.S., 1999. “A study of the evolution and characteristics of the invariants of the velocity-gradient tensor in isotropic turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 381, pp. 141–174.
- Pope, S.B., 1994. “Lagrangian PDF methods for turbulent flows”. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 26, pp. 23–63.
- Pope, S.B., 2002. “A stochastic Lagrangian model for acceleration in turbulent flows”. *Phys. Fluids*, Vol. 14, pp. 2360–2375.
- Qureshi, N.M., Arrieta, U., Baudet, C., Cartellier, A., Gagne, Y. and Bourgoin, M., 2008. “Acceleration statistics of inertial particles in turbulent flow”. *Eur. Phys. J. B*, Vol. 66, No. 4, pp. 531–536.

- Salazar, J.P.L.C. and Collins, L.R., 2009. “Two-particle dispersion in isotropic turbulent flows”. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 41, pp. 405–432.
- She, Z.S., Jackson, E. and Orszag, S.A., 1991. “Structure and dynamics of homogeneous turbulence: models and simulations”. *Proc. R. Soc. Lond. A*, Vol. 434, pp. 101–124.
- Siggia, E.D., 1981. “Numerical study of small-scale intermittency in three-dimensional turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 107, pp. 375–406.
- Soria, J., Sondergaard, R., Cantwell, B.J., Chong, M.S. and Perry, A.E., 1994. “A study of the fine-scale motions of incompressible time-developing mixing layers”. *Phys. Fluids*, Vol. 6, No. 2, pp. 871–884.
- Sreenivasan, K.R. and Antonia, R.A., 1997. “The phenomenology of small-scale turbulence”. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 29, pp. 435–72.
- Sundaram, S. and Collins, L.R., 1997. “Collision statistics in an isotropic, particle-laden turbulent suspension I. Direct numerical simulations”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 335, pp. 75–109.
- Taylor, G.I., 1938. “Production and dissipation of vorticity in a turbulent fluid”. *Proc. Roy. Soc. Lond. A Mat.*, Vol. 164, No. 916, pp. 15–23.
- Toschi, F. and Bodenschatz, E., 2009. “Lagrangian properties of particles in turbulence”. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 41, pp. 375–404.
- Townsend, A.A., 1951. “The diffusion of heat spots in isotropic turbulence”. *Proc. R. Soc. Lond. A*, Vol. 209, pp. 418–430.
- Tsinober, A., Kit, E. and Dracos, T., 1992. “Experimental investigation of the field of velocity gradients in turbulent flows”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 242, pp. 169–192.
- Vincent, A. and Meneguzzi, M., 1991. “The spatial structure and statistical properties of homogeneous turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 225, pp. 1–20.
- Volk, R., Calzavarini, E., Verhille, G., Lohse, D., Mordant, N., Pinton, J.F. and Toschi, F., 2008. “Acceleration of heavy and light particles in turbulence: Comparison between experiments and direct numerical simulations”. *Physica D-Nonlinear Phenomena*, Vol. 237, pp. 2084–2089.
- Xu, H. and Bodenschatz, E., 2008. “Motion of inertial particles with size larger than Kolmogorov scale in turbulent flows”. *Physica D*, Vol. 237, pp. 2095–2100.
- Yeung, P.K., Pope, S.B., Kurth, E.A. and Lamorgese, A.G., 2007. “Lagrangian conditional statistics, acceleration and local relative motion in numerically simulated isotropic turbulence”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 582, pp. 399–422.
- Yeung, P.K., Pope, S.B., Lamorgese, A.G. and Donzis, D.A., 2006a. “Acceleration and dissipation statistics of numerically simulated isotropic turbulence”. *Phys. Fluids*, Vol. 18, No. 6, p. 065103.
- Yeung, P.K., Pope, S.B. and Sawford, B.L., 2006b. “Reynolds number dependence of Lagrangian statistics in large numerical simulations of isotropic turbulence”. *J. Turbulence*, Vol. 7, No. 58, pp. 1–12.

## 6. RESPONSIBILITY NOTICE

The author(s) is (are) the only responsible for the printed material included in this paper

## FLOW PATTERNS INSIDE OPEN CAVITIES AND VORTEX SHEDDING IN THE SHEAR LAYER

Isabella Caroline Silva, [isabellacaroline.silva@hotmail.com](mailto:isabellacaroline.silva@hotmail.com)

Emilene Luzia Buainain Rosim, [mi.rosim@yahoo.com.br](mailto:mi.rosim@yahoo.com.br)

Edson Del Rio Vieira, [delrio@dem.feis.unesp.br](mailto:delrio@dem.feis.unesp.br)

Sérgio Said Mansur, [mansur@dem.feis.unesp](mailto:mansur@dem.feis.unesp)

UNESP Ilha Solteira, Mechanical Engineering Department, Ilha Solteira/SP, Brazil.

**Abstract.** The flow past open cavities with aspect ratios  $b/h = 0.5, 1, \text{ and } 2$  has been experimentally investigated. The tests have been conducted in a free surface water channel for Reynolds numbers ranging from 60 to  $10^4$ . Vortical structures have been identified by two different flow visualizations techniques – solid micro-particles suspended in the water, and hydrogen bubbles generation. Experimental results have shown that the use of solid tracers is particularly adequate for the visualization of stationary eddy structures. However, the use of that methodology does not allow well identifying moving vortices. The periodic nature of Kelvin-Helmholtz instabilities formed in the shear layer above the cavity has been investigated by using hot-film anemometry. The results obtained put in evidence some important physical characteristics of that class of flow and supply data for validating computational codes.

**Keywords:** Open cavity, flow visualization, Strouhal number, hot-film anemometry.

### 1. INTRODUCTION

The flow past open cavities is frequently found in geophysical phenomena and engineering applications. Fluid motion in such geometry is characterized by the presence of vortex shedding, stationary recirculations, and other flow instabilities. This complex dynamic can produce severe ground erosion in valleys and depressions, as well as noise, vibration, or premature failure in machines, equipments, and vehicles. As a consequence of its practical importance, the flow in cavities has been investigated by several authors for more than a half-century. Nevertheless, much of the articles in literature are devoted to compressible flows – such as Colonius *et al.* (1999a,b), Henderson *et al.* (2001), Ludovic *et al.* (2002), Gloerfelt *et al.* (2002), Gloerfelt *et al.* (2003a,b), Hamed *et al.* (2003), and Samimy *et al.* (2003) – and are related to controlling resonant instabilities and noise produced by aerodynamically induced pressure oscillations. The current available information concerning with incompressible flow is sharply smaller.

Most incompressible flows are exclusively governed by the Reynolds number. Flow patterns into open cavities, however, are also strongly affected by the spatial proportions that define the cavity, especially deep ( $h$ ) and extent ( $b$ ). These two sizes are indicated in Fig. 1 and can be combined to form another dimensionless governing parameter – the aspect ratio  $b/h$ . This double dependence makes a full reduction of the flow properties impracticable. As the aspect ratio is fixed, flow structure depends fundamentally on Reynolds number and vice-versa.

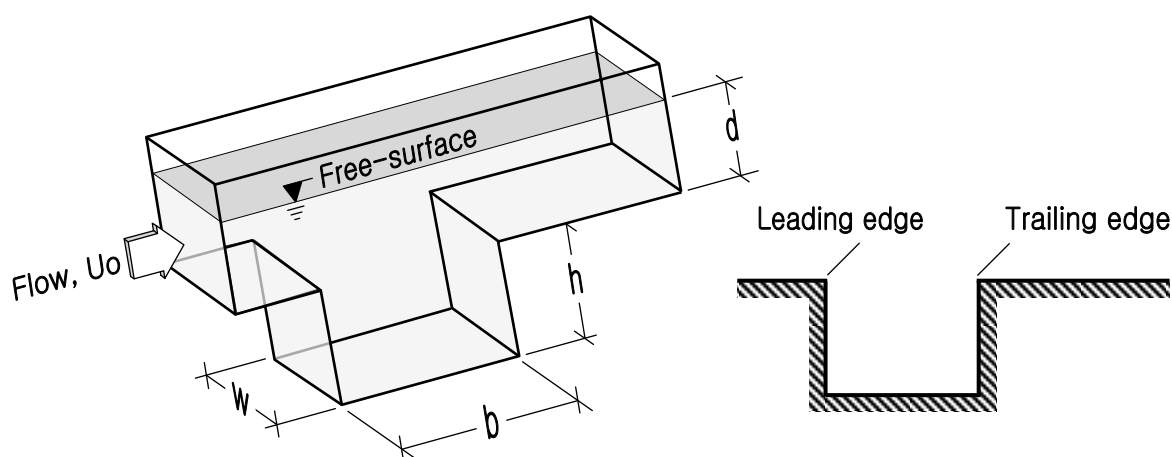


Figure 1. Open cavity: geometric parameters and nomenclature.

Shen and Floryan (1985) have numerically studied the incompressible flow in two-dimensional cavities with aspect ratio from 0.5 to 4 at very low Reynolds number ( $Re \approx 0.01$ ). The results obtained by the authors have been confronted with available experimental data from the literature, presenting a good agreement.

Sinha *et al.* (1982) have experimentally investigated the flow within rectangular cavities with aspect ratio varying from 0.035 to 2.5, at three different values of Reynolds number, namely  $Re = 662, 1342, \text{ and } 2648$ . By using hot-wire

anemometry the authors have obtained transversal velocity profiles at different stations. That work has provided a useful database to validate numerical simulation codes and, for that reason, has become one of the main references about the subject for a long time. Similar results have been produced by Mega *et al.* (2009) employing an acoustic Doppler velocimeter.

Using laser Doppler velocimetry, Esteve *et al.* (2000) and Reulet *et al.* (2002) have studied the flow past a cavity with aspect ratio of 10, for Reynolds numbers  $3.8 \cdot 10^4$  and  $6.4 \cdot 10^4$ . The flow field has been described in terms of velocity vectors and turbulence intensity, providing insight on the fluid motion in large cavities at moderate Reynolds number.

In order to improve heat transfer process in solar collectors, Zdansky *et al.* (2000, 2001, 2003) have numerically simulated two-dimensional incompressible flows in open cavities. A wide range of Reynolds number has been considered by the investigators, including laminar and turbulent flows. In these latter computations, a *k-e* model has been employed for unsteady RANS closure. Similar calculations have been carried out by Kim *et al.* (2001) in an investigation directed to pollutant dispersion in urban canyons. The unsteady flow past two edifices in side-by-side arrangement and a hill followed by two buildings downstream have been studied. The authors have shown that the flow configuration and the pollutant concentration depend strongly on the aspect ratio of the cavities.

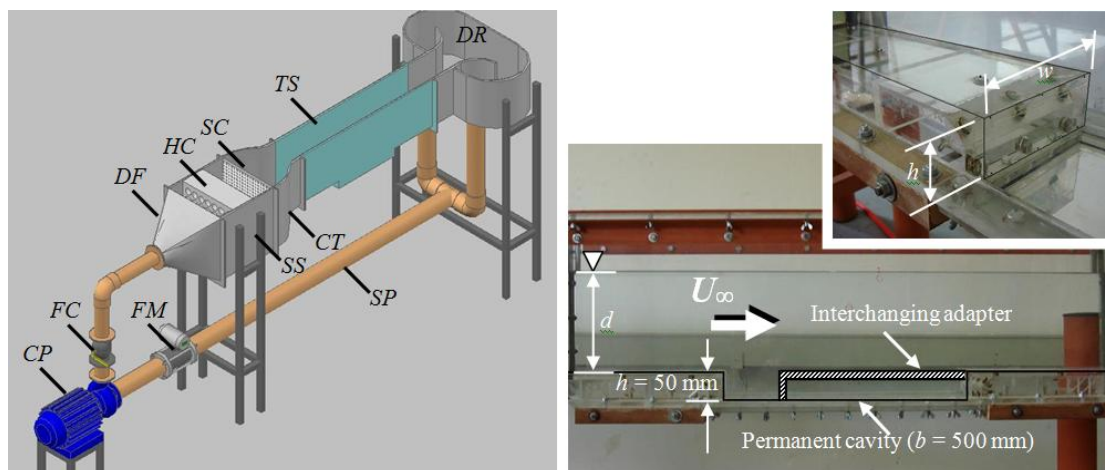
The open cavity problem has been used by many authors for testing numerical modeling and computational fluid dynamics codes. In this context, Frigo (2004) has used such flow to evaluate an in-house CFD code. Analogously, Arruda (2004) has used the open cavity as a benchmark for testing an immersed boundary formulation. In both cases, results obtained have been compared with experimental data of Sinha *et al.* (1982).

The present paper deals with the experimental investigation of water flow inside rectangular cavities with different aspect ratios (*b/h*). Flow patterns are identified for Reynolds numbers up to  $10^4$  by using two classical techniques of flow visualization – solid micro-particles mixed in the work fluid and hydrogen bubble generation. Additionally, vortex shedding frequency in the shear layer separating the internal and external regions is captured. Results obtained provide reliable data for physical analysis and validation of numerical codes.

## 2. EXPERIMENTAL APPARATUS AND PROCEDURE

Experimental runs have been performed in a closed-loop free-surface water channel. This apparatus consist of a centrifugal pump (CP), a flow control valve (FC), a diffuser (DF), a stabilization section (SS), a contraction (CT), a test section (TS), and a discharge reservoir (DR), disposed as indicated in Fig. 2. Honeycombs (HC) and screens (SC) are placed inside the stabilization section (SS) in order to rectify the flow arriving at the contraction entrance (CT) and provide a velocity profile sufficiently uniform and stable in the test section (TS). The suction pipe (SP) has a diameter of 3" and is equipped with an electromagnetic flow meter (FM). The test section is built in transparent Plexiglas and has a rectangular transverse section with nominal size of 200x300x1200 mm. A long permanent cavity (*b/h* = 10) occupies an extensive part of the test section ground. Interchanging adapters have been constructed to allow simulating cavities with different aspect ratio. By replacing these adapters, three cavities have been tested in this work, *b/h* = 0.5, 1, and 2. In all the cases the sizes *w*, *h*, and *d* have been kept unchanged.

The maximum free-stream velocity in the test section is about 0.25 m/s, producing a Reynolds number ( $Re = U_0 h/\nu$ ) about  $10^4$ . Flowrate is determined with uncertainty of 1% using a previously calibrated electromagnetic flowmeter. Measurements performed by acoustic Doppler velocimetry have put in evidence the satisfactory quality of the flow inside the test section, which combines adequate velocity profile and moderate turbulent intensity, mainly for highest velocities, when the turbulence level reach about 2%.



(a) Perspective view. (b) Test section details.

Figure 2. Closed-loop free-surface water tunnel.



Two classical flow visualization techniques have been used to investigate the flow over and within the cavities. Firstly, micro-particles of reflexive synthetic rubber well mixed with the working fluid flow have been employed as tracer. Laser-sheet has been employed to illuminate the flow region to be exploited. To prevent undesirable luminosity entrance in the test section, all the experimental apparatus, including the still camera, was covered by a black canvas. This method is very suitable to visualize still vortical structures, but does not allow clear identification of mobile eddy structures, like Kelvin-Helmholtz instabilities in the shear-layer. To observe the dynamic behavior of these instabilities, solid tracers have been replaced by gaseous ones. In this case, the hydrogen bubbles technique described Merzkirch (1987) has been employed associated with the same lighting by laser sheet. The bubbles have been generated by a fine (25  $\mu\text{m}$ ) platinum wire cathode parallel to the leading edge.

All the images have been captured with a Nikon D90 DSLR digital camera equipped with a macro lens Nikkor 60 mm. To facilitate framing and manual focalization operations, a high resolution monitor of 10" JVC CRT has been connected to the camera. A number of preliminary tests have been performed to find the ideal exposition time at each Reynolds number. Only a low level processing has been applied to the images, i.e. small retouches and adjustments.

Using a hot-film probe 55R11 connected to a module Dantec Streamline 90N10, velocity measurements at a previously chosen location in the shear layer have also been accomplished. For each case analyzed, the vortex shedding frequency has been obtained by means an appropriate processing of the temporal velocity signal obtained at that point.

### 3. RESULTS AND DISCUSSION

Figure 3 presents flow patterns inside a cavity with  $b/h = 0.5$  at different Reynolds numbers, from 60 to  $10^4$ , visualized by micro-particles mixed into the water. The external flow direction is from left to right and the light sheet is fixed in the middle span of the cavity. It is noticed that for  $Re \approx 60$ , Fig. 3(a), flow patterns are not yet clearly defined. Only discrete particles dispersed in the fluid can be distinguished. With the increase of the Reynolds number, a triangular swirl begins to form on the top half of the cavity, Fig. 3(b) and (c). In the range  $850 \leq Re \leq 1000$ , Fig. 3(d)-(f), this triangular vortex is already completely formed and remains stationary at the top right of the cavity, while on the bottom half, the fluid remains almost stationary. As the Reynolds growth even more, this triangular vortex get a rounded form, occupying the whole upper half of the cavity, while the fluid remains stationary in the lower part. Such a configuration is observed in Fig. 3(g)-(i), for  $1950 \leq Re \leq 2150$ . In the last three pictures in this series, Fig. 3(j)-(l), fluid motion on the bottom half of the cavity can already be perceived. Beyond  $Re = 4150$ , Fig. 3(k) and (l), two interconnected vortical structures can be clearly identified in the cavity, which are arranged one over the other. The upper structure turns in clockwise direction while the lower one rotates in the opposite direction.

For the cavity with  $b/h = 1$ , the changes in the flow structure with increasing Reynolds number can be observed in Fig. 4. Image presented in Fig. 4(a), for  $Re \approx 60$ , is a long-exposure photography, showing that the fluid in the entire cavity remains practically stagnant. No recirculation or eddy structure is clearly identified. As the Reynolds number rises to  $Re \approx 225$ , Fig. 4(b), a still incipient vortex can already be observed in the upper-right corner of the image, close to the trailing edge. For  $Re \approx 1000$  and  $1750$ , Fig. 4(d) and (e), this eddy structure grows toward the leading edge, assuming an elongated triangular shape. In Fig. 4(f), this structure acquires a more rounded silhouette and seems to touch the cavity ground. Beyond  $Re \approx 2650$ , Fig. 4(g)-(l), a large swirl occupies the entire cavity and flow pattern became similar to that found in a lid-driven cavity. The kernel of these recirculations displaces toward the cavity center and two secondary eddies can be also perceived in both inferior corners. According to Shen and Floryan (1985), these small swirling structures have been firstly studied by Moffat (1964). Finally, it is interesting to note the presence of a third small recirculating bubble in the upper-left corner of images, especially in Fig. 4(l), where it appears more sharply. This flow pattern has been identified by Gupta and Kalita (2005) in a numerical simulation of the flow in a lid-driven cavity.

Flow patterns into a cavity with aspect ratio  $b/h = 2$  are shown in Fig. 5 for Reynolds number ranged from 60 to  $10^4$ . Long-exposure image captured at  $Re \approx 60$ , Fig. 5(a), shows that fluid motion internally to the cavity is almost imperceptible, following the same behavior already noted in previous cases. No flow pattern can be clearly discerned.

As the Reynolds number increases to 225, Fig. 5(b), the flow at the top of the cavity remains under steady state regime. No significant flow oscillation is observed in that region, but the free-stream significantly invades the top of the cavity and the particle trails take the form of a catenary curve caught between the leading and trailing edges. For  $Re \approx 1000$ , Fig. 5(c), the triangular vortical structure observed in the precedent cases reappears near the trailing edge. This time, however, a slight oscillatory behavior can be noticed in the shear layer upstream the triangular recirculation, due to the interaction between the internal and external flows. In the range  $1200 \leq Re \leq 2300$ , Fig. 5(d)-(g), the triangular recirculating bubble grows up to touch the cavity ground. Afterwards, Fig. 5(h)-(o), two large whirls can be observed side-by-side occupying the whole volume of the cavity. The right vortical structure is bigger and rotates clockwise, while the left eddy is turning anti-clockwise.

The incoming boundary layer separates at the leading cavity edge forming an unstable shear layer, which promotes the development of Kelvin-Helmholtz instabilities. At relatively low Reynolds numbers, the shear layer presents only an oscillatory behavior, as shown in Fig. 6(a). As the Reynolds number increases, the separated shear layer rolls up into vortices, which are convected downstream and collide against the trailing wall, Fig. 6(b). After the shock, this coherent

structure is divided into two parts. One is directed into the cavity, forcing a mass equivalent fluid migrates out of the cavity. The other follows its path in the external flow. This is a periodical mechanism that feeds the process of ripple shear layer and significantly modify the flow structure into the cavity.

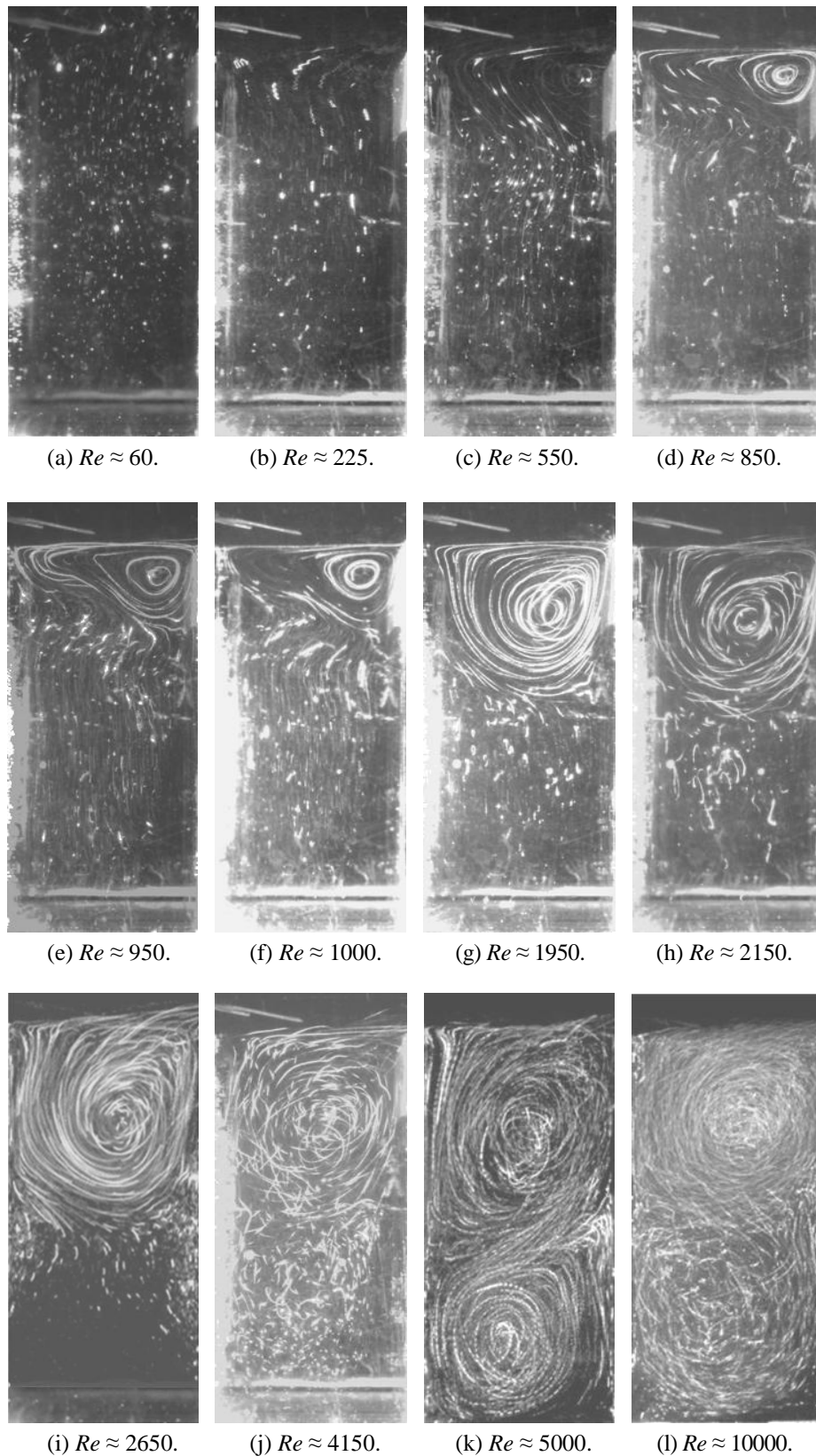


Figure 3. Flow inside a cavity with aspect ratio  $b/h = 0.5$  for different Reynolds numbers. Visualization by micro-particles mixed to the water and laser sheet lighting.

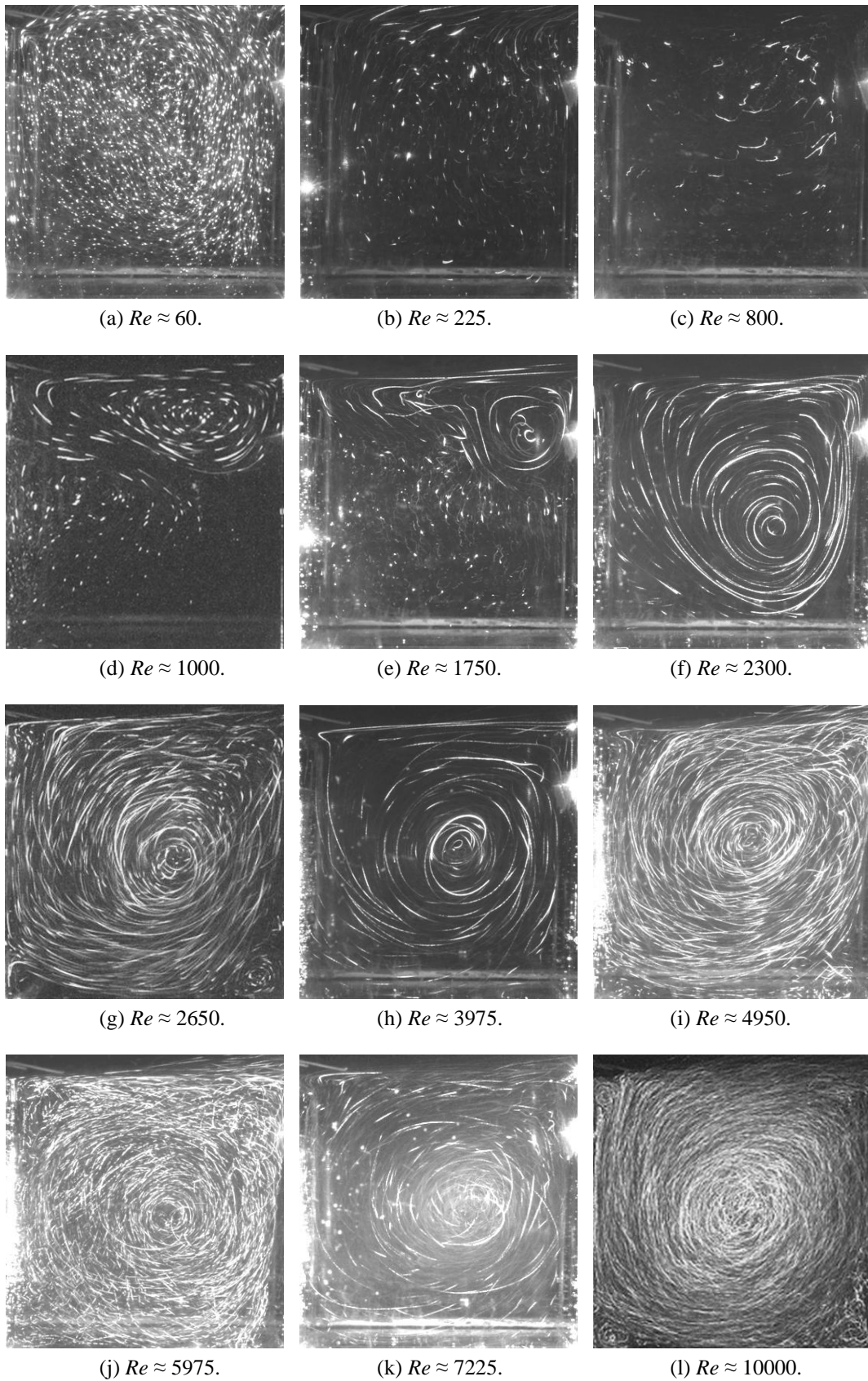


Figure 4. Flow inside a cavity with aspect ratio  $b/h = 1$  for different Reynolds numbers. Visualization by micro-particles mixed to the water and laser sheet lighting.



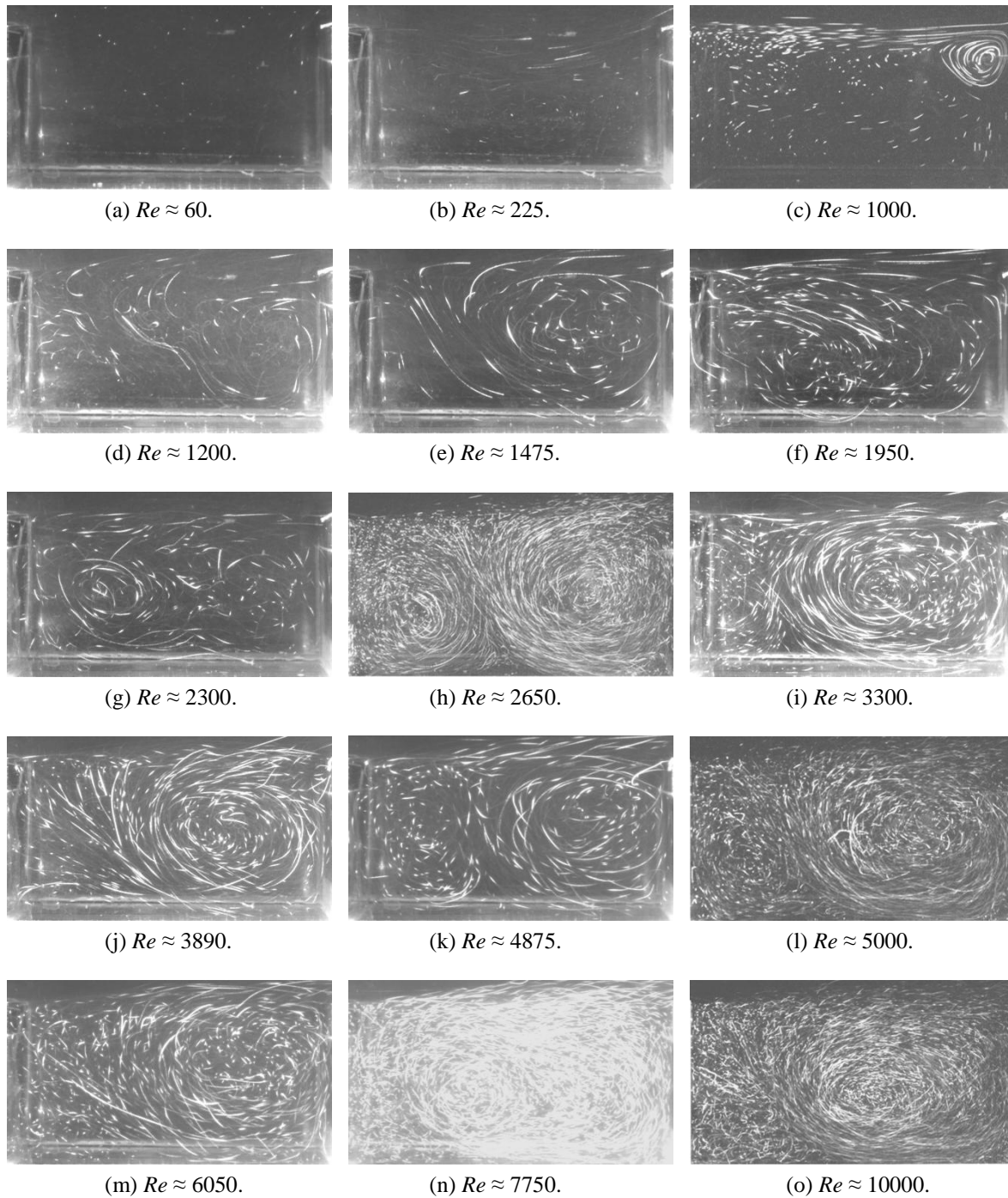


Figure 5. Flow inside a cavity with aspect ratio  $b/h = 2$  for different Reynolds numbers. Visualization by micro-particles mixed to the water and laser sheet lighting.

In order to investigate the periodic nature of the shear layer flow, the temporal series of the velocity has been measured for the three cavities tested ( $b/h = 0.5, 1$ , and  $2$ ) at several Reynolds numbers from  $1000$  to  $4500$ . For each acquisition, a spectral representation of the anemometric signal has been obtained applying the FFT to the original time sequence. As an example, Fig. 7 presents the velocity distribution obtained for the cavity  $b/h = 1$  and  $Re \approx 4000$  in both time and frequency domains.

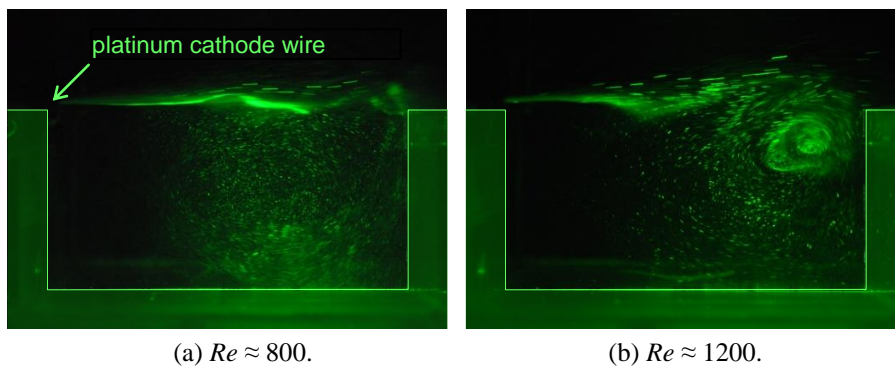


Figure 6. Separated shear layer visualized with electrolytically generated hydrogen bubbles.

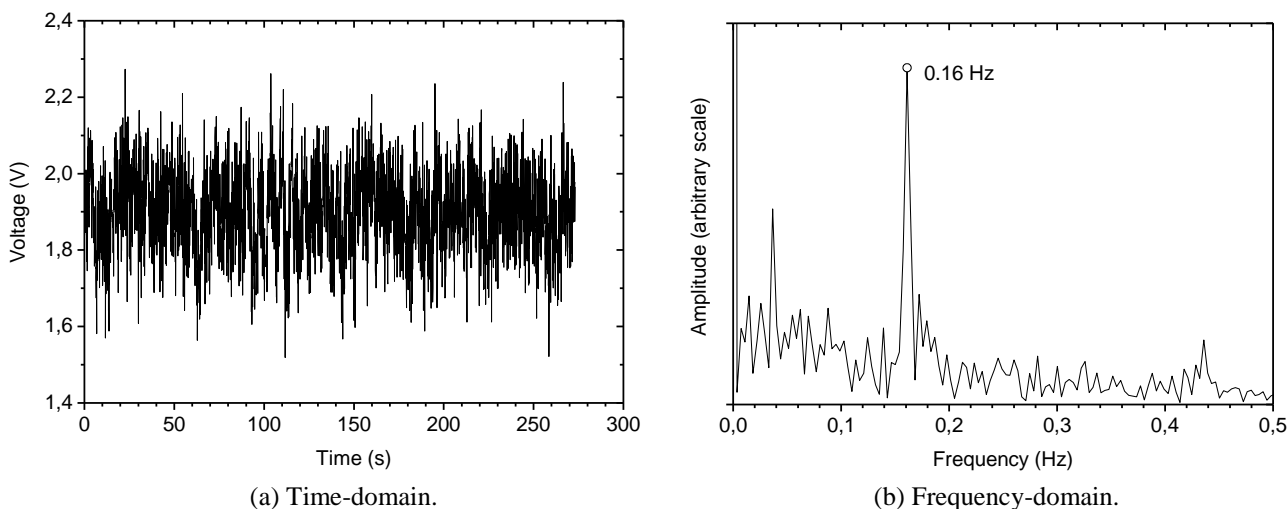


Figure 6: Velocity signal in the shear layer of a cavity with an aspect ratio  $b/h = 1$  and  $Re \approx 4000$ .

In Fig. 7(b), the peak observed at 0.16 Hz represents the frequency of passage of hydrodynamic instabilities, necessary to calculate the Strouhal number ( $St = fh/U_0$ ) that characterize the periodic flow in the shear layer. Figure 7 shows the variation of the Strouhal number as a function of the Reynolds number for the three cavities considered. The closeness among the results for the three cavities has allowed fitting a single curve to represent the ensemble of experimental points. Such curve is described by the following equation:

$$St = 280.3 Re^{-0.925} \tag{1}$$

which express 90% of the data with maximum deviation of less than 5% and coefficient of determination  $R^2 > 0,99$ .

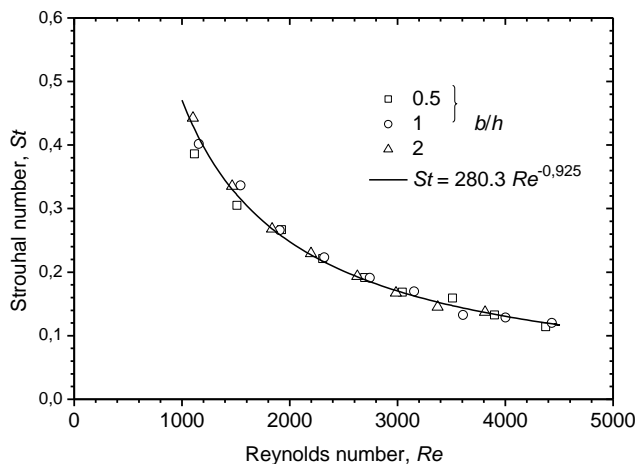


Figure 7: Curve Strouhal versus Reynolds for the cavities with  $b/h = 0.5, 1, \text{ and } 2$ .

#### 4. CONCLUSION

Flow patterns inside open cavities have been qualitative and quantitatively investigated, for different aspect ratios and different Reynolds numbers. Two classical flow visualizations techniques have been employed in the experimental tests, i.e. solid micro-particles suspended in the water, and hydrogen bubbles generation. These two methods have been satisfactorily employed for providing different insights. Besides, measurements have been performed using a hot-film, supplying data for numerical modeling validations. Results have shown that, in spite the geometrical simplicity of that problem, cavity flows can become very complex, presenting stationary recirculation, shear-layer instabilities, periodic eddies, and other secondary vortical structures that continuously interact among themselves. The flow patterns depend strongly on the intensity of these interactions and can change considerably with aspect ratio and Reynolds number. In a general way, solid micro-particles suspended in the fluid flow illuminated by light sheet produce good-quality images, which allow sharply identifying stationary vortical structures. On the other hand, hydrogen bubbles technique is more appropriate to identify periodic instabilities and moving vortical structures in the shear layer past the cavity.

#### 5. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are grateful to FAPESP, CAPES, CNPq and FUNDUNESP for the financial support granted to this research. These acknowledgements are also extended to the Laboratório de Mecânica dos Fluidos Aplicada e Computacional (LAMAC), of the Universidade Federal do Rio Grande do Sul – UFGRS, which has kindly provided the solid micro-particles used in flow visualization experiments.

#### 6. REFERENCES

- Arruda, J.M., 2004, “Modelagem Matemática de escoamentos Internos Forçados Utilizando o Método da Fronteira Imersa e o Modelo Físico Virtual”, Ph.D. Thesis, Universidade Federal de Uberlândia – UFU, Uberlândia.
- Colonus, T., Basu, A.J., Rowley, C.W., 1999a, “Numerical investigation of the flow past a cavity”, Proc. 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Greater Seattle, Washington, USA.
- Colonus, T., Basu, A.J., Rowley, C.W., 1999b, “Computation of sound generation and flow/acoustic instabilities in the flow past an open cavity”, Proc. 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, San Francisco, USA.
- Esteve, M.J., Reulet, P., Millan, P., 2000, “Flow field characterization within a rectangular cavity”, Proc. 10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon.
- Frigo, L.M., 2004, “Simulação Numérica de escoamentos Incompressíveis Tridimensionais Turbulentos e em Transição”, M.Sc. Dissertation, Universidade Estadual Paulista – UNESP, Ilha Solteira.
- Gloerfelt, X., Bailly, C., Juvé, D., 2002, “Simulation des grandes échelles du champ acoustique produit par un écoulement affleurant une cavité”, Proc. 6ème Congrès Français d'Acoustique, pp.133-136, Lille, France.
- Gloerfelt, X., Bailly, C., Juvé, D., 2003a, “Direct computation of the noise radiated by a subsonic cavity flow and application of integral methods”, Journal of Sound and Vibration, v.266, pp.119-146.
- Gloerfelt, X., Bogey, C., Bailly, C., 2003b, “Numerical of mode switching in the flow-induced oscillations by a cavity”, International Journal of Aeroacoustics, v.2, pp.99-124.
- Gupta, M.M., Kalita, J.C., 2005, “A new paradigm for solving Navier-Stokes equations: streamfunction-velocity formulation”, Journal of Computational Physics, v.207, pp.52-68.
- Hamed, A., Basu, D., and Das, K., 2003, “Detached eddy simulations of supersonic flow over cavity”, Proc. 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2003-0549, Reno.
- Henderson, J., Badcock, K.J., Richards, B.E., 2001, “Understanding subsonic and transonic cavity flows”, The Aeronautical Journal, v.105, pp.77-84.
- Kim, J.J., Baik, J.J., Chun, H.Y., 2001, “Two-dimensional numerical modeling of flow and dispersion in the presence of hill and buildings”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, v.89, pp.947-966.
- Ludovic, B., Orkwis, P., Turner, M., 2002, “Modeling unsteady cavity flows with translating walls”, Proc. 32nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, St. Louis, USA.
- Mega, E.A.F., Rosim, E.L.B., Vieira, E.D.R., Mansur, S.S., 2009, “Experimental characterization of the flow over open cavities”, Proc. 20th International Congress of Mechanical Engineering, Gramado.
- Merzkirch, W., 1987, “Flow visualization”, ed. 2, Academic Press, Orlando.
- Moffat, H.K., 1964, “Viscous and resistive eddies near a sharp corner”, Journal of Fluid Mechanics, v.18, pp.1-18.
- Reulet, P., Esteve, M.J., Millan, P., Riethmuller, M.L., 2002, “Experimental characterization of the flow within a transitional rectangular cavity”, Journal of Flow Visualization and Image Processing, v.9, pp.153-170.
- Samimy, M., Debiasi, M., Caraballo, E., Özbay, H., Efe, M.Ö., Yuan, X., DeBonis, J., Myatt, J.H., 2003, “Development of closed-loop control for cavity flows”, Proc. 33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Orlando, USA.
- Shen, C., Floryan, J.M., 1985, “Low Reynolds number flow over cavities”, Physics of Fluids, v.28, pp.3191-3202.
- Sinha, S.N., Gupta, A.K., Oberai, M.M., 1982, “Laminar separating flow over backsteps and cavities – Part II: Cavities”, AIAA Journal, India, v.20, pp.370-375.

- Zdanski, P.S.B., Ortega, M.A., Fico Jr., N.G.C.R., 2000, “Numerical simulation of laminar flow over shallow cavities”, Proc. 8th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences, Porto Alegre.
- Zdanski, P.S.B., Ortega, M.A., Fico Jr., N.G.C.R., 2001, “Numerical simulation of turbulent flow over shallow cavities”, Proc. 2nd International Conference on Computational Heat and Mass Transfer, Rio de Janeiro.
- Zdanski, P.S.B., Ortega, M.A., Fico Jr., N.G.C.R., 2003, “Numerical study of the flow over shallow cavities”, Computers & Fluids, v.32, pp.953-974.

## NUMERICAL APPROACH OF TURBULENT FLOW BETWEEN TWO PARALLEL FINS

Sandi I. Souza, sandi@ufrnet.br

Universidade Federal do Rio Grande do Norte - UFRN  
Campus Universitário, S/N – Lagoa Nova - Natal, RN – Brazil - CEP 59072-970

Jhon Goulart, jvaz@unb.br

Universidade de Brasília – Campus Gama  
Área Especial de Indústria 1 – Setor Leste – Gama – DF – Brazil – CEP 72444-210

**Abstract.** Employing a commercial code an unsteady Reynolds Average Navier-Stokes (URANS) with Spalart-Allmaras as turbulence model numerical calculations were performed in order to predict the mean and velocity fluctuations fields in a rectangular channel with a lateral slot. The slot is attached to a lateral wall channel, being characterised by its deepness  $p$  and the gap width  $d$ . Simulations were performed keeping constant the slot deepness  $p$  and the length  $L$  while the gap width  $d$  was increased from 2 up to 6 mm. Three test sections involving  $p/d$  ratios—12.50, 6.25 and 4.17—were studied. Main results revealed that turbulence production increases with gap dimension decreasing. Large scale structures appearance were also the target of this paper. The study showed gap width plays an important role on this issue. As the gap width was increased large scales structures could be observed farther from channel's entrance. The Reynolds numbers for all simulations was based on the bulk velocity the hydraulic-diameter of the channel  $D_h$  and the molecular (kinematic) viscosity  $\nu$ .

### 1. INTRODUCTION

Compound channels are characterized by the presence of a narrow region connecting one or more main channels, Figure 1. The narrow gaps are responsible for mass, energy and momentum exchanging between main subchannels.

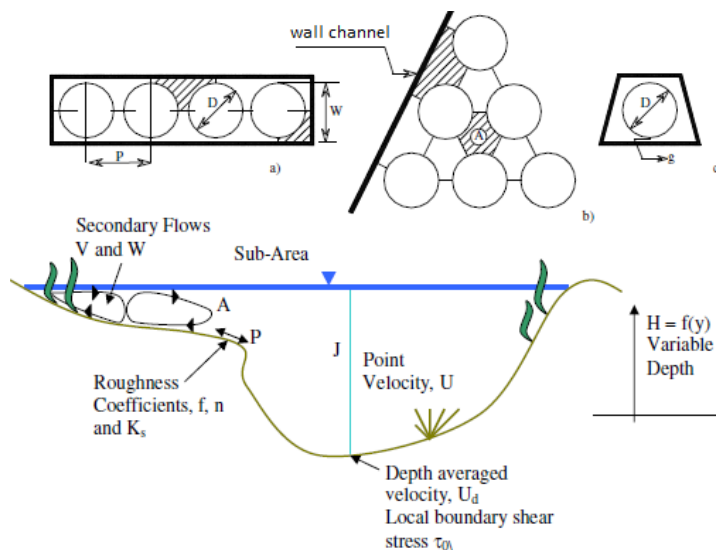


Figure 1: Examples of compound channels

These geometries are present in many areas of the engineering, as nuclear reactors, steam generators and some kinds of water channels. On the mechanical engineering field the problems are often linked to heat exchangers, nuclear reactor fuel elements and even electronic devices. On the last ones, the main goal is raising heat exchange rates. A comprehensive review of the flow in compound channels was presented by Meyer, 2009.

As remarkable features of these kinds of channels are the unusual Reynolds stresses distribution and the sinusoidal patterns of the velocities series taken from these channels, as well. Being these facts very well reported by Knight and Shiono, 1990, Soldini et al., 2004, when the authors studied open compound channels. Related to closed compound channels the works from Meyer and Rehme (1994 and 1995), showed similar results those previously found in open channels.

Despite unusual Reynolds stress distribution, the main source of interest has lain on the unexpected sinusoidal patterns of velocity fluctuations near the gap. The quasi-periodical behavior of the velocity fluctuations was named flow pulsations.

Flow pulsations occurrence was reported, at the first time, by Rowe et al., 1974, when the author studied mixture process of the turbulent flow in a rod bundle. According to author, the frequency associated to this phenomenon increased when the gap width was reduced. By using hot wires probes Möller, 1991, confirmed Rowe's findings, therefore, his results also showed flow pulsations were associated to strong vorticity field near the gap.

Quasi-periodical flow pulsations were also found in other kind of compound channel, showing this phenomenon was not restricted to rod bundles assembly. Wu and Trupp, 1993 performed hot wire measurements in a trapezoidal channel containing a single tube. The results showed pronounced peaks in spectra, confirming the strong dependence of the frequency on geometrical parameters and the flow velocity. After that, Meyer and Rehme (1994 and 1995) performed measurements in unusual compound channels. By using hot wire anemometry, the authors studied the flow characteristics in a channel with two or several parallel fins attached to a side wall. The geometry was quite similar to an internally finned channel, forming slots connected to main channels. Test sections were characterized by dimensionless parameter  $p/d$  being  $p$  the depth of the slot formed by the plates and  $d$  the distance between two plates. Test sections with  $p/d$  values ranging from 1.66 to 10.0 were investigated. Regarding mean turbulent quantities, all features stressed in the previous papers were confirmed. When attention was focused on large scale structures, the authors observed flow pulsations for  $p/d > 2$ , confirming results by using flow visualizations. A correlation for the Strouhal number was also proposed. The Strouhal number definition was based on the main frequency, the square root of the product of  $p$  and  $d$  and the edge velocity, measured at edge of plates,  $U_{ed}$ . However, the results showed discrepancies for  $p/d$  values greater than 7.

One of the 3 compound channels studied by Meyer and Rehme, 1995, was also investigated by Goulart and Möller, (2007 and 2008). In the first work the authors investigated a rectangular channel with two parallel plates attached on the lateral wall. By using hot wires were performed measurements of two components of velocities for six test sections. For test sections depth-width ratio remained constant  $p/d = 5$ , even though dimensional parameters,  $p$  and  $d$  could be different.

Despite the findings reported by Meyer and Rehme, 1995, large-scale structures could not be found in all test sections, but only in that one with the smallest width  $d$ .

The conclusions led to a second investigation that showed the strong relationship between axial velocities profiles and the presence of large-scales structures. In Goulart and Möller, 2007, the authors succeeded in obtaining comprehensive measurements of the axial and transversal velocities fluctuations in ten test sections, involving three  $p/d$  ratios, 5, 10 and 12.50. The results showed a turbulent mixing layer in spatial development between the plates. By using self-similarity functions it was possible to describe mean axial velocity (at the symmetry lines) as a tangent hyperbolic function. Related to flow large-scales appearances, an attempt to make a correlation for Strouhal number was done. The Strouhal number was defined as that one showed in mixing layer problems, using the main frequency  $f$  the mixing layer thickness,  $\delta_{(x)}$ , as length scale, and the convection velocity,  $U_c$ , as velocity scale. The Strouhal numbers remained almost constant even for the deepest test section,  $p/d = 12.50$ .

By employing a commercial code CFX<sup>®</sup> and Spalart-Allmaras as turbulence model, turbulent flow in a compound channel was simulated. An isotropic transient scheme - Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes (URANS) – was used to perform numerical calculation in order to predict the mean and velocity fluctuations fields in a rectangular channel with a lateral slot. The slot is attached to a lateral wall channel, being characterized by its deepness  $p$  and the gap width  $d$ . Three test sections involving  $p/d$  ratios—12.50, 6.25 and 4.17—were studied. Main results revealed that turbulence production increases with gap dimension decreasing. Large scale structures appearance were also the target of this paper. The study showed gap width plays an important role on this issue. As the gap width was increased large scales structures could be observed farther from channel's entrance. In this work only gap width was change from 2 up to 6 mm. Reynolds number and others geometrical parameters were kept unchanged.

## 2. COMPUTATIONAL DOMAIN

The test section studied was based on experimental study performed in a closed compound channel like Figure 2 (a). Using hot wire probes Goulart, 2009 performed flow measurements of mean and velocity fluctuations along the symmetry line in that type of channel, Figure 2 (b). However, in the experimental study the channel's length was only 500 mm.

Computational domain consists in a 2800 mm long channel where both the width,  $W=75$  mm and height,  $H = 54$ mm, remained constant. A slot, with dimensions depth,  $p = 25$  mm and width,  $d$  was attached on a side wall of the channel, connecting main channel to the subchannel. The gap width was increased from 2 up to 6 mm. Before reaching test section the fluid passes through initial domain 800 mm long. The compound channel only starts after this initial domain.

To perform numerical simulation the working fluid was air at 25 °C. The entrance conditions remained constant for every simulation. I was used mean velocity profile as this condition with  $Um = 13.20$  m/s and about 5% of turbulence intensity. Reynolds number was defined using mean velocity at the entrance,  $Um$ , hydraulic diameter of the channel,  $D_h$ , kinematic viscosity,  $\nu$ , yielding Reynolds number  $Re = 5.18 \text{ E}+4$ . No slip was imposed for slot. On the other hand, free

slip was allowed on lateral wall main channel. It was also allowed free slip in both top and bottom channel's wall, Figure 2 (d).

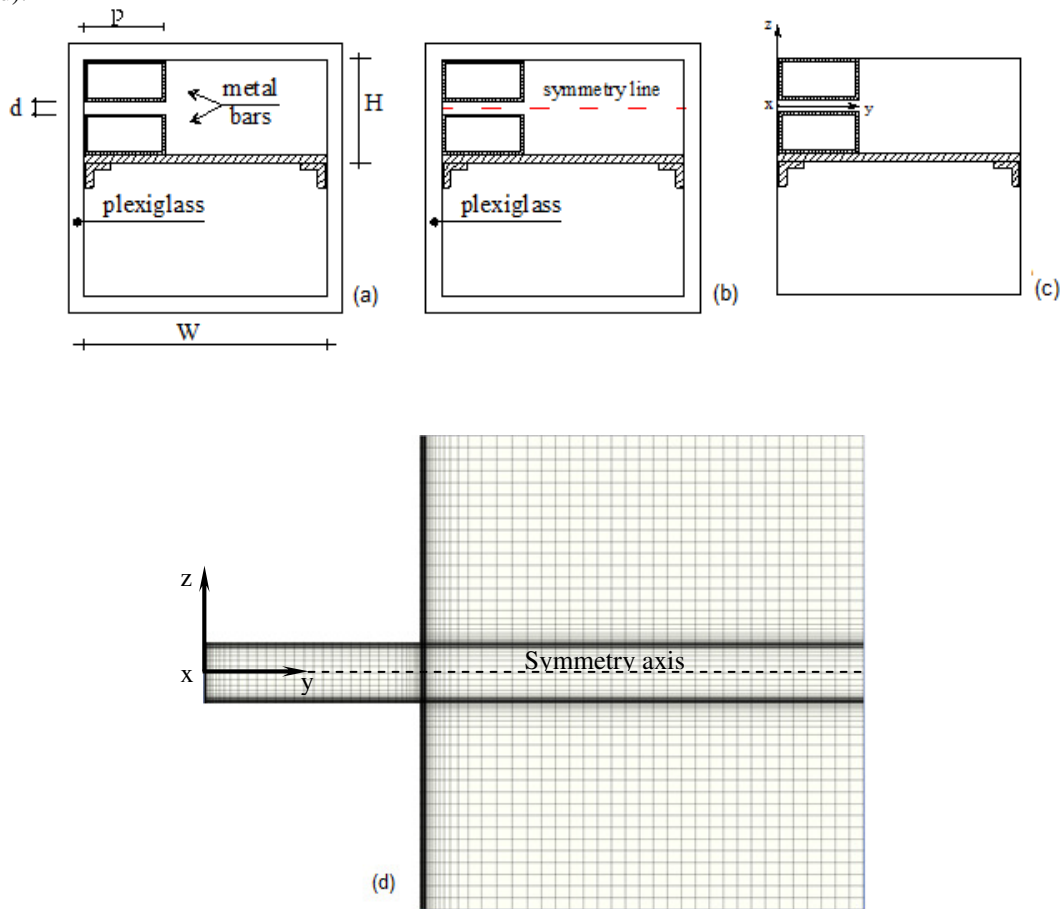


Figure 2 – Cross-section studied in Goulart, 2009. d) Sketch of the computational domain.

Figure 2, also shows details about the mesh. Coordinate system was set up at the same location as shown in Figure 2 (c). Mesh build was done by using ANSYS-ICEM, and the first grid point from walls was based on dimensionless coordinate  $y^+ < 1$ , actually the first node is located 0.008 mm from wall. This constrains yielded 7.252.580 nodes for channel with 2 mm gap, 8.179.740 channel with 4 mm gap and 8.534.369 for channel with 6 mm gap. Special attention was devoted to gap region. The gap width was splitted in 25 parts and for its deepness we performed 55 divisions.

In all URANS simulations Spalart-Allmaras was employed as turbulence model. High order scheme was applied in advection terms and second-order backward Euler scheme was employed for temporal discretization.

The convergence criteria and the time step were specified as  $1.0 \times 10^{-5}$ s, for r.m.s value, and  $10^{-4}$ s, respectively. Simulation took time enough to attain a distance  $L = 63 D_h$ .

Simulations were run in a personal computer Intel Core I7-2600 3.4 GHz and 16 GB RAM. Each simulation took about 15 days.

### 3. GOVERNING EQUATIONS AND TURBULENCE MODEL

#### 2.1. Mass, momentum conservation and turbulence model equations

For incompressible flow mass equation and Navier-Stokes for URANS can be written as:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

The over bar symbols in Eq. (1) and (2), represents mean quantities. Where,  $\tau_{ij}$ , represents Reynolds stress tensor, Eq (3).

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i u_j} \quad (3)$$

By using eddy viscosity concept is written as follow:

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (4)$$

where  $\nu_t$  is eddy viscosity and it is necessary overcome the closure problem.

Spalart-Allmaras model, Spalart and Allmaras, 1992, is a one model equation, involving a transport equation for modified viscosity,  $\tilde{\nu}$ , given by Eq. (5)

$$\frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \overline{u_i} \tilde{\nu})}{\partial x_i} = \frac{1}{\sigma_\nu} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \rho \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right\} + G_\nu - Y_\nu \quad (5)$$

and the turbulent eddy viscosity,  $\nu_t$ , is computed from a set of equations, as follow

$$\begin{aligned} \nu_t &= \tilde{\nu} f_{v1} \\ f_{v1} &= \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \\ \chi &\equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \end{aligned} \quad (6)$$

where,  $f_{v1}$ , is the viscous damping function,  $C_{b2}$ , is 0.622,  $\sigma_\nu = 2/3$  and  $C_{v1}$ , is 7.10.

Production and destruction of eddy viscosity are shown as Eq. (7)

$$\begin{aligned} G_\nu &= C_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} \\ Y_\nu &= C_{w1} \rho f_w \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \end{aligned} \quad (7)$$

The production and destruction terms,  $\tilde{S}$  and  $d$ , represents, respectively, modified velocity gradient norm and the distance from the wall, respectively. The term,  $C_{b1}$  is constants, being 0.1355.

Other functions are stressed in Eq. (8)

$$\begin{aligned} \tilde{S} &= S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \\ f_{v2} &= 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \end{aligned} \quad (8)$$

Further details should be seen in Spalart-Allmaras, 1992.

## 4. RESULTS AND DISCUSSION

### 2.2. Mean velocity distribution

Figure 3 (a), shows mean axial velocity distribution along the symmetry line, Figure 2 (d). Mean velocity values and y-coordinate are stressed in a dimensionless format using mean velocity  $Um$  and the slot's deepens  $p$ . Numerical and experimental data are plotted together and all data were taken 20 mm upstream channel's outlet. Experimental data are available in Goulart, 2009 and Goulart and Möller, 2007.



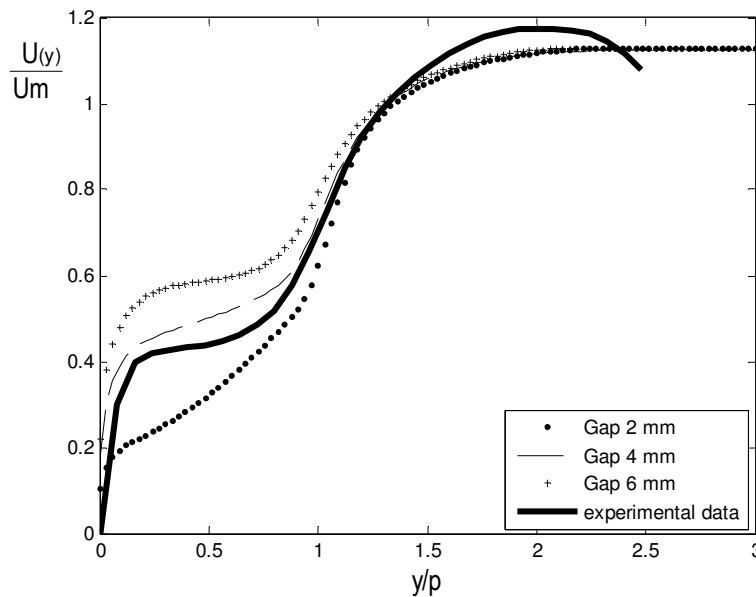


Figure 3 – Mean velocity distribution for different gap width.

Observing numerical and experimental results one can see flow acceleration towards the main channel followed by a velocity reduction in the narrow gaps, Figure 3. This results in a fair agreement with another ones provided by Meyer and Rehme (1994 and 1995) and Home et al., 2009. It is also noteworthy the effect caused in the flow distribution by the narrow gap. As gap become narrower the flow inside it is reduced making clear that the viscous effect and the gap width play an important role in the flow redistribution in the channel.

Another important feature in compound channel is related to the strong vorticity field near the gap. This characteristic can be seen through the gradient of the mean axial velocity profile, Figure 4. It is striking the constant presence of a turning point located at main channel/subchannel interface,  $y/p = 1$ . These facts were already observed in open compound channels Knight and Shiono, 1990 and Soldini et al., 2004. Furthermore, through our simulation it was possible to observe the vorticity getting higher as gap with become narrower.

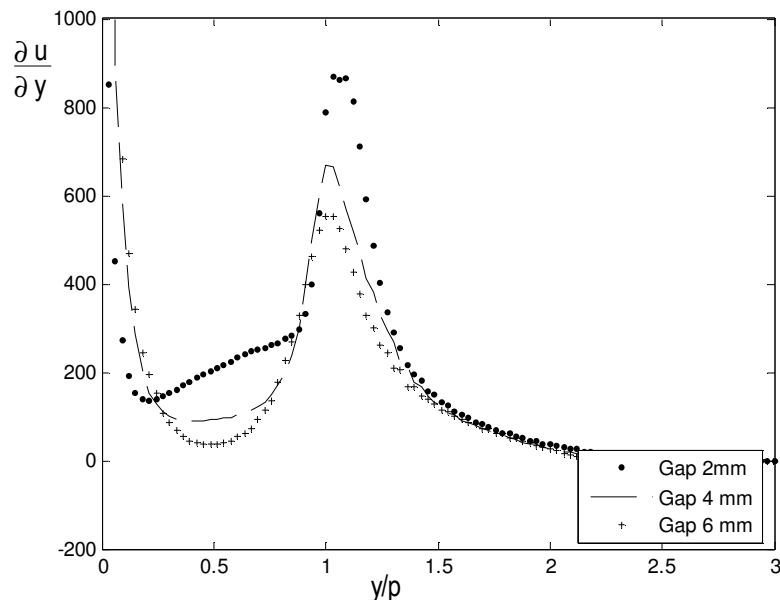


Figure 4 – Gradient of mean axial velocity on the symmetry line.

The presence of turning point and the vorticity increasing as gap width decrease can explain two important characteristics in compound channels. The first one concerns to the high level of turbulence intensities and shear stresses near the gap. According to Rehme, 1992 the product of shear stress and the velocity gradient is the source of turbulent energy.

Another point is related to the flow instability. According to Rayleigh theorem for inviscid flow this kind of channel gives rise to a flow that possesses the necessary condition for instability. Here, it is important to remind that flow pulsations are instabilities that occur in compound channels.

## 4.2. Coherent structures

Time traces axial and span-wise velocities fluctuations are depicted in Figure 5 (a), (b) and (c). All velocity data are result from numerical analysis and they were taken at slot/main subchannel interface,  $y/p = 1$ .

Velocities time-record from Figure 5 (a), (b) and (c) were taken 20 mm before channel's outlet, at  $L/D_h = 44$ . There one can see similar characteristics between them. Mainly time-records presented in Figure 5 (a) and (b), present periodical patterns of velocity fluctuation, suggesting large coherent structures in the flow. On the other hand, when gap is increased in width the periodicity seems to fade away. This fact is better observed in span-wise time-trace behavior.

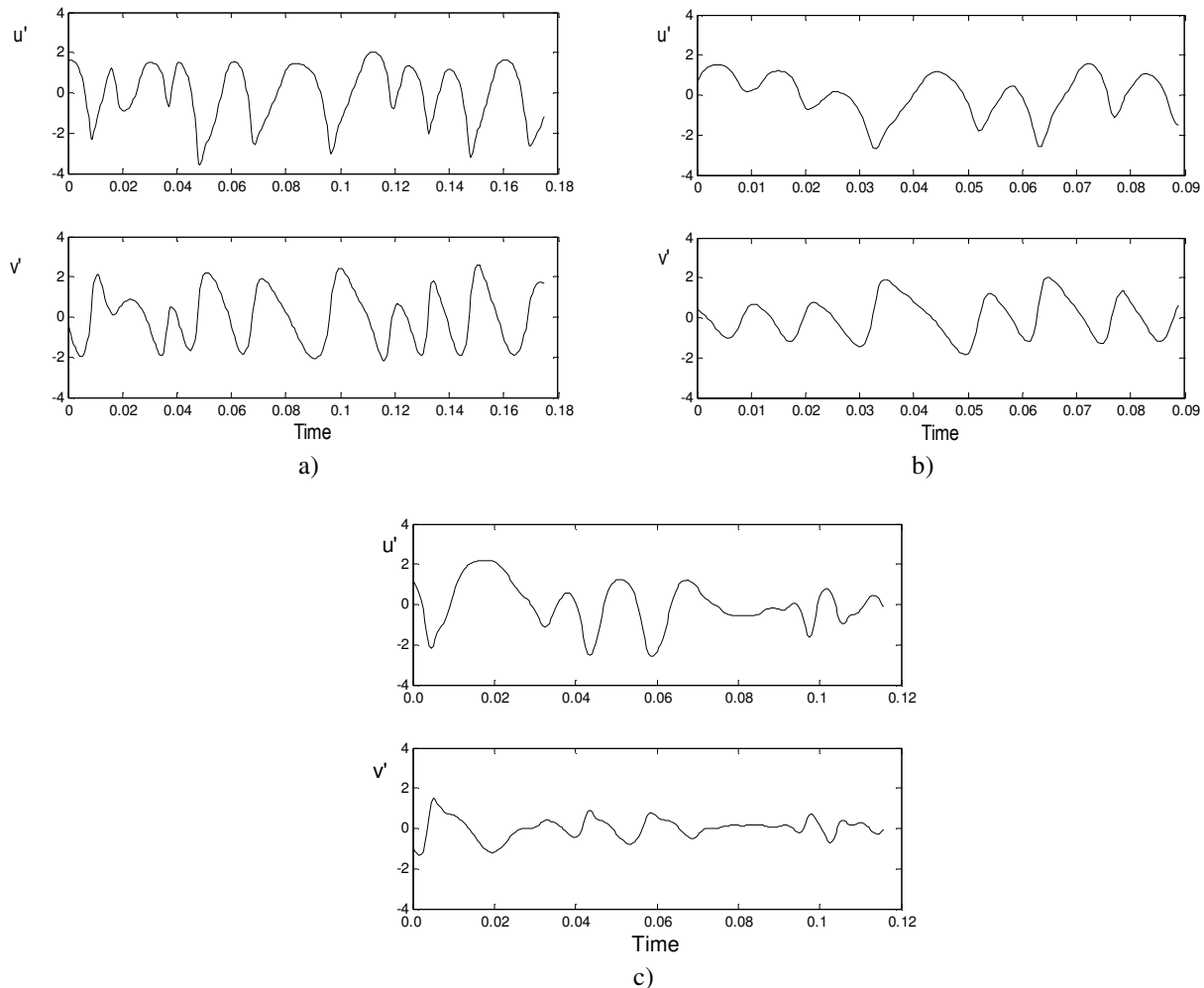


Figure 5 – Axial and span-wise velocity time-records for different gap. a) 2 mm gap. b) 4 mm gap. c) 6 mm gap.

Another noteworthy feature in problems involving compound channels concerns the streamwise vortex formation. Coherent structures, in these kind of flows, has been well known for at least two decades. Knight and Shiono's findings, have reported these structures appearance since then. The identification and their characterization have been done for several purposes. First, from the energetic view point, according to Brown and Ho, 1983 more than 50% of the turbulent kinetic energy is attributable to the large-vortices. Secondly, because the dynamical properties, coherent structures play an essential role in mixing processes, drag, noise emission, heat transfer, and others diffusive processes.

Investigations on coherent structures in the flow were also performed for test section. Figure 6 (a), (b) and (c), shows instantaneous span-wise velocity component along the channel's length. By using a slice plane at the middle height of the channel the contour are depicted.

There, one can see stable vortices rotating in opposite directions inside the slot, keeping a constant spacing between and travelling a certain velocity, named convection velocity,  $U_c$ .

Large-scale structures dominating the slot, travelling at constant velocity and rotating in opposite directions were predicted by using LES-calculations in Biemüller et al., 1996 and Home et al., 2009. Meyer and Rehme, 1995 through visualizations, showed similar results in a water channel. In that work, Meyer and Rehme performed their experiments in a quite similar compound channel to that one used in the present work.

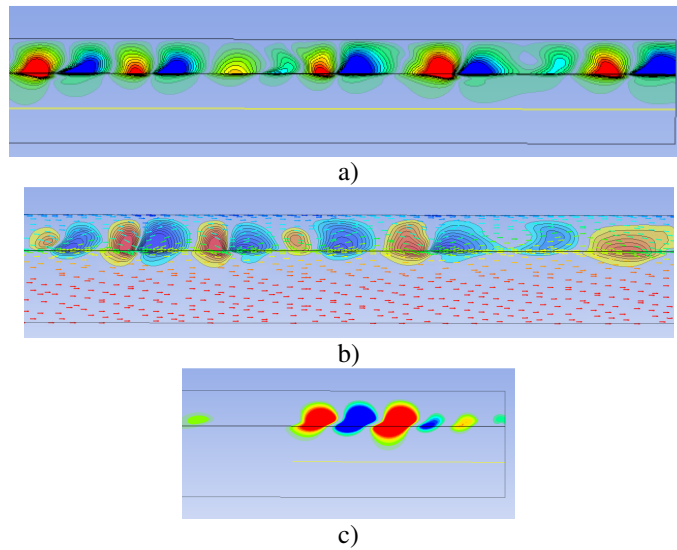


Figure 6 – Span-wise contours of velocity. a) 2 mm gap. b) 4 mm gap. c) 6 mm gap.

Remarkable differences were observed for onset of the gap instabilities. As a general rule as gap become narrower flow instabilities were found for shorter distance from the slot entrance.

In the first case, gap width 2 mm, periodical traces of velocity fluctuations were found at 600 mm after slot entrance. On the other hand, for gap sizes 4 and 6 mm, the onset of the flow instabilities have started farther than observed in the first case, 1380 and 1700 mm, respectively.

Figure 7, presents the location for onset flow instabilities in the gap. The coordinate along the slot was made dimensionless using hydraulic diameter. The high peak marks the slot entrance, 800 mm after channel's inlet.

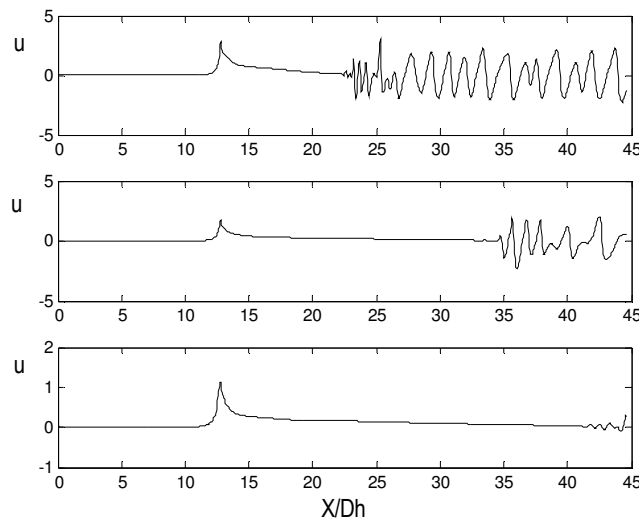


Figure 7 – A typical instantaneous streamwise velocity along the gap center line –  $y/p = 1$ .

It is interesting to note that the gap size plays an important role in the onset flow instabilities. For the widest gap the signal fluctuation is weaker than observed for 2 and 4 mm gaps width. Further, oscillations only started near the channel's outlet.

Through autocorrelations of the velocities time-traces the main frequency was evaluated, Fig. 8 (a), (b) and (c). All velocities series were taken at  $y/p = 1$ , the edge of the gap.

As already shown in Fig. 6 and 7, the periodicity tends to vanish as gap width increase in size. In Fig. 8 (c), it is not possible anymore to realize any periodicity for spanwise velocity.

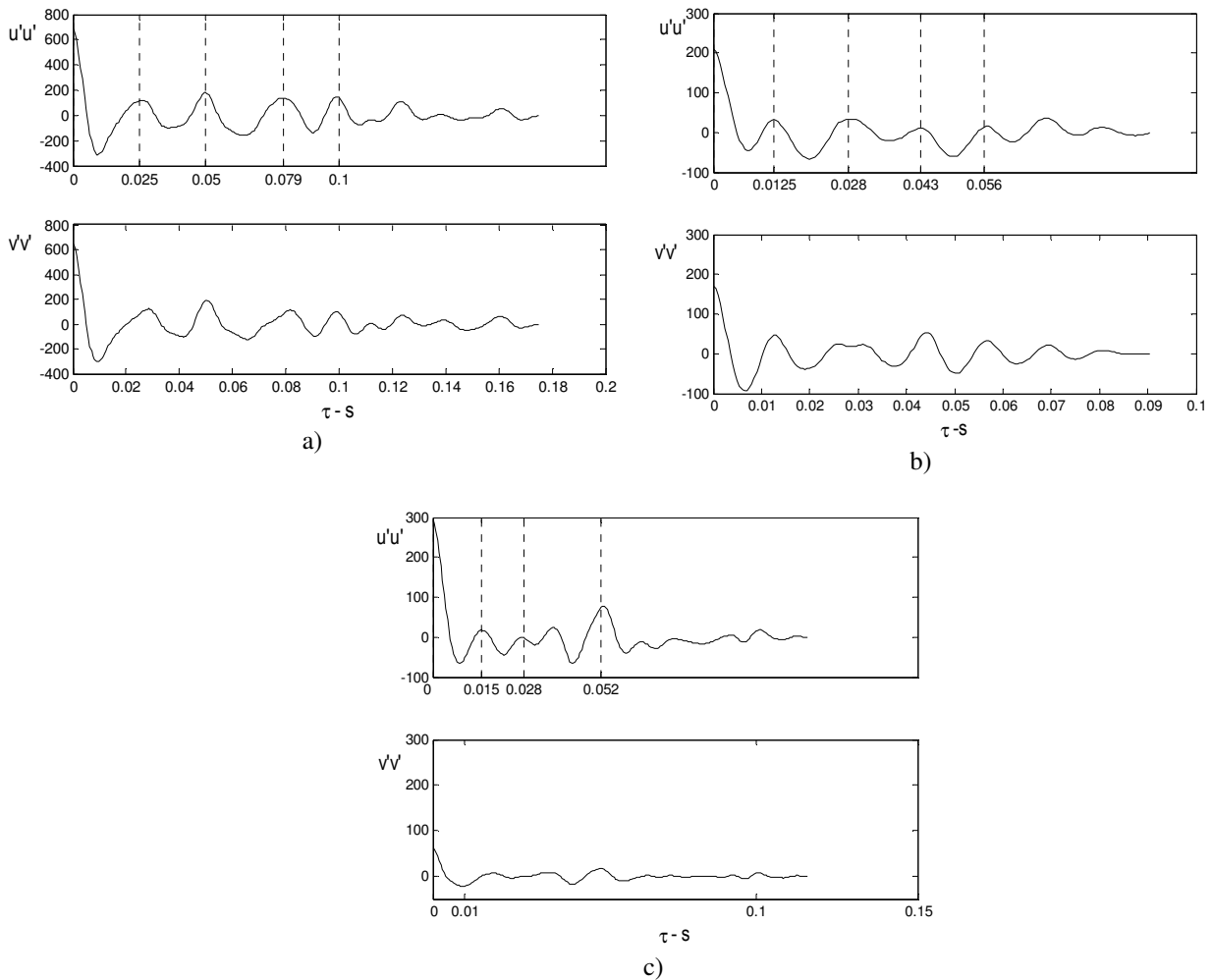


Figure 8 – Autocorrelation of axial and transversal velocities components.

It is also important to note that time marks on the Fig. 8 (a), (b) and (c), are not equality spaced. This fact implies that different main frequencies are present in the time-record of velocities fluctuations components. This behavior was found previously in our experimental work, Goulart, 2009, Goulart and Möller, (2006, 2007 and 2008). Figure 9 shows autospectral density function of velocity fluctuation in a similar compound channel, however its depth is 38 mm.

The noticeable fact is that the peaks produced are wider than those found in a viscous wake behind a circular cylinder. The broadening of the peaks suggests that large vortices of different scales are responsible for flow pulsation between the subchannels. This fact was already noted by Rehme, 1992.

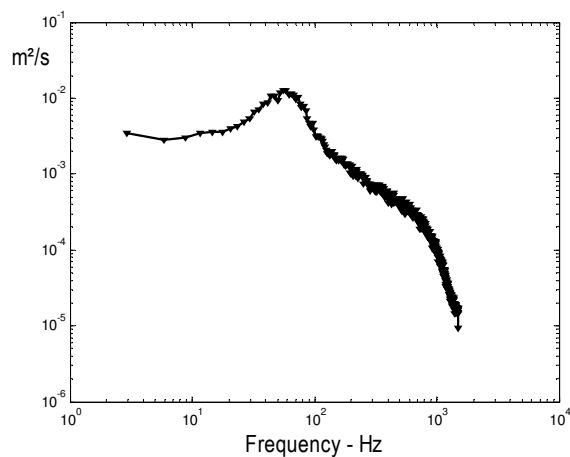


Figure 9 – Autospectral density function of velocity fluctuation. Goulart and Möller, 2008.

By means time-marks on autocorrelation graphs mean frequency was calculated. Figure 10 shows the mean frequency behavior as a function of  $p/d$  – ratio. Numerical data from the present work was depicted together experimental data available in Goulart, 2009.

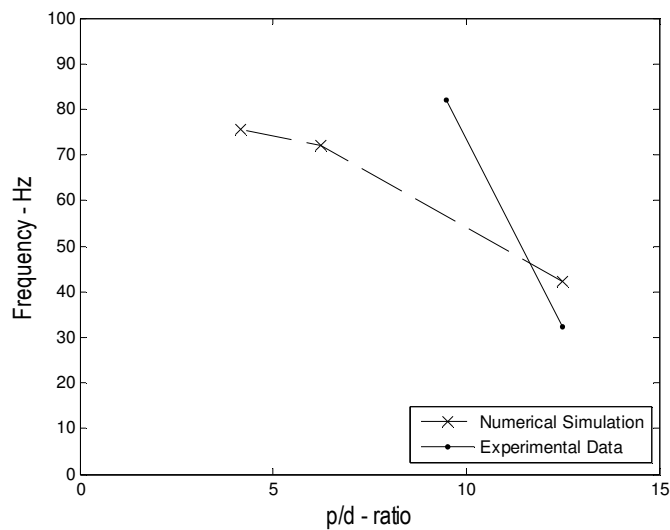


Figure 10 – Mean frequency as  $p/d$  – ratio function.

First, it is important to take into account for the wider gap, 6 mm,  $p/d = 4.17$ , the velocity fluctuations are very weak and, clearly, the domain needs to be made longer for better evaluation of dynamical characteristics of velocity fluctuations. Then, the investigation into the frequency domain may lead us to mistakes.

Despite this fact, the frequency seems to decrease with  $p/d$  – ratio increasing. Experimental results using hot wire probes in the similar channels provided the same behavior showing that the frequency of large vortices are, somehow, dumped due to tight subchannel.

## 5. CONCLUSIONS

In this paper turbulent flow in a compound channel was analyzed. By using a commercial code, CFX-12, and Spalart-Almaras, as turbulence model, the flow behavior could be predicted for three different gap sizes, 2, 4 and 6 mm.

The main findings of this work can be summarized as follows:

- The predicted velocity profile showed the presence of high vorticity peak at the interface between main channel and narrow gap.
- Low velocity could be found in the narrow gap and higher one in the main channel. These results match those ones found previously in Meyer's papers [8, 9], Home et al. [6] and Goulart [1, 3, 4, 5].
- It is also a noteworthy feature the presence of the turning point, necessary condition for instabilities.
- The gap width seems to play an important role in the mean flow characteristics. As gap width decreases the velocity gradient is higher.
- Large-scale structures were also predicted by the code. As gap size becomes narrower the periodicity of the velocity fluctuations becomes stronger. On the other hand, for the widest gap quasi-periodical behavior seems to vanish.
- Narrower gaps shortened significantly the downstream distance for the onset of the gap instability. It is also responsible for, somehow, to dump the frequency of large vortices.

## 6. REFERENCES

- Goulart, Jhon Nero Vaz. Escoamentos Cisalhantes em Canais Compostos. 2009. 105 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica – Universidade Federal do Rio Grande do Sul.
- Browand, F. K. e Ho, Chih-Ming. 1983, The mixing layer: An example of quasi two-dimensional turbulence, Journal de Mécanique théorique et appliquée, Numéro spécial, pp. 99-120.

- Goulart, J. N. V. and Möller, S. V., Flow pulsations in short compound channels. In: 11º Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas - ENCIT, 2006, Curitiba, 2006.
- Goulart, J. N. V. and Möller, S. V., Shear Flow in Compound Channels: In: 19th International Congress of Mechanical Engineering – COBEM, 2006, Brasília, 2007.
- Goulart, J. N. V. and Möller, S. V., Turbulent Flow in Closed Compound Channels. In: 12th Brazilian Congress of Thermal Science and Engineering - ENCIT, 2008, Belo Horizonte, 2008.
- Home, D., Arvanitis, G., Lighthstone, M. F. and Hamed, M. S., Simulation of flow pulsation in a twin rectangular subchannel geometry using unsteady Reynolds average Navier-Stokes modelling, Nuclear Engineering and Design, 239, 2964-2980, 2009.
- Knight, D.W. and Shiono, K., Turbulence measurements in a shear-layer region of a compound channel, Journal of Hydraulic Research, 28, 175-196, 1990.
- Meyer, L. and Rehme, K., Large-scale turbulence phenomena in compound rectangular channels, Experimental Thermal and Fluid Science, 8, 286-304, 1994.
- Meyer, L. and Rehme, K., Periodic vortices in flow through channels with longitudinal slots or fins, 10th Symposium on Turbulent Shear Flows, The Pennsylvania State University, University Park, August 14-16, 1995.
- Meyer, L., From Discovery to Recognition of Periodic Large Scale Vortices in Rod Bundles as Source of Natural Mixing between Subchannels - A Review -, The 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13), Kanazawa City, Ishikawa Prefecture, Japan, September 27-October 2, 2009.
- Möller, S. V., On Phenomena of Turbulent Flow through Rod Bundles. Experimental Thermal and Fluid Science, 4, 25-35, 1991.
- Rowe, D.S., Johnson, B.M. and Knudsen, J. G., Implications concerning rod bundle crossflow mixing based on measurements of turbulent flow structure, Int. J. Heat Mass Transfer, 17, 407-419, 1974.
- Soldini, L., Piattella, A., Brocchini, M., Mancinelli, A. e Bernetti, R. Macrovortices-induced horizontal mixing in compound channels, Ocean Dynamics, 54, 333 – 339, 2004.
- Spalart, P. R., Allmaras, S.R., A one-equation turbulence model for aerodynamic flow. In: 30th Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 1992.
- Wu, X. and Trupp, A. C., “Spectral Measurements and Mixing Correlations in a Simulated Rod Bundle Subchannels,” Int. J. Heat Transfer, 37 (1994) 1277-1281.
- Rehme, K., “The Structure of Turbulence in rod Bundles and the Implications on Natural Mixing Between Subchannels,” Int. J. Heat Transfer, 35 (1992) 567-581.
- Biemüller, M., Meyer, L. e Rehme, K. 1996, Large Eddy Simulation and Measurement of the Structure of Turbulence in Two Rectangular Channels Connected by the Gap, Engineering Turbulence Modeling and Experiments 3, Editors: Rodi, W. and Bergeles, G., 249-258.

## 7. RESPONSIBILITY NOTICE

The authors are the only responsible for the printed material included in this paper.

## EFEITO DA GRAVIDADE NA ANÁLISE DA ESTABILIDADE DE UMA CAMADA DE MISTURA ESTAVELMENTE ESTRATIFICADA

Taira, D. E., [davitaira@yahoo.com.br](mailto:davitaira@yahoo.com.br)

Schettini, E. B. C., [bcamano@iph.ufrgs.br](mailto:bcamano@iph.ufrgs.br)

Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, UFRGS. Av. Bento Gonçalves, 9500 - Porto Alegre, RS, Brasil

Silvestrini, J. H., [jorgehs@pucrs.br](mailto:jorgehs@pucrs.br)

Faculdade de Engenharia, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, PUCRS. Av. Ipiranga, 6681 - Porto Alegre, RS, Brasil

**Resumo.** *Sistemas estratificados estão presentes em contextos geofísicos e ambientais, como em estuários, no encontro entre água doce e salgada ou na interação entre correntes de ar na atmosfera. Mesmo que a variação de densidade é muitas vezes pequena, a presença de estratificação em densidade inibe movimentos verticais, de forma a influenciar a distribuição de partículas biológicas e químicas. A dinâmica da camada de mistura estavelmente estratificada é controlada pela competição entre as forças de inércia do escoamento de base e as forças de empuxo devidas à estratificação em densidade do fluido. O cisalhamento fornece energia cinética ao escoamento, enquanto que os efeitos do empuxo atuam reduzindo a taxa de crescimento das perturbações e retardando a transição à turbulência. Neste trabalho consideramos o número de Richardson e o ângulo de inclinação na análise de estabilidade linear, e na análise não linear para o estudo da evolução temporal da energia cinética e da espessura da vorticidade. Apresentamos uma sequência de simulações numéricas diretas bidimensionais para um turbilhão, que resolvem as equações de Navier-Stokes na aproximação de Boussinesq. Os adimensionais utilizados foram: número de Reynolds ( $Re = 300$ ), número de Prandtl ( $Pr = 1$ ), número de Richardson ( $0 \leq Ri_H \leq 0.30$ ) e ângulo ( $0 \leq \theta \leq 0.1$ ).*

**Keywords:** *Camada de mistura inclinada, estratificação estável, instabilidade de Kelvin-Helmholtz, simulação numérica direta.*

### 1. INTRODUÇÃO

Escoamentos estratificados são frequentemente encontrados na natureza. A troca de água do Oceano Atlântico com o Mar Mediterrâneo através do Estreito de Gibraltar ou quando a água doce da Lagoa dos Patos entra no espaço oceânico, são alguns exemplos. Na presença de perturbações, a camada de mistura cisalhante estratificada gera uma instabilidade hidrodinâmica, chamada de instabilidade de Kelvin-Helmholtz ( $KH$ ), gerando uma camada de vorticidade que se enrola, formando as estruturas coerentes de  $KH$ . Estudos teóricos de Miles e Howard (1961) garantem que a camada de mistura estratificada é instável às flutuações de pequena amplitude, desde que o número de Richardson seja inferior a 0.25.

A camada de mistura estavelmente estratificada desenvolve-se na interface de duas correntes paralelas de fluido que se movem horizontalmente com velocidades e densidades diferentes. A camada abaixo da interface tem maior densidade que a de cima, caracterizando-a como estável.

Sendo o perfil de velocidade de base uma função apenas da coordenada vertical  $u(y)$ , o escoamento pode ser considerado localmente paralelo e a análise de modos normais pode ser empregada, utilizando a teoria de estabilidade linear (Mendonça, 2003; Criminale et al., 2003; Drazin e Reid, 1989).

A teoria de estabilidade linear investiga se as perturbações infinitesimais superpostas ao escoamento de base são amplificadas ou amortecidas, e de que maneira sua evolução determina a transição do escoamento para a turbulência. Se a perturbação é amortecida é dito que o escoamento é estável, se a perturbação é amplificada, o escoamento é instável, e caso a perturbação não varie, o escoamento é marginalmente estável.

Este trabalho visa analisar como a declividade e o grau de estratificação influenciam na amplificação das perturbações superpostas ao escoamento de base em uma camada de mistura. Para tal, inicialmente será analisado o caso sem declividade comparando-se com a análise de estabilidade linear de Hazel (1972), e posteriormente, será apresentado o caso com declividade. Por último, é mostrada uma análise de estabilidade não linear para todas as estratificações consideradas e para cinco declividades. A ferramenta utilizada para atingir estes objetivos é a Simulação Numérica Direta (da sigla em inglês *DNS*, *Direct Numerical Simulation*), que permite simular todas as escalas do escoamento (Martinez, 2006c; Fontane e Joly, 2008; Alexakis, 2009).

De acordo com o teorema de Squire, para cada perturbação tridimensional existe uma perturbação bidimensional com maior taxa de amplificação (Criminale, 2003; Drazin e Reid, 1989). Desta forma, será realizada uma análise bidimensional utilizando a teoria de estabilidade linear.

Seguindo a teoria clássica de estabilidade linear, a perturbação superposta ao escoamento de base pode ser dada pela expressão

$$\vec{u}'(x, y, t) = \vec{\psi}(y) \exp^{j(\alpha x - \varpi t)}, \quad (1)$$

onde  $j = \sqrt{-1}$ ;  $t$ ,  $x$  e  $y$  correspondem, respectivamente, ao tempo e às direções longitudinal e vertical,  $\vec{\psi}(y)$  representa as amplitudes das perturbações nas direções  $x$  e  $y$ , e  $\alpha$  e  $\varpi$  estão relacionadas às características da perturbação.

Ao utilizar a aproximação temporal, considera-se  $\alpha = \alpha_r$  um número real e  $\varpi = \varpi_r + j\varpi_i$  um número complexo. Neste caso,  $\alpha_r$  é o número de onda,  $\varpi_r$  corresponde à frequência da onda e  $\varpi_i$  é a taxa de crescimento das perturbações. Assim, a perturbação para o caso temporal segue a expressão

$$\vec{u}'(x, y, t) = \vec{\psi}(y) \exp^{\varpi_i t} \exp^{j\alpha_r(x - c_r t)}, \quad (2)$$

onde  $\varpi_i = \alpha_r c_i$ , a qual será positiva para o caso em que o escoamento seja instável.

No escoamento cisalhante estratificado, o número de Richardson Gradiente ou Local (Turner, 1973) é definido por

$$Ri_L(y) = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2} = \frac{-g \frac{\partial \rho}{\partial y}}{\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2}, \quad (3)$$

onde o termo  $N = \left(\frac{-g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial y}\right)^{1/2}$  representa uma frequência denominada frequência de empuxo, ou como é mais conhecida, frequência de Brunt-Väisälä. Tal frequência está associada ao deslocamento vertical de um elemento de fluido em relação a sua posição de equilíbrio. Se  $N^2 < 0$  a estratificação é instável, e se  $N^2 > 0$  a estratificação é estável. Quando  $N^2 = 0$ , o elemento de fluido está em equilíbrio e o escoamento é dito homogêneo ou não estratificado (Turner, 1973).

Na análise de estabilidade linear de um escoamento bidimensional, estratificado, cisalhante, não-viscoso, incompressível, paralelo a uma superfície plana e de declividade  $\theta$ , obtêm-se a seguinte equação (Negretti et al., 2008):

$$\left(\phi_{yy} - \alpha_r^2 \phi\right) - \frac{u_{yy}}{(u - c)} \phi + Ri_H \cos \theta \frac{\rho_y}{(u - c)^2} \phi + \frac{Ri_H \sin \theta}{j\alpha_r (u - c)^2} \left[\rho_{yy} \phi - \frac{\rho_y u_y}{(u - c)} \phi + \rho_y \phi_y\right] = 0, \quad (4)$$

onde os termos viscosos e de difusão da densidade foram desprezados. Os perfis de velocidade e densidade são, respectivamente,  $u(y)$  e  $\rho(y)$ ;  $\phi$  é a amplitude da perturbação linear para o modo temporal, dada por  $\phi(y) \exp^{j\alpha_r(x - ct)}$ , e  $c = \varpi/\alpha_r = c_r + jc_i$  é a velocidade da onda. No caso em que a declividade é nula ( $\theta = 0$ ), a equação se reduz à equação de Taylor-Goldstein (Hazel, 1972). A Equação (4) descreve o comportamento de uma perturbação infinitesimal em um escoamento estratificado. Considera-se também a ação da declividade no comportamento da perturbação. O número de Richardson Global é expresso por

$$Ri_H = \frac{g \Delta \rho \delta_i}{2 \rho_0 U^2}, \quad (5)$$

onde  $\Delta \rho$  é a variação de densidade,  $g$  é a gravidade e as grandezas características são  $\rho_0$ ,  $\delta_i$  e  $U$ , que correspondem, respectivamente, à densidade de referência, espessura da vorticidade inicial e velocidade de referência.

Neste trabalho utiliza-se da técnica *DNS* para investigar os efeitos da gravidade na direção longitudinal, em uma camada de mistura estavelmente estratificada. Além disto, a *DNS* é um excelente instrumento para investigar as estruturas que se formam na camada de mistura temporal. Fatores como o número de Richardson e a declividade são considerados na análise de estabilidade linear e não linear.

## 2. METODOLOGIA

As equações da continuidade, de Navier-Stokes na aproximação de Boussinesq e de transporte-difusão foram adimensionalizadas utilizando as variáveis  $U$ ,  $\delta_i$  e  $\rho_0$ . O sistema cartesiano de referência é  $(x, y)$ . A equação da quantidade de movimento para o campo de velocidade  $\vec{u} = (u, v)$ , é dada por

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} [\vec{\nabla}(\vec{u} \otimes \vec{u}) + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}] = -\vec{\nabla}\Pi + \frac{1}{Re} \vec{\nabla}^2 \vec{u} + Ri_H \rho \vec{e}_\theta, \quad (6)$$

onde  $\Pi$  é o campo de pressão adimensional,  $\vec{e}_\theta = (\sin \theta, -\cos \theta)$ . O termo  $\vec{\nabla}(\vec{u} \otimes \vec{u})$  refere-se à operação em notação indicial  $\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j}$  e a declividade é representada por  $\theta$  (em radianos), conforme ilustra a Fig. 1.

A equação da continuidade é

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (7)$$



e a equação de transporte-difusão, derivada da equação de energia, é dada por

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \rho = \frac{1}{Re Pr} \nabla^2 \rho, \quad (8)$$

onde  $\rho$  é a densidade. O número de Reynolds ( $Re$ ), o número de Richardson ( $Ri_H$ ) e o número de Prandtl ( $Pr$ ) são os parâmetros adimensionais utilizados. O número de Reynolds, baseado na metade da diferença da velocidade através da camada cisalhante ( $U$ ) e na espessura inicial de vorticidade ( $\delta_i$ ), é definido por

$$Re = \frac{U \delta_i}{\nu}, \quad (9)$$

onde a espessura  $\delta_i$  é determinada por  $\delta_i = 2U/|\partial \bar{u}/\partial y|_{y=0}$  (Fig. 1).

O número de Prandtl é dado por

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}, \quad (10)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $\kappa$  a difusividade térmica.

As Equações (6), (7) e (8) são resolvidas numericamente empregando o código de cálculo *Incompact3d* (Laiyet e Lamballais, 2009) baseado num esquema de diferenças finitas compacto de 6ª ordem (discretização espacial) e um esquema de Adams-Bashforth (discretização temporal). A utilização de condições periódicas na direção longitudinal ( $x$ ) e de deslizamento livre, possibilita o estudo do desenvolvimento temporal. A condição de deslizamento livre impõe as seguintes restrições:  $\partial u/\partial y = 0$ ,  $v = 0$  em  $y = \pm L_y/2$ , onde  $L_y$  é o comprimento vertical do domínio computacional.

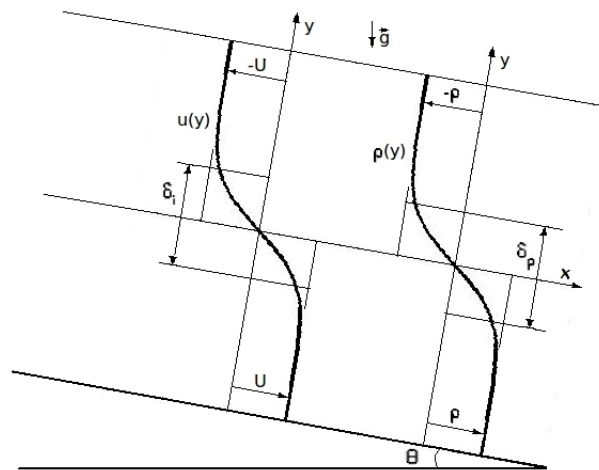


Figura 1. Perfis de velocidade e densidade para a camada de mistura temporal com declividade.

Segundo a teoria de estabilidade linear, em escoamentos cisalhantes livres, as perturbações bidimensionais se tornam instáveis antes das tridimensionais (Drazin e Reid, 1989). Portanto, foi utilizado um domínio bidimensional, um quadrado de lado  $L = \lambda_a$ , que corresponde a um comprimento de onda fundamental ( $\lambda_a$ ), baseado na análise de estabilidade linear (Michalke, 1964; Hazel, 1972; Negretti et al., 2008). Para o caso sem declividade ( $\theta = 0$ ), foi utilizado o comprimento  $L = 7\delta_i$ , que corresponde ao número de onda  $\alpha_a = 0.8894/\delta_i$ , dado pela teoria de estabilidade linear, e nos casos que inclui declividade ( $\theta \neq 0$ ), este comprimento foi baseado segundo a análise realizada por Negretti et al. (2008), apresentado na tabela Tab. 1.

Para os testes foram utilizados uma variação do número de Richardson  $0 \leq Ri_H \leq 0.30$  e nas declividades  $0 \leq \theta \leq 0.10$ , cuja inclinação máxima corresponde a declividade de até 10%, valor considerado alto em aplicações geofísicas e ambientais. Os outros adimensionais utilizados foram  $Re = 300$  e  $Pr = 1$ , que também foram utilizados por Martinez (2006a). Os números de Richardson utilizados foram baseados no estudo de Hazel (1972) e de Negretti et al. (2008); já as declividades foram escolhidas de forma que se verifica-se a variação da taxa de amplificação.

As diferentes malhas apresentam  $n_x \times n_y$  pontos, onde  $n_x$  é o número de pontos na direção do escoamento e  $n_y$  é o número de pontos na direção vertical. A resolução de cada uma das malhas é dada por  $\Delta x = \lambda_a/n_x$  e  $\Delta y = \lambda_a/n_y$ . As malhas computacionais estão representadas por N1 a N5 (Tabelas 2 e 3), já a malha N7 apresenta  $512 \times 513$  pontos.

Para  $0.01 \leq Ri_H \leq 0.10$  utilizamos a malha N3, onde  $0.001 \leq \theta \leq 0.10$ ; no intervalo  $0.15 \leq Ri_H \leq 0.25$ , foi utilizado a malha N5, onde  $0.001 \leq \theta \leq 0.05$ , e a malha N7 para os ângulos  $\theta = 0.07$  e  $\theta = 0.10$ ; já para  $Ri_H = 0.30$ , utilizamos a malha N7, onde  $0.001 \leq \theta \leq 0.10$ . O refinamento da malha foi necessário para os casos com alta estratificação e declividade.

Tabela 1. Comprimento do domínio computacional.

$Ri_H$	$0 \leq \theta \leq 0.01$	$\theta = 0.02$	$\theta = 0.03$	$\theta = 0.04$	$\theta = 0.045$	$\theta = 0.05$	$\theta = 0.07$	$\theta = 0.10$
0. e 0.01	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$
0.025	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7.2\delta_i$	$7.2\delta_i$
0.05	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7.3\delta_i$	$7.3\delta_i$
0.10	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7.4\delta_i$	$7.6\delta_i$
0.15	$7\delta_i$	$7.2\delta_i$	$7.3\delta_i$	$7.4\delta_i$	$7.4\delta_i$	$7.4\delta_i$	$7.7\delta_i$	$8\delta_i$
0.20	$7\delta_i$	$7.2\delta_i$	$7.3\delta_i$	$7.5\delta_i$	$7.6\delta_i$	$7.7\delta_i$	$8\delta_i$	$9\delta_i$
0.25	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$
0.30	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$	$7\delta_i$

Os perfis de velocidade e densidade iniciais empregados são dados pelas equações

$$u(x, y) = -U \tanh\left(\frac{2y}{\delta_i}\right), \quad (11)$$

e

$$\rho(x, y) = - \tanh\left(\frac{2y}{\delta_\rho}\right), \quad (12)$$

onde o termo  $\delta_\rho$  representa a espessura de densidade (Fig. 1).

A perturbação senoidal, de amplitude infinitesimal  $A_f$ , adicionada ao perfil de velocidade de base é representada por:

$$u'_0(x, y) = -A_f 4y \frac{L_x}{2\pi} e^{-2y^2} \cos\left(\frac{2\pi x}{L_x}\right), \quad (13)$$

e

$$v'_0(x, y) = -A_f e^{-2y^2} \sin\left(\frac{2\pi x}{L_x}\right), \quad (14)$$

onde  $u'_0$  e  $v'_0$  satisfazem a equação de continuidade.

### 3. RESULTADOS

Nos seguintes resultados serão apresentados uma análise de estabilidade linear e não linear utilizando *DNS*. Primeiro, são determinadas as taxas de amplificação para os casos sem e com declividade e, posteriormente, na análise não linear são consideradas a evolução temporal da espessura da vorticidade e da energia cinética. A contribuição deste trabalho refere-se à inclusão da declividade no estudo da estabilidade de uma camada de mistura estavelmente estratificada.

Negretti et al. (2008) realizaram um estudo analítico utilizando um perfil de densidade em que a camada acima da interface é mais densa que a de baixo; tratando-se portanto, de uma camada de mistura instável. Estes autores utilizaram como perfil de velocidade  $u(x, y) = \tanh(y/\delta_i)$  e como perfil de densidade  $\rho(x, y) = \tanh(y/\delta_\rho)$ . Apesar desta diferença, utilizamos este trabalho como parâmetro para especificar o tamanho do domínio de cálculo. Este domínio é um quadrado de lado  $L_x = L_y = \lambda\delta_i$  (Tab. 1).

Utiliza-se uma perturbação senoidal, de amplitude infinitesimal igual a  $A_f = 10^{-6}$ , para a análise de estabilidade linear, e uma amplitude de  $A_f = 10^{-2}$ , para a análise não linear (Martinez, 2006a).

#### 3.1 Análise linear

No estudo da estabilidade linear, optou-se pela análise da componente de velocidade  $v$  pois as taxas máximas de amplificação ocorreram na região do núcleo do turbilhão, diferentemente da análise da componente  $u$ , cuja taxa máxima não ocorre na região de maior vorticidade. Para tal análise, calcula-se a declividade da parte linear do sinal  $v'$  (Fig. 2).

Para a análise de estabilidade linear é cancelado o termo de difusão vertical, correspondente à velocidade longitudinal  $\partial^2 u / \partial y^2$ , pois esta difusão aumenta a espessura da camada cisalhante durante a simulação e infere uma variação no tempo do escoamento de base. Como consequência, haverá uma variação correspondente na taxa de amplificação, até o regime linear (aproximação de escoamento paralelo). O artifício utilizado aqui é o mesmo adotado por Medeiros et al. (2002) e Martinez (2006a). Seguindo o mesmo raciocínio, também foram cancelados os outros termos de difusão vertical, correspondentes à velocidade vertical,  $\partial^2 v / \partial y^2$ , e à densidade,  $\partial^2 \rho / \partial y^2$ .

Ressalta-se que as simulações numéricas levam em consideração os termos viscosos, enquanto a teoria de estabilidade linear (Hazel, 1972; Negretti et al., 2008) considera um escoamento cisalhante e não viscoso.

Nas Tabelas 2 e 3 podem-se visualizar as taxas de amplificação para o caso sem declividade. Os resultados apresentam erro máximo de 0.2% para o caso sem estratificação, e erros menores que 0.5% para os casos que  $Ri_H \leq 0.1$ . Observa-se uma grande influência nas taxas de amplificação para os casos estratificados, quando  $Ri_H = 0.15$  e  $Ri_H = 0.20$ , sendo que não houve melhora significativa nas taxas, variando-se a malha.

Tabela 2. Comparação da taxa de amplificação com o valor de referência (Hazel, 1972). Caso  $\theta = 0$  e  $0 \leq Ri_H \leq 0.1$ .

$Ri_H$		N1 64 × 65	N2 64 × 129	N3 128 × 129	N4 128 × 257	Valor Ref. (Hazel, 1972)
0	$\alpha c_i$ erro	0.1895 -0.1%	0.1893 -0.2%	0.1894 -0.15%	0.1899 0.1%	0.1897
0.01	$\alpha c_i$ erro	0.1830 -0.11%	0.1839 0.05%	0.1840 0.11%	0.1836 -0.11%	0.1838
0.05	$\alpha c_i$ erro	0.1583 -0.06%	0.1601 0.44%	0.1595 0.06%	0.1600 0.37%	0.1594
0.1	$\alpha c_i$ erro	0.1264 0.39%	0.1255 -0.24%	0.1276 0.16%	0.1262 0.24%	0.1259

Tabela 3. Comparação da taxa de amplificação com o valor de referência (Hazel, 1972). Caso  $\theta = 0$ ,  $Ri_H = 0.15$  e  $Ri_H = 0.20$ .

$Ri_H$		N3 128 × 129	N4 128 × 257	N5 256 × 257	Valor Ref. (Hazel, 1972)
0.15	$\alpha c_i$ erro	0.0951 6.97%	0.0941 5.85%	0.0940 5.74%	0.0889
0.20	$\alpha c_i$ erro	0.0505 7%	0.0506 7.2%	0.0504 6.78%	0.0472

A Figura 2 mostra a evolução temporal da amplitude da flutuação de velocidade  $v'$ , para diferentes números de Richardson. Observa-se uma região de amplificação exponencial, que corresponde ao regime governado pela teoria de estabilidade linear. Os efeitos do empuxo atuam reduzindo a taxa de crescimento das perturbações e retardam o início da região de amplificação exponencial.

Os números de Richardson considerados nas simulações para a análise de estabilidade linear, para os casos com declividade, foram 0, 0.01, 0.025, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25 e 0.30. Na Figura 3 constam todas as taxas de amplificação, de acordo com o número de Richardson ( $Ri_H$ ) e o ângulo ( $\theta$ ).

Percebe-se que para  $\theta = 0$  e  $\theta = 0.001$ , a taxa de amplificação decai de acordo com o aumento do número de Richardson. Para estes mesmos ângulos, nas simulações em que  $Ri_H \geq 0.25$ , a taxa é nula, ou seja, o escoamento é estável. Observa-se também que a taxa diminui com o aumento do número de Richardson, quando  $0 \leq \theta \leq 0.01$  e  $0 \leq Ri_H \leq 0.15$ . Já para os casos em que  $\theta = 0.05$ ,  $\theta = 0.07$  e  $\theta = 0.10$ , a taxa cresce. No intervalo  $0.15 \leq Ri_H \leq 0.30$ , para ângulos  $0.003 \leq \theta \leq 0.01$  não ocorre uma tendência à monotonicidade (crescimento ou decrescimento das taxas), e para o mesmo intervalo de Richardson e com as declividades  $0.02 \leq \theta \leq 0.1$ , ocorre um aumento das taxas de acordo com o aumento do número de Richardson.

### 3.2 Análise não linear

A amplitude de perturbação utilizada foi  $A_f = 10^{-2}$ , onde todos os termos de difusão foram considerados. Na figura 5 percebe-se que para cada  $\theta$  fixo e aumentando-se o Richardson, ocorre uma diminuição na espessura de vorticidade. Dependendo do número de Richardson e da declividade, verifica-se que a espessura de vorticidade diminui ao longo do tempo em relação a espessura inicial ( $\delta_i(0)$ ). Provavelmente, isto ocorre devido à influência da componente horizontal da aceleração ( $Ri_H \rho \sin \theta$ , Eq. 6). Esta aceleração pode alterar o campo de velocidade nos tempos iniciais, aproximadamente até  $t = 10$ , e consequentemente, influencia no decaimento da espessura de vorticidade.

Para quantificar o efeito que a estratificação estável tem no desenvolvimento das instabilidades, utiliza-se a evolução no tempo da energia cinética. Se o vetor velocidade é representado por  $(u, v)$ , então a energia cinética média das perturbações de velocidade é dada por

$$K = \frac{1}{2} \int_0^{L_y} \int_0^{L_x} (u'^2 + v'^2) dx dy, \tag{15}$$

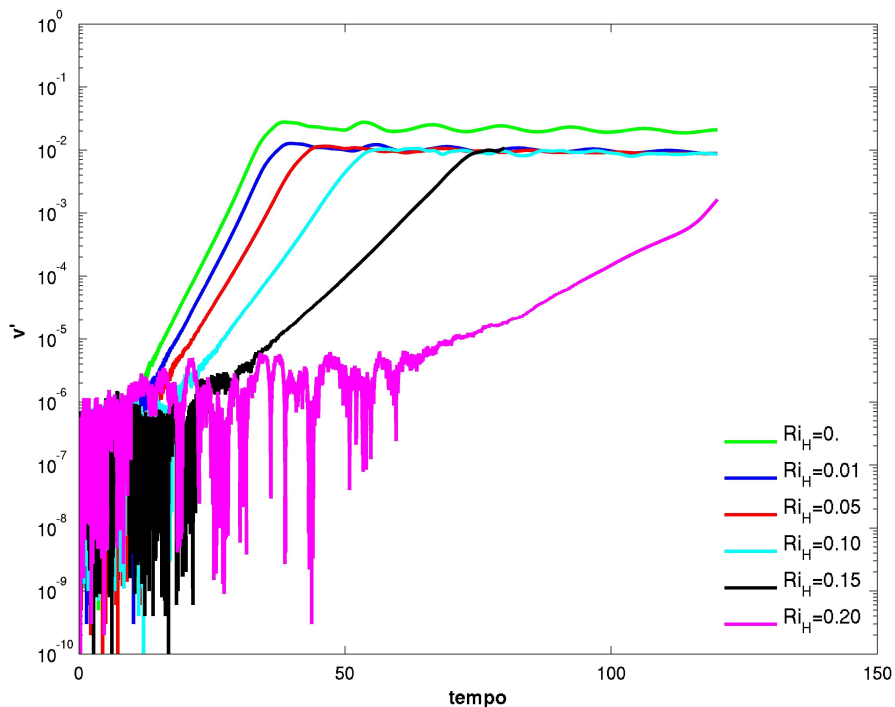


Figura 2. Evolução temporal da amplitude da flutuação de velocidade  $v'$  para diferentes  $Ri_H$ , sem declividade ( $\theta = 0$ ).

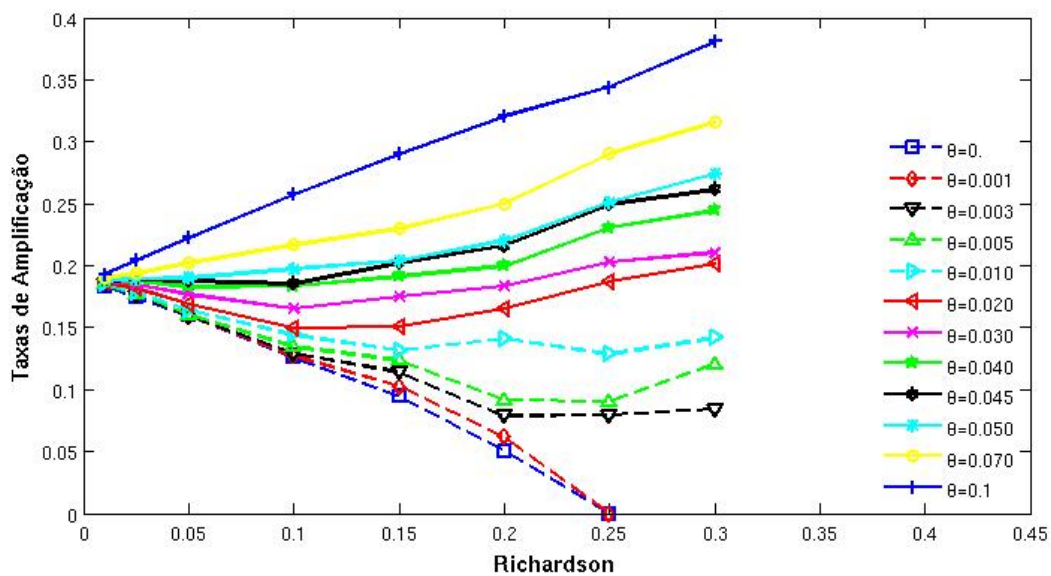


Figura 3. Taxa de amplificação para diferentes  $Ri_H$  e declividades.

onde  $u' = (u - \langle u \rangle)$  e  $\langle u \rangle = \langle u(y) \rangle = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} u(x, y) dx$ .

A Figura 6 apresenta a evolução da energia cinética  $K$  no tempo para diferentes Richardson e declividades, onde a energia máxima é atingida quando se formam os turbilhões. Observa-se que, nas Figuras 6a e 6b, o pico máximo da energia cinética decai à medida que o número de Richardson aumenta.

Em algumas simulações ocorreram a formação da camada baroclínica e de uma camada adjacente de vorticidade contrária, no mesmo tempo em que ocorrem os picos máximos na energia cinética. Na Figura 4, observa-se que a camada baroclínica apresenta vorticidade negativa, de cor azul, e a camada adjacente tem vorticidade positiva, de cor vermelha. A formação destas camadas ocorreram para  $\theta = 0.05$ ,  $\theta = 0.07$ ,  $\theta = 0.10$ , utilizando  $Ri_H = 0.15$  e  $Ri_H = 0.20$ , e para  $\theta = 0.07$ ,  $\theta = 0.10$ , utilizando  $Ri_H = 0.10$ .

Outros trabalhos também mostram a formação destas duas camadas, inclusive com declividade nula, dependendo do grau de estratificação e do número de Reynolds. As simulações numéricas de Staquet (1995) para um único turbilhão, a número de Richardson  $Ri_H = 0.083$ , sem declividade, mostram que para  $1500 \leq Re \leq 2600$  e número de Prandtl  $Pr = 0.7$ , ocorre também a formação deste tipo de fenômeno, localizado próximo ao núcleo. Martinez (2006a) verificou a formação de uma camada de vorticidade de sinal oposto à do escoamento e o desenvolvimento da camada baroclínica para  $Ri_H = 0.083$ ,  $Re = 400$ , utilizando um domínio com um comprimento de onda fundamental. Além disto, utilizando  $Re = 2000$  e  $Ri_H = 0.083$ , Martinez (2006a, 2006c) notou a formação da instabilidade próxima ao núcleo, que amplifica em direção à camada baroclínica, provocando o surgimento da instabilidade secundária de  $KH$ . A camada de vorticidade positiva é gerada pelo forte gradiente longitudinal de densidade ( $\partial\rho/\partial x$ ), e indiretamente resulta da atividade convectiva no núcleo do turbilhão de  $KH$  (Staquet, 1995; Martinez, 2006a).

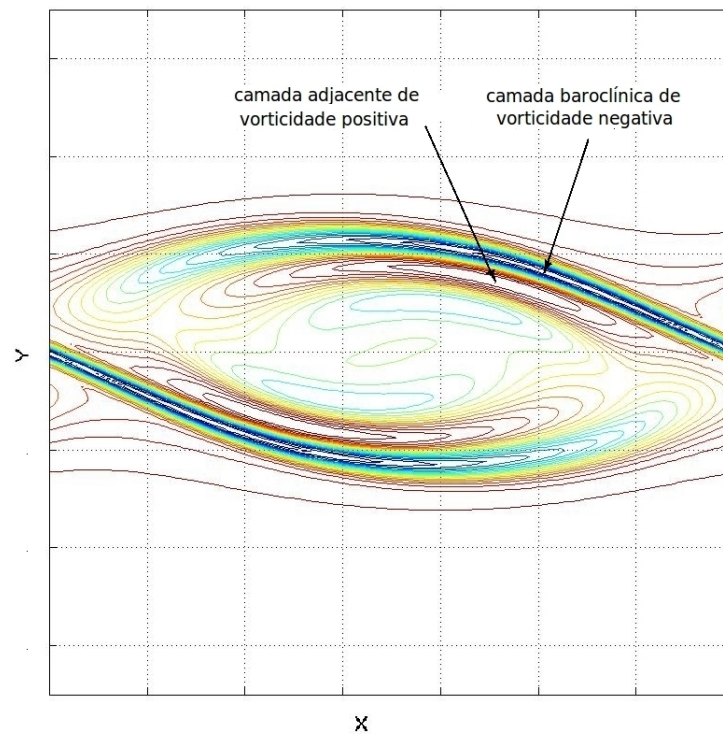
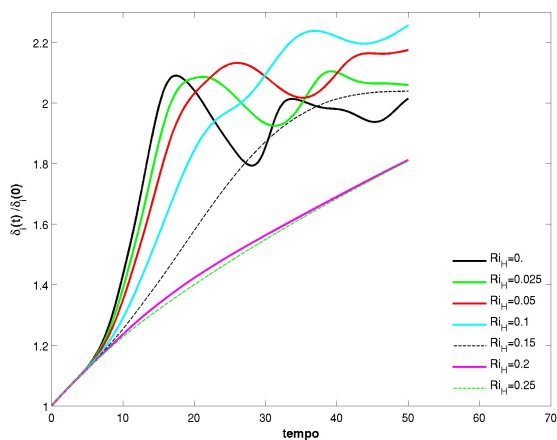
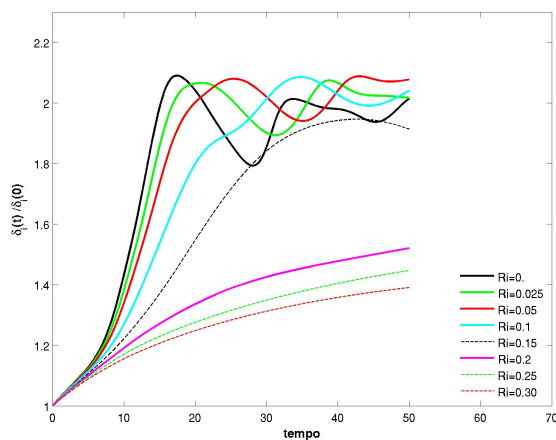


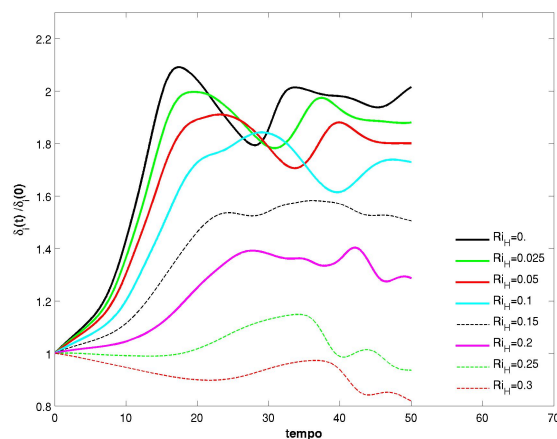
Figura 4. Isolinhas de vorticidade ( $Ri_H = 0.20$ ,  $\theta = 0.07$ )



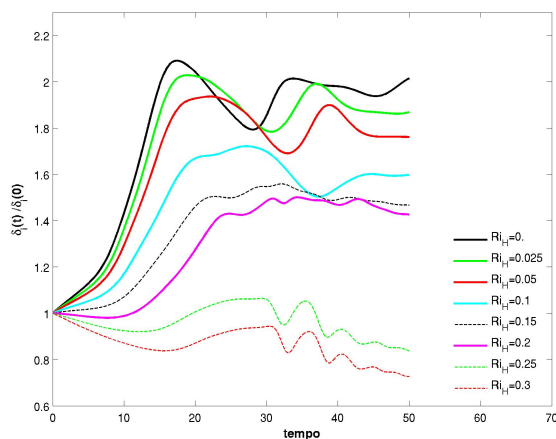
(a)



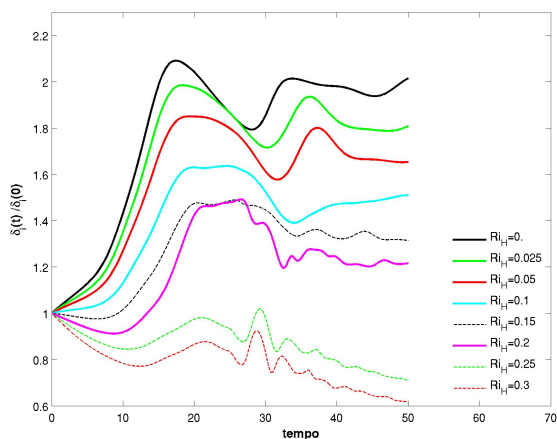
(b)



(c)

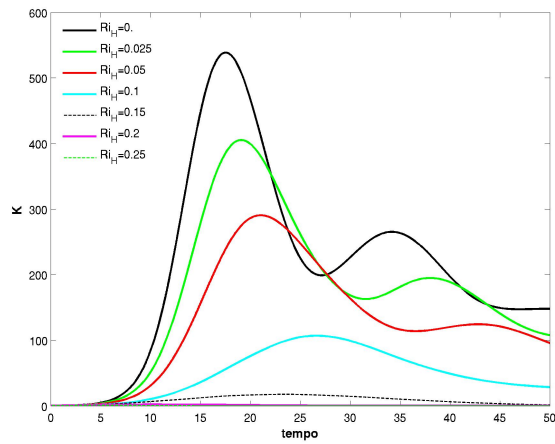


(d)

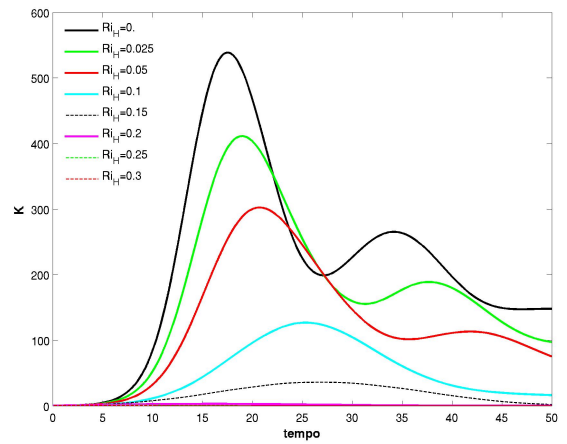


(e)

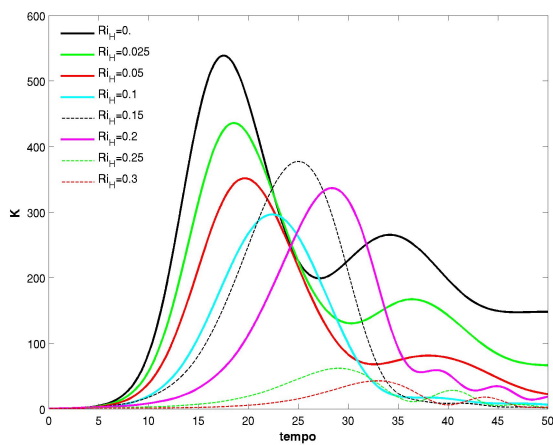
Figura 5. Evolução temporal da espessura de vorticidade: (a)  $\theta = 0.$ ; (b)  $\theta = 0.01$ ; (c)  $\theta = 0.05$ ; (d)  $\theta = 0.07$ ; (e)  $\theta = 0.10$ .



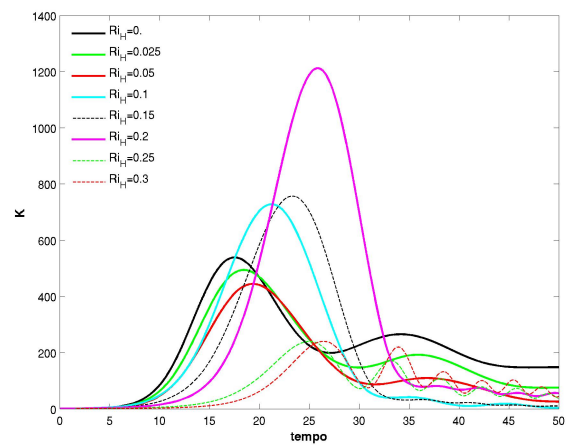
(a)



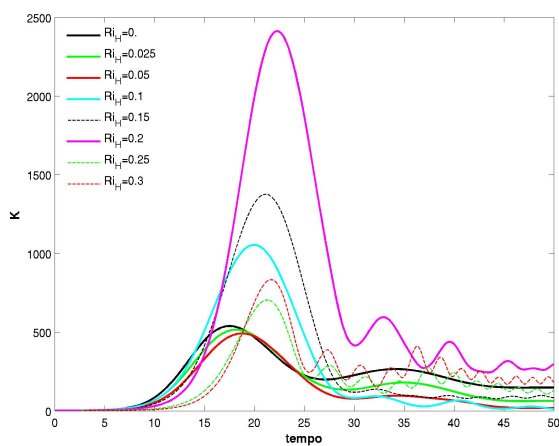
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 6. Efeito da estratificação e da declividade na evolução da energia cinética: (a)  $\theta = 0.$ ; (b)  $\theta = 0.01$ ; (c)  $\theta = 0.05$ ; (d)  $\theta = 0.07$ ; (e)  $\theta = 0.10$ .

#### 4. CONCLUSÃO

Neste trabalho foi verificada a influência da estratificação estável e da declividade, utilizando a análise de estabilidade linear e análise não linear. Consideramos uma camada de mistura em uma direção longitudinal e paralela a uma superfície inclinada e plana, cujo ângulo de inclinação é  $\theta$ . Foi apresentado uma sequência de simulações numéricas diretas (*DNS*) bidimensionais para um único turbilhão, que resolvem as equações de Navier-Stokes na aproximação de Boussinesq. Os adimensionais utilizados foram: número de Reynolds ( $Re = 300$ ), número de Prandtl ( $Pr = 1$ ), número de Richardson ( $0 \leq Ri_H \leq 0.30$ ) e ângulo ( $0 \leq \theta \leq 0.1$ ).

Os resultados relacionados à análise de estabilidade linear foram satisfatórios para o caso sem declividade, notando-se que a medida que o número de Richardson cresce, as taxas de amplificação se afastam dos valores obtidos da análise teórica de Hazel (1972), com erros de no máximo 7.2%. Vale lembrar que neste tipo de análise, utilizando *DNS*, os termos viscosos não foram cancelados, como ocorre na análise de estabilidade (Hazel, 1972; Drazin e Reid, 1989; Negretti et al., 2008).

Para  $Ri_H = 0.01$  (baixa estratificação) e quando  $\theta \neq 0$ , as taxas de amplificação ficam próximas do caso sem declividade, mas a medida em que se aumentam o número de Richardson e o ângulo de inclinação, as taxas se afastam dos valores de referência quando  $\theta = 0$ . Isto pode ocorrer devido a influência das acelerações longitudinal e vertical,  $Ri_{psen}\theta$  e  $-Ri_{pcos}\theta$ , contidas nas equações de Navier-Stokes. As taxas de amplificação determinadas por Negretti et al. (2008), não foram utilizadas na comparação, visto que utilizaram um perfil de densidade cujo sistema é instável.

Para a análise não linear foram considerados todos os termos de difusão. Na evolução temporal da espessura de vorticidade, constata-se que para o caso com declividade nula, tem-se um crescimento linear até o tempo  $t = 5$  para todos os números de Richardson simulados. Em outros casos, incluindo diferentes declividades e dependendo do número de Richardson, verifica-se que a espessura de vorticidade diminui em relação a espessura inicial ( $\delta_i(0)$ ). Provavelmente, isto ocorre devido à grande influência da componente longitudinal da aceleração ( $Ri_{psen}\theta$ ). Esta aceleração pode alterar o campo de velocidade nos tempos iniciais, e influenciar na variação da espessura de vorticidade e nas taxas de amplificação.

Para os casos  $\theta = 0$  e  $\theta = 0.01$ , verifica-se uma tendência de decaimento do pico máximo da energia cinética, e em alguns casos onde  $\theta > 0.01$ , a energia cinética máxima é influenciada, provavelmente, devido à formação de uma camada adjacente de vorticidade positiva.

#### 5. REFERÊNCIAS

- Alexakis, A., 2009, "Stratified shear flow instabilities at large Richardson numbers", *Phys. Fluids*, Vol. 21, 054108.
- Criminale, W. O., Jackson, T. L., Joslin, R. D., 2003, "Theory and Computation of Hydrodynamic Stability", Cambridge University Press, London.
- Drazin, P. G., Reid, W. H., 1989, "Hydrodynamic Stability", Cambridge University Press, New York.
- Fontane, J., Joly, L., 2008, "The stability of the variable-density Kelvin-Helmholtz billow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 612, pp. 237-260.
- Hazel, P., 1972, "Numerical studies of the stability of inviscid stratified shear flows", *J. Fluid Mech.*, Vol.51, pp. 39-61.
- Howard, L. N., 1961, "Note on a paper of John W. Miles", *J. Fluid Mech.*, Vol.10, pp-509-512.
- Laizet, S., Lamballais, E., 2009, "High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy", *J. Comp. Phys.*, Vol. 228, pp. 5989-6015.
- Martinez, D. M. V., 2006a, "Transição à Turbulência na camada de mistura estávelmente estratificada utilizando simulação numérica direta e simulação de grandes escalas", PhD thesis, Instituto de Pesquisas Hidráulicas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.
- Martinez, D. M. V., Schettini, E. B. C., Silvestrini, J. H., 2006b, "The influence of stable stratification on the transition to turbulence in a temporal mixing layer", *Journal of the Brazilian Society of Engineering and Mechanical Sciences*, Vol. XXVIII, Brazil, pp. 230-240.
- Martinez, D. M. V., Schettini, E. B. C., Silvestrini, J. H., 2006c, "Secondary Kelvin-Helmholtz instability in a 3D stably stratified temporal mixing layer by Direct Numerical Simulation", *Congresso sobre Métodos Numéricos y sus Aplicaciones*, Santa Fé: Asociación Argentina de Mecánica Computacional, pp. 1-13.
- Medeiros, M. A. F., Silvestrini, J. H., Mendonça, M. T., 2002, "Using linear and non linear stability theory for evaluating code accuracy". III Escola de Primavera de Transição e Turbulência, Florianópolis, Brazil.
- Mendonça, M. T., 2003, "Turbulência, cap: Estabilidade de escoamentos Laminares: Teoria Linear", Vol. 2, ABCM, pp. 245-304.
- Michalke, A., 1964, "On the inviscid instability of the hyperbolic tangent velocity profile", *J. Fluid Mech.*, Vol.19, pp.543-556.
- Miles, J. W., 1961, "On the stability of heterogeneous shear flows", *J. Fluid Mech.*, Vol. 10, pp. 496-508.
- Negretti, M. E., Socolofsky, S. A., Jirka, G. H., 2008, "Linear stability analysis of inclined two-layer stratified flows", *Physics of Fluids*, Vol. 20, 094104.
- Staquet, C., 1995, "Two-dimensional secondary instabilities in a strongly stratified shear layer", *J. Fluid Mech.*, Vol. 296,



pp. 73-126.

Turner, J. S., 1973, "Buoyancy effects in fluids", Cambridge University Press, London.

# ANÁLISE DE INTERAÇÕES ENTRE AS FASES EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS MULTIFÁSICOS GÁS-SÓLIDO POR EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA E FÍSICA

Jonathan Utzig, jonathanutzigeq@gmail.com

Rodrigo Koerich Decker, rkdecker@furb.br

Dirceu Noriler, noriler@furb.br

Henry França Meier, meier@furb.br

Universidade Regional de Blumenau. Rua São Paulo, 3250 – I-204 – Itoupava Seca – Blumenau, SC – Brasil

**Resumo.** *O transporte de partículas por correntes gasosas, em variadas condições de fração volumétrica de sólidos, temperatura das fases e configuração geométrica do domínio de escoamento, tem um papel importante nos processos industriais. Este escoamento tem destaque em reatores químicos de leito fluidizado, usados em aplicações na indústria do petróleo. A fenomenologia complexa envolve interações entre as fases e vem sendo investigada, especialmente através da Fluidodinâmica Computacional. A fim de contribuir nesse contexto, o presente trabalho tem como principal objetivo a investigação do escoamento monofásico e multifásico gás-sólido através de experimentação física e numérica. As equações do movimento são baseadas em referencial euleriano tridimensional e transiente, sob mediação temporal e filtragem espacial. O tratamento da turbulência é avaliado para fechamentos de primeira e segunda ordens, e por dois procedimentos de modelagem sub-malha. Os experimentos numéricos foram conduzidos com código comercial, a partir do método dos volumes finitos em malha co-localizada. As leituras físicas dos campos de velocidade das fases gasosa e particulada, executadas com velocimetria por imagem de partícula (PIV) na Unidade Experimental de Dutos e Ciclones, permitiram a validação das metodologias numéricas. Experimentos para avaliação da influência da fase sólida sobre a gasosa através de sinais de pressão também foram realizados. Os resultados apresentam análises estatísticas para a pressão, em que se observa uma redução das flutuações do sinal conforme maior for a razão de carga de sólidos, constatação que revela a modulação da turbulência da fase gasosa pelas partículas. Além disso, a validação das modelagens de turbulência com as leituras físicas demonstrou melhor adequação do modelo de segunda ordem, o qual foi empregado também para validação do escoamento bifásico, fornecendo boa concordância. O estudo apresentou resultados que motivam a continuidade e intensificação das investigações sobre as interações entre as fases nos escoamentos multifásicos turbulentos.*

## 1. INTRODUÇÃO

O tema do escoamento gás-sólido tem sido estudado extensivamente nas últimas décadas, tanto por suas variadas aplicações nas indústrias nuclear, química, metalúrgica, aeronáutica e do petróleo, quanto por interesse ambiental, como na dispersão de poluentes na atmosfera. Nesse tempo, observações experimentais aumentaram o grau de entendimento dos mecanismos fundamentais, o que proporcionou as bases para ampliar o campo de informações das equações básicas da conservação e leis constitutivas dos sistemas de escoamento gás-sólido. Apesar de tais sistemas, como os reatores de leito fluidizado e outras aplicações consequentes, como os reatores de Fischer-Tropsch ou de queima de combustíveis sólidos, serem utilizados largamente e com sucesso nas operações industriais, muito permanece por ser feito devido à complexidade do seu comportamento (Mathiesen *et al.*, 2000; Srivastava *et al.*, 1998).

A fim de desenvolver avaliações neste campo, a Fluidodinâmica Computacional (CFD, *Computational Fluid Dynamics*) recorrentemente tem sido utilizada na melhoria do desempenho de equipamentos e reatores (Van Wachem *et al.*, 2001), e também no estudo dos diversos sistemas que envolvem os escoamentos multifásicos, tais como o transporte pneumático de partículas; para o projeto destes sistemas, frequentemente é essencial o conhecimento da dinâmica do escoamento, bem como da perda de carga sofrida, composta pelas parcelas relativas à fricção e devido ao transporte de partículas.

Entretanto, esta pode não ser uma tarefa trivial, considerando-se que o carregamento de partículas participa da dinâmica do escoamento. Cita Zhou (2010) que a turbulência de um fluido por si só já é um fenômeno complexo, porém a turbulência de escoamentos multifásicos dispersos, em que uma fase dispersa coexiste com outra contínua, é muito mais complexa. Partículas, gotículas ou bolhas têm suas próprias flutuações levando-as à dispersão e causando modificação da turbulência, mesmo em baixa concentração, nos escoamentos chamados diluídos. Especificamente quando gás-sólido, o movimento das partículas é controlado pelo gás com pequenos efeitos de colisão com as paredes e outras partículas. Ao mesmo tempo, a baixa carga de sólidos pode ter um efeito grande sobre o escoamento da fase gasosa, mesmo a frações volumétricas abaixo de 0,1%. De fato, experimentos têm mostrado que um carregamento diluído pode alterar drasticamente as estatísticas da turbulência (Eaton, 2009).

Embora se saiba da influência de partículas sobre a estrutura da turbulência desde a metade do século passado, e propostas de modelos matemáticos já tenham sido feitas há três décadas (Elghobashi e Abou-Arab, 1983), em uma perspectiva ainda simplificada quanto à relação entre as fases, até os dias de hoje não há consenso sobre como incorporar estes efeitos nos modelos. Assim, permanece importante alcançar maior entendimento sobre como uma fase

dispersa influencia a contínua. Acredita-se que a compreensão destes fenômenos pode levar a estratégias de controle da turbulência de forma que a eficiência do transporte ou a velocidade de reações químicas, por exemplo, sejam aprimoradas.

## 1.2. Interações entre as fases

Prever o comportamento dos escoamentos multifásicos é uma tarefa alvo de muitos esforços nas últimas décadas. Nas misturas gás-sólido, o movimento das partículas através de um escoamento turbulento fornece um tópico de pesquisa interessante em mecânica dos fluidos, e os dois maiores problemas que surgem nesse contexto são a dispersão das partículas pela turbulência e a modificação das propriedades turbulentas pelas partículas, como citam Squires e Eaton (1990). Porém, uma questão de importância primordial para suspensões moderadamente densas concerne sobre como as partículas afetam a turbulência da fase fluida, pois sabe-se que elas alteram as propriedades do escoamento, mesmo em frações volumétricas na ordem de  $10^{-5}$ ; experimentos têm mostrado que as partículas podem aumentar ou reduzir a energia cinética turbulenta da fase contínua. A modelagem matemática e entendimento físico destes mecanismos, entretanto, permanecem um problema aberto (Boivin *et al.*, 2000; Elghobashi e Truesdell, 1993).

As interações que ocorrem entre as fases, portanto, requerem ser compreendidas e adequadamente consideradas nas soluções numéricas. Uma classificação destas interações, segundo a fração volumétrica de sólidos ( $\Phi_p$ ) e a relação entre o tempo de resposta das partículas ( $\tau_p = \rho_p d^2 / (18\rho_f \nu)$ ) e escala de tempo de Kolmogorov ( $\tau_K = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$ ) e/ou tempo de resposta das grandes escalas do escoamento ( $\tau_e = l/\mathbf{u}$ ), é sugerida por Elghobashi (1994): nas suspensões muito diluídas ( $\Phi_p \leq 10^{-6}$ ) as partículas não têm efeito sobre a fase contínua, condição chamada de acoplamento de uma-via; em frações maiores ( $10^{-6} < \Phi_p \leq 10^{-3}$ ), a interação mútua entre as fases já é observada, condição nomeada acoplamento de duas-vias; e em suspensões densas ( $\Phi_p > 10^{-3}$ ), a distância entre as partículas é pequena o bastante, fazendo com que colidam entre si, de onde tem-se o acoplamento de quatro-vias. Nas expressões, tem-se que:  $\rho_p$  e  $\rho_f$  são a massa específica da partícula e do fluido, respectivamente;  $d$  é o diâmetro da partícula;  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido;  $\varepsilon$  é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta;  $l$  é a escala de comprimento integral global do escoamento; e  $\mathbf{u}$ , a velocidade das grandes escalas do escoamento.

Possibilidades de estudo do acoplamento de duas-vias são fornecidas pelas técnicas de CFD, tanto na avaliação que utiliza as Equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds (RANS, *Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations*), quanto da Simulação das Grandes Escalas (LES, *Large Eddy Simulation*) ou Simulação Numérica Direta (DNS, *Direct Numerical Simulation*). Entretanto, adicionalmente aos problemas já conhecidos na modelagem da turbulência de escoamentos monofásicos, a presença de partículas insere novas e pouco conhecidas características. Para tanto, análises de experimentação física são fundamentais e permitem comparar o comportamento previsto por diferentes métodos, aprimorar ou construir novos modelos.

A fim de contribuir neste sentido, o principal objetivo do presente trabalho é investigar o escoamento mono e multifásico gás-sólido, executado sobre um sistema de tubulações para transporte pneumático. Foram realizadas experimentações microscópicas numérica e física. Nesta última, utilizou-se de técnicas de velocimetria por imagem de partícula bidimensional (PIV 2-D, *Particle Image Velocimetry*), tubo de Pitot e leituras de sinais de pressão. Na experimentação numérica, as equações do movimento são baseadas na abordagem euleriana, tridimensional e transiente. O tratamento da turbulência foi feito pelas RANS e pela LES. Fechamentos de primeira e segunda ordem foram avaliados, através dos Modelos k- $\varepsilon$  Padrão e das Tensões de Reynolds (RSM, *Reynolds Stress Model*), respectivamente, bem como o modelo de Smagorinsky e o procedimento Dinâmico para a LES.

## 2. MATERIAIS E MÉTODOS

Esta seção trata das duas formas de experimentação realizadas. Para ambas, define-se os seguintes materiais: a fase gasosa é representada por ar atmosférico, a 25°C; a fase sólida, por partículas de catalisador para craqueamento catalítico fluido – massa específica  $\rho_p = 1500 \text{ kg/m}^3$ , classificação de Geldart A, diâmetro médio de Sauter  $D_{[3,2]} = 59 \mu\text{m}$ , diâmetro mediano da distribuição volumétrica  $D_{[0,5]} = 72 \mu\text{m}$ , fornecidos por análise da distribuição granulométrica realizada em Malvern Mastersizer 2000. Para visualização do escoamento monofásico na experimentação física, devido ao princípio de funcionamento da PIV 2-D, utilizou-se como traçador uma solução de álcoois polifuncionais em névoa, gerada por máquina dispersora, de forma que não altere o escoamento principal.

### 2.1. Experimentação Física

A experimentação física se desenvolveu em dois momentos: no primeiro, buscou-se evidenciar a influência da fase sólida sobre a gasosa através da avaliação da perda de carga sofrida pelo escoamento e das flutuações dos sinais de pressão; no segundo, fez-se a leitura dos campos de velocidade das fases em variadas alturas na seção vertical da tubulação.

O aparato utilizado para execução dos experimentos é a Unidade Experimental de Dutos e Ciclones (UE-DC), descrita detalhadamente por Betto (2010); portanto, apenas um breve resumo das características pertinentes é apresentado conforme representação virtual da unidade (Fig. 1a).

Para a leitura dos sinais de pressão, células de carga avaliam a diferença verificada entre a média de quatro pontos na entrada e quatro na saída da seção considerada. Os sinais elétricos são enviados a uma conversora digital, que os transfere a cada segundo ao computador controlador. Diferentes velocidades médias do escoamento e razões de carga (massa de sólidos por volume de gás) foram avaliadas. Para cada variação, operou-se o sistema durante 300 segundos; sobre as repostas fez-se a média aritmética e o desvio-padrão.

A Tab. 1 abaixo apresenta as condições desta experimentação. As corridas foram realizadas em réplica e aleatoriamente para garantir a reprodutibilidade dos dados e a minimização dos erros sistemáticos.

Tabela 1. Condições experimentais para avaliação da perda de carga.

Fatores	Níveis
Velocidade média da fase gás, $\bar{v}_g (m/s)$	6, 10, 12
Razão de Carga de sólidos, $RC (g/m^3)$	0, 5, 10, 15, 20

Ainda na experimentação física, o duto do trecho vertical foi substituído por outro construído em acrílico, de forma que permita visualizar o escoamento gás-sólido no interior. Assim, campos bidimensionais de velocidade média e flutuações médias de cada fase puderam ser obtidos utilizando-se da PIV 2-D – técnica óptica em que um feixe de laser ilumina as partículas que representam o escoamento, as quais são fotografadas por uma câmera de alta resolução e taxa de aquisição, permitindo assim computar os vetores velocidade relativos ao seu deslocamento a partir de pares de imagens.

A região de maior interesse, devido à ampliação das interações entre as fases, ocorre imediatamente a jusante da curva de 90° que liga a primeira seção horizontal com a vertical. O plano de iluminação segue a mesma direção da tubulação anterior, de modo que se verifique as tendências de escoamento secundário direcionadas para a parede oposta à curva. Na Fig. 1b, observa-se as posições de leitura, medidas a partir do centro do duto inferior.

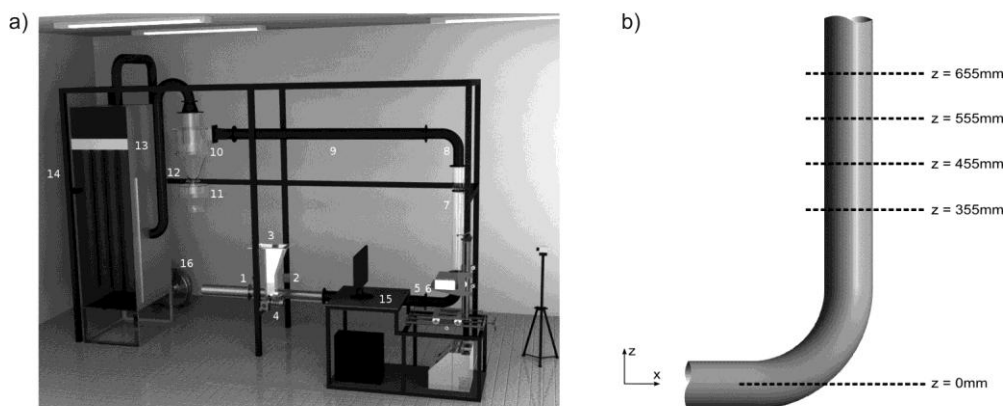


Figura 1. a) Representação virtual da UE-DC: (1-4) sistema de alimentação, (5-9) sistema de transporte, (10-14) sistema de separação, (15) PIV 2-D, (16) exaustão. b) Posições de leitura pela PIV 2-D e tubo de Pitot.

## 2.2. Experimentação Numérica

O planejamento numérico adotado para simular o escoamento gás-sólido disperso ocorrido nos dutos da UE-DC seguiu a abordagem euleriana-euleriana, sob a consideração dos fluidos interpenetrantes, tridimensional e em estado transiente. As fases foram calculadas resolvendo as equações do movimento, modificadas para duas metodologias e seus fechamentos. Assim, as quatro seguintes abordagens foram avaliadas: RANS Modelo k-ε Padrão; RANS Modelo das Tensões de Reynolds; LES SGS Smagorinsky; LES procedimento Dinâmico. Parte da modelagem matemática utilizada é descrita no item seguinte.

Embora tenha se definido a abordagem euleriana-euleriana, os modelos de turbulência foram aplicados apenas à fase gasosa; a fase sólida foi considerada invíscida através da anulação da viscosidade turbulenta da fase, consideração aceitável já comprovada (Decker, 2003; Betto, 2010).

As equações da conservação foram estendidas para contabilizar os efeitos da fase sólida dispersa, que na abordagem euleriana pode ser entendida como pseudo-fluida, como acoplamento de duas-vias. Para tanto, o modelo de coeficiente de arraste de Schiller-Naumann foi considerado, além da força gravitacional; forças adicionais como gradiente de

pressão, de massa virtual, força *lift*, ou de Basset, podem ser negligenciadas devido à alta razão entre as densidades das fases ( $\rho_p/\rho_g > 1000$ ) (Shotorban e Balachandar, 2007).

A malha numérica foi desenvolvida de modo a aproximar-se ao máximo de condições ideais para computação LES. Dispôs-se o primeiro nó a  $y^+ = 17$  no sentido radial. Para correta solução da região externa da camada limite, 10 pontos de malha foram situados na distância de  $\delta = 7\text{mm}$  a partir da parede, espessura da camada limite turbulenta calculada para o comprimento da primeira seção reta da tubulação. A Fig. 2a apresenta imagem da malha na seção transversal; as dimensões são de  $\Delta y^+_{min} = 17$  e  $\Delta y^+_{max} = 113$  na região anelar externa a partir da parede para o centro, devido à concentração;  $\Delta x^+ = 109$  na área quadrada central;  $\Delta z^+ = 240$  constante no sentido axial; na parte interna das curvas,  $\Delta z^+ = 115$  e externa,  $\Delta z^+ = 169$ . O número total de nós é de aproximadamente 760 mil. Na Fig. 2b, observa-se as dimensões da geometria.

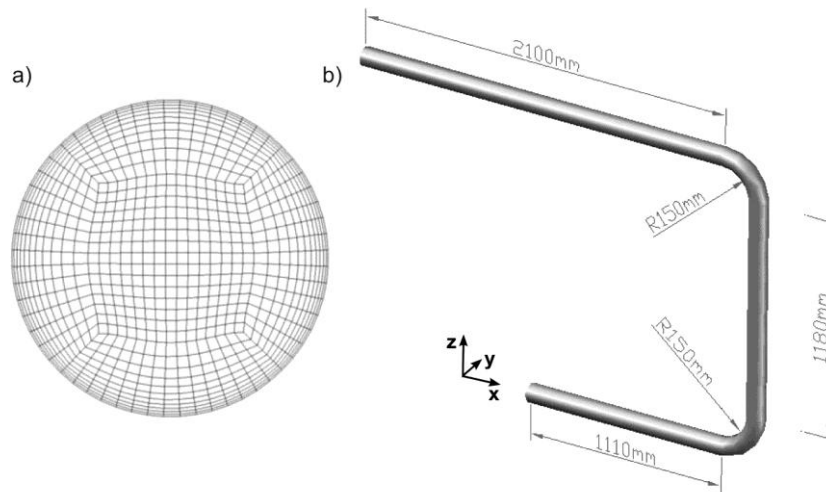


Figura 2. a) Seção transversal da malha numérica. b) Geometria e dimensões.

Em ambos experimentos utilizou-se do código computacional comercial Ansys Fluent versão 13.0 para resolver as equações da conservação e fechamento. As discretizações espaciais foram realizadas pelo esquema de diferenças centrais para as equações de *momentum* nas LES e de segunda ordem ponderada nas RANS, exceto para fração volumétrica quando bifásico; o acoplamento pressão-velocidade se fez pelo método SIMPLEC; utilizou-se de interpolação de segunda ordem implícita para a discretização temporal com passo de tempo fixo igual a  $1\text{E-}4$ , de forma que se obtenha critério de Courant-Friedrichs-Lewi máximo 0,8 em todo campo de velocidade. A convergência para o passo de tempo se definiu como  $1\text{E-}3$  na norma Euclidiana dos resíduos e fatores de relaxação foram usados. Os escoamentos monofásico e bifásico gás-sólido foram resolvidos para 3s de tempo simulado; a condição de entrada tem taxas mássicas uniformes prescritas de  $\dot{m}_g = 0,1116\text{kg/s}$  para o gás, equivalente a  $\bar{v}_g = 12\text{m/s}$  e  $Re = 84000$ , e  $\dot{m}_s = 0,001413\text{kg/s}$  para o sólido; a condição de saída, gradiente de pressão nulo; nas paredes, condição de não-deslizamento da fase gás, tensão cisalhante nula para a fase particulada e função de parede padrão.

A razão mássica entre as fases foi definida a fim de obter-se  $\Phi_p = 10^{-5}$ , fração pertencente ao intervalo de acoplamento de duas-vias em que as fases interagem mutuamente, evidenciado no mapa de Elghobashi (1994); nesse intervalo, a fase sólida atua de maneira a modular a turbulência da fase gasosa, influenciando o movimento das menores escalas; a razão de aproximadamente  $\tau_p/\tau_K = 40$  identifica numericamente esta relação.

### 3. MODELAGEM MATEMÁTICA

A modelagem matemática para a experimentação numérica, conforme já citado, é baseada na abordagem euleriana-euleriana, sob a hipótese dos fluidos interpenetrantes para escoamento multifásico. A diferenciação das fases se dá pela fração volumétrica de uma fase genérica  $k$  ( $f_k$ ), respeitando a relação de restrição para soma unitária. Desta forma, em notação tensorial, a equação da continuidade para uma fase  $k$  é dada por

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_k \rho_k) + \nabla \cdot (f_k \rho_k \mathbf{v}_k) = 0. \quad (1)$$

A equação do movimento, similarmente, pode ser escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_k \rho_k \mathbf{v}_k) + \nabla \cdot (f_k \rho_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k) = -f_k \nabla p_k - f_k \nabla \cdot [\mu_k (\nabla \mathbf{v}_k + (\nabla \mathbf{v}_k)^T)] + f_k \rho_k \mathbf{g} + \beta_{kj}(\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_j), \quad (2)$$

onde  $\mu$  é a viscosidade molecular,  $p$  a pressão da fase,  $\mathbf{g}$  a aceleração da gravidade e  $\beta$  é o coeficiente de interface entre as fases  $k$  e  $j$ . Considerando-se que  $k$  representa a fase gasosa e  $j$  a sólida, para escoamentos densos, onde  $f_k < 0,8$ , adota-se uma expressão baseada na lei de Ergun:

$$\beta_{kj} = 150 \frac{f_j^2 \mu_k}{f_k d_j^2} + 1,75 \frac{f_j \rho_k |v_k - v_j|}{d_j}. \quad (3)$$

Para escoamentos diluídos,  $f_k \geq 0,8$ , a relação de Wen e Yu propõe

$$\beta_{kj} = \frac{3}{4} C_d \frac{f_j \rho_k |v_k - v_j|}{d_j}, \quad (4)$$

onde  $C_d$  é o coeficiente de arrasto. Para partículas sólidas em altos números de Reynolds ( $Re_{kj} > 1000$ , suficiente para os efeitos inerciais dominarem os viscosos), o coeficiente de arrasto é independente de  $Re$ :

$$C_d = 0,44. \quad (5)$$

Porém, quando  $Re_{kj} \leq 1000$ , ambos efeitos tornam-se importantes, então o coeficiente de arrasto pode ser dado por:

$$C_d = \frac{1}{f_j^{1,65} Re_{kj}^{24}} (1 + 0,15 Re_{kj}^{0,687}), \quad (6)$$

sendo o número de Reynolds da partícula

$$Re_{kj} = \frac{f_k \rho_k |v_k - v_j| d_j}{\mu_k}. \quad (7)$$

Para os estudos de escoamento monofásico, as equações da continuidade e do movimento permanecem válidas, no entanto, o último termo da Eq. (2) é inexistente. É viável a solução deste modelo a partir de procedimentos de média ou filtragem, o que implica na necessidade de fechamento. Os modelos k- $\epsilon$  Padrão e de Smagorinsky usam da hipótese de Boussinesq para viscosidade turbulenta, de forma que sugerem modelos para esta última. O Modelo das Tensões de Reynolds não a utiliza, entretanto, resolve cada componente do tensor. Assim, uma viscosidade efetiva é dada pela soma da molecular com a turbulenta, como

$$\mu^{eff} = \mu_{mol} + \mu_{turb}. \quad (8)$$

A seguir, os modelos para tratamento da turbulência serão brevemente apresentados. O índice  $k$  e a fração volumétrica serão omitidos a partir de então.

### 3.1 Modelo k- $\epsilon$ Padrão

Neste modelo de primeira ordem para fechamento das Equações Médias de Reynolds, duas equações diferenciais de transporte são adicionadas, para dois escalares: a energia cinética turbulenta ( $k$ ) e a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ( $\epsilon$ ). Portanto, a viscosidade turbulenta é modelada como

$$\mu_{turb} = C_\mu \rho k^2 / \epsilon, \quad (9)$$

e as equações para os escalares são:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} k) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu_{mol} + \frac{\mu_{turb}}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P^k - \rho \epsilon \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \epsilon) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu_{mol} + \frac{\mu_{turb}}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] + P^k C_1 \frac{\epsilon}{k} - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k}, \quad (11)$$

onde,  $C_\mu = 0,09$ ,  $C_1 = 1,44$ ,  $C_2 = 1,92$ ,  $\sigma_k = 1,0$  e  $\sigma_\epsilon = 1,3$  são coeficientes do modelo;  $P^k$  representa a produção de turbulência devido às forças viscosas e gravitacionais, que para escoamentos incompressíveis pode ser escrita como:

$$P^k = \mu_{turb} \nabla \mathbf{v} : [\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T], \quad (12)$$

### 3.2 Modelo das Tensões de Reynolds - RSM

Este modelo de segunda ordem para as Equações Médias de Reynolds é o tipo de fechamento mais elaborado por ser tensorial e fornece características de anisotropia. O sistema é fechado por meio da adição de 6 equações de transporte para os componentes escalares do tensor simétrico, e de outra para a taxa de dissipação,  $\varepsilon$ . Uma equação generalizada para o tensor de Reynolds é

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'}) + \nabla \cdot \mathbf{v} (\rho \overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'}) = \Psi + \Pi - \frac{2}{3} \delta \rho \varepsilon + \nabla \cdot \left[ \left( \mu_{mol} + \frac{2}{3} C_s \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \nabla \overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'} \right], \quad (13)$$

em que  $\Psi$  é o termo de produção exata,  $\varepsilon$  é a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e pode ser modelada de forma semelhante à Eq. (11) e  $\Pi$  corresponde à deformação devido à pressão. Esse termo pode ser definido de diferentes formas, sendo que a modelagem quadrática proposta por Speziale, Sarkar e Gatski (1991) tem demonstrado performance superior frente à modelagem linear e, portanto, é utilizada neste trabalho. As expressões para estes termos e suas constantes não serão descritas e podem ser encontradas detalhadamente em Wilcox (1994).

### 3.3 Modelo sub-malha de Smagorinsky e procedimento Dinâmico

A modelagem sub-malha é o fechamento referente ao procedimento de filtragem aplicado às Eq. (1) e (2), dando origem à Simulação das Grandes Escalas. Esta metodologia segue uma filosofia diferente das RANS, pois divide as escalas em grandes e pequenas, a partir da hipótese de que as menores escalas de um escoamento têm comportamento mais universal em comparação às maiores. Portanto, o modelo sub-malha se aplica no nível abaixo de um determinado comprimento característico de corte do espectro de energia.

O Modelo de Smagorinsky (1963) também segue a hipótese da viscosidade turbulenta e é dado pela relação algébrica:

$$\mu_{turb} = \rho (C_s \Delta)^2 (\overline{\mathbf{S}} \overline{\mathbf{S}})^{1/2}, \quad (14)$$

onde  $C_s = 0,2$  é a constante de Smagorinsky,  $\Delta$  é uma escala de comprimento (ou largura do filtro) que determina a separação das escalas e  $\overline{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T]$  é o tensor taxa de deformação do campo filtrado.

Embora a LES com Modelo de Smagorinsky forneça bons resultados, a constante  $C_s$  deve ser uma função variável, pois pode ter diferentes valores no escoamento. Para suprimir esta característica indesejável, o procedimento Dinâmico foi proposto por Germano *et al.* (1991). Nele, o Modelo de Smagorinsky é utilizado, porém, faz-se a variação da constante conforme necessário, através da comparação entre a resposta fornecida pelo campo filtrado e uma filtragem teste. Esta modelagem rigorosa não será apresentada e pode ser encontrada em Lesieur (2008).

## 4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados deste trabalho são apresentados em duas etapas, conforme a forma de experimentação. Inicialmente, avaliações sobre a influência da fase sólida sobre a gasosa a partir de sinais de pressão e em seguida, avaliações das metodologias numéricas comparadas às medidas com PIV 2-D na UE-DC.

### 4.1 Resultados da Experimentação Física

A primeira etapa da experimentação foi destinada a avaliar a influência da presença de partículas no escoamento, através da medição da perda de carga sofrida. Devido ao caráter oscilatório natural das variáveis no escoamento turbulento, o desvio-padrão do sinal serve como medida destas flutuações. A Fig. 3 apresenta estes resultados.

Ligeiramente maior queda de pressão pode ser observada quanto maior for a razão de carga de sólidos presente no escoamento, em regime diluído com arraste, conforme verifica-se na Fig. 3a. Constatação similar obtiveram Laín e Sommerfeld (2010), na investigação numérica em tubo reto para escoamento monofásico e bifásico, com acoplamentos de duas- e quatro-vias.

No Mapa de Elghobashi, o intervalo de acoplamento de duas-vias ( $10^{-6} < \Phi_p \leq 10^{-3}$ ) é subdividido em duas regiões dependentes da relação  $\tau_p/\tau_K$ , de forma que para valores acima de  $10^2$ , as partículas aumentam a produção de energia cinética turbulenta, enquanto que para valores menores, elas aumentam a dissipação. Como nas condições experimentadas a velocidade é variada, têm-se distintos valores para a relação de tempos característicos; porém, os valores permanecem situados na segunda região, referente ao aumento da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. O fenômeno de dissipação é evidenciado claramente pela Fig. 3b, onde constata-se maiores flutuações da pressão no escoamento monofásico frente aos multifásicos gás-sólido ( $RC \neq 0$ ). Estas respostas corroboram o Mapa de

Elghobashi e comprovam que os efeitos da fase sólida são transferidos entre as escalas, influenciando o espectro de energia.

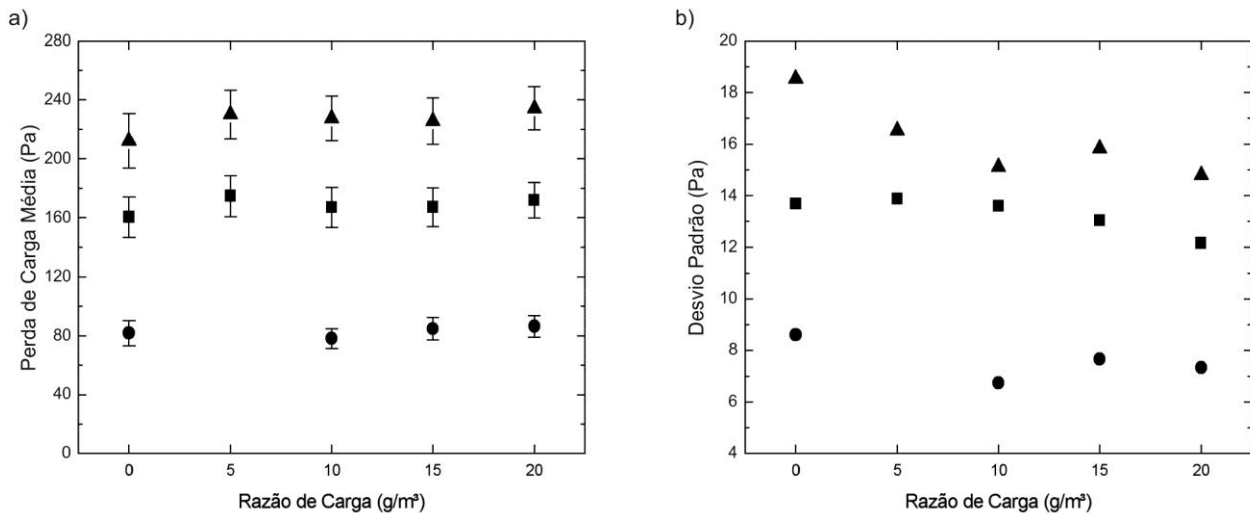


Figura 3. a) Perda de carga e b) Desvio Padrão dos sinais de pressão para o escoamento a diferentes razões de carga e velocidades médias: (●)  $\bar{v}_g = 6\text{ m/s}$ , (■)  $\bar{v}_g = 10\text{ m/s}$ , (▲)  $\bar{v}_g = 12\text{ m/s}$ .

Adicionalmente, nota-se menores flutuações quanto maior for a razão de carga de sólidos, consequentemente  $\Phi_p$ , de forma que se tenha para  $\bar{v}_g = 12\text{ m/s}$ , flutuações 20% menores para  $RC = 20\text{ g/m}^3$  em comparação a  $RC = 0\text{ g/m}^3$ . Esta característica, porém, não é considerada pelo Mapa de Elghobashi, que apenas estabelece uma fração volumétrica transicional para o regime de suspensão densa, onde o acoplamento de quatro-vias deve ser considerado. Como contribuição neste sentido, investigações mais completas podem ser executadas, de maneira que esta fenomenologia seja quantificada e considerada no diagrama.

#### 4.2 Resultados da Experimentação Numérica

Nesta segunda etapa, simulações com diferentes metodologias são executadas, comparadas e validadas com experimentação física. Conforme o exposto no item 2.1, leituras de perfis de velocidade do escoamento monofásico foram realizadas na UE-DC, utilizando-se a técnica de PIV 2-D.

Definiu-se para análise a região a jusante da primeira curva da tubulação, trecho vertical de acordo com a Fig. 1b, de forma que os efeitos provenientes da mudança de direção sejam investigados. Esta escolha também é justificada pela modificação da história do escoamento, fornecendo nova condição devido à perturbação. O cálculo do campo vetorial é efetuado para cada par de imagens e um campo médio é calculado para o conjunto total. Em cada posição, 1000 pares de imagens foram obtidos, com intervalo de  $\Delta t = 100\text{ ms}$  entre as duas imagens de cada par, a uma frequência de disparo do laser aproximada de  $f = 4,7\text{ Hz}$ . O procedimento de cálculo se repetiu para as quatro posições, com idênticas configurações de pré-processamento, processamento e pós-processamento das imagens.

A partir dos campos vetoriais, pode-se destacar perfis do vetor velocidade, dos componentes e das flutuações referentes a um campo médio. Desta forma, perfis da velocidade média foram traçados e comparados com os previstos pelas metodologias numéricas. Para verificar os cálculos da PIV 2-D, leituras da velocidade em cinco posições radiais foram realizadas por meio de Tubo de Pitot, dados dispostos conforme apresenta a Fig. 4.

Pode-se observar na Fig. 4 que as leituras de velocidade efetuadas com Tubo de Pitot corroboram os cálculos da PIV 2-D, demonstrando bastante similaridade entre os valores. Nestes dados de experimentação física confirma-se a tendência de o escoamento apresentar maior velocidade na parede oposta à curva, porém com menor variação entre o valor máximo e mínimo frente às respostas numéricas.

Qualitativamente, todos os casos numéricos representam o comportamento do perfil da PIV 2-D, com variações principalmente na posição radial em que ocorre a variação para aumento da velocidade do escoamento. As previsões RANS têm comportamento bastante próximo, contrariamente às LES, que têm características próprias cada uma. O caso LES-Smagorinsky apresentou grandes oscilações do perfil médio devido aos fortes efeitos de separação, visualizados também nas Figuras 6.9 e 6.13, resultando na maior variação entre os valores máximo e mínimo; nesta posição, a forma geral do perfil é bastante distinta e é a mais distante da experimentação física. O LES-Dinâmico, por sua vez, apresenta resultados mais próximos da PIV 2-D, entretanto, o vale formado na região central não é representado, além de não haver indícios na experimentação física do perfil reto formado próximo à parede externa.



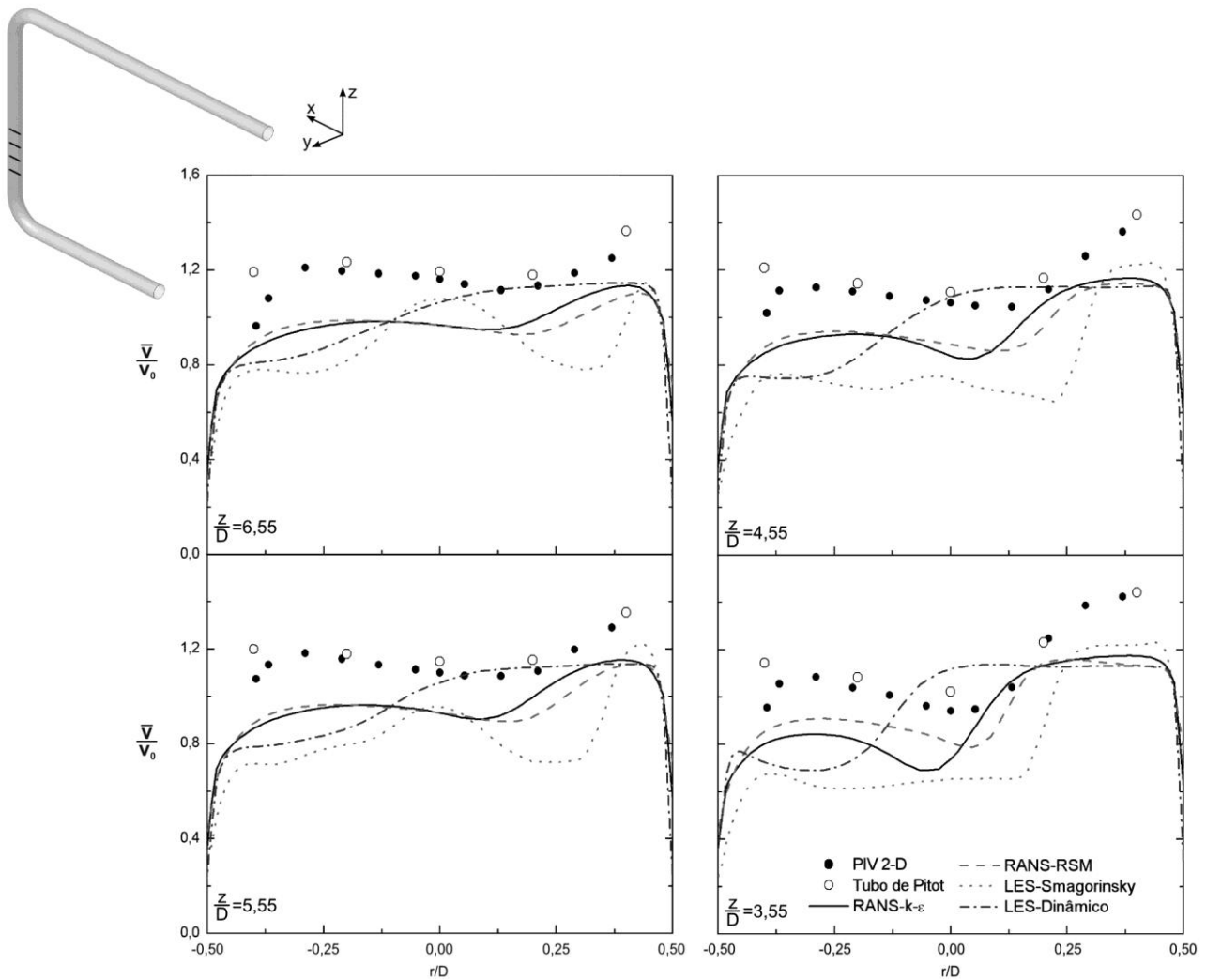


Figura 4. Perfis radiais de velocidade média para as metodologias numéricas e físicas, seção vertical da tubulação ( $y = 0$ ).

Quanto à magnitude das respostas numéricas, em todas as posições de leitura verifica-se uma subpredição dos perfis frente aos de experimentação física. Nenhum caso reproduziu a velocidade média máxima da leitura física na primeira posição, aproximadamente  $\bar{v}_{PIV\ 2-D} = 16,8\text{m/s}$ . A localização de elevação da velocidade é melhor representada pelo caso RANS-RSM, que também identifica mais precisamente o vale próximo ao  $r/D = 0$ .

Análises de escoamento monofásico são importantes para a validação de metodologias numéricas e modelos matemáticos, revelando capacidades e características que justificam sua utilização. Em escoamentos multifásicos gás-sólido, entretanto, o comportamento da fase contínua não reproduz o escoamento monofásico, devido à complexa transferência de *momentum* entre as fases. Nesses casos, a validação por experimentação física se dá pela avaliação de cada fase, sendo que a investigação da fase contínua é particularmente complicada.

As condições operacionais, portanto, reproduzem um experimento de Betto (2010), a fim de comparar a seus dados para validação do modelo proposto. Para manter idênticas as condições de processamento, a mesma malha numérica daquele trabalho foi utilizada, com aproximadamente 166 mil elementos. Na entrada, a velocidade é prescrita em  $v_{g0} = 5\text{m/s}$  e a razão de carga de sólidos  $RC = 39\text{g/m}^3$ , causando uma fração volumétrica  $\Phi_p = 2,1 \cdot 10^{-5}$ . A solução do Modelo k-ε foi mantida, de maneira a comparar os modelos de fechamento de diferentes ordens.

Para tornar a fase sólida invíscida, ou seja, isenta de modelo de turbulência, neutralizou-se a viscosidade turbulenta da fase, igualando-a a zero ( $\mu_{turb,p} = 0\text{kg/m.s}$ ). Esta consideração foi validada nos trabalhos de referência. No caso RANS-RSM, entretanto, o modelo disperso utilizado não calcula o Tensor de Reynolds para a fase sólida, sequer utiliza a influência dos termos de produção e pressão-deformação sobre a fase, fazendo com que o acoplamento de duas-vias aconteça apenas pelas velocidades instantâneas das fases; a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, igualmente, apenas é calculada para o gás. Para condição inicial, em cada caso aplicou-se os campos da fase gasosa em estado estacionário, porém, as estatísticas e tempo de simulação foram contabilizados a partir da estabilização do volume de sólidos no domínio. Em ambos modelos desta experimentação numérica, as interpolações espacial e das

propriedades turbulentas ( $k_g, \varepsilon_g, \tau_g$ ) foram de segunda ordem, e a temporal, implícita de segunda ordem. O tempo total simulado, conforme Betto (2010), foi de 5s.

A comparação dos perfis de velocidade média da fase sólida com os dados de Betto (2010) é apresentada na Fig. 5a, para a seção vertical da tubulação e Fig. 5b, seção horizontal superior. Os casos numéricos demonstraram respostas quase idênticas, com pequenas variações em regiões de maiores gradientes, como após às curvas. Estas previsões concordam com os dados de PIV 2-D nas posições mais distantes; na seção horizontal superior, posições próximas à curva, entretanto, os perfis numéricos são elevados frente ao de experimentação física. No escoamento multifásico, a conservação da massa da fase é dependente da fração volumétrica e a fração da fase pode ser menor em outros planos ( $y \neq 0$ ), reduzindo sua velocidade e igualando as taxas mássicas. Segundo os dados, ambos modelos resultam em boa representação do escoamento da fase sólida, particularmente em regiões de escoamento desenvolvido. Uma análise da influência dos sólidos também pode ser feita. Embora se postule que a presença da fase sólida reduz as flutuações das propriedades da fase gasosa, observa-se que a energia cinética turbulenta é maior nos casos bifásicos frente aos monofásicos. Porém, o mesmo se verifica para a taxa de dissipação: é maior no escoamento gás-sólido. Este fato sugere que as reduções observadas na Fig. 3b podem se justificar por maior dissipação da turbulência, concordando com o intervalo de acoplamento de duas-vias identificado pelo Mapa de Elghobashi.

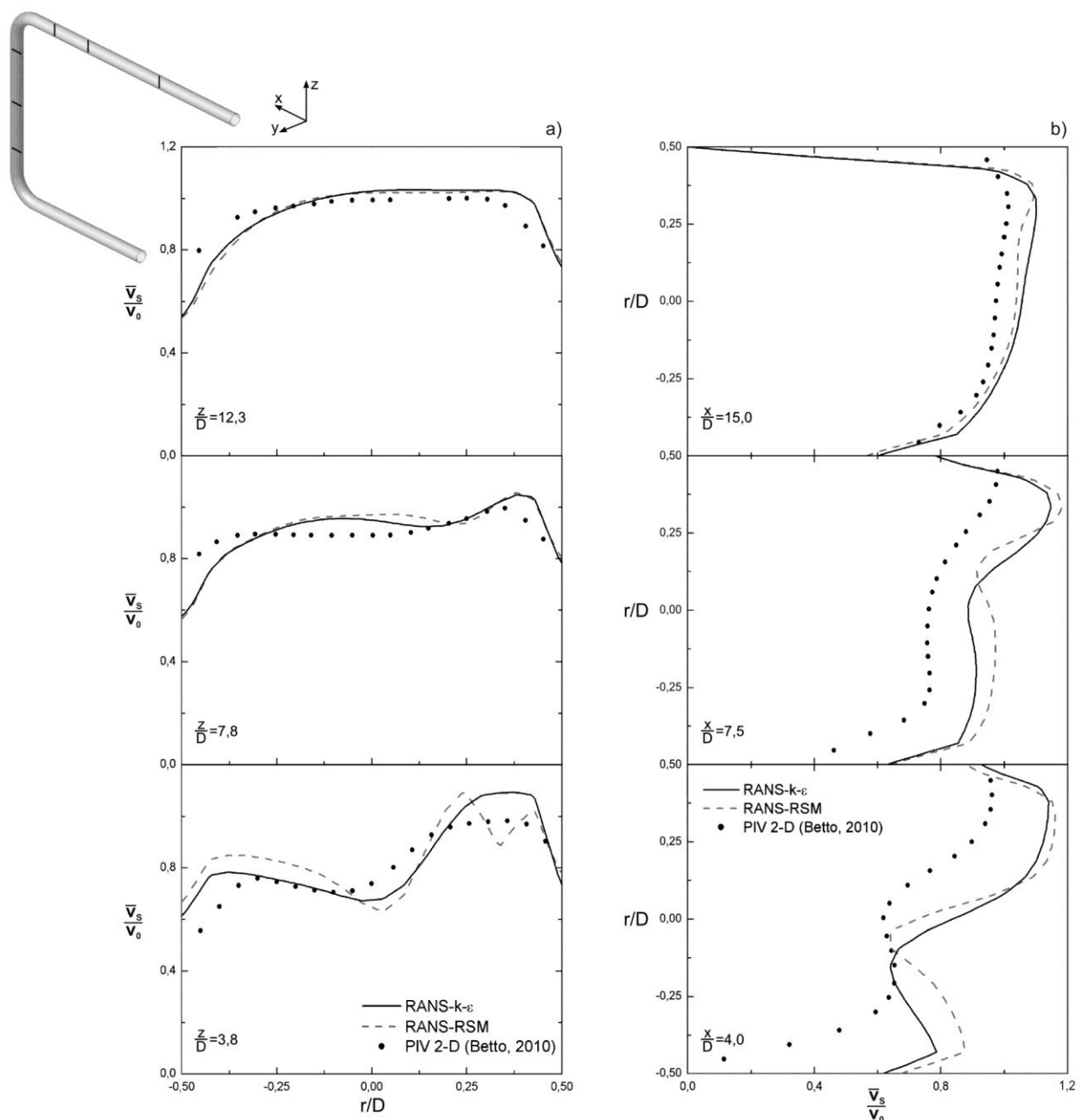


Figura 5. Perfis radiais de velocidade média da fase sólida,  $\bar{v}_s$ ; seções a) vertical e b) horizontal superior ( $y = 0$ ), segundo experimentações numérica e física.

## 5. CONCLUSÕES

Neste trabalho, o escoamento monofásico gasoso e multifásico gás-sólido foram investigados através de experimentação, numérica e física, aplicados sobre um sistema de dutos. Os estudos de experimentação física foram realizados a fim de levantar informações que sirvam de referencial para validação das metodologias aplicadas na experimentação numérica. Estudos numéricos avançados têm evidenciado que a presença de partículas causa modulação da turbulência da fase contínua. Entretanto, há carência de experimentação física capaz de representar esta condição.

Os resultados obtidos na experimentação física evidenciaram a influência da fase sólida através da redução da flutuação do sinal de pressão. Além disso, a PIV 2-D forneceu campos de velocidade das fases úteis para validação das metodologias numéricas testadas. Entre elas, o caso RANS-RSM demonstrou melhores resultados para o escoamento monofásico. A avaliação numérica também demonstrou que a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta é maior na presença de sólidos, justificando a atenuação das flutuações do sinal de pressão. Trabalhos futuros devem avaliar o escoamento multifásico pela LES, de forma que o comportamento flutuante das propriedades seja favorecido.

## 6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao apoio financeiro da PETROBRAS, termo de cooperação 0050.0045549.08.4, que garantiu o desenvolvimento deste trabalho.

## 7. REFERÊNCIAS

- Betto, M. C., 2010, “Análise do escoamento gás-sólido em dutos com velocimetria por imagem de partícula (PIV) e simulação numérica”, PPGEQ/FURB – Blumenau – SC. (dissertação de mestrado)
- Boivin, M. e Simonin, O. e Squires, K. D., 2000 “On the prediction of gas-solid flows with two-way coupling using large eddy simulation”, *Physics of Fluids*, Vol.12, pp. 2080-2090.
- Decker, R. K., 2003, “Modelagem e simulação tridimensional transiente do escoamento gás-sólido”, Universidade de Campinas, Campinas – SP. (dissertação de mestrado)
- Eaton, J. K., 2009, “Two-way coupled turbulence simulations of gas-particle flows using point-particle tracking”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.35, pp. 792-800.
- Elghobashi, S., 1994, “On predicting Particle-Laden Turbulent Flows”, *Applied Scientific Research*, Vol.52, pp. 309-329.
- Elghobashi, S. e Abou-Arab, T. W., “A two-equation turbulence model for two-phase flows”, *Physics of Fluids*, Vol.26, pp. 931-938.
- Elghobashi, S. e Truesdell, G. C., 1993, “On the two-way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles. I: Turbulence modification”, *Physics of Fluids A*, Vol.5, pp. 1790-1801.
- Germano, M. e Piomelli, U. e Moin, P. e Cabot, W. H., 1991, “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model”, *Physics of Fluids A*, Vol.3, pp. 1760–1765.
- Laín, S. e Sommerfeld, M., 2010, “Euler/Lagrange computations of particle-laden gas flow in pneumatic conveying systems”, 7th International Conference on Multiphase Flow, Vol.2.5.5.
- Lesieur, M., 2008, “Turbulence in Fluids”, Ed. Springer, Dordrecht, Holanda, 557 p.
- Mathiesen, V. e Solberg, T. e Hjertager, B. H., 2000, “Predictions of gas/particle flow with an eulerian model including a realistic particle size distribution”, *Powder Technology*, Vol.112, pp. 34–45.
- Shotorban, B. e Balachandar, S., 2007, “A Eulerian model for large-eddy simulation of concentration of particles with small Stokes numbers”, *Physics of Fluids*, Vol.19, pp. 118107.
- Smagorinsky, J., 1963, “General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment”, *Monthly Weather Review*, Vol.91, pp. 99–164.
- Speziale, C. G. e Sarkar, S. e Gatski, T. B., 1991, “Modeling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.227, pp. 245–272.
- Squires, K. D. e Eaton, J. K., 1990, “Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence”, *Physics of Fluids A*, Vol.2, pp. 1191-1203.
- Srivastava, A. e Agrawal, K. e Sundaresan, S. e Reddy Karri, S.B. e Knowlton, T.M., 1998, “Dynamics of gas-particle flow in circulating fluidized beds”, *Powder Technology*, Vol.100, pp.173-182.
- Wilcox, D. C., 1994, “Turbulence Modeling for CFD”, Ed. DCW Industries Inc., La Cañada, Canadá, 460 p.
- Zhou, L. X., 2010, “Advances in studies on two-phase turbulence in dispersed multiphase flows”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.36, pp. 100-108.

## 5. AVISO DE RESPONSABILIDADE

Os autores são os únicos responsáveis pelo material impresso incluso neste artigo.

## HOT FILM PROBE CALIBRATION USING A FREE JET

**Edson Rodrigo Del Rio Vieira, edson92355@aluno.feis.unesp.br**

**Edson Del Rio Vieira, delrio@dem.feis.unesp.br**

**Sérgio Said Mansur, mansur@dem.feis.unesp.br**

UNESP – Ilha Solteira, Av. Brasil Centro, 56 CEP 15385 000 Ilha Solteira, SP, Brazil.

**Abstract.** *Hot-wire/film anemometry technique is a powerful tool in experimental research in moderate turbulence fluid flows. There are innumerable difficulties encountered in operation of hot film probes in liquids, especially the water. But, the greatest obstacle to the use of hot film anemometry is the need to use reliable calibration devices for low velocities. This paper presents an apparatus developed for hot film probes calibration in water at isothermal conditions utilizing a free jet in a quiescent medium. Several velocity measurements have been carried out showing a flat velocity profile and low turbulence level adequate for hot film probe calibration.*

### 1. INTRODUCTION

In accord to Prandtl and Tietjens (1957), the first constant voltage electrical circuit for measuring the air stream velocity using an electrically heated wire was first proposed in 1894 e developed further by R.O. King in 1914. After almost one century, hot wire anemometry remains providing one of the most important sources for data in turbulent flow research. Because of the low cost, high frequency response, small sensor size, wide range velocity, temperature correction, high accuracy, high signal-to-noise ratio and a large variety of probes, hot wire anemometry still is the appointed research instrumentation for moderate turbulence flows. However, the main problem to use a hot wire anemometer remains a constant need of probe calibration. The probes of the first hot wire anemometers were usually calibrated with a rotating arm. Since those days, dozens of calibration methods for hot wire probes are usually employed in different laboratories. But, today, traditionally, hot wire probes have been calibrated using calibrated nozzle or aerodynamic tunnels. The evaluation of the velocity is obtained from the pressure difference using Pitot-static tube in the wind tunnel or the pressure drop across the calibration nozzle. But, if the velocity is less than 2 m/s, the pressure drop in airflow becomes so small that it is difficult to obtain accurate velocity measurement using these methods (Al-Garni, 2007).

Usually, in order to measurement flow velocity in non conductive liquids has been utilized hot-film probes. But, hot film probes are several times more sensible than hot wire probes and several problems relative to calibration loss are frequently observed, principally in low velocities flows (Eguti *et al.* 2002). Bassan *et al.* (2011) operating a vertical hydrodynamic tunnel in small flow velocities (less than 120 mm/s) using filtered tap water relate several cares in order to minimize the calibration loss problems. In order to obtain reliable results an accurate calibration is absolutely necessary.

A satisfactory arrangement to calibrate hot film probes directly in the facility in which the measurements are to be taken is named *in-situ* calibration, as described by Bruun, (1995). This procedure can be executed in aerodynamic tunnel since the disturbance caused by the probe and its holder and the geometry perturbations of the test section will be the same during calibration and experiment. *In-situ* calibration has been utilized by Bassan *et al.* (2011) in a vertical low turbulence water tunnel in low velocity, but shows a patient and time consuming work and the uncertainties are difficult to quantify. In practice, it may not always be possible and, generally, a special calibration device is necessary. Many propositions to calibrate hot-film/wire probes can be found in an extensive literature about the theme Fingerson (1983), Lomas (1886), Menut (1998) and Möller, (2000).

A device for calibrating hot film probes using a water free jet in quiescent medium was constructed and tested in the present work. Measurements of the jet velocity profile has been performed out and flow visualized images have been captured showing an adequate flow, with a low turbulence level, in order to promote probe calibration.

### 2. HOT FILM CALIBRATION IN WATER

Nowadays, several hot-film anemometry systems are commercially available. Industrial hot-film anemometers are dedicate only to air flow measurements and are utilized in mass flow measurements in air flow with temperature fluctuations. Several portable industrial hot-film anemometers are too utilized for air velocity measurements in air conditioning and ventilation engineering applications. Hot film anemometers are intensely also utilized in automotive applications for air flow measurement in internal combustion engines. These industrial hot wire anemometers are cheap and reliable devices, but adequate only to engineering applications in low frequency measurements – less than 1 Hz -. Eguti (2005). In contrast to industrial anemometers, the hot wire anemometers for research applications are often more expensive and allow measurements with very high frequency response and permits measuring in gaseous and non conductive liquids. The probes of industrial anemometers have a ceramic or metal cover that protects the sensor from dust and other elements that may lead to loss of calibration. However, the protection of the probe produces a notable loss of frequency response. Thus, the anemometers for use in research have no protection for the probe and are subject

to various factors existing in the flow leading to loss of calibration, forcing frequent probe calibrations. The situation is even more critical in water flow at low velocities. In fact, solid particles, oils, free ions, and other dissolved agents tend to adhere to the non protected probe changing its electric or thermal properties generating a loss of calibration. In this way, the frequent use of probe calibrating devices is necessary for water flows in low velocity measurements due the high sensibility of the hot film probes and the difficulty of operation with pure water. Since hot film probes are utilized exclusively in water medium in research applications, in order to measurement high frequencies, the sensor element is no protected and subjected to several aggressive agents and loss of calibration is frequently observed. Thus, calibration of hot film probes should be a reliable, easy and fast task because it can be necessary repeated its two or three times by day.

Different ways for hot film probe calibration in water can be found in the technical literature. Moving probe in a water tank, rotating tanks, vortex shedding, rotating arms and a lot of other techniques are explained in several reviews – (Brunn, 1995 and Lomas, 1986). A widely used method (Pluister & Nagib, 1975) is relates of the center line velocity in a pipe ( $U_{CL}$ ) and water flow rate ( $Q$ ). Least-squares curve-fitting can be utilized to evaluate the calibration relationship. The flow rate can be determined with help of a flowmeter installed in the water supply pipe and centerline velocity is obtained using a Pitot-tube and Bernoulli equation. The stagnation pressure ( $P_o$ ) is the Pitot pressure and static pressure is the wall static pressure ( $P$ ). Placing the hot-film probe in the centerline of the tube the centerline velocity can be evaluated using direct measurement of flow rate ( $Q$ ). This calibration technique can be utilized only to relative large diameter tubes. Several inaccuracies are associated with small diameter installations, in a measurement of volumetric or mass flow. Of course, tube internal diameter uncertainties, velocity profile distortions due to pipe roughness and misalignments are present in small diameter lines. An extensive discussion of several problems concerning the application of flowmeters in small diameter lines can be found in the work of Filardi (2012). The blockage ratio also should be considered. The presence of the probe (sensor element and its support legs) internal the flow alters significantly the streamlines, produces vortex shedding and induces several vibration levels and in high velocities an incipient cavitation can be observed.

The hot film probe is sensible to the relative velocity between the sensor and the liquid. Stationary water and a moving probe with constant velocity in a long towing tank is frequently used to probe calibrations in water. The uncertainty of this method depends basically of the precise measurement of the carriage velocity. Unfortunately, not all laboratories have a towing tank available for the necessary frequent probe calibrations. If the towing tank is localized far of the experiments, additional uncertain can be observed due to transport of the probe from the calibration tank to experiment place (Brunn, 1995).

In order to hot film probes calibration, a water free jet in a quiescent medium shows an adequately procedure with several advantages. A free jet can be easily generated in a relatively small dimension apparatus generally built in Plexiglas, fiber glass composite, PVC or other plastic inexpensive material. A jet with a “top hat” velocity profile can be easily produced and show stable and easy to operate. Internal free jet physical and optical access is easily obtained and permits a rapid and correct probe positioning. Finally, in accord to Grandchamp, (2010), calibration results produced utilizing a free jet in a quiescent medium is highly reliable.

### 3. CALIBRATION SETUP AND PROCEDURES

A complete scheme showing the calibration apparatus is depicted in Fig. 1. A rigid water tank (*a*) built in commercial composite of fiber glass and isophthalic polyester resin is connected to a small centrifugal pump (*b*) by means a flexible tube. A ball valve (*c*) permits a primary control of the flow rate and a disc filter (*d*) is utilized for 20  $\mu\text{m}$  particle suppression. A flexible tube (*e*) connects to a integral orifice flowmeter (*f*). Flexible tube permits avoid several undesirable vibrations produced by centrifugal pump and integral orifice flowmeter is useful to small diameter tubes in order to eliminate uncertain present in small diameter lines in flow measurements. Basically, integral orifice is a volumetric flow meter using the same principle of orifice plate but utilized only for tubes up to 50 mm of diameter. Several advantages can be noted in use of integral orifice in small diameter lines flow measurements in accord to Filardi *et al.* (2012). A digital Yokogawa pressure meter (*g*) adequately calibrated permits reading the volumetric flow rate. A diffuser (*h*), equipped with screens with different meshes, changes the diameter line to 100 mm. Stagnation chamber (*i*) with internal honeycombs of 6 mm o diameter avoids undesirable flow rotation and reduces significantly the turbulence levels. Small orifices in the wall of the stagnation chamber are used for liquid dye injection for flow visualization proposes and for drainage of gas bubble. A contraction (*j*), designed and built in accord to Vieira & Aparecido (1999), permits a flat velocity profile and a low turbulence level in the jet root. A Plexiglas box (*l*) opened in the top permits a correct probe positioning in the jet and optical access to the flow in order to obtain flow visualized images. The hot film probes is adequately positioned internal the jet root with helps a probe support (*k*). The flow is drained with a non symmetric contraction (*m*) in order to minimize all possible recirculations. Finalizing, a ball valve (*n*) permits to flow control in order to maintain the flow level constant in the inner of the Plexiglas box.

This experimental device produces a free jet with a relative very small turbulence level and, due to an adequate contraction project with 16:1 contraction ratio, shows a boundary layer with a very small thickness and a flat velocity

profile with an extended range of utilization. First calibration tests running flow velocities since 10 mm/s up to 2 m/s but, these values can be extended significantly.

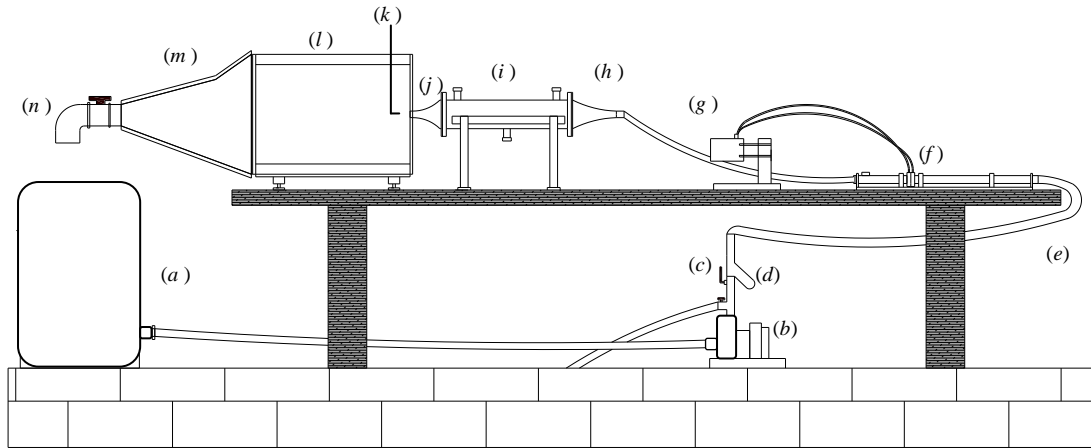


Figure 1. Diagram of calibration device.

Flow visualized images have been captured using liquid dye injection technique by means of long hypodermic needles with 0.7 mm OD. The ink, a mixture of water, PVA colored pigments and ethyl alcohol, has been introduced in the stagnation chamber permitting to visualize the shear region of the jet. Images have been captured using a Nikon D90 DSLR camera equipped with Nikkor 60 mm macro lens using cold light fluorescent lamps. The hot film probes utilized is a Dantec 55R10 with a heavy coating (2  $\mu\text{m}$ ) showing a relative less sensitive to contamination.

#### 4. RESULTS

Flow visualized images of the free jet obtained by direct liquid dye injection in the quiescent chamber are showed in Fig. 2-4, for different Reynolds numbers based on the diameter of the jet root. Close to the outlet orifice, these images clearly show the presence of Kelvin-Helmholtz instabilities in the shear layer of the jet. Downstream that region these vortical structures lose rapidly their identity and fully developed turbulence can be observed.

In Fig. 2(a) we can see the bottom of the jet shear layer for  $Re \approx 2128$ . Visualization of the shear layer is made possible by injecting the dye liquid directly in the bottom wall section of stabilization. In fact, the dye is injected in a boundary of relatively thick on the bottom wall section of stabilization. Passing through the contraction, the thin stream of dye is significantly accelerated resulting in a sensible decrease of its diameter, displaying precisely the interface shear jet. It clearly appears that the instabilities are formed about one and a half times the diameter of the jet.

In Fig. 2(b) although for  $Re \approx 2128$ , a large amount of dye is injected into the bottom wall of the stagnation chamber and simultaneously lower amounts of dye are injected into other parts of the wall, allowing the visualization of structures turbulent at the of the jet.

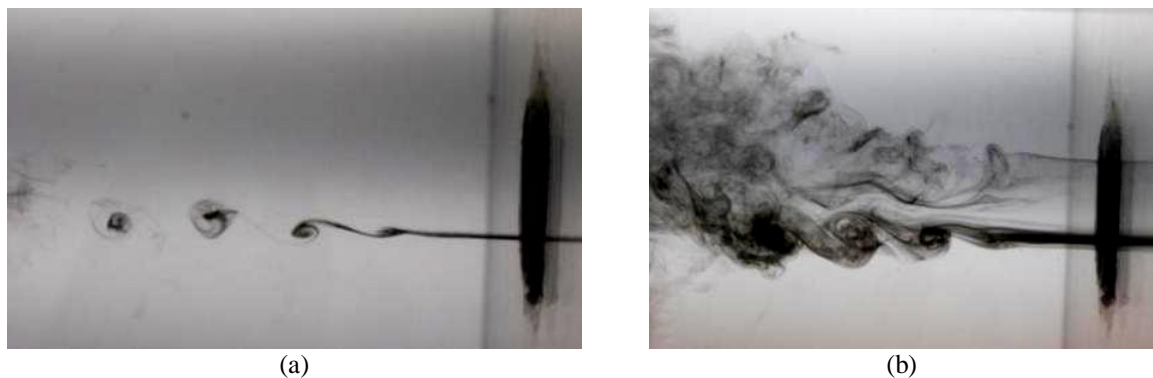


Figure 2. flow visualized images of the free jet in  $Re \approx 2128$ .

Increasing the Reynolds number for  $Re \approx 3997$ , Fig. 3(a), we observe the shear region of the jet at the bottom by injecting dye into the bottom of the stagnation chamber. In Fig. 3(b) the dye is released in the inferior wall and also released in other parts of the wall in smaller quantities, allowing a different view of the shear region resulting in an image with fine detail of the structure of the jet shear.

Finalizing, Fig. 4 shows a sharp visualized image of the free jet for relatively high Reynolds number ( $Re \approx 11274$ ) showing details of the vortex formation

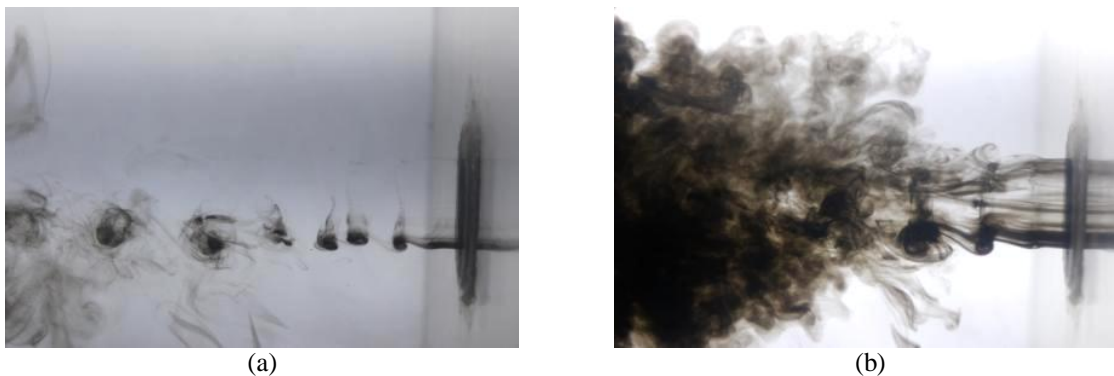


Figure 3. Flow visualized images of the free jet in  $Re \approx 3997$ .



Figure 4. Flow visualized images of the free jet in  $Re \approx 11274$ .

Figure 5 shows a typical calibration curve obtained for relative high velocity (high than 0.15 m/s). For very small velocities (up to 0.01 m/s) is also possible the probe calibration. Fig. 6 depicts a velocity fluctuation in the jet in function of the time. The turbulence level, for this case, is lower than 0.5 % showing an adequately and stable device for velocity calibration.

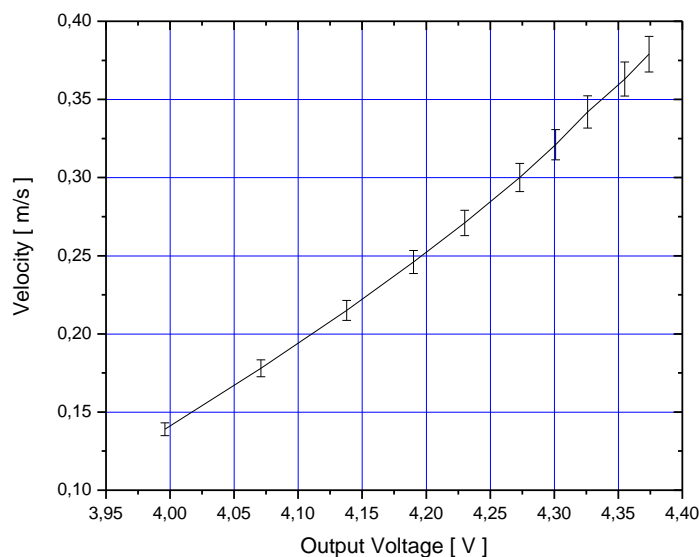


Figure 5. Typical calibration curve obtained.

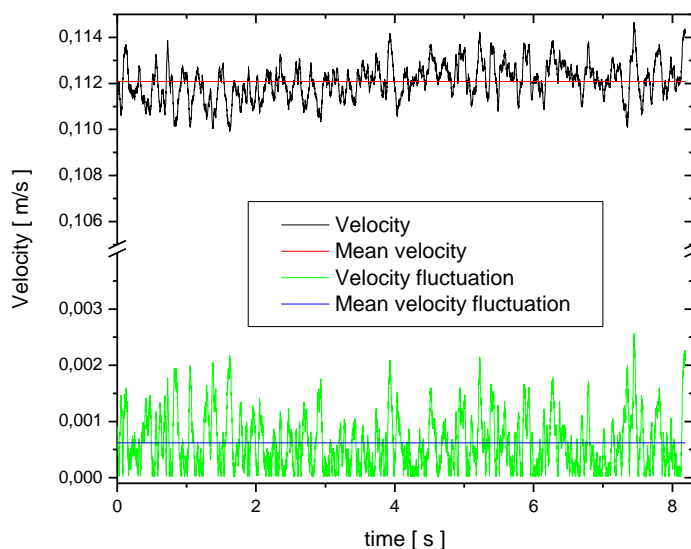


Figure 6. Velocity fluctuation in the jet in  $Re \approx 11274$ .

## 5. CONCLUSIONS AND FINAL CONSIDERATIONS

Several difficulties are associated to use of hot film anemometry in water relative to the sensible hot film probes. The probe active surface is subjected to contamination caused basically by small solid particles, dyes, oils and metallic ions present in suspension in the water. Metallic ions are emitted by metallic ducts, pump and others metallic connections in water contact. The use of PVC tubes and other non-metallic parts reduces very much the metallic ions concentration. An adequately ground electric connection is recommended because free ions can reduce significantly the useful probe live. Use of filters is needed for solid particle retention. It is recommended a use of a minimal  $5 \mu\text{m}$  solid particle retention filters. Bubble formation is also observed in the heated element but only in near air-saturated water. Convection in very low velocities is also observed but only in high probe overheating. The effect of contamination or bubble formation is equivalent to a decrease in probe overheating changing calibration setup. Cleaning occasionally the probes and using clean liquids such as the deionized, deaerated and filtered water can minimize this drift although for large quantities of water this procedure is not practical. In the beginning of the test, the contamination effects are negligible but after one or two hours of work the effects can be noticed. After several days of work, the probe shows the first unstable readings, probably indicating the nearly probe failure (Eguti *et al.* 2002). Because of these problems, use of hot film probes is highly dependent of the rapid and reliable calibration procedures.



Despite the complexity of some calibration techniques, the range of calibration is generally very limited. Utilization of free jet in water permits a much extended velocity range from few millimeters per second up to several meters per second. Additionally, the optical and physical probe access permits a rapid and safe probe positioning. Due to the need for repeated calibrations is observed with relative frequency, irreversible damage to the sensor element caused mainly by manual manipulation of the sensors, causing the loss of expensive probes. A free jet permits a secure probe positioning minimizing the probability of irreversible probe damages.

A simple, reliable and inexpensive calibration setup has been developed and showed in the present work. Additionally, flow visualization of the jet using liquid dye injection technique has been carried out. Use of hot wire/film anemometry and flow visualization shows a useful tool in the moderate turbulent level flow also explained by Bruun, (1995).

### 3. ACKNOWLEDGEMENTS

The experiments of this work were part of a research project sponsored by FAPESP and FUNDUNESP.

### 4. REFERENCES

- Al-Garni, A.M., 2007, “Low Speed Calibration of Hot-Wire Anemometers”, *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol. 18, pp. 95-98.
- Bassan, R.A., Mansur, S.S and Vieira, E.D.R., 2011, “Rebuilding and Testing a Vertical Hydrodynamic Tunnel”, 21<sup>th</sup> Brazilian Congress of Mechanical Engineering, Natal, RN.
- Bruun, H.H., 1995, “Hot-wire Anemometry”, Oxford University Press, Oxford, 507 p.
- Eguti, C.C.A.; Woiski, E.R and Vieira, E.D.R., 2002, “A Laboratory Class for Introducing Hot-wire Anemometry in Mechanical Engineering Course, Paper CIT 0411, 9<sup>th</sup> Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, Caxambú, MG.
- Eguti, C.C.A., 2005, “Development of an Experimental Electronic Circuit of Hot Wire Anemometer”, (in Portuguese) MsC these, UNESP – Ilha Solteira.
- Filardi, M, Vieira, E.D.R and Mansur, S.S., 2012, “Experimental Flow Measurements with Integral Orifice”, submitted to ENCIT 2012 14<sup>th</sup> Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering, Rio de Janeiro, RJ.
- Fingerson, L.M., 1983, “Thermal Anemometers”, *in: Fluid Mechanics Measurements*. Goldstein, R.J. (ed.), Hemisphere Publishing, Washington, pp. 99-154.
- Grandchamp, X; Van Hirtum, A and Pelorson, X, 2010, “Hot film/wire Calibration for Low to Moderate Flow Velocities”, *Measurement Science and Technology*, Vol.21, pp.1-5.
- Lomas, C.G., 1986, “Fundamentals of the Hot-wire Anemometry”. Cambridge University Press.
- Menut, P.M., 1998, “Hot-wire Anemometry” (in Portuguese). Proceedings of the first Spring Schools of Transition and Turbulence, (Freire, A.P.S. ed), pp.235-272, ABCM, Rio de Janeiro.
- Möller, S.V., 2000, “Experimentation in Turbulence” (in Portuguese). Proceedings of the Second Spring Schools of Transition and Turbulence, (A. Silveira Neto ed.), pp.63-97, ABCM, Rio de Janeiro.
- Prandtl, L. and Tietjens, O.G., 1957, “Applied Hydro-and Aeromechanics”, Dover Publications, New York.
- Pluister, J.W. and Nagib, H.M., 1975, “Evaluation of a Hot-film Calibration Tunnel for Low-velocity Water Flows”, *DISA Information*, Vol.17, pp.29-33.
- Vieira, E.D.R. and Aparecido, J.B., 1999, “Design and Construction of Small Axisymmetric Contractions”, 5a Reunión Grupo de Trabajo Sobre Hidromecánica, Montivideo, Uruguay.

### 5. RESPONSIBILITY NOTICE

The authors are the only responsible for the printed material included in this paper.

# AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO ATMOSFÉRICO NO CENTRO DE LANÇAMENTO DE ALCÂNTARA USANDO MODELOS TOPOGRÁFICOS EM ESCALA REDUZIDA

**Adrián Roberto Wittwer, a\_wittwer@yahoo.es**

Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional del Nordeste, Argentina.

**Acir Mércio Loredo-Souza**

Laboratório de Aerodinâmica das Construções, Universidade Federal de Rio Grande do Sul, Brasil.

**Mario Gustavo Klaus Oliveira**

Laboratório de Aerodinâmica das Construções, Universidade Federal de Rio Grande do Sul, Brasil.

**Gilberto Fisch**

Instituto de Aeronáutica e Espaço, Brasil.

**Abstract.** *As características da topografia local modificam sensivelmente os parâmetros do vento atmosférico incidente. Uma costa marítima, como a que existe no Centro de Lançamento de Alcântara (CLA), pode causar uma grande influência nas características da camada limite e nos processos de dispersão atmosférica associados. Neste trabalho, modelos em escala reduzida detalhados da região do CLA foram avaliados experimentalmente no túnel de vento “Joaquim Blessmann” do LAC/UFRGS. Três modelos topográficos foram construídos usando um fator de escala de 1:400 e as características médias e flutuantes do escoamento foram medidas através de um anemômetro de fio quente. O objetivo do trabalho é conhecer o comportamento real dos ventos no CLA e, assim, determinar os processos de dispersão de efluentes.*

## 1. INTRODUÇÃO

O Centro Lançamento de Alcântara (CLA) está situado em Alcântara, no litoral norte do estado de Maranhão, nas coordenadas geográficas 2°19' S, 44°22' W, 50 m sobre o nível do mar e a uma distância de 30 km da cidade de São Luiz - MA. Esta instalação é a principal porta de acesso do Brasil ao espaço, de onde satélites e foguetes de sondagem têm sido lançados nos últimos 20 anos. A Figura 1 mostra a localização do CLA nas proximidades da costa marítima.

A caracterização dos ventos é muito importante para uma correta e segura operação de lançamento de foguete. Além de medidas in situ obtidas por torres anemométricas, os túneis de vento também são usados nos estudos de micro-meteorologia devido a sua vantagem de controle do escoamento, que aperfeiçoa a coleta de dados e a sensibilidade da análise. Entre as aplicações encontradas na literatura usando túneis de vento, podem ser citadas simulações físicas considerando o acoplamento da floresta e atmosfera (Novak et al., 2000) que analisam a estrutura turbulenta da atmosfera, processos de dispersão de poluentes imersos em obstáculos (Mavroidis & Griffiths, 2003), assim como simulações do escoamento para topografias complexas (Cao & Tamura, 2006).

O objetivo do trabalho é estudar o escoamento atmosférico na região do CLA através de experimentos em túnel de vento. A análise foi realizada mediante a determinação de perfis de velocidade e flutuações de velocidade do vento em diferentes pontos na região de interesse, usando dados obtidos com o anemômetro de fio quente.

## 2. CONSIDERAÇÕES SOBRE O VENTO ATMOSFÉRICO

As condições de estabilidade neutra na atmosfera real são pouco frequentes (Arya, 2001). Nas situações de vento forte com velocidades médias horárias maiores do que 10,0 m/s, a turbulência é suficiente para misturar verticalmente a atmosfera e suprimir os efeitos térmicos (Loredo-Souza et al., 2004). Em condições próximas à neutral, a turbulência atmosférica é quase puramente de origem mecânica e depende da fricção superficial e do cisalhamento vertical do vento. Devido aos fortes ventos, independentemente do horário do dia para ambos os períodos do ano (seco e úmido), observa-se a estabilidade neutra no CLA. (Magnago et al., 2008). A variação vertical da velocidade ( $U$ ) até alturas de aproximadamente 100 m pode ser expressa a partir da lei de logarítmica do vento como:

$$U = u^* / k \ln(z/z_0) \quad (1)$$

Onde  $u^*$  é a velocidade de fricção,  $k$  é a constante de von Kármán e  $z_0$  é o comprimento de rugosidade. De forma alternativa e complementar, em Engenharia do Vento é usada a lei potencial, com validade praticamente em toda a altura da camada limite. Essa lei é definida pela Eq. (2), onde  $U_{ref}$  é a velocidade de referência obtida na altura de referência  $z_{ref}$ . O expoente  $\alpha$  varia de 0,09 até 0,45, em função da rugosidade superficial do terreno. A turbulência atmosférica do vento é caracterizada pela intensidade de turbulência  $I$ , definida pela razão entre o desvio padrão das

flutuações  $u'$  e a velocidade média  $U$ . De forma complementar, o espectro de turbulência permite avaliar a distribuição de energia em função da frequência. Medições feitas na atmosfera permitem definir os espectros atmosféricos, que depois são usados para comparar e validar os resultados obtidos em túneis de vento.

$$U/U_{ref} = (z/z_{ref})^\alpha \quad (2)$$



Figura 1. Localização do Centro Lançamento de Alcântara (CLA).

### 3. DESCRIÇÃO DO MODELO TOPOGRÁFICO

Para o estudo das características do escoamento na região do CLA foram construídos três modelos reduzidos, em escala 1/400, da topografia do local. Esses modelos são representativos de três ângulos distintos de incidência do vento, nominalmente  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  e  $330^\circ$ , conforme indicado na Figura 2. Os ângulos de incidência escolhidos para a análise foram definidos em função dos ventos predominantes provenientes da costa marítima e assumido uma determinada variabilidade ( $\pm 30^\circ$ ). Os pontos nos quais foram obtidos os perfis de velocidade foram definidos em função das características topográficas particulares que se originam para cada direção de vento e são indicados na Figura 2. Não obstante, os pontos eleitos para a apresentação dos resultados são pontos alinhados sobre o eixo longitudinal que permitem visualizar a evolução dos perfis. As fotografias da Figura 3 permitem visualizar os modelos de  $0^\circ$  e  $30^\circ$ , dispostos na câmara de testes do túnel de vento de camada limite da Universidade Federal de Rio Grande do Sul (UFRGS).

### 4. TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Os ensaios foram realizados no túnel de vento Prof. Joaquim Blessmann ([www.ufrgs.br/lac](http://www.ufrgs.br/lac)) da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (Blessmann, 1982). Trata-se de um túnel de vento de camada limite de retorno fechado, projetado especificamente para ensaios estáticos e dinâmicos de modelos de construções civis. Este túnel permite a simulação das principais características de ventos naturais. Tem relação “comprimento / altura” da câmara de ensaios superior a 10. A velocidade do escoamento de ar nesta câmara, com vento uniforme e sem modelos, ultrapassa 160 km/h. A simulação correta das principais características do vento natural em túneis de vento é requisito básico para aplicações em Engenharia Civil, sem a qual os resultados obtidos podem se afastar consideravelmente da realidade.

De acordo com as características da rugosidade do terreno em torno do CLA, foi simulado um vento com perfil potencial de velocidades médias de expoente  $\alpha = 0,11$  (rugosidade representativa da Categoria I), de acordo com a NBR 6123 (Blessmann, 1995). As características das rugosidades dos terrenos simulados correspondem a uma superfície lisa de grandes dimensões, com mais de 5 km de extensão, medida na direção do vento incidente.

Considerando-se as características do local em estudo e dos terrenos próximos ao CLA, optou-se por testar o modelo para ventos incidentes com estas características. Em torno do modelo foram reproduzidas as edificações mais próximas, na escala do modelo, para que as condições de escoamento correspondessem o mais fielmente possível às condições reais. As principais características dos ventos simulados podem ser vistas na Figura 4, onde são indicados o perfil vertical das velocidades médias, em porcentagem da velocidade média no eixo longitudinal do túnel (pontos experimentais e curva potencial teórica), a intensidade (I1) e a macro-escala (L1) da componente longitudinal da turbulência.

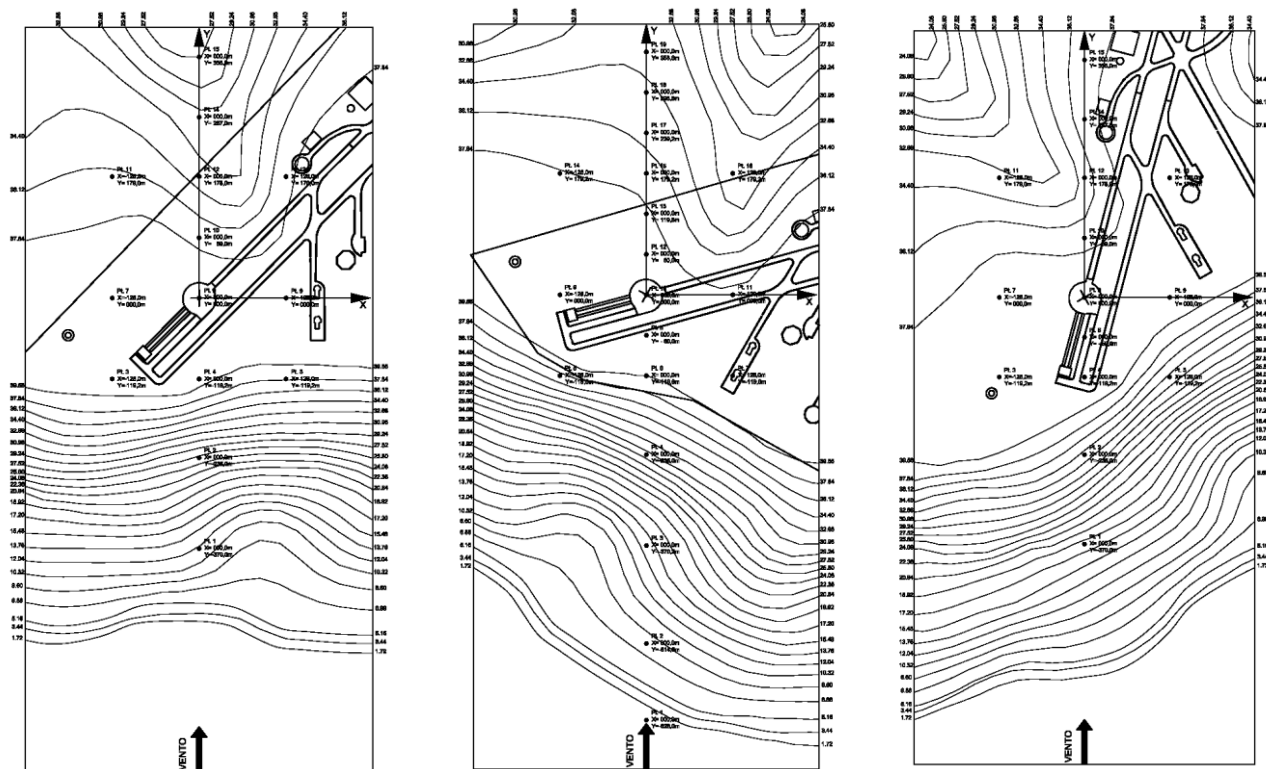


Figura 2. Modelos em escala reduzida para as três direções de incidência do vento (0°, 30° e 330°).



Figura 3. Modelos de 0° e 30° na câmara de testes do túnel de vento.

## 5. RESULTADOS

### 5.1. Perfis de velocidade e intensidade de turbulência

Nas Figuras 5, 6, 7 e 8 são mostrados os perfis de velocidade média e intensidade de turbulência correspondentes ao modelo 0°. Os pontos 1, 2, 4, 8, 12 e 15 estão alinhados sobre o eixo longitudinal (Figura 2). No perfil de velocidade correspondente ao ponto 4 aparece a maior distorção com relação ao vento incidente. Nas posições a sotavento desse ponto percebem-se as modificações dos perfis de intensidade de turbulência (pontos 8, 12 e 15).

Os perfis de velocidade média e intensidade de turbulência correspondentes ao modelo 30° são indicados nas Figuras 9, 10, 11 e 12. Da mesma forma, os pontos 1, 3, 6, 10, 15 e 19 estão alinhados sobre o eixo longitudinal. Neste caso, a maior distorção com relação ao vento incidente aparece no perfil de velocidade correspondente ao ponto 6. As intensidades de turbulência nos pontos a barlavento (1 e 3) são menores que no caso anterior. Já no ponto 3, percebe-se o desprendimento de vórtices.

No caso do modelo 330°, os pontos 1, 2, 4, 8, 12 e 15 das Figuras 13, 14, 15 e 16, também estão alinhados sobre o eixo longitudinal. O comportamento é muito semelhante ao modelo 0°. Nas posições a sotavento do ponto 4 são percebidas as modificações dos perfis de intensidade de turbulência (pontos 8, 12 e 15).

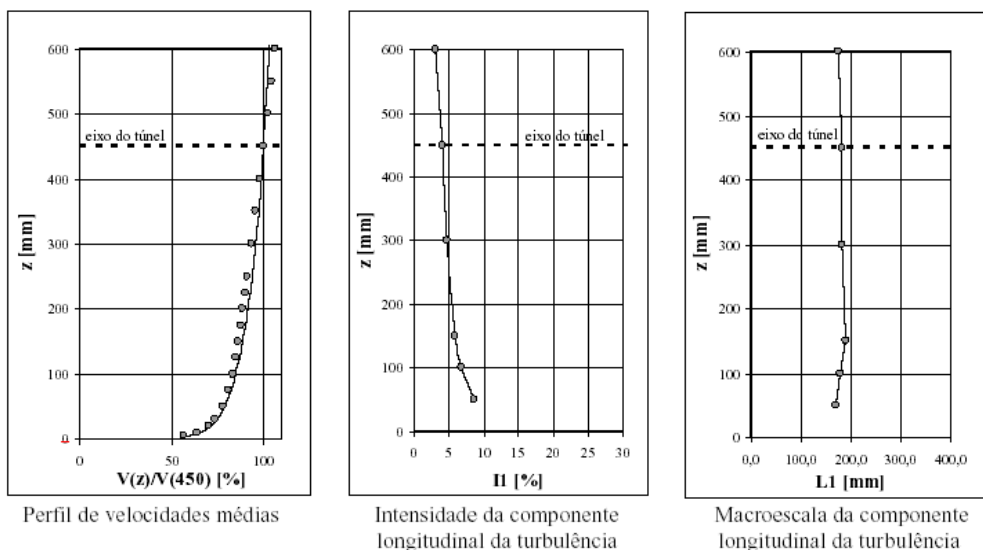


Figura 4. Principais características do vento incidente (expoente  $\alpha = 0,11$ ).

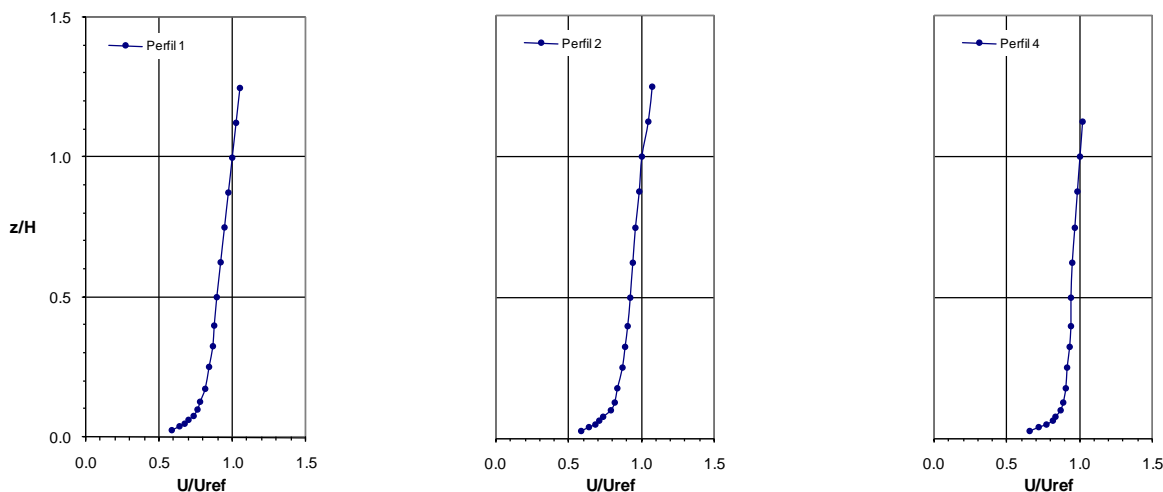


Figura 5. Perfis verticais das velocidades médias adimensionais nos pontos 1, 2 e 4 – Modelo 0°.

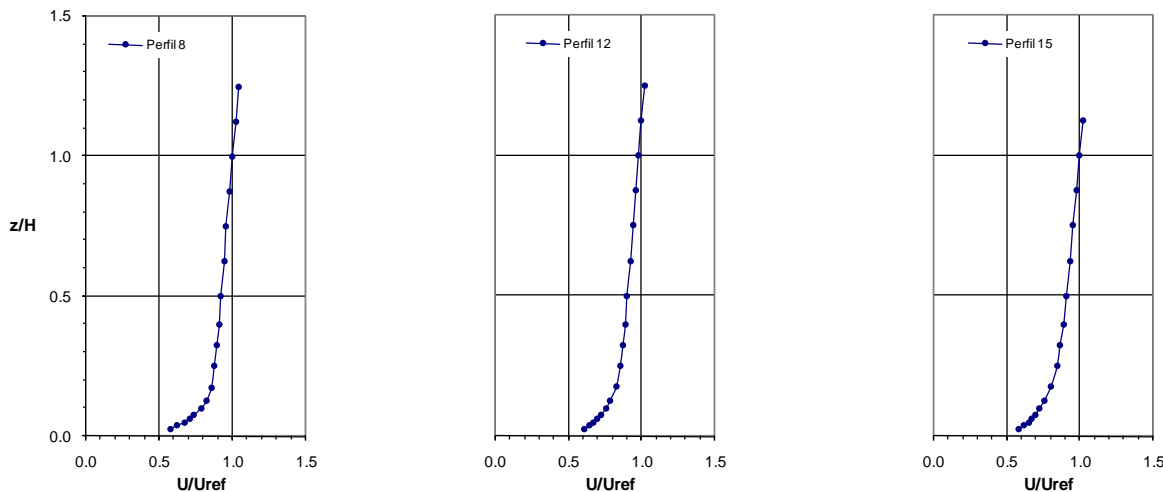


Figura 6. Perfis verticais das velocidades médias adimensionais nos pontos 8, 12 e 15 – Modelo 0°.

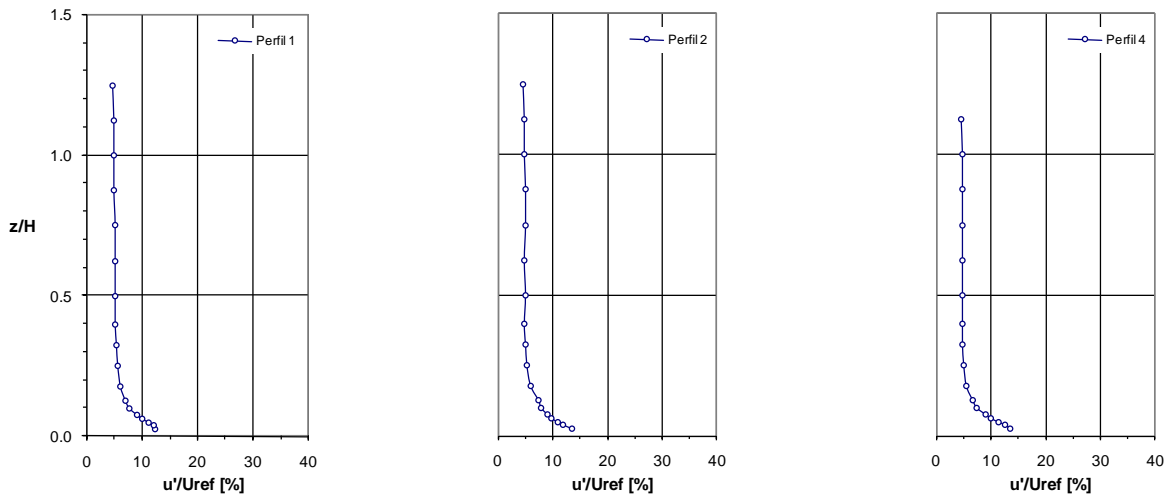


Figura 7. Perfis verticais das intensidades da turbulência normalizadas nos pontos 1, 2 e 4 – Modelo 0°.

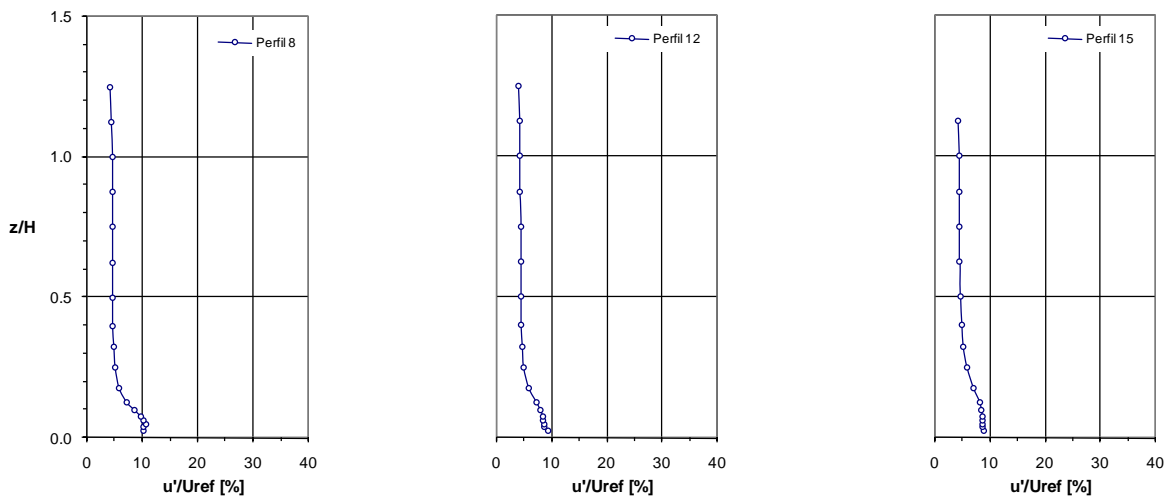


Figura 8. Perfis verticais das intensidades da turbulência normalizadas nos pontos 8, 12 e 15 – Modelo 0°.

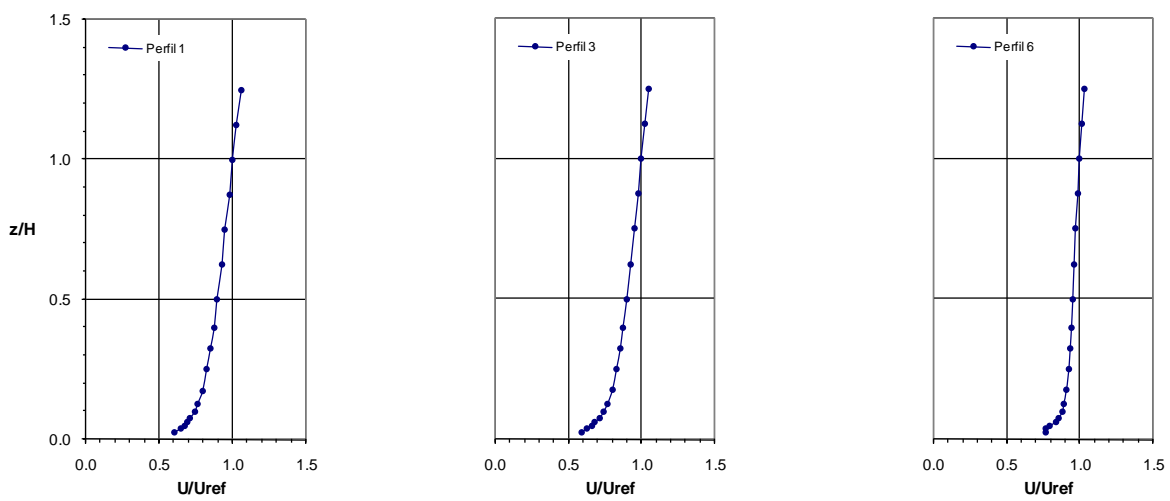


Figura 9. Perfis verticais das velocidades médias adimensionais nos pontos 1, 3 e 6 – Modelo 30°.

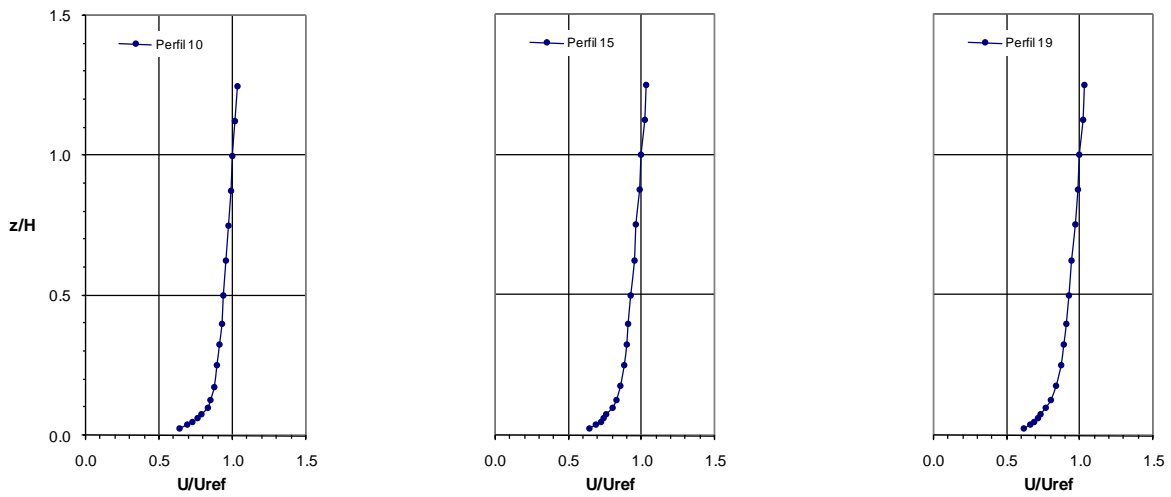


Figura 10. Perfis verticais das velocidades médias adimensionais nos pontos 10, 15 e 19 – Modelo 30°.

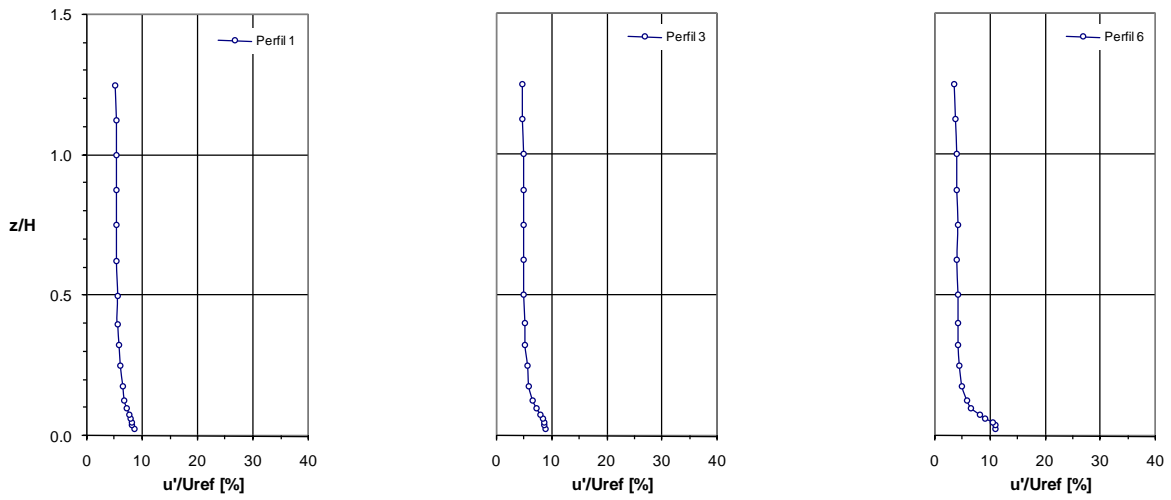


Figura 11. Perfis verticais das intensidades da turbulência normalizadas nos pontos 1, 3 e 6 – Modelo 30°.

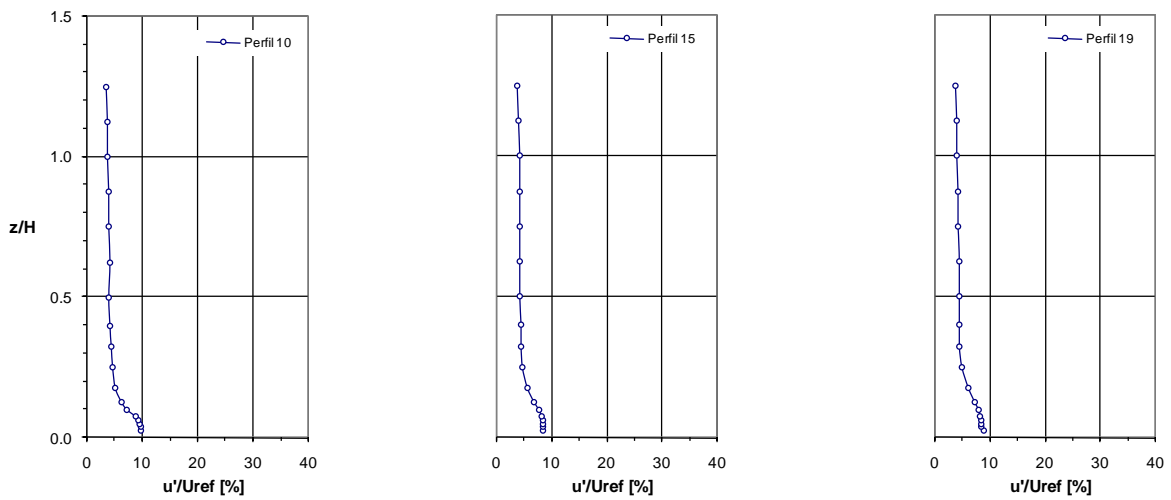


Figura 12. Perfis verticais das intensidades da turbulência normalizadas nos pontos 10, 15 e 19 – Modelo 30°.

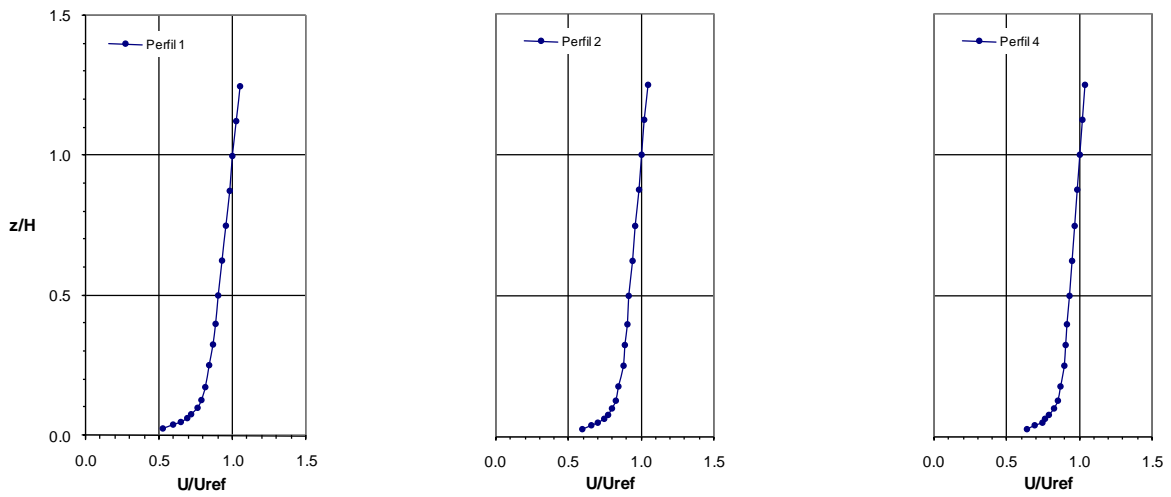


Figura 13. Perfis verticais das velocidades médias adimensionais nos pontos 1, 2 e 4 – Modelo 330°.

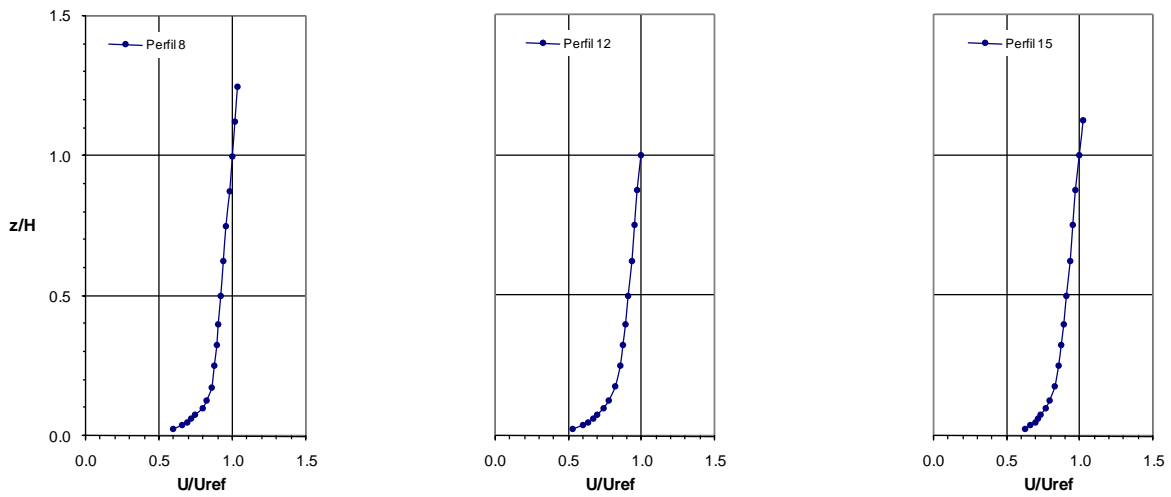


Figura 14. Perfis verticais das velocidades médias adimensionais nos pontos 8, 12 e 15 – Modelo 330°.

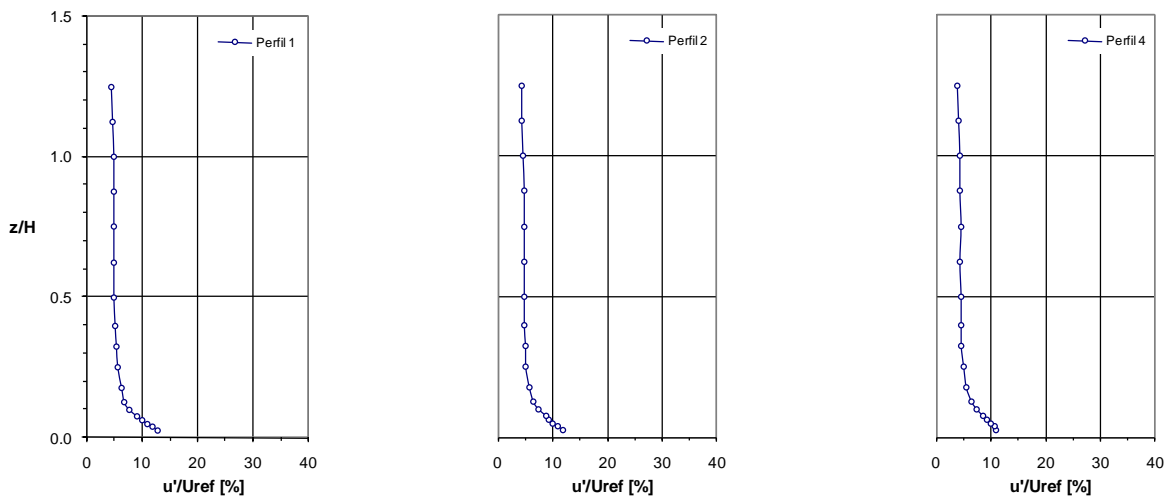


Figura 15. Perfis verticais das intensidades da turbulência normalizadas nos pontos 1, 2 e 4 – Modelo 330°.



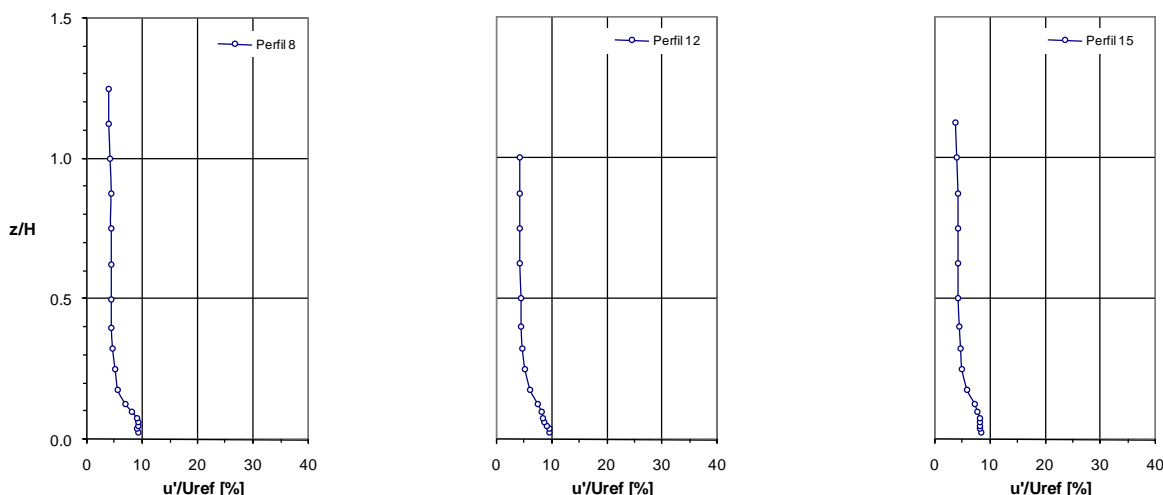


Figura 16. Perfis verticais das intensidades da turbulência normalizadas nos pontos 8, 12 e 15 – Modelo 330°.

### 5.2. Espectros de turbulência

A análise espectral é restrita às alturas correspondentes a  $z = 25$  e  $70$  mm, as quais foram definidas com o intuito de futuras comparações com medições de anemômetros localizados a  $10$  m de altura na atmosfera, no caso de  $z = 25$  mm, e dispor um ponto mais afastado da superfície próximo aos  $30$  m de altura, no caso de  $z = 70$  mm. Na Figura 17 são mostrados os espectros adimensionais para o vento incidente ( $\alpha = 0,11$ ). O espectro teórico a partir da expressão de von Kármán (ESDU, 1982) é indicado com fins comparativos. Para  $z = 25$  mm, nas altas frequências é observado um afastamento do espectro medido com relação aos valores teóricos.

Para o modelo  $0^\circ$ , mostram-se os espectros correspondentes aos pontos 1 e 15. No ponto 1 (Figura 18), o comportamento dos espectros medidos com relação ao teórico (ESDU) é levemente melhor que no caso do vento incidente. No ponto 15 (Figura 19), na posição a sotavento, em ambos os casos ( $z = 25$  e  $70$  mm), o pico do espectro medido no túnel de vento não tem boa definição.

Na Figura 20, correspondente ao espectro no ponto 1 do modelo  $30^\circ$ , observa-se bom ajuste dos valores ao espectro teórico na altura  $z = 70$  mm. Entretanto, em  $z = 25$  mm, verifica-se um afastamento nas altas frequências, semelhante ao observado no ponto 1 do modelo  $0^\circ$ . No ponto 6 (Figura 21), mostra-se que claramente não existe boa definição do pico espectral e observa-se um maior afastamento dos valores teóricos nas altas frequências.

Finalmente, para o modelo  $330^\circ$  são indicados os espectros correspondentes aos pontos 5 e 12 (Figuras 22 e 23). O ponto 5 apresenta o melhor ajuste de todos os pontos analisados, em ambas as alturas ( $z = 25$  e  $70$  mm). No ponto 12, observa-se menor definição do pico espectral e um pequeno afastamento nas altas frequências para  $z = 25$  mm.

Os pontos 1 e 15 no modelo  $0^\circ$ , os pontos 1 e 6 no modelo  $30^\circ$  e, finalmente, os pontos 5 e 12 no modelo  $330^\circ$ , foram selecionados a partir do comportamento espectral mais semelhante e mais deferente com relação aos espectros do vento incidente indicados na Figura 17.

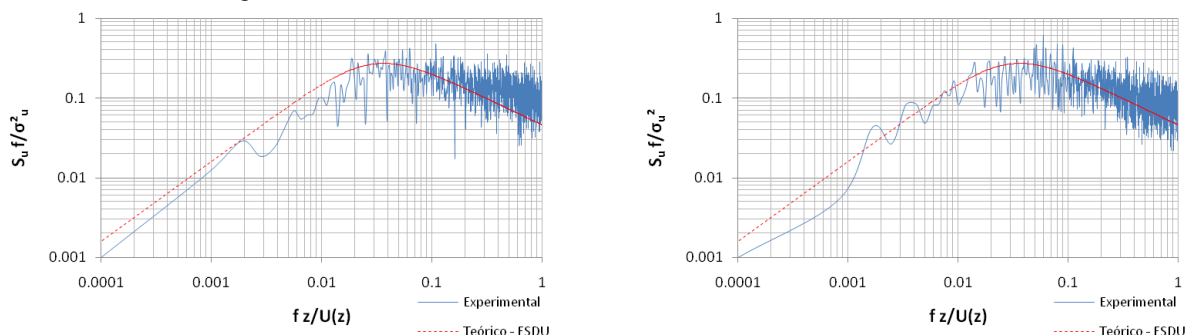


Figura 17. Espectros de turbulência adimensionais nas alturas  $z = 25$  mm (esquerda)  $z = 70$  mm (direita) – Vento incidente ( $\alpha = 0.11$ ).

## 6. CONCLUSÕES

As características da turbulência do escoamento atmosférico no CLA foram avaliadas usando três modelos topográficos em escala de  $1:400$ , mediante um anemômetro de fio quente. Os resultados preliminares não mostram excessivas distorções nos perfis de velocidade média e intensidade de turbulência com relação aos valores medidos com

vento incidente sem as perturbações da topografia. A análise espectral indica alguns pontos com baixa definição do pico espectral e desvios dos valores teóricos nas altas frequências. A seguir, serão realizadas avaliações espectrais complementares, a comparação com dados coletados no local com anemômetro sônico e, finalmente, testes em túnel de vento do processo de dispersão dos efluentes.

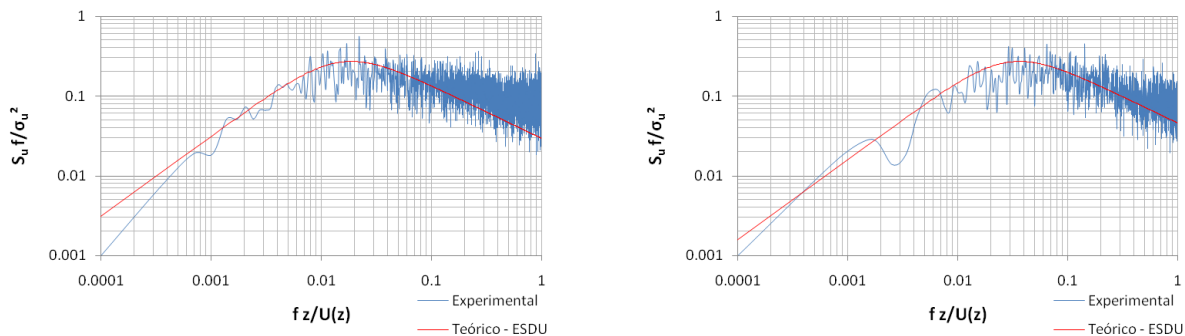


Figura 18. Espectros de turbulência adimensionais nas alturas  $z = 25$  mm (esquerda)  $z = 70$  mm (direita) – Ponto 1 do modelo  $0^\circ$ .

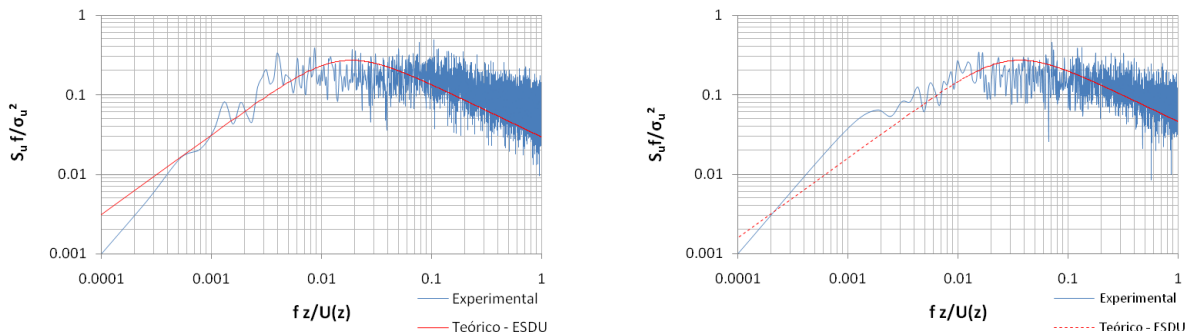


Figura 19. Espectros de turbulência adimensionais nas alturas  $z = 25$  mm (esquerda)  $z = 70$  mm (direita) – Ponto 15 do modelo  $0^\circ$ .

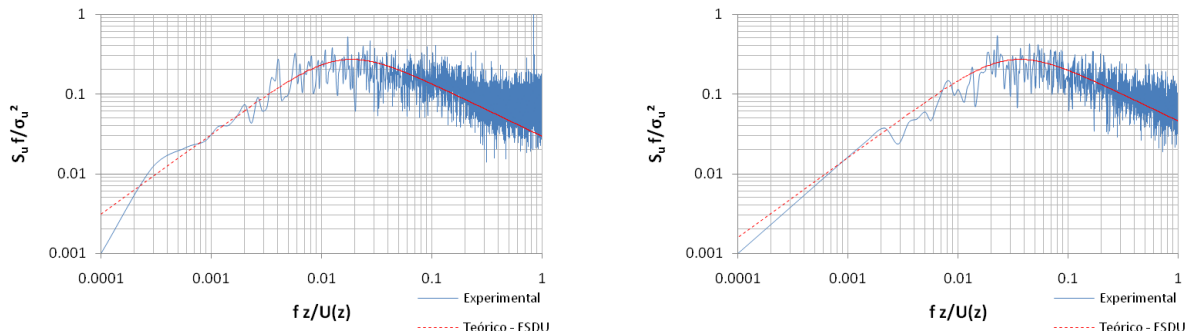


Figura 20. Espectros de turbulência adimensionais nas alturas  $z = 25$  mm (esquerda)  $z = 70$  mm (direita) – Ponto 1 do modelo  $30^\circ$ .

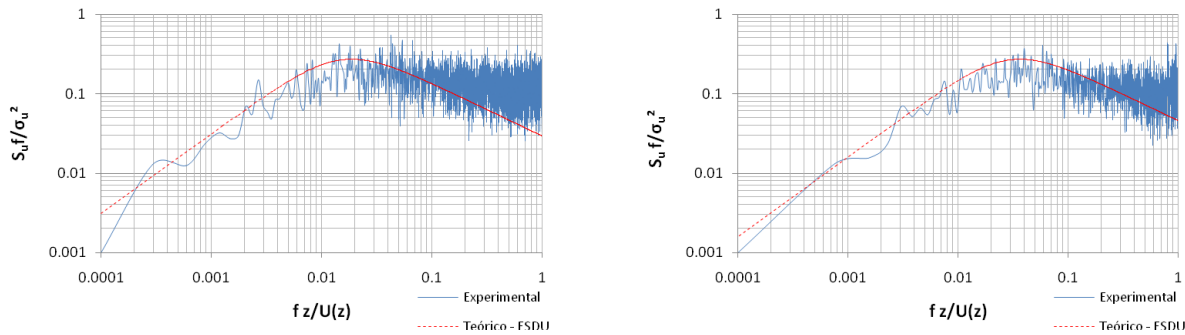


Figura 21. Espectros de turbulência adimensionais nas alturas  $z = 25$  mm (esquerda)  $z = 70$  mm (direita) – Ponto 6 do modelo  $30^\circ$ .

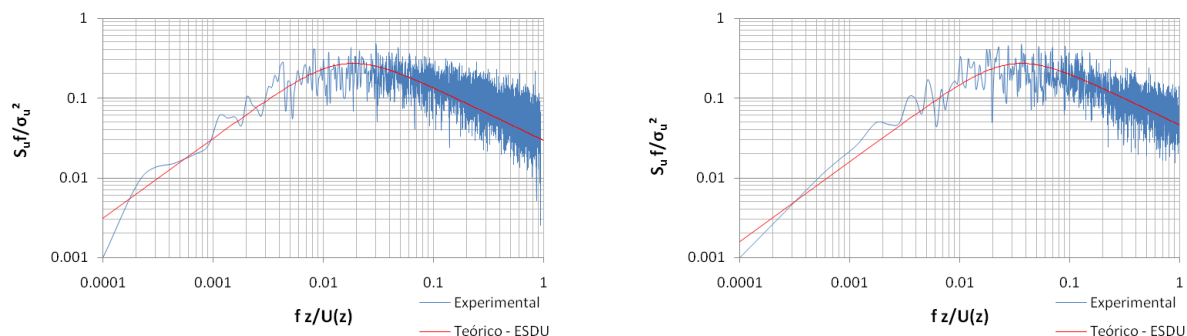


Figura 22. Espectros de turbulência adimensionais nas alturas  $z = 25$  mm (esquerda)  $z = 70$  mm (direita) – Ponto 5 do modelo 330°.

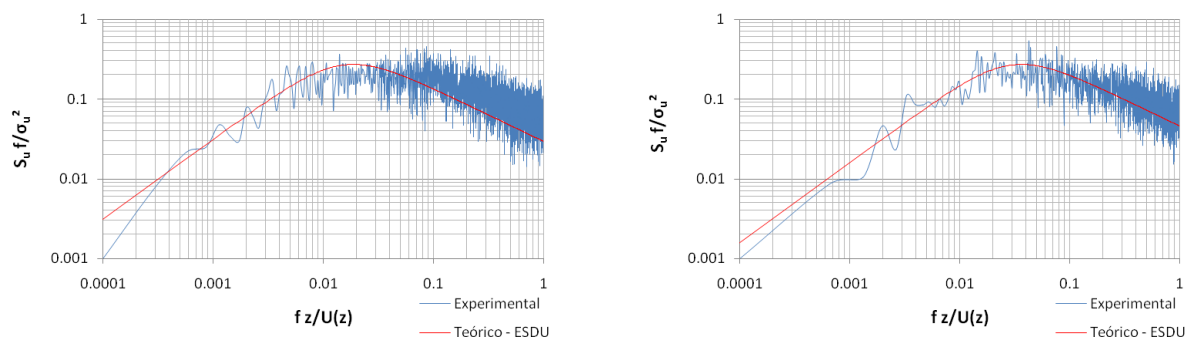


Figura 23. Espectros de turbulência adimensionais nas alturas  $z = 25$  mm (esquerda)  $z = 70$  mm (direita) – Ponto 12 do modelo 330°.

## 7. REFERÊNCIAS

- Arya, S. P., 2001. Introduction to micrometeorology, Second Edition. Elsevier ISE, 420 p.
- Blessmann, J., 1982, The Boundary Layer Wind Tunnel of UFRGS, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 10, pp. 231-248.
- Blessmann, J., 1995, O vento na engenharia estrutural. Porto Alegre. Ed. Universidade. UFRGS.
- Cao, S. and Tamura, T., 2006. Experimental study on roughness effects on turbulent boundary layer flow over a two-dimensional steep hill. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 94, 1-19.
- Engineering Sciences Data Unit, 1982, “Strong winds in the atmospheric boundary layer, Part 1: mean hourly wind speeds.”. London, ESDU.
- Loredo-Souza, A.M, Schettini, E.B.C, Paluch, M.J., 2004. Simulação da camada limite atmosférica em túnel de vento, in: Anais da IV Escola de Primavera Transição e Turbulência-4, 137-163. Porto Alegre, Brazil.
- Magnago, R., Fisch, G., Moraes, O, 2008. Análise Espectral do Vento no Centro de Lançamento de Alcântara (CLA). Revista Brasileira de Meteorologia, 19 p.
- Mavroidis, I. and Griffiths, D.J.H., 2003. Field and wind tunnel investigations of plume dispersion around single surface obstacles. Atmospheric Environment 37, 2903-2918.
- Novak, M.D., Warland, J.S., Orchansky, A.L., Ketler, R., Green, S., 2000. Wind tunnel and field measurements of turbulent flow in forests. Part I: Uniformly thinned stands. Boundary Layer Meteorology 95, 457-495.

## AVISO DE RESPONSABILIDADE

Os autores são os únicos responsáveis pelo material impresso incluído neste artigo.



**EPTT 2012**  
SÃO PAULO

**Anais da**  
**8ª Escola de Primavera**  
**de Transição e Turbulência**

Universidade de São Paulo  
São Paulo, 24 a 28/SET/2012  
[www.poli.usp.br/eptt2012](http://www.poli.usp.br/eptt2012)