

MODELOS MATEMÁTICOS PARA ANÁLISE DE MANCAIS HIDRODINÂMICOS CILÍNDRICOS EM MÁQUINAS ROTATIVAS

Jefferson Silva Barbosa, Universidade Federal de Uberlândia, jsbarbosa@ufu.br
Aldemir Ap Cavalini Jr, Universidade Federal de Uberlândia, aacjunior@ufu.br
Valder Steffen Jr, Universidade Federal de Uberlândia, vsteffen@ufu.br

Resumo: O presente trabalho visa analisar dois modelos matemáticos distintos aplicados ao estudo dos mancais hidrodinâmicos cilíndricos. O modelo linear propõe uma solução numérica para a equação de Reynolds, de modo que as forças hidrodinâmicas são obtidas por meio da integração numérica do campo de pressão hidrodinâmica sobre a superfície do eixo em contato com a cunha de óleo. Os coeficientes dinâmicos, por sua vez, são calculados por meio de um processo de linearização. Já o modelo não linear, utiliza-se de uma hipótese simplificadora e propõe uma solução analítica para a equação de Reynolds. Deste modo, as forças e hidrodinâmicas e os coeficientes dinâmicos são calculados analiticamente por meio da solução desta equação. O comportamento dinâmico de um rotor pode ser descrito por meio de uma equação obtida através da modelagem matemática utilizando o método dos Elementos Finitos. As forças hidrodinâmicas bem como os coeficientes dinâmicos determinados para os dois modelos em análise são acoplados à equação do movimento do rotor possibilitando o cálculo das órbitas e do diagrama de Campbell. Nota-se que a velocidade crítica calculada para ambos modelos é muito próxima e, acredita-se, que a diferença entre os valores se deve à geometria do mancal (mancal longo) que compromete a confiabilidade do modelo não linear.

Palavras-chave: mancais hidrodinâmicos cilíndricos, modelo linear, modelo não linear.

1. INTRODUÇÃO

Os mancais hidrodinâmicos são amplamente utilizados em máquinas rotativas de grande porte devido a sua satisfatória capacidade de suportar cargas em tais aplicações. Além disso, possuem características associadas à dissipação de energia (amortecimento), o que contribui para a estabilidade dinâmica (Meggiolaro, 1996). Nesse tipo de mancal, não há contato metal-metal, visto que, as superfícies estão separadas por uma película relativamente espessa de lubrificante (Fig. (1a)). A lubrificação hidrodinâmica não depende da injeção do fluido sobre pressão (embora isso possa ocorrer). Por meio do movimento relativo entre o eixo e o mancal a uma velocidade suficiente, cria-se uma zona em forma de cunha de óleo, de modo a gerar um campo de pressão hidrodinâmica responsável pela sustentação do eixo, evitando o contato entre as partes metálicas (Budynas, 2011). Desde que se mantenha o suprimento de fluido de forma adequada esses mancais possuem vida infinita.

Dentre os mancais hidrodinâmicos, os mancais hidrodinâmicos cilíndricos (Fig. (1b)) possuem grande aplicabilidade na indústria. Isso se deve à facilidade de fabricação e aos modelos matemáticos consolidados e disponíveis na literatura (Childs, 1993). Os modelos matemáticos representativos de mancais hidrodinâmicos cilíndricos permitem determinar o campo de pressão hidrodinâmica, as forças de sustentação hidrodinâmica, a posição de equilíbrio do eixo e os coeficientes de rigidez e amortecimento, também chamados de coeficientes dinâmicos. Neste contexto, os modelos linear (Riul, 1998) e não linear (Capone, 1986) são vastamente utilizados para a análise do comportamento dinâmico de máquinas rotativas suportadas por mancais hidrodinâmicos cilíndricos.

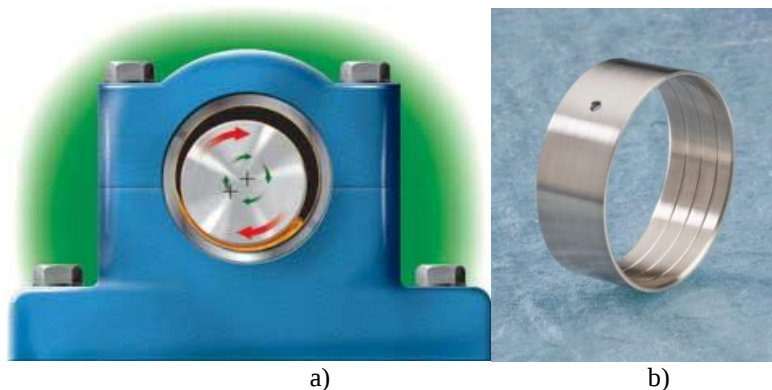


Figura 1: (a) Eixo rotativo sobre mancal hidrodinâmico (Fonte: machinerylubrication.com). b) Mancal hidrodinâmico cilíndrico (Fonte: generation-z.net).

Para previsão do comportamento dinâmico de eixos rotativos suportados por mancais hidrodinâmicos, os modelos linear e não linear dos mancais podem ser utilizados. Segundo Castro (2007), a análise linear de sistemas rotativos não é capaz de fornecer informações sobre as não linearidades presentes nestes sistemas. Entretanto, para muitas aplicações em dinâmica de rotores, os resultados desta análise ainda são satisfatórios. Hua et al. (2004) verificaram por meio de um estudo experimental que o modelo linear é inválido sobre certas condições de excitação. Para forças de excitação elevadas o modelo não linear é mais apropriado.

2. COMPORTAMENTO DINÂMICO DE ROTORES

O comportamento dinâmico de um rotor flexível pode ser numericamente descrito por uma equação diferencial que descreve o comportamento dinâmico do sistema (Lalanne, Ferraris, 1998), como mostra a Eq. (1).

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}} + [\mathbf{D} + \Omega \mathbf{D}_g] \dot{\mathbf{q}} + [\mathbf{K} + \dot{\Omega} \mathbf{K}_{st}] \mathbf{q} = \mathbf{W} + \mathbf{F}_u + \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_e \quad (1)$$

onde $\mathbf{M}$ é a matriz de massa, $\mathbf{D}$ é a matriz de amortecimento, $\mathbf{D}_g$ é a matriz do efeito giroscópico, $\mathbf{K}$ é a matriz de rigidez e $\mathbf{K}_{st}$ representa o enrijecimento do sistema quando em regime transiente (matrizes obtidas via Elementos Finitos). Todas estas matrizes são associadas às partes girantes da máquina, tais como os discos, o acoplamento e o eixo. O vetor de deslocamentos é representado por $\mathbf{q}$ e a velocidade de rotação é dada por Ω . A força peso, $\mathbf{W}$, contempla apenas às partes girantes, $\mathbf{F}_u$ representa as forças de desbalanceamento, $\mathbf{F}_m$ é o vetor das forças produzidas pelos mancais a fim de suportar o eixo e $\mathbf{F}_e$ representa uma força qualquer aplicada externamente ao rotor.

3. MODELO LINEAR DE MANCAL HIDRODINÂMICO CILÍNDRICO

No modelo linear proposto por Riul (1988), o campo de pressão hidrodinâmica do filme de óleo é obtido a partir da solução numérica da equação de Reynolds (Eq. (2)). Para simplificar o tratamento algébrico, a equação de Reynolds é adimensionalizada (Eq. (3)) para a discretização do campo de pressão gerado pelo filme de óleo (realizada via método das diferenças finitas). O processo de discretização transforma a equação diferencial parcial de segunda ordem em uma equação algébrica (Eq. (4)), que por sua vez, é resolvida via método da relaxação sucessiva (Eq. (6)). Determinado o campo de pressão hidrodinâmica, a força de sustentação hidrodinâmica (Eq. (7)), a posição de equilíbrio do eixo e os coeficientes de rigidez (Eq. (11)) e amortecimento (Eq. (13)) do mancal podem ser determinados.

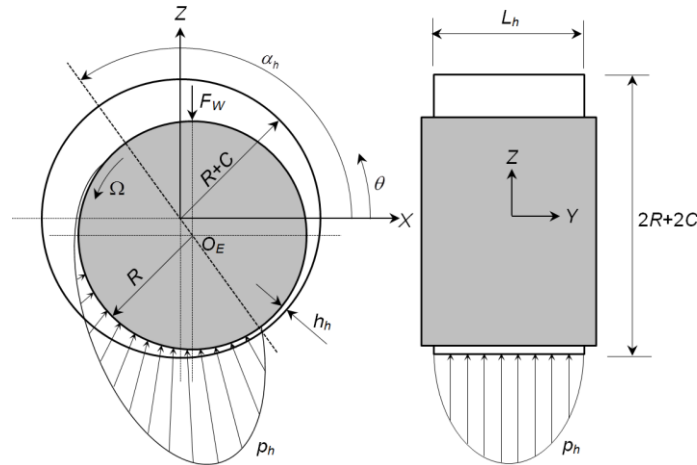


Figura 2: Modelo físico de um mancal hidrodinâmico cilíndrico. Fonte: (Cavalini, 2013)

$$\frac{1}{6} \left[\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{h_h^3}{\mu_h} \frac{\partial p_h}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h_h^3}{\mu_h} \frac{\partial p_h}{\partial y} \right) \right] = \Omega \frac{\partial h_h}{\partial \theta} + 2 \frac{\partial h_h}{\partial t} \quad (2)$$

$$K \frac{\partial^2 \bar{p}_h}{\partial \theta^2} + S(\theta) \frac{\partial \bar{p}_h}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 \bar{p}_h}{\partial y^2} = G(\theta)$$

$$K = \left(\frac{L_h}{R} \right)^2 \quad S(\theta) = \frac{3K}{h_h} \left(\frac{\partial \bar{h}_h}{\partial \theta} \right) \quad G(\theta) = \frac{12\pi}{h_h^3} \left[(\bar{x} - 2\dot{\bar{z}}) \sin \theta - (\bar{z} + 2\dot{\bar{x}}) \cos \theta \right] \quad \bar{p}_h = \frac{p_h}{\mu_h \Omega} \left(\frac{C}{L_h} \right)^2 \quad (3)$$

onde $\bar{p} = \bar{p}(\theta, \bar{y})$ é a distribuição de pressão no mancal (Eq. (3)); μ_h é a viscosidade do óleo), $\bar{y}$ é a coordenada adimensional do centro do eixo O_E ao longo da direção Y , θ é a coordenada cilíndrica, R é o raio do eixo, L_h é o comprimento do mancal e $\bar{h}_h$ é a espessura adimensional do filme de óleo, dada por $\bar{h} = 1 - \bar{x} \cos \theta - \bar{z} \sin \theta$; $\bar{x} = x/C$ e $\bar{z} = z/C$ são as coordenadas adimensionais de O_E ao longo das direções X e Z , respectivamente; $\dot{\bar{x}} = \dot{x}/(\Omega C)$ e $\dot{\bar{z}} = \dot{z}/(\Omega C)$, sendo C a folga radial do mancal e a velocidade de rotação do eixo.

Aplicando o método das diferenças finitas na Eq. (2), a equação de Reynolds é discretizada (Eq. (5)) e o campo de pressão pode então ser obtido aplicando o método das relaxações sucessivas. As condições de contorno associadas à equação de Reynolds discretizada são igualmente apresentadas pela Eq. (5).

$$\begin{cases} \bar{p}_0 + K_1(\bar{p}_1 + \bar{p}_2) + S_1(\theta)(\bar{p}_1 - \bar{p}_2) + K_2(\bar{p}_3 + \bar{p}_4) - G_1(\theta) = 0 \\ \bar{p}_h(\theta, 0) = \bar{p}_h(\theta, 1) = 0 \\ \bar{p}_h(\theta, \bar{y}) < 0 \Rightarrow \bar{p}_h(\theta, \bar{y}) = 0 \end{cases} \quad (4)$$

onde $\bar{p}_0 = \bar{p}(i, j)$, $\bar{p}_1 = \bar{p}(i+1, j)$, $\bar{p}_2 = \bar{p}(i-1, j)$, $\bar{p}_3 = \bar{p}(i, j+1)$ e $\bar{p}_4 = \bar{p}(i, j-1)$, com i e j sendo os pontos de discretização nas direções θ e Z do mancal hidrodinâmico (veja a Fig. (2)), respectivamente. Desse modo, NI e NJ representam o número de pontos de discretização nas direções θ e Z , respectivamente. Além disso,

$$K_1 = \frac{K}{\beta(\Delta\theta)^2} \quad S_1(\theta) = \frac{S(\theta)}{2\beta(\Delta\theta)} \quad K_2 = \frac{1}{\beta(\Delta\bar{y})^2} \quad G_1(\theta) = \frac{G(\theta)}{\beta} \quad \beta = -\frac{2K}{(\Delta\theta)^2} - \frac{2}{(\Delta\bar{y})^2} \quad \Delta\theta = \frac{2\pi}{(NI-1)} \quad \Delta\bar{y} = \frac{1}{(NJ-1)} \quad (5)$$

Aplicando o método da relaxação sucessiva tem-se a Eq. (6):

$$\bar{p}_0^{k+1} = (1-\omega)\bar{p}_0^k - \omega \left[K_1(\bar{p}_1^k + \bar{p}_2^k) + S_1(\theta)(\bar{p}_1^k - \bar{p}_2^k) + K_2(\bar{p}_3^k + \bar{p}_4^k) - G_1(\theta) \right] = 0 \quad (6)$$

onde ω é o parâmetro de relaxação ($0 < \omega < 2$) e k representa o passo do processo iterativo associado.

A partir do campo de pressão já determinado, as forças hidrodinâmicas F_h podem então ser obtidas através da Eq. (7) que representa a integração do campo de pressão obtido sobre a área do mancal (Eq. (8)).

$$F_h = \frac{\mu\Omega RL_h^3}{2\pi C^2} \sqrt{F_1^2(\bar{x}, \bar{z}, \dot{\bar{x}}, \dot{\bar{z}}) + F_2^2(\bar{x}, \bar{z}, \dot{\bar{x}}, \dot{\bar{z}})} \quad (7)$$

onde,

$$F_1(\bar{x}, \bar{z}, \dot{\bar{x}}, \dot{\bar{z}}) = -\int_0^1 \int_0^{2\pi} \bar{p}_h(\theta, \bar{y}) \cos \theta d\theta d\bar{y} \quad F_2(\bar{x}, \bar{z}, \dot{\bar{x}}, \dot{\bar{z}}) = -\int_0^1 \int_0^{2\pi} \bar{p}_h(\theta, \bar{y}) \sin \theta d\theta d\bar{y} \quad (8)$$

Para determinar os coeficientes de rigidez, utiliza-se o método de diferenças finitas centradas (Eq. (9)). Desloca-se o centro do eixo paralelamente aos eixos X e Z a partir da posição de equilíbrio (veja a Fig. 2):

$$\begin{aligned} \bar{k}_{XX} &= -S_S \left(\frac{F_1(\Delta\bar{x}) - F_1(-\Delta\bar{x})}{\Delta\bar{x}} \right) & \bar{k}_{XZ} &= -S_S \left(\frac{F_1(\Delta\bar{z}) - F_1(-\Delta\bar{z})}{\Delta\bar{z}} \right) \\ \bar{k}_{ZX} &= -S_S \left(\frac{F_2(\Delta\bar{x}) - F_2(-\Delta\bar{x})}{\Delta\bar{x}} \right) & \bar{k}_{ZZ} &= -S_S \left(\frac{F_2(\Delta\bar{z}) - F_2(-\Delta\bar{z})}{\Delta\bar{z}} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

onde S_S é calculado segundo a Eq. (10):

$$S_S = \frac{S}{4} \left(\frac{L_h}{R} \right)^2 = \frac{1}{2\sqrt{F_1^2(\bar{x}, \bar{z}, \dot{\bar{x}}, \dot{\bar{z}}) + F_2^2(\bar{x}, \bar{z}, \dot{\bar{x}}, \dot{\bar{z}})}} \quad (10)$$

De modo análogo, os coeficientes de amortecimento são determinados relacionando as componentes das forças hidrodinâmicas adimensionalizadas com as velocidades infinitesimais do centro do eixo nas direções dos eixos Ox e Oz , respectivamente $\Delta\dot{\bar{x}}$ e $\Delta\dot{\bar{z}}$, como mostra a Eq. (11):

$$\begin{aligned}\bar{c}_{XX} &= -S_S \left(\frac{F_1(\Delta\dot{x}) - F_1(-\Delta\dot{x})}{\Delta\dot{x}} \right) & \bar{c}_{XZ} &= -S_S \left(\frac{F_1(\Delta\dot{z}) - F_1(-\Delta\dot{z})}{\Delta\dot{z}} \right) \\ \bar{c}_{ZX} &= -S_S \left(\frac{F_2(\Delta\dot{x}) - F_2(-\Delta\dot{x})}{\Delta\dot{x}} \right) & \bar{c}_{ZZ} &= -S_S \left(\frac{F_2(\Delta\dot{z}) - F_2(-\Delta\dot{z})}{\Delta\dot{z}} \right)\end{aligned}\quad (11)$$

4. MODELO NÃO LINEAR DE MANCAL HIDRODINÂMICO CILÍNDRICO

No modelo matemático proposto por Capone (1986), denominado modelo não linear, o campo de pressão hidrodinâmica é determinado a partir da solução da equação de Reynolds (Eq. (2)), na sua forma adimensional (Eq. (12)), considerando a hipótese de mancais curtos, isto é, mancais cuja razão entre o comprimento e o diâmetro é menor que 0,5 (Childs, 1993). De posse do campo de pressão, determinam-se as forças de sustentação e os coeficientes de rigidez e amortecimento (não lineares) associados ao mancal.

$$\left(\frac{R}{L_h} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\bar{h}_h^3 \frac{\partial \bar{p}_h}{\partial \bar{y}} \right) = \frac{\partial \bar{h}_h}{\partial \theta} + 2 \frac{\partial \bar{h}_h}{\partial t}, \quad \bar{p}_h = \frac{p_h}{6\mu_h \Omega} \left(\frac{L_h}{R} \right)^2 \quad (12)$$

As simplificações aplicadas na equação de Reynolds permitem a integração direta da Eq. (12), levando a sua forma analítica como mostra a Eq. (13).

$$\bar{p}_h(\theta, \bar{y}) = \frac{1}{8} \left(\frac{L_h}{R} \right)^2 \left[\frac{(\bar{x} - 2\dot{\bar{z}}) \sin \theta - (\bar{z} + 2\dot{\bar{x}}) \cos \theta}{\bar{h}_h^3} \right] (4\bar{y}^2 - 1) \quad (13)$$

As forças hidrodinâmicas de sustentação $\mathbf{F}_h$ desenvolvidas (forma dimensional) são então determinadas pela integração do campo de pressão sobre a área do mancal (integração da Eq. (13)) como mostra a Eq. (14).

$$\mathbf{F}_h = \begin{bmatrix} F_{hx} \\ F_{hz} \end{bmatrix} = - \frac{6\mu_h \Omega R^3}{L_h} \int_{-1/2}^{1/2} \int_{\alpha_h}^{\alpha_h + \pi} \bar{p}_h(\theta, \bar{y}) \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} d\theta d\bar{y} \quad (14)$$

onde α_h é conhecido na literatura como *attitude angle*, definido pela Eq. (15).

$$\alpha_h = \tan^{-1} \left(\frac{\bar{z} + 2\dot{\bar{x}}}{\bar{x} - 2\dot{\bar{z}}} \right) - \frac{\pi}{2} \operatorname{sign} \left(\frac{\bar{z} + 2\dot{\bar{x}}}{\bar{x} - 2\dot{\bar{z}}} \right) - \frac{\pi}{2} \operatorname{sign}(\bar{z} + 2\dot{\bar{x}}) \quad (15)$$

Para descrever as forças hidrodinâmicas através de uma expressão analítica, uma função G_h é usada (solução analítica da Eq. (14)), como mostra a Eq. (16) (Adilletta; Guido; Rossi, 1996; Castro; Cavalca, 2009).

$$G_h = \int_{\alpha_h}^{\alpha_h + \pi} \frac{1}{1 - \bar{x} \cos \theta - \bar{z} \sin \theta} d\theta = \frac{2}{(1 - \bar{x}^2 - \bar{z}^2)^{1/2}} \left[\frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{\bar{z} \cos \alpha_h - \bar{x} \sin \alpha_h}{(1 - \bar{x}^2 - \bar{z}^2)^{1/2}} \right) \right] \quad (16)$$

Assim sendo, a expressão analítica de $\mathbf{F}_h$ é dada pela Eq. (17):

$$\mathbf{F}_h = \mu \omega \frac{RL_h^3}{4C^2} \frac{\left[(\bar{z} + 2\dot{\bar{x}})^2 + (\bar{x} - 2\dot{\bar{z}})^2 \right]^{1/2}}{1 - \bar{x}^2 - \bar{z}^2} \begin{bmatrix} 3\bar{x}V_h - G_h \sin \alpha_h - 2S_h \cos \alpha_h \\ 3\bar{z}V_h + G_h \cos \alpha_h - 2S_h \sin \alpha_h \end{bmatrix} \quad (17)$$

Sendo V_h e S_h definidos conforma mostra a Eq. (18):

$$V_h = \frac{2 + (\bar{z} \cos \alpha_h - \bar{x} \sin \alpha_h) G_h}{1 - \bar{x}^2 - \bar{z}^2} \quad S_h = \frac{(\bar{x} \cos \alpha_h + \bar{z} \sin \alpha_h)}{1 - (\bar{x} \cos \alpha_h + \bar{z} \sin \alpha_h)^{1/2}} \quad (18)$$

Assim, a Eq. (19) representa os coeficientes de rigidez e amortecimento associados ao mancal são dados função da posição (x, z) e da velocidade $(\dot{x}, \dot{z})$ do centro do eixo na posição do mancal, da viscosidade do óleo (μ_h) , da velocidade de rotação (Ω) e das dimensões do mancal.

$$\begin{pmatrix} k_{xx} \\ k_{zx} \end{pmatrix} = -\frac{\partial \mathbf{F}_h}{\partial x} \quad \begin{pmatrix} k_{xz} \\ k_{zz} \end{pmatrix} = -\frac{\partial \mathbf{F}_h}{\partial z} \quad \begin{pmatrix} c_{xx} \\ c_{zx} \end{pmatrix} = -\frac{\partial \mathbf{F}_h}{\partial \dot{x}} \quad \begin{pmatrix} c_{xz} \\ c_{zz} \end{pmatrix} = -\frac{\partial \mathbf{F}_h}{\partial \dot{z}} \quad (19)$$

5. RESULTADOS NUMÉRICOS

Nesta seção é apresentada a comparação entre os resultados obtidos considerando os modelos linear e não linear mostrados neste trabalho. Para representar o comportamento dinâmico do rotor utilizado foi construído um modelo de elementos finitos, com 35 elementos de eixo (viga de *Timoshenko*), como ilustrado pela Fig. (3). O sistema é composto por um eixo horizontal de aço que possui 833 mm de comprimento e 19,05 mm de diâmetro ($E=1,92 \times 10^{11}$ Pa, $\rho=8000$ kg/m e $\nu=0,29$), três discos rígidos D_1 (nó #16; 0,658 kg), D_2 (nó #20; 5,013 kg) e D_3 (nó #25; 0,658 kg); e dois mancais hidrodinâmicos cilíndricos (B_1 e B_2 , localizados nos nós #9 e #35, respectivamente) cada um com 19,05 mm de diâmetro e 12,8 mm de comprimento.

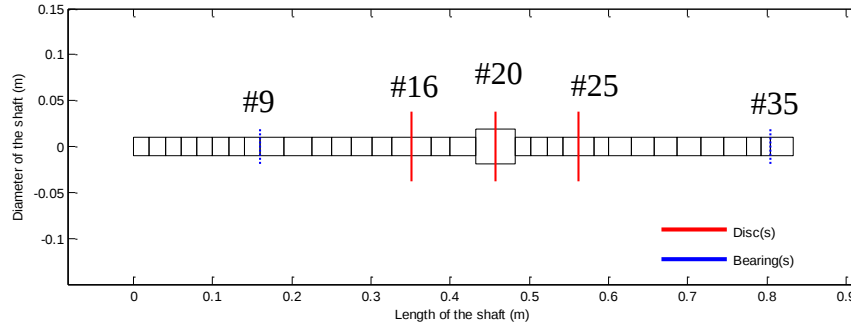
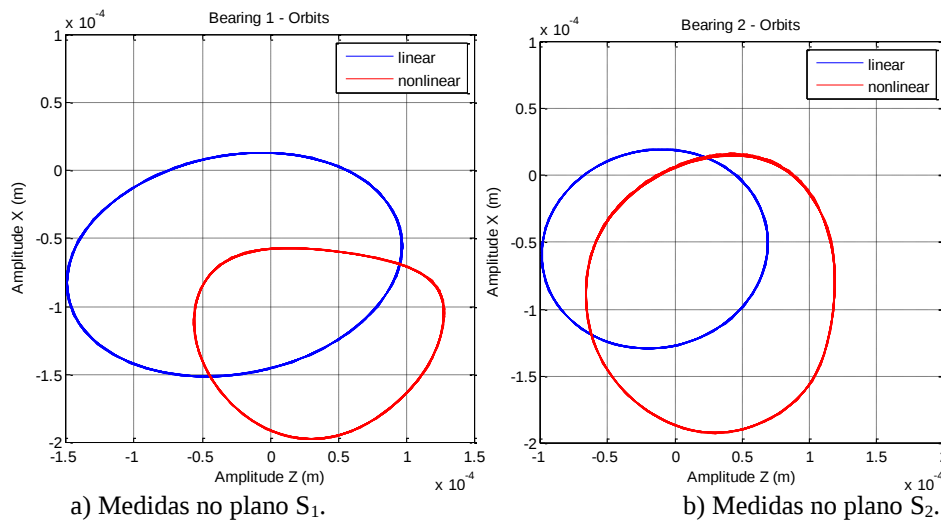


Figura 3: Modelo de Elementos Finitos para o rotor em análise

A Figura (4) compara as órbitas obtidas para o modelo linear e não linear considerando o desbalanceamento, as propriedades dos mancais e a velocidade de rotação do rotor. Como esperado, as respostas obtidas variam de acordo com o modelo utilizado. O modelo matemático desenvolvido no modelo não linear parte da hipótese de mancal curto, isto é, $L_h/2R \leq 0,5$. Entretanto, nesse caso $L_h/2R = 0,0128/0,01905 = 0,672$ (dimensões em mm). Para o modelo linear, essa limitação quanto ao tamanho do mancal não ocorre, explicando assim a diferença entre as órbitas. Entretanto, vale ressaltar que a amplitude das respostas ao longo da direção horizontal e vertical são similares.



a) Medidas no plano S_1 .

b) Medidas no plano S_2 .

Figura 4: Órbitas obtidas para os modelos linear e não linear.

A Figura (5) apresenta o diagrama de Campbell obtido para o modelo linear, ao passo que, as Figs. (6) e (7) apresentam-no para o modelo não linear sob uma visualização tridimensional e plana, respectivamente. Considerando o rotor operando a uma dada velocidade de rotação, forças horizontais de 1 N com diferentes frequências (de 0 a 50 Hz com passos de 1 Hz) foram aplicadas separadamente no nó #20 do modelo de elementos finitos. Nesse caso, as respostas foram obtidas ao longo da direção horizontal neste nó. Esse procedimento foi realizado para várias velocidades de rotação (de 400 a 2500 RPM em passos de 100 RPM) a fim de determinar o diagrama.

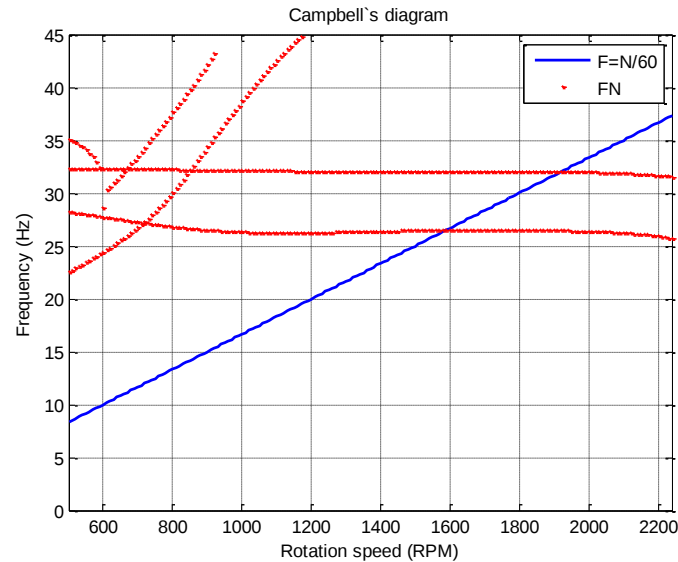


Figura 5: Diagrama de Campbell obtido usando o modelo linear.

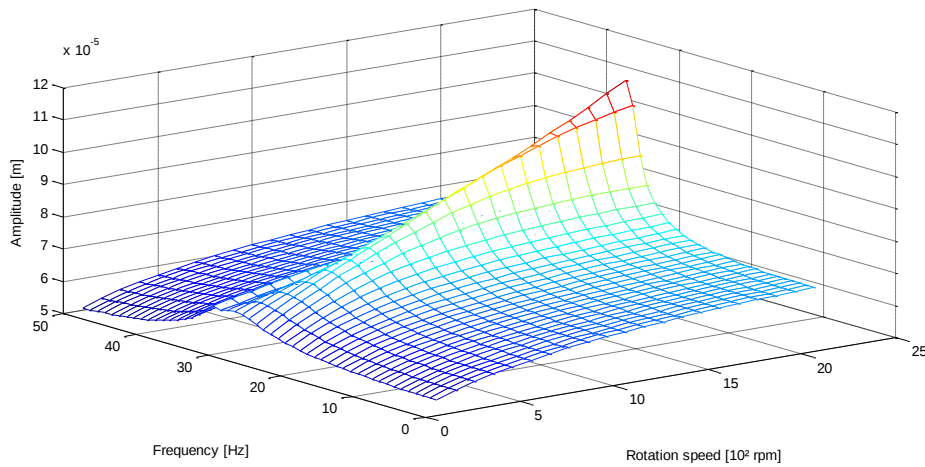


Figura 6: Visualização 3D do diagrama de Campbell para o modelo não linear.

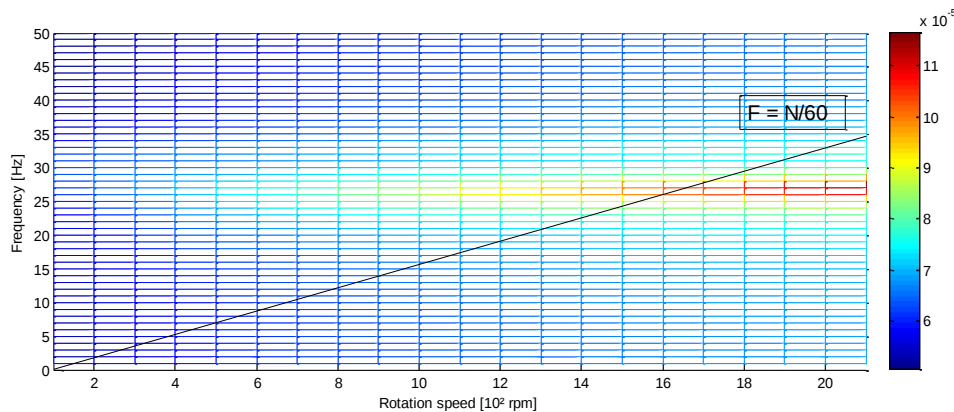


Figura 7: Vista superior 2D do diagrama de Campbell obtido usando o modelo não linear.

6. CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

De acordo com os resultados apresentados conclui-se que, as respostas obtidas para os diferentes modelos são próximas. As diferenças observadas se devem principalmente à geometria do mancal. Como explicado, o modelo não linear é aplicado sobre a hipótese de mancais curtos e, no caso em questão, trata-se de um mancal longo. Entretanto, apesar da variação das respostas, os valores de velocidades críticas e a amplitude do deslocamento ao longo da direção horizontal e vertical são similares.

Como sequência desse trabalho, pretende-se implementar o algoritmo de relaxação dinâmica (modelo linear), no qual o parâmetro de relaxação ótimo é calculado a cada iteração, acelerando assim a convergência da solução. Pretende-se também acoplar o campo de temperatura ao campo de pressão hidrodinâmica visto que, em aplicações reais, a temperatura do filme de fluido se eleva durante a operação. Pretende-se ainda realizar experimentos e comparar os resultados numéricos obtidos para os dois modelos com os resultados experimentais avaliando assim a aplicabilidade de cada modelo nas condições variadas de operação.

7. AGRADECIMENTOS

Os autores do presente trabalho agradecem às agências brasileiras de pesquisa FAPEMIG e CNPq (INCT- EIE) e a CAPES pelo suporte financeiro à realização desta pesquisa.

8. REFERÊNCIAS

- Adilletta, G., Guido, A. R., Rossi, C. “Chaotic Motions of a Rigid Rotor in Short Journal Bearings”. *Nonlinear Dynamics*, Vol. 10, n. 1, 1996, pp. 251-259.
- Budynas, R. G., Nisbett, J. K. “Elementos de Máquinas de Shigley: Projeto de Engenharia Mecânica”; tradução técnica João Batista de Aguiar; José Manoel de Aguiar. – 8. Ed. – Porto Alegre: AMGH, 2011. 1084p.
- Capone, G. “Orbital Motions of Rigid Symmetric Rotor Supported on Journal Bearings”. *La Meccanica Italiana*, Vol. 199, 1986, pp. 37-46.
- Castro, H. F. “Análise de Mancal Hidrodinâmico sob Instabilidade Fluido-induzida”. Tese de Doutorado, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2007.
- Castro, H. F., Cavalca, K. L. “Nonlinear Hydrodynamic Bearing Force Characterization under Fluid-Induced instability”. In: XIII International Symposium on Dynamic Problems of Mechanics, DINAME, 2009, Angra dos Reis, RJ, Brazil, Anais.
- Cavalini Jr, A. A. “Detecção e Identificação de Trincas Transversais em Eixos Horizontais de Máquinas Flexíveis”. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2013.
- Childs, D. “Turbomachinery Rotor Dynamics: Phenomena, Modeling & Analysis”. John Wiley & Sons, INC, 1993
- Hua Z., Sanxing Z., Hua X., Jun Z. “An Experimental Study on Oil-film Dynamic Coefficients”. *Tribology International*. Vol. 37, 2014, pp. 245-253.
- Lalanne, M., Ferraris, G. “Rotordynamics prediction in engineering”. John Wiley & Sons, INC, 1998.
- Meggiolaro, M. A. “Modelagem de Mancais Hidrodinâmicos na Simulação de Sistemas Rotativos”. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 1996.
- Riul, J. A. “Estudo Teórico e Experimental de Mancais Hidrodinâmicos Cilíndricos”. Universidade Federal de Uberlândia, 1988.

9. DIREITOS AUTORAIS

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