

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE MANCAIS RADIAIS POROSOS DINAMICAMENTE CARREGADOS

Christian J. L. Hermes – hermes@nrva.ufsc.br

Álvaro T. Prata – prata@nrva.ufsc.br

Universidade Federal de Santa Catarina, Departamento de Engenharia Mecânica
Caixa Postal 476 – 88040-900 – Florianópolis, SC, Brasil

Resumo. Neste trabalho é apresentado um modelo bidimensional capaz de caracterizar o escoamento de óleo em mancais radiais porosos quando submetidos a um carregamento dinâmico. O modelo baseou-se na equação de Reynolds para o cálculo do campo de pressão no filme fluido e na equação de Darcy para descrever o escoamento no meio poroso. O comportamento dinâmico do munhão foi incluído no modelo para determinar instantaneamente a sua órbita à medida que a carga varia. As equações diferenciais parciais foram integradas através do método dos volumes finitos e as equações diferenciais ordinárias no domínio do tempo foram resolvidas por um método de Runge-Kutta de 4ª ordem. A maior contribuição deste trabalho consiste na validação da teoria de mancal poroso curto, proposta por Morgan & Cameron (1957), para a condição de carregamento dinâmico.

Palavras-chave: Mancal Radial Poroso, Carregamento Dinâmico, Simulação Numérica

1. INTRODUÇÃO

Segundo Cameron (1966), as primeiras aplicações de produtos porosos na confecção de mancais auto-lubrificadas datam da década de 1920 e objetivavam substituir os tradicionais mancais de madeira imersos em óleo. Entre as décadas de 1950 e 1970, auge da chamada “Guerra Fria”, o interesse dos blocos soviético e norte-americano na pesquisa aeroespacial cresceu intensamente, o que implicou no desenvolvimento de equipamentos capazes de satisfazer requisitos como eficiência, confiabilidade e manutenibilidade. Neste contexto, o estudo de mancais porosos tornou-se intenso. Modelos analíticos para mancais porosos foram exaustivamente estudados por Morgan & Cameron (1957), Shir & Joseph (1966), Cusano (1972), Murti (1973), entre muitos outros trabalhos. Praticamente todos os modelos desenvolvidos foram baseados na equação de Reynolds, para descrever o escoamento na folga radial, e na Lei de Darcy, para modelar o escoamento de óleo na matriz porosa. Todos estes modelos foram, entretanto, desenvolvidos para a condição de carregamento estático.

Nos últimos anos, um grupo de pesquisadores japoneses realizaram uma série de estudos com o objetivo de caracterizar o comportamento físico de mancais radiais porosos. Kaneko *et al.* (1994a) investigaram experimentalmente o fenômeno da cavitação em mancais porosos, dando

ênfase à visualização da formação do campo de pressão na folga radial e do escoamento em estrias devido à cavitação. No mesmo ano, Kaneko *et al.* (1994b) analisaram os efeitos da pressão de alimentação nas características estáticas do mancal poroso, comparando os resultados experimentais com um modelo numérico bidimensional simplificado, baseado na condição de Meio-Sommerfeld. Posteriormente, Kaneko *et al.* (1997) desenvolveram um modelo bidimensional mais sofisticado, considerando tanto o escoamento de filme não completamente desenvolvido como o fenômeno da cavitação.

Na literatura, entretanto, não foram encontrados modelos capazes de descrever o comportamento dinâmico de mancais porosos, situação que caracteriza a maior parte das suas aplicações, principalmente aquelas relacionadas à máquinas alternativas. Neste contexto, o presente trabalho propõe um modelo bidimensional capaz de prever o comportamento de mancais radiais porosos submetidos a carregamentos dinâmicos.

2. MODELAGEM MATEMÁTICA

A Fig.1 apresenta um esquema de um mancal radial poroso. Nesta figura, observa-se a variação angular da folga radial, $h=h(\theta)$, devido à excentricidade entre o mancal e o munhão. Nota-se também o escoamento de óleo em duas regiões distintas: folga radial e matriz porosa.

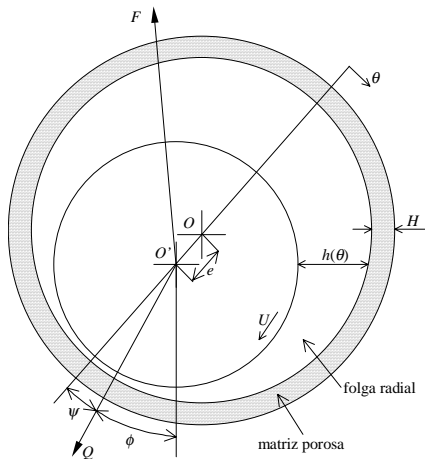


Figura 1 - Esquema do mancal poroso.

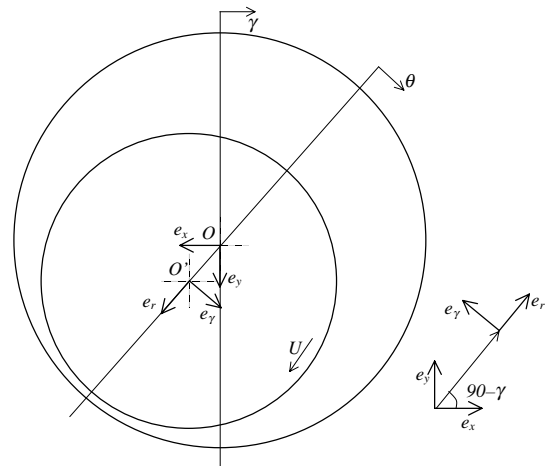


Figura 2 - Sistemas coordenados.

No modelo, o par mancal/munhão da Fig.1 foi linearizado, sendo que os efeitos de curvatura foram desprezados em virtude da pequena ordem de grandeza da folga radial. Deve-se notar que na região próxima a $\theta=\pi$ (início da cunha divergente) há escoamento de óleo da folga radial para a bucha porosa devido às elevadas pressões na cunha. Observa-se também a presença do “efeito de filme espremido” devido à velocidade relativa entre eixo e mancal na direção radial.

2.1 Modelo do Escoamento na Folga Radial

O escoamento de óleo na folga radial do mancal apresentado na Fig.1 é descrito pela equação de Reynolds, que pode ser escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p_f}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h^3 \frac{\partial p_f}{\partial y} \right) = 6\mu \left[U \frac{dh}{dx} + 2(V_h - V_o) \right] \quad ; \quad h = c(1 + \varepsilon \cos \theta) \quad (1)$$

Além disso, com auxílio da Fig.2, pode-se mostrar que para carregamentos dinâmicos:

$$U = R\omega + c\dot{\varepsilon} \sin\theta - c\varepsilon(\dot{\phi} + \dot{\psi})\cos\theta \cong \omega R \quad \text{e} \quad V_h = c\dot{\varepsilon} \cos\theta + c\varepsilon(\dot{\phi} + \dot{\psi})\sin\theta \quad (2)$$

onde $\dot{\varepsilon}$ e $\dot{\psi}$ são, respectivamente, as velocidades do eixo nas direções linear e angular.

A velocidade na interface entre o filme e o meio poroso é, então, obtida da Lei de Darcy:

$$V_o = -(k/\mu)(\partial p_m / \partial z)_{z=0} \quad (3)$$

Deve-se notar que a aplicação de (3) em (1) implica na condição de não deslizamento na interface. Por simplicidade, esta condição de contorno foi utilizada ao invés da condição de Beavers & Joseph (1967), que prevê velocidade interfacial não nula.

Finalmente, aplicando as equações (2) e (3) na equação (1) juntamente com as seguintes adimensionalizações,

$$\xi = y/R \quad ; \quad \theta = x/R \quad ; \quad p_f^* = (p_f c^2 / 6\mu UR)(1 + \varepsilon \cos\theta)^{3/2} \quad ; \quad F^* = (c^2 / 6\mu UR^3)F$$

$$\tau = \omega t \quad ; \quad \dot{\varepsilon}^* = d\varepsilon/d\tau = \dot{\varepsilon}/\omega \quad ; \quad \dot{\phi}^* = d\phi/d\tau = \dot{\phi}/\omega \quad ; \quad \dot{\psi}^* = d\psi/d\tau = \dot{\psi}/\omega \quad ; \quad g^* = \omega^2 c/g$$

obtem-se:

$$\partial^2 p_f^* / \partial \xi^2 + \partial^2 p_f^* / \partial \theta^2 = A(\theta)p_f^* + B(\theta)\dot{\varepsilon}^* + C(\theta)(\dot{\phi}^* + \dot{\psi}^*) + D(\theta) + E(\theta)(\partial p_m^* / \partial z)_{z=0}$$

$$A(\theta) = 3\varepsilon^2 \sin^2\theta / 4(1 + \varepsilon \cos\theta)^2 - 3\varepsilon \cos\theta / 2(1 + \varepsilon \cos\theta) \quad ; \quad B(\theta) = 2\cos\theta / (1 + \varepsilon \cos\theta)^{3/2} \quad (4)$$

$$C(\theta) = 2\varepsilon \sin\theta / (1 + \varepsilon \cos\theta)^{3/2} \quad ; \quad D(\theta) = -\varepsilon \sin\theta / (1 + \varepsilon \cos\theta)^{3/2} \quad ; \quad E(\theta) = 12R^2 k / h^3$$

Esta equação permite o cálculo da distribuição de pressão no filme fluido e está sujeita às seguintes condições de contorno:

$$\xi = \pm L/D \Rightarrow p_f^* = 0 \quad \text{e} \quad \theta \geq \pi \Rightarrow p_f^* = \|p_f^*, 0\| \quad (5)$$

A primeira condição em (5) impõe pressão manométrica nula nos bordos do mancal. A segunda, conhecida por condição de Meio-Sommerfeld, anula o campo de pressão negativo característico da região de cavitação, desprezando a penetração de ar e o conseqüente escoamento em estrias. A condição de Meio-Sommerfeld, contudo, não pode ser utilizada no procedimento de solução, devendo ser substituída por duas condições periódicas em θ ,

$$p_f^*(\xi, 0) = p_f^*(\xi, 2\pi) \quad \text{e} \quad \partial p_f^*(\xi, 0) / \partial \theta = \partial p_f^*(\xi, 2\pi) / \partial \theta \quad (6)$$

Adicionalmente às hipóteses simplificativas apresentadas considerou-se: fluido newtoniano, escoamento plenamente desenvolvido, termos viscosos predominantes sobre os de inércia, propriedades constantes e velocidade predominante na direção circunferencial θ .

2.2 Modelo do Escoamento na Matriz Porosa

A Lei de Darcy foi utilizada para descrever o escoamento de óleo na matriz porosa. Assim, combinando a Lei de Darcy com a equação de conservação da massa, integrando a equação resultante ao longo de z entre os limites $-H$ e 0 considerando as propriedades constantes, substituindo a equação (3) na expressão resultante e considerando impermeável a superfície externa à matriz porosa ($V_{-H}=0$), obtém-se:

$$\frac{\partial^2 p_m}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 p_m}{\partial \theta^2} = -\frac{R^2}{H} \frac{\partial p_m}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (7)$$

A equação anterior fornece um modelo para o escoamento de óleo no meio poroso. Observa-se que a variação da pressão em z foi desconsiderada em virtude da pequena espessura da bucha porosa em relação as dimensões em ξ e θ . As condições de contorno para a equação (7) também são dadas pelas equações (5).

Nota-se que os modelos para o escoamento na folga radial e na matriz porosa são acoplados pela velocidade na interface, V_o , dada pela equação (3). Deve-se notar que a equação para o escoamento de óleo na folga radial fornece um campo adimensional de pressão enquanto a equação para escoamento na matriz porosa fornece um campo dimensional.

2.3 Modelo do Mancal Radial Poroso Curto

O modelo desenvolvido por Morgan & Cameron (1957) para mancais radiais curtos ($L/D < 1/4$) baseia-se na hipótese de que as pressões do filme fluido e da matriz porosa são idênticas. Assim, considerando que os gradientes de pressão na direção x são muito menores que os gradientes de pressão na direção y , já que para mancais curtos $L \ll D$, tem-se das equações (1) e (7), respectivamente,

$$\frac{d}{dy} \left(h^3 \frac{dp}{dy} \right) = 6\mu \left[U \frac{dh}{dx} + 2(V_h - V_o) \right] \quad \text{e} \quad \frac{d^2 p}{dy^2} = \frac{\mu}{kH} V_o \quad (8)$$

estando sujeitas às seguintes condições de contorno:

$$y = \pm L/2 \Rightarrow p = 0 \quad (9)$$

Isolando V_o na segunda das equações (8), substituindo-a na primeira das equações (8) e integrando a equação resultante, obtém-se:

$$p(y, \theta) = \frac{3\mu\omega}{c^2} \left[\frac{\varepsilon \operatorname{sen} \theta - 2\dot{\varepsilon} \cos \theta - 2\varepsilon\dot{\psi} \operatorname{sen} \theta}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^3 + 12kH/c^3} \right] \quad (10)$$

que fornece o campo de pressão num mancal poroso curto sujeito a um carregamento dinâmico.

2.4 Dinâmica do Munhão

Na modelagem do comportamento dinâmico do munhão deve-se considerar o mancal esquematizado na Fig.1. Definindo um sistema coordenado fixo (e_x, e_y) no centro do mancal (O) e escrevendo-o em relação a um sistema coordenado móvel (e_r, e_γ) situado no centro do eixo (O'), de acordo com a Fig.2, pode-se descrever a posição, as velocidades e acelerações do eixo em relação ao mancal, em instante de tempo. Assim, aplicando-se as equações da dinâmica para as direções γ e r , obtém-se:

$$\begin{cases} \Delta \cos \psi - 6(R/L)F_1^* = \Delta \cdot g^* \left[\ddot{\varepsilon}^* - \varepsilon (\dot{\phi}^* + \dot{\psi}^*)^2 \right] \\ \Delta \operatorname{sen} \psi - 6(R/L)F_2^* = -\Delta \cdot g^* \left[\varepsilon (\ddot{\phi}^* + \ddot{\psi}^*) + 2\dot{\varepsilon}^* (\dot{\phi}^* + \dot{\psi}^*) \right] \end{cases} \quad (11)$$

Deve-se observar que as componentes da força hidrodinâmica requeridas nas equações (11) são obtidas da integração do campo de pressão ao longo da área. Logo, resolvendo as equações (4) e (7), obtém-se as pressões na folga radial e na matriz porosa. Da integração do campo de pressão no filme de óleo são obtidas as componentes da força hidrodinâmica que, para cada instante de tempo, permitem a determinação de ε e ψ através das equações (11). Tanto a carga, $Q=Q(t)$, como seu ponto de aplicação, $\phi=\phi(t)$, devem ser funções conhecidas em cada instante.

3. METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

Para resolver as equações diferenciais parciais que descrevem os campos de pressão do escoamento na folga radial e na matriz porosa fez-se uso do Método dos Volumes Finitos (Patankar, 1980; Ferziger & Peric, 1996). De acordo com esta metodologia, o domínio computacional é dividido em pequenos volumes de controle não sobrepostos (Fig.3).

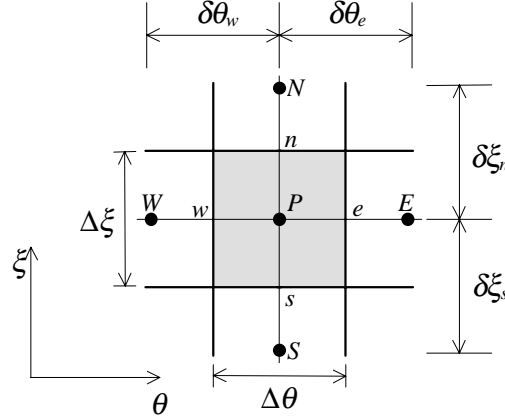


Figura 3 - Volume de controle típico do domínio discretizado.

Integrando então a equação (4) ao longo do volume de controle representado na Fig.3 e aproximado as derivadas pelas diferenças centrais, chega-se à seguinte equação algébrica:

$$a_p p_{P,f}^* = a_n p_{N,f}^* + a_s p_{S,f}^* + a_e p_{E,f}^* + a_w p_{W,f}^* + b$$

$$\begin{cases} a_n = \Delta\theta / \delta\xi_n ; a_s = \Delta\theta / \delta\xi_s ; a_e = \Delta\xi / \delta\theta_e ; a_w = \Delta\xi / \delta\theta_w \\ a_p = a_n + a_s + a_e + a_w + [A(\theta_P) + E(\theta_P)] \Delta\xi \Delta\theta \\ b = [B(\theta_P) \bar{\epsilon}^* + C(\theta_P) (\bar{\phi}^* + \bar{\psi}^*) + D(\theta_P) + E(\theta_P) p_{P,m}^*] \Delta\xi \Delta\theta \end{cases} \quad (12)$$

Como a variação da pressão ao longo de z foi desprezada tanto para o filme de óleo como para a matriz porosa, fez-se uso da seguinte aproximação (Prata & Vasconcelos, 1991) para o último termo da equação (4):

$$\left(\frac{\partial p_m^*}{\partial z} \right)_{z=0} = (p_f^* - p_m^*) / (H/2) \quad (13)$$

Aplicando o mesmo procedimento na integração da equação (7), obtém-se:

$$a_p p_{P,m} = a_n p_{N,m} + a_s p_{S,m} + a_e p_{E,m} + a_w p_{W,m} + b$$

$$\begin{cases} a_n = \Delta\theta / \delta\xi_n ; a_s = \Delta\theta / \delta\xi_s ; a_e = \Delta\xi / \delta\theta_e ; a_w = \Delta\xi / \delta\theta_w \\ a_p = a_n + a_s + a_e + a_w + (2R^2 / H^2) \Delta\xi \Delta\theta \\ b = (2R^2 p_{P,f} / H^2) \Delta\xi \Delta\theta \end{cases} \quad (14)$$

O conjunto de equações algébricas obtidas da discretização das equações diferenciais parciais formam sistemas lineares onde a matriz de coeficientes é pentadiagonal. Estes sistemas pentadiagonais foram resolvidos pelo método linha-por-linha, empregando o TDMA (*Tri-Diagonal Matrix Algorithm*) na orientação de ξ e o CTDMA (*Cyclic Tri-Diagonal Matrix Algorithm*) na orientação de θ . Detalhes relacionados aos algoritmos TDMA e CTDMA podem ser obtidos em Patankar *et al.* (1977).

A integração do campo de pressão na folga radial foi realizada numericamente pela multiplicação da pressão de cada volume de controle elementar pela respectiva área do elemento.

Para resolver o problema dinâmico, três considerações foram adotadas: (i) a intensidade da carga Q é constante; (ii) a carga é fixa e está aplicada na vertical ($\phi=0$); e (iii) a carga foi aplicada subitamente. Assim, as equações (11) tornam-se diferenciais ordinárias de 2ª ordem. Estas equações foram resolvidas pelo método de Runge-Kutta de 4ª ordem. Como condições iniciais considerou-se excentricidade e velocidades nulas, além da linha de centro disposta na direção horizontal.

No procedimento numérico, os campos de pressão no filme fluido e na matriz porosa são calculados iterativamente até que a convergência seja obtida para cada instante de tempo. Considera-se a solução convergida quando o somatório dos os resíduos normalizados for inferior a 10^{-3} . Salienta-se ainda que as equações foram resolvidas num domínio de tempo transformado, $\tau=\omega.t$, com incrementos de 0,001rad.

4. RESULTADOS

Fazendo uso do procedimento de simulação anteriormente descrito, pode-se analisar os resultados segundo dois enfoques: (i) comparação entre os modelos formulados para mancal poroso finito e curto nas condições definidas na Tabela 1 e (ii) comparação dos modelos mencionados com os resultados numérico-experimentais de Kaneko *et al.* (1997), de acordo com os parâmetros também descritos na Tabela 1.

Tabela 1. Parâmetros de simulação.

Parâmetro	(i)	(ii)	Parâmetro	(i)	(ii)
D [mm]	100	49,911	N [rpm]	3000	50
L [mm]	100; 50; 25	20	Q [N]	50	29,4
c [μm]	100	39	k [m^2]	$10 \cdot 10^{-14}$	$8,98 \cdot 10^{-14}$
μ [Pa.s]	0,001	0,050	H [mm]	5	8,148

As comparações entre os modelos propostos foram realizadas com base nos campos de pressão obtidos para a condição de equilíbrio dinâmico (em $\xi=0$), apresentados na Fig.4, e nas trajetórias descritas pelo munhão, apresentadas nos diagramas polares ($\varepsilon_x = \varepsilon \cos \psi$ x $\varepsilon_y = \varepsilon \sin \psi$) da Fig.5. Nas comparações, foram consideradas relações L/D de 1, 1/2 e 1/4.

Para validar experimentalmente os modelos propostos foram realizadas comparações entre os valores máximos da pressão do filme fluido em $\xi=0$ (p_{max}), entre as posições onde ocorrem as máximas pressões ($\gamma_{max} = \theta_{max} + \psi_{eq}$) e entre as relações de excentricidade na condição equilíbrio hidrodinâmico (ε_{eq}).

Na Fig.4 estão apresentados os campos de pressão para os parâmetros da Tabela 1. Nota-se que para L/D elevados, os campos de pressão apresentam valores menores do que aqueles observados para menores valores de L/D . Isto ocorre porque a área disponível é maior e a pressão necessária para gerar a força hidrodinâmica capaz de suportar o eixo na condição de equilíbrio é menor. Na figura para $L/D=1$, o campo de pressão do óleo que escoa no meio poroso está muito próximo do campo de pressão do filme formado na folga radial. Este fato não é observado nas figuras para $L/D=1/2$ e $1/4$, onde se nota uma diferença mais significativa entre as pressões no filme de óleo e no meio poroso. Para L/D menores, há campos de pressão de maior intensidade, o que induz escoamento para o meio poroso com maior velocidade radial, reduzindo a pressão do

óleo na matriz porosa. Este fato contraria a aproximação proposta por Morgan & Cameron (1957), onde as pressões do filme e da matriz são consideradas idênticas. Contudo, as pressões obtidas pelo modelo de mancal curto ficaram bastante próximas daquelas obtidas pelo modelo de mancal finito para o filme de óleo, em todos os casos simulados. Assim, considera-se que o modelo de mancal poroso curto é consistente se avaliado apenas sob o enfoque dos campos de pressão no equilíbrio hidrodinâmico.

Na Fig.5 observa-se que mancais com L/D maiores necessitam de maior tempo para se estabilizar e apresentam menores amplitudes de excentricidade, o que minimiza o risco de contato entre mancal e munhão. Apesar do maior tempo necessário para atingir a condição de equilíbrio hidrodinâmico, as baixas relações de excentricidade justificam o uso de mancais com L/D maiores.

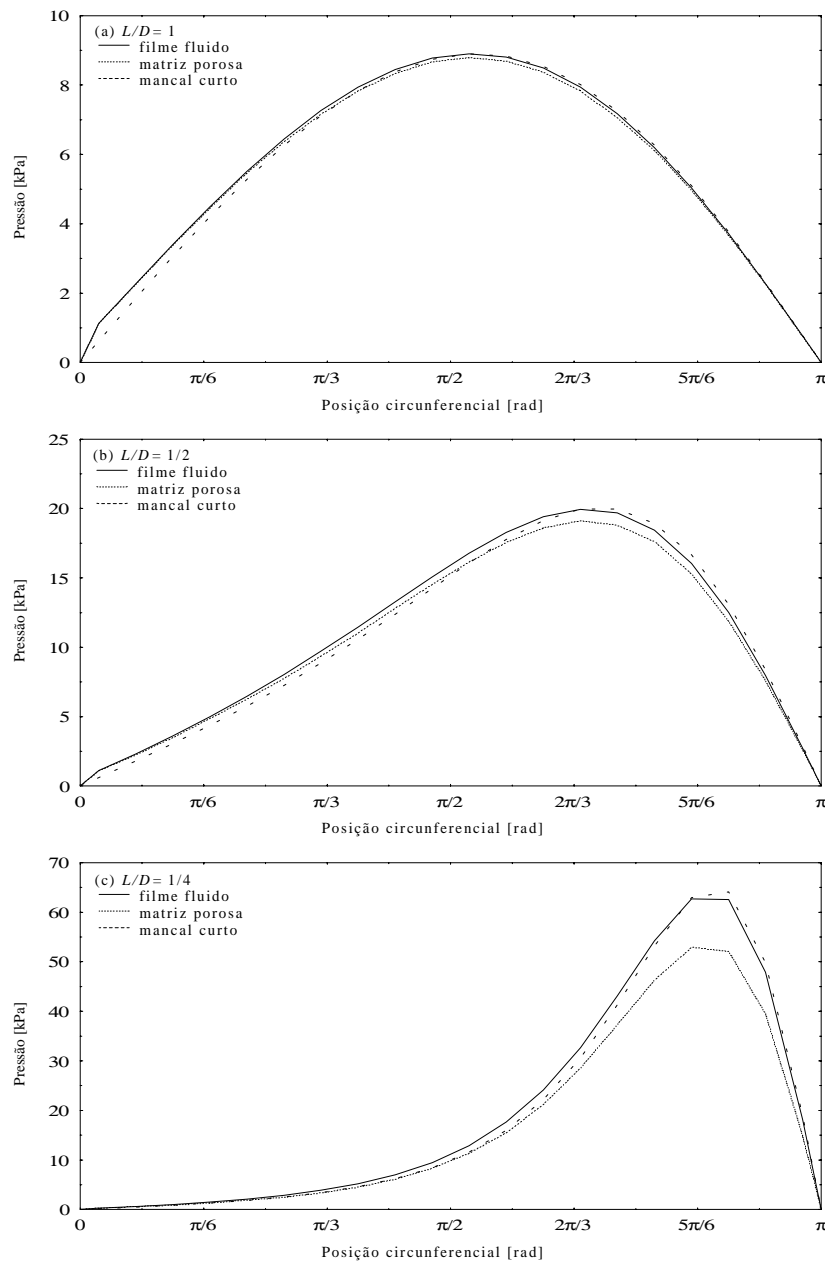


Figura 4 - Perfis de pressão em $\xi=0$ para o equilíbrio: (a) $L/D=1$; (b) $L/D=1/2$; (c) $L/D=1/4$.

Ainda na Fig.5, observa-se que as trajetórias obtidas para ambos os modelos apresentaram-se bastante próximas. Para $L/D=1$ observa-se um leve desvio no ponto de equilíbrio, podendo ser desprezado em função das baixas relações de excentricidade envolvidas. Esta figura deixa evidente que os modelos apresentam a mesma tendência e pontos de equilíbrio bastante próximos, sugerindo que a aproximação de mancal curto seja válida.

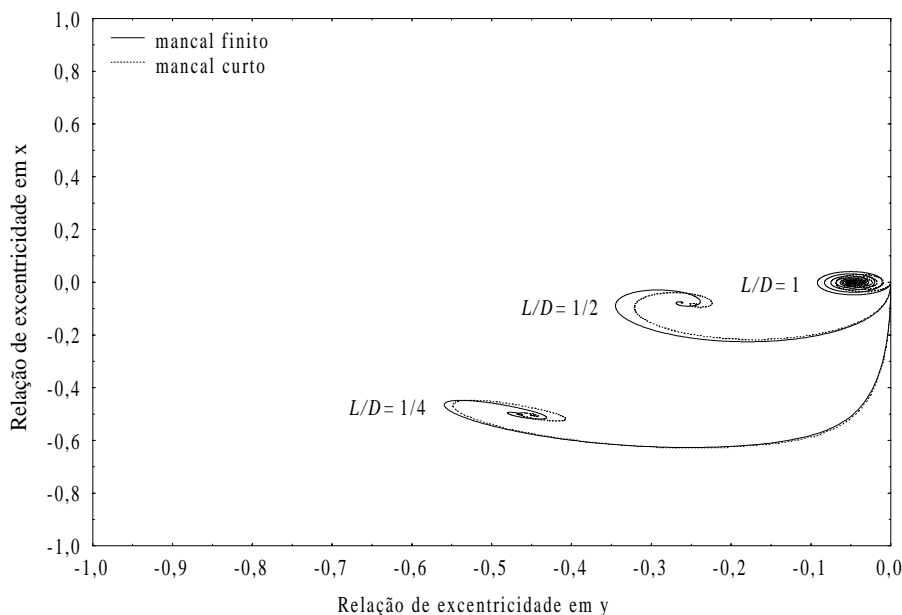


Figura 5 - Trajetória do eixo em diagrama polar.

A Tabela 2 apresenta os resultados obtidos e, entre parênteses, os erros relativos pertinentes a cada parâmetro de comparação. As pressões máximas apresentam boa concordância e os pontos de máximo estão bastante próximos. O mesmo pode ser comentado a respeito das relações de excentricidade no equilíbrio. Observa-se ainda que os modelos propostos apresentaram boa concordância com os resultados experimentais de Kaneko *et al.* (1997), tendo erros da ordem de 5%. Nesta tabela, $\gamma_{max} = \theta_{max} + \psi_{eq}$ é a posição da máxima pressão, ψ_{eq} indica o ângulo de atuação no equilíbrio hidrodinâmico, ε_{eq} representa a relação de excentricidade no equilíbrio e p_{max} indica a pressão máxima do filme de óleo para $\xi=0$.

Tabela 2. Comparação com os resultados de Kaneko *et al.* (1997).

Parâmetro	Kaneko <i>et al.</i> (1997)		Presente trabalho	
	Experimental	Numérico	Finito	Curto
γ_{max} [rad]	3,48	3,33 (4,4%)	3,41 (2,1%)	3,36 (3,5%)
p_{max} [kPa]	75,0	70,9 (5,5%)	73,3 (2,3%)	75,7 (0,9%)
ε_{eq} [-]	0,620	0,620 (0,0%)	0,607 (2,1%)	0,638 (3,0%)

5. CONCLUSÕES

A presente investigação mostra que o modelo apresentado por Morgan & Cameron (1957) é válido também para a condição dinâmica se $L/D \leq 1$. A aproximação entre as pressões no filme de óleo que escoam na folga radial e no meio poroso é fisicamente irreal, porém forneceu bons resultados para os casos simulados. Os modelos descritos foram comparados entre si e

apresentaram o mesmo comportamento, o que permitiu a validação da aproximação de mancal curto. Foram realizadas comparações com resultados experimentais de Kaneko *et al.* (1997) com erros da ordem de 5%.

A formulação de um modelo mais preciso deve ser feita pelo acréscimo de quatro atributos: (i) utilização da condição de contorno de Beavers & Joseph (1967) que considera deslizamento de fluido na interface entre filme de óleo e matriz porosa; (ii) desenvolvimento de um modelo para a cavitação baseado na conservação da massa e conseqüente solução do problema de fronteira livre segundo metodologia semelhante àquela proposta por Prata & Ferreira (1990); (iii) análise do modelo submetido a variação temporal da intensidade e do ponto de aplicação da carga, ou seja, $Q=Q(t)$ e $\phi=\phi(t)$; (iv) análise dos resultados obtidos com uma malha computacional mais refinada e com critério de convergência mais rigoroso.

REFERÊNCIAS

- Beavers, G.S. & Joseph, D.D., 1967, Boundary Conditions at a Naturally Permeable Wall, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.30, Part I, October, pp.197-207.
- Cameron, A., 1966, *The Principles of Lubrication*, Longman's Green Co.
- Cusano, C., 1972, Lubrication of Porous Journal Bearings, *ASME Journal of Lubrication Technology*, January, pp.69-73.
- Ferziger, J.H. & Peric, M., 1996, *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer-Verlag.
- Kaneko, S., Inoue, H. & Ushio, K., 1994a, Experimental Study on Mechanism of Lubrication in Porous Journal Bearings (Oil Film Formed in Bearings Clearance), *JSME International Journal*, Series C, Vol.37, No.1, pp.185-192.
- Kaneko, S., Ohkawa, Y. & Hashimoto, Y., 1994b, A Study of the Mechanism of Lubrication in Porous Journal Bearings: Effects of Dimensionless Oil-Feed Pressure on Static Characteristics Under Hydrodynamic Lubrication Conditions, *ASME Journal of Tribology*, Vol.116, July, pp.606-611.
- Kaneko, S., Hashimoto, Y. & I, H., 1997, Analysis of Oil-Film Pressure Distribution in Porous Journal Bearings Under Hydrodynamic Lubrication Conditions Using an Improved Boundary Condition, *ASME Journal of Tribology*, Vol.119, January, pp.171-178.
- Morgan, V.T. & Cameron, A., 1957, Mechanism of Lubrication in Porous Metal Bearings, *Proceedings of Conference on Lubrication and Wear*, Institution of Mechanical Engineers, London, Paper 89, pp.151-157.
- Murti, P.R.K., 1973, Lubrication of Narrow Porous Bearings with Arbitrary Wall Thickness, *ASME Journal of Lubrication Technology*, October, pp.511-517.
- Patankar, S.V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere.
- Patankar, S.V., Liu, C.H., Sparrow, 1977, E.M., Fully Developed Flow and Heat Transfer in Ducts Having Streamwise-Periodic Variations of Cross-Sectional Area, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol.99, May, pp.180-186.
- Prata, A.T., 1992, *Lubrificação Hidrodinâmica de Mancais Radiais*, Monografia, UFSC, Florianópolis, Brasil.
- Prata, A.T. & Ferreira, R.T.S., 1990, The Accuracy of Short Bearing Theory in Presence of Cavitation, *ASME Journal of Tribology*, Vol.112, October, pp.650-654.
- Prata, A.T. & Vasconcelos, J.F.V., 1991, Gas Lubricated Porous Journal Bearing of Finite Length, *Proceedings of 11th ABCM Conference*, São Paulo, December, pp.141-144.
- Shir, C.C. & Joseph, D.D., 1966, Lubrication of a Porous Bearing – Reynolds' Solution, *Journal of Applied Mechanics*, Transactions of the ASME, December, pp.761-767.

NOMENCLATURA

Símbolos

c [m]	Folga Radial
D [m]	Diâmetro do Eixo
e [m]	Excentricidade
F [N]	Força Hidrodinâmica
g [m/s ²]	Aceleração Local da Gravidade
h [m]	Folga Radial
H [m]	Espessura da Bucha Porosa
k [m ²]	Permeabilidade do Meio
L [m]	Comprimento do Mancal
N [rpm]	Rotação
p [Pa]	Pressão
Q [N]	Carga
R [m]	Raio do Eixo
t [s]	Tempo
U [m/s]	Velocidade Superficial do Eixo
V [m/s]	Velocidade na Direção Radial

Símbolo Especial

$\ a,b\ $	Máximo valor entre a e b
-----------	------------------------------

Letras Gregas

$\Delta=c^2Q/\mu\omega R^3L$ [-]	Número de Sommerfeld
$\varepsilon=e/c$ [-]	Relação de Excentricidade
ϕ [rad]	Ângulo de Fixação da Carga
$\gamma=\theta+\psi$ [rad]	Distância Angular da Vertical
μ [Pa.s]	Viscosidade Absoluta
θ [rad]	Coordenada Circunferencial
ρ [kg/m ³]	Massa Específica
$\tau=\omega.t$ [rad]	Tempo Transformado
ω [rad/s]	Velocidade Angular
ξ [-]	Coordenada Radial
ψ [rad]	Ângulo de Atuação da Carga

Subscritos

f	Filme de Óleo
h	Superfície do Eixo
m	Matriz Porosa
o	Interface Óleo/Matriz Porosa
P,N,S,E,W	Volumes Finitos
n,s,e,w	Faces do Volume P

NUMERICAL SIMULATION OF DYNAMICALLY LOADED POROUS JOURNAL BEARINGS

Abstract: *This paper presents a bidimensional model to describe the dynamical behavior of porous journal bearings. The model is based on the Reynolds' equation to calculate the pressure field in the oil film within the radial clearance. Darcy's Law is applied for the oil flow through the porous media. The journal dynamics is included in the formulation to determine the instantaneous journal orbit as the load varies. The partial differential equations were integrated numerically by the Finite Volume Method and the time-dependent ordinary differential equations were solved by a 4th order Runge-Kutta algorithm. The most attractive feature of this work is the validation of the short porous journal bearing theory (Morgan & Cameron, 1957) for dynamic operation.*

Keywords: *Porous Journal Bearings, Dynamic Load, Numerical Simulation*