

# MODELO MATEMÁTICO DO CAMPO DE PRESSÃO GERADO PELO MOVIMENTO DO FLUIDO ENTRE OS ANÉIS DE DESGASTE ROTATIVO E ESTACIONÁRIO DA TURBINA DE UM HIDROGERADOR

**Marcus Vinicius Gomes Diniz Abrantes**

PEM/COPPE/UFRJ – CEPEL – Centro de Pesquisas de Energia Elétrica – Caixa Postal 68007, CEP 21944-970, Rio de Janeiro, RJ – Brasil - marvin@cepel.br

**José Bismark de Medeiros**

PEM/COPPE/UFRJ – CEPEL – Centro de Pesquisas de Energia Elétrica – bismark@cepel.br

**Renato de Oliveira Rocha**

CEPEL – Centro de Pesquisas de Energia Elétrica – UERJ (Dep. Eng. Mec.) – renato@cepel.br

**Moysés Zindeluk**

PEM/COPPE/UFRJ - Laboratório de Acústica e Vibrações – Cidade Universitária – Centro de Tecnologia - Caixa Postal 68503 - CEP 21945-970 - Rio de Janeiro, RJ - Brasil – moyses@ufrj.br

**Resumo.** Neste trabalho, a teoria de Reynolds, bastante difundida no estudo de mancais hidrodinâmicos, é aplicada a um problema real, no qual suspeita-se da perda de circularidade dos anéis de desgaste estacionários inferiores da turbina de um hidrogerador, resultando em campos de pressões dinâmicos capazes de causar danos à fixação desses anéis e vibrações nas máquinas.

Para tal estudo, considera-se apenas o movimento do fluido induzido pela rotação do eixo, não sendo considerado, a princípio, o fluxo na direção axial. Integrando a equação de Reynolds formulada para fluxo laminar, dentre outras hipóteses, calcula-se o campo de pressão gerado pelo movimento relativo entre o rotor e a parte fixa. Para contabilizar a não circularidade do anel, seu raio interno é considerado função da coordenada circunferencial. Por fim, é obtida uma expressão que determina o campo de pressão, incluindo ainda o movimento de precessão do rotor.

A partir de simulações computacionais, analisa-se o campo de pressão ao longo do anel, relacionando-o à sua geometria. Posteriormente, é possível avaliar a contribuição do fluxo axial, bem como fazer considerações a respeito de possíveis diferenças para casos de fluxo turbulento.

**Palavras-chave:** Campo de pressão, Teoria Hidrodinâmica, Máquinas Rotativas.

## 1. INTRODUÇÃO

O fluxo de fluidos ao redor de corpos ou tangentes a superfícies causam vibrações que podem ter sérias conseqüências. Fluxos de líquidos em tubulações, tanto internos como externos, induzem vibrações que podem reduzir a vida útil das redes ou danificá-las. Da mesma maneira, as máquinas de fluxo, motrizes e geratrizes, também estão sujeitas a esses fenômenos. Essas vibrações surgem dos mais diferentes mecanismos de dinâmica dos fluídos e podem ser classificados de acordo com a natureza do fluxo e da estrutura. No trabalho aqui apresentado será aplicada a teoria de mancais hidrodinâmicos a um problema ocorrido em turbinas de uma unidade geradora, onde se suspeita que a perda de circularidade dos anéis de desgaste estacionários dessas turbinas gera campos dinâmicos de pressões, capazes de causar danos à fixação dos anéis e vibrações às máquinas.

Como mostra esquematicamente a Fig. (1), esse estudo se concentra na região dos anéis de desgaste inferiores. Inicialmente é considerado apenas o efeito de bombeamento de água, causado pela rotação do rotor. Caso esteja ocorrendo a perda de circularidade do anel estacionário, aparecerão regiões de elevações e baixas de pressão. Além disso, deve ser observado que, nessa primeira fase, é desconsiderado o fluxo axial nesta região, que causaria um campo de velocidades  $V_a$ , admitindo-se que este não cause perturbações de pressão. Desta forma, será considerado apenas o campo de velocidade circunferencial,  $V_t$ . Posteriormente, será avaliada a influência que o fluxo axial pode ter sobre o campo de pressão ao longo do anel.

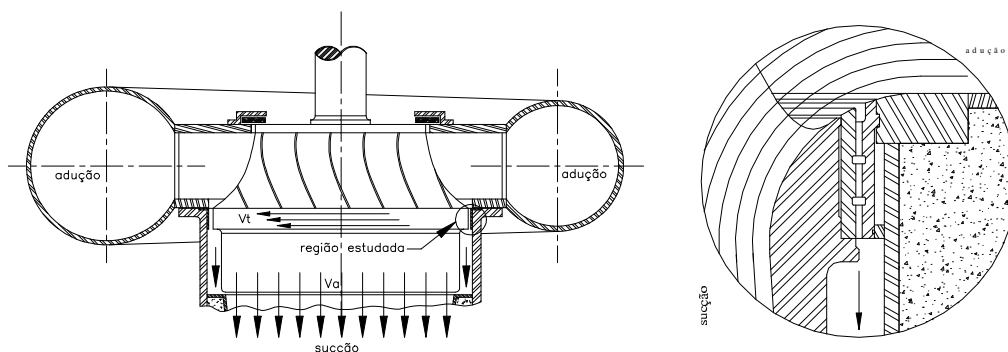


Figura 1. Detalhe da região estudada (anéis de desgaste estacionário/rotativo)

## 2. MODELO MATEMÁTICO DO CAMPO DE PRESSÃO

Na lubrificação hidrodinâmica as superfícies do eixo rotativo e do mancal são separadas por um filme de lubrificante. Para que tal filme seja capaz de separar as superfícies, é necessário que o fluido seja arrastado para uma região convergente de forma a produzir um campo de pressão. A formação de convergência pode ser resultado de um deslocamento lateral (excentricidade) entre os centros do rotor e do mancal, ou pode ser atribuída a características geométricas, como irregularidades da superfície do mancal. O fluido é conduzido para essa região devido à viscosidade, que o faz aderir nas superfícies, aliada ao movimento relativo entre as mesmas.

Sendo assim, como um estudo preliminar, essa teoria é utilizada para tentar estimar o campo de pressão gerado pelo fluido que se encontra entre o aro rotativo e o anel de desgaste estacionário, cuja superfície interna não seja perfeitamente circular.

### 2.1 – Modelo para Mancais Hidrodinâmicos: Equação de Reynolds

A análise da pressão desenvolvida em mancais hidrodinâmicos inicia-se na formulação da Equação de Reynolds, a partir das considerações sobre um elemento infinitesimal de fluido, como o mostrado na Fig. (2). A partir dessa equação obtém-se o campo de pressões gerado no mancal.

Para tal formulação as seguintes hipóteses devem ser aplicadas.

1. O lubrificante é considerado um fluido Newtoniano, incompressível e de viscosidade ( $\mu$ ) constante em todo o filme e sua inércia é desprezível.
2. As curvaturas das superfícies podem ser desprezadas se comparadas à espessura ( $H$ ) do filme.
3. O filme é fino, de modo que sua dimensão seja desprezível em relação ao comprimento do fluxo e a pressão é uniforme na direção de sua espessura.
4. O fluido adere nas paredes (condição de não deslizamento) e estas são rígidas e impermeáveis.
5. O fluxo é laminar.

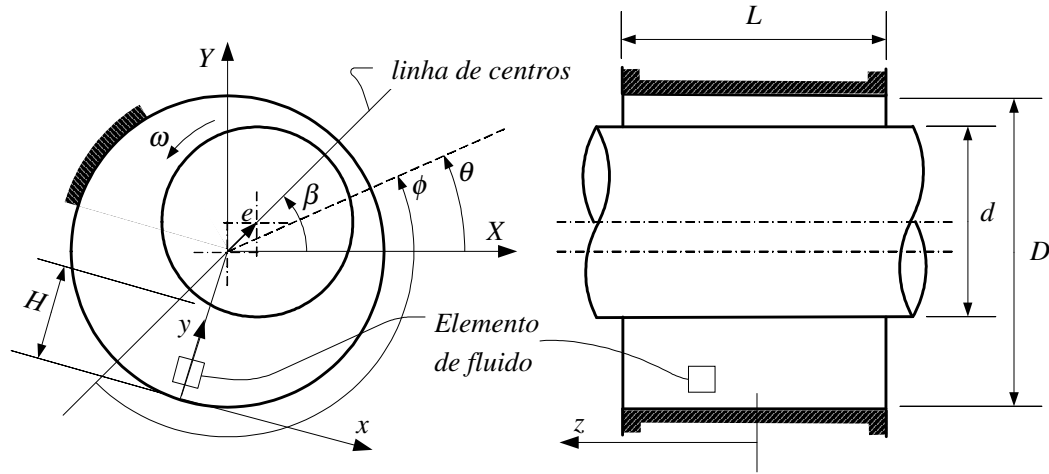


Figura 2. Geometria e coordenadas de um mancal plano

A Eq. (1) mostra então a equação de Reynolds na sua forma mais usual para aplicação no estudo de mancais hidrodinâmicos, onde  $p$  é a pressão,  $\omega$  é a velocidade de rotação do eixo,  $r$  é o raio do eixo,  $t$  é o tempo e  $\theta$  é a coordenada circunferencial relativa ao referencial fixo XY.

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{H^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{H^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{\omega}{2} \frac{\partial H}{\partial \theta} + \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

## 2.2. Cálculo do Campo de Pressão Gerado

A solução da Eq. (1), na forma em que está apresentada, só pode ser obtida numericamente. Soluções analíticas podem ser obtidas por integração direta apenas se um dos termos do lado esquerdo for descartado. A decisão sobre qual dos termos é dominante é tomada de acordo com a relação entre o diâmetro do eixo ( $d$ ) e o comprimento ( $L$ ) do mancal ou anel externo. Para evidenciar como essa razão influencia tais aproximações, reescreve-se a equação de Reynolds em função das seguintes variáveis adimensionais:

$$z^* = \frac{z}{L}, \quad p^* = \left( \frac{c_r}{L} \right)^2 \frac{p}{12\mu\omega}, \quad t^* = \omega t, \quad h = \frac{H}{c_r} \quad (2)$$

Substituindo-se as expressões de Eq. (2) em Eq.(1), chega-se à Eq. (3), onde a razão  $L/d$  aparece em evidência no primeiro termo.

$$4 \left( \frac{L}{d} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \theta} \left( h^3 \frac{\partial p^*}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z^*} \left( h^3 \frac{\partial p^*}{\partial z^*} \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial h}{\partial \theta} + \frac{\partial h}{\partial t^*} \quad (3)$$

Dessa forma, quando o comprimento for muito maior que o diâmetro, o termo de variação de pressão na coordenada circunferencial passa a ser dominante. Analogamente, para comprimentos curtos comparados ao diâmetro, o termo com derivadas na direção axial é o único a ser mantido para a integração da equação. Portanto, são possíveis dois tipos de solução analítica para a equação de Reynolds, conhecidas como solução para mancais curtos, ou solução de Ocvirk, e solução para mancais longos, ou solução de Sommerfeld.

Para o estudo em questão, a solução mais adequada é a de Ocvirk para mancais curtos. Bons resultados são obtidos com essa aproximação, contanto que a razão  $L/d$  seja menor que 0,5. Além

disso, a excentricidade não deve ultrapassar 70% do valor da folga radial. O campo de pressão é então calculado através da integração da Eq. (4).

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{H^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{\omega}{2} \frac{\partial H}{\partial \theta} + \frac{\partial H}{\partial t} \quad (4)$$

Em mancais, é comum admitir que nas extremidades a pressão é nula, sendo máxima em seu ponto médio. Utilizando essas características como condições de fronteira para a integração, chega-se à seguinte expressão para o campo de pressão.

$$p = 3 \frac{\mu}{H^3} \left( 2 \frac{\partial H}{\partial t} + \omega \frac{\partial H}{\partial \theta} \right) \left( z^2 - \frac{L^2}{4} \right) \quad (5)$$

O campo de pressão dado pela Eq. (5), está em função da espessura da camada de fluido ( $H$ ) e de suas derivadas. Para tornar esta equação aplicável, deve-se obter uma expressão para  $H$ . A partir deste ponto, as considerações a respeito da geometria do anel externo conduzem a uma análise ligeiramente diferente da utilizada em mancais planos.

### 2.3. Modelagem do Anel Não Circular

Considerando-se então um anel com superfície irregular, pode-se propor um modelo em que seu raio interno seja variável com a coordenada circunferencial. Sendo assim, a expressão para o raio interno  $R$  do anel estacionário pode ser escrita em função de um raio nominal  $R_0$  e de uma função arbitrária  $f(\theta)$ , que represente a irregularidade da superfície, como sugere a Eq. (6).

$$R(\theta) = R_0 + f(\theta) \quad (6)$$

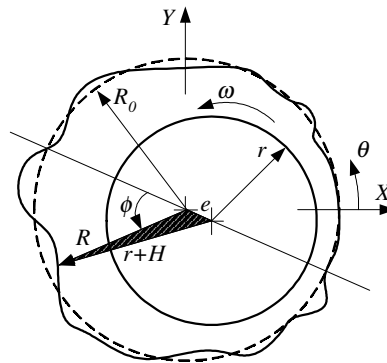


Figura 3. Geometria de um anel deformado

A determinação da espessura do filme de óleo em mancais é feita utilizando o triângulo hachurado da Fig (3), definido pela excentricidade ( $e$ ), e pelos lados  $(r + H)$  e  $R$ . A aplicação da lei dos cossenos neste triângulo resulta em:

$$e^2 + R^2 + 2eR \cos \phi = (r + H)^2 \quad (7)$$

Onde  $\phi$  é a coordenada circunferencial relativa ao ponto de maior espessura do filme. Substituindo a Eq. (7) na Eq.(6), e rearranjando-a, vem que:

$$e^2 + R_0^2 + 2R_0 f + f^2 + 2eR_0 \cos \phi + 2ef \cos \phi = r^2 + 2rH + H^2 \quad (8)$$

Por conveniência, define-se o raio nominal do anel (raio interno do anel estacionário não deformado) como a soma do raio do eixo a uma folga radial nominal ( $c_r$ ), como mostrado na Eq. (9).

$$R_0 = r + c_r \quad (9)$$

A razão entre a folga radial e o raio do eixo costuma ser muito pequena ( $c_r/r$  da ordem de  $10^{-3}$ ). Sendo assim, após substituir a Eq. (9) na Eq. (8), os termos de segunda ordem, envolvendo  $c_r$  e as outras variáveis da mesma ordem de grandeza ( $e, H, f$ ) podem ser desprezados, o que leva a:

$$H = c_r + f + e \cos \phi \quad (10)$$

Da Eq. (10), nota-se que a espessura da camada de fluido é determinada pela diferença entre os raios do anel e do eixo, expressa pelos dois primeiros termos, combinada com a posição do centro do eixo, que pode ser variável no tempo. Nota-se também, nessa mesma expressão, que a espessura do filme é função do ângulo  $\phi$  referente a um referencial que pode ser móvel. Uma mudança para o referencial estacionário, fixo no centro do anel, é conveniente. Da Fig. (2), é possível extrair a seguinte relação entre as coordenadas angulares, onde  $\beta$  representa o ângulo de atitude com respeito ao eixo X:

$$\phi = \pi - \beta + \theta \quad (11)$$

Substituindo (11) em (10), e aplicando-se a identidade trigonométrica do co-seno da diferença, chega-se em:

$$H = c_r + f - e(\cos \theta \cos \beta + \sin \theta \sin \beta) \quad (12)$$

As projeções da excentricidade nas direções X e Y ficam dadas por:

$$e_x = e \cos \beta \quad (13)$$

$$e_y = e \sin \beta \quad (14)$$

Para fins de simulação numérica, pode-se considerar que o centro do eixo realiza um movimento de precessão síncrono com a velocidade de rotação do eixo. Dessa maneira o ângulo  $\beta$ , que define a inclinação da linha que passa pelos centros do anel e do eixo, é substituído por  $\omega t$ , nas expressões (13) e (14). Entretanto, não há impedimento para que sejam simuladas situações em que o movimento de precessão seja assíncrono ou em que a amplitude desse movimento seja função da velocidade de rotação e do tempo.

Por fim, substituindo-se a Eq. (13) e a Eq. (14) na Eq. (12), chega-se à expressão que determina a espessura da camada de fluido em relação às coordenadas fixas, ou seja:

$$H(\theta, t) = c_r + f(\theta) - e_x(t) \cos \theta - e_y(t) \sin \theta \quad (15)$$

Antes de retornar ao campo de pressão, são necessárias as expressões das derivadas da Eq. (15), em relação a  $t$  e a  $\theta$ , assim:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\dot{e}_X \cos \theta - \dot{e}_Y \sin \theta \quad (16)$$

e

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} = f' + e_X \sin \theta - e_Y \cos \theta \quad (17)$$

onde,

$$f' = \frac{df}{d\theta} \text{ e } \dot{e}_i = \frac{de_i}{dt}, \quad i = X, Y.$$

Substituindo-se Eq. (15), Eq. (16) e Eq. (17) na Eq. (5) chega-se à expressão que determina o campo de pressão gerado no fluido:

$$p(\theta, z, t) = 3\mu \left[ \frac{(\omega e_X - 2\dot{e}_Y) \sin \theta - (\omega e_Y + 2\dot{e}_X) \cos \theta + \omega f'}{(c_r + f - e_X \cos \theta - e_Y \sin \theta)^3} \right] \left( z^2 - \frac{L^2}{4} \right) \quad (18)$$

Analisando a Eq. (18) percebe-se que a pressão é diretamente proporcional à viscosidade e à velocidade de rotação. Se qualquer desses dois fatores for nulo, não haverá campo de pressão (considerando que a variação da excentricidade só ocorre devido à rotação do eixo). Se o anel for perfeitamente circular, é necessária uma excentricidade para gerar um campo de pressão. Se o eixo e o anel permanecem concêntricos, a pressão gerada é apenas devido às irregularidades da superfície.

### 3. SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL

A seguir são apresentados os resultados de algumas simulações numéricas realizadas. Quando for considerado o movimento de precessão do rotor, este será síncrono, como acontece quando há um desbalanceamento na máquina. Em todas as simulações subseqüentes, o plano do anel analisado corresponde ao seu ponto médio ( $z=0$ ), e com isso calcula-se a variação de pressão apenas ao longo da circunferência. Os valores utilizados nos cálculos são equivalentes aos dados da turbina real, e são apresentados na Tab. (1).

Tabela 1. Parâmetros da máquina real

Velocidade de Rotação do Eixo (rpm)	120
Folga Radial Nominal (mm)	3
Comprimento do anel (mm)	170
Viscosidade da água (Ns/m <sup>2</sup> )	0,001

Na primeira simulação apresentada é utilizada uma função de irregularidade de modo que sejam criadas apenas algumas deformações localizadas, de acordo com a Eq. (19). As constantes  $A$  e  $k_1$  são definidas para ajustar a forma das irregularidades definidas pela função. Nesse caso foram utilizados  $A = 0,1c_r$  e  $k_1 = 4$ .

$$f(\theta) = \begin{cases} A \sin^2(k_1 \theta), & 90^\circ < \theta < 135^\circ \text{ ou } 270^\circ < \theta < 315^\circ \\ -A \sin^2(k_1 \theta), & 180^\circ < \theta < 225^\circ \end{cases} \quad (19)$$

A Figura (4a) ilustra a geometria do anel externo (curva azul) sobreposta pelo campo de pressão gerado (curva vermelha) enquanto não há movimento de precessão do rotor, ou seja, o anel e o rotor estão concêntricos. Verifica-se que só há variação de pressão nos trechos correspondentes às deformações do anel, como já era previsto. Além disso é possível associar regiões de convergência a pressões positivas e de divergência a pressões negativas.

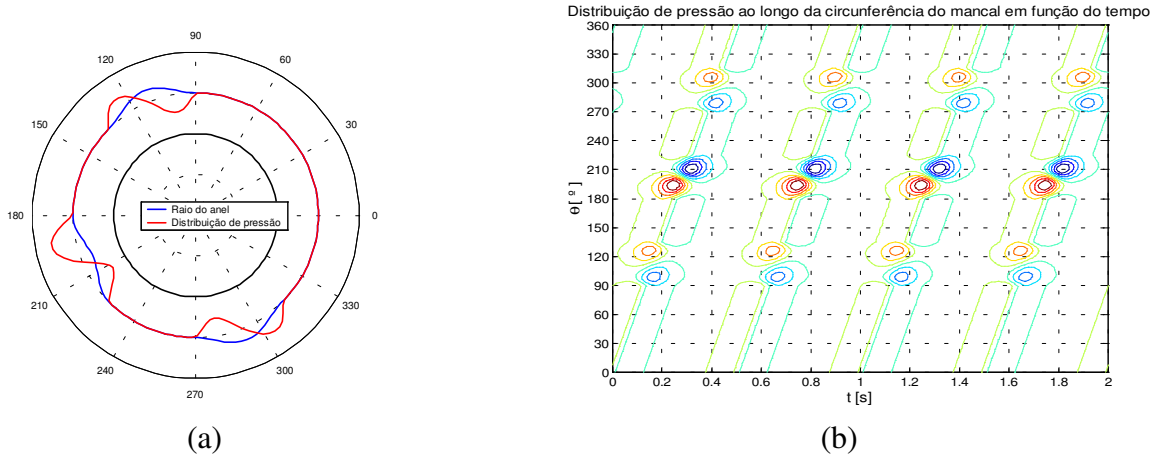


Figura 4. Distribuição de pressão ao longo da circunferência do anel

Incluindo a precessão do rotor na simulação pode-se acompanhar a evolução do campo de pressão ao longo do tempo. Neste cálculo a amplitude do movimento utilizada foi  $e = 0,3c_r$ . O que se observa na Fig (4b) é a combinação do campo pressão da Fig (4a) com o resultado que é normalmente obtido para mancais planos.

Na próxima simulação a função empregada para descrever as irregularidades é ligeiramente mais complicada do que a do exemplo anterior. A idéia é representar uma distribuição mais aleatória das irregularidades com a Eq. (20). O ajuste das irregularidades dessa função é feito com seis constantes, e os valores utilizados foram os seguintes:  $A = 0,1c_r$ ,  $a = 0,5$ ,  $b = 0,2$ ,  $k_1 = 1$ ,  $k_2 = 9$ ,  $k_3 = 5$ .

$$f(\theta) = A(a \cos(k_1 \theta) \sin(k_2 \theta) + b \cos(k_3 \theta)) \quad (20)$$

Os resultados obtidos são similares aos do caso anterior, como observado na Fig. (5). Porém, como a variação do raio interno do anel provoca o aparecimento de mais regiões de convergência e divergência, o campo de pressão também apresenta mais variações ao longo da circunferência.

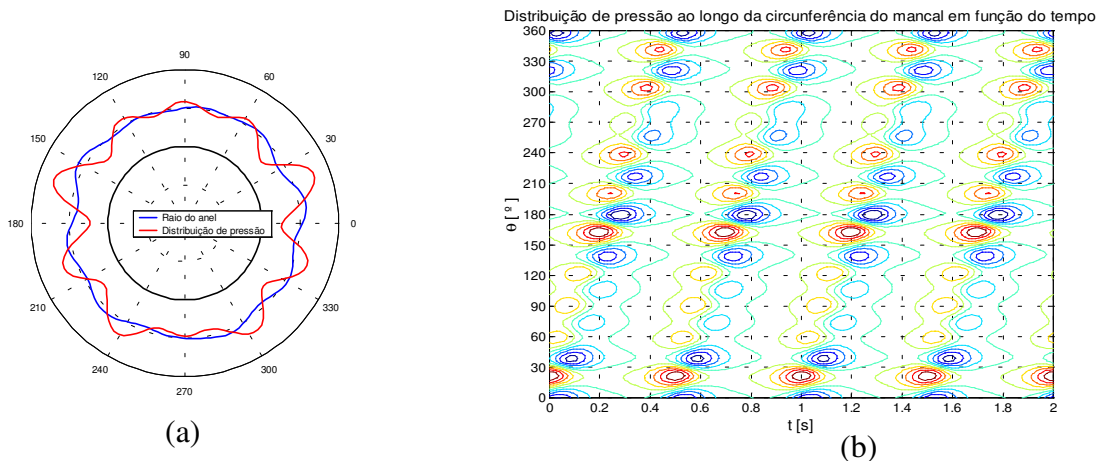


Figura 5. Distribuição de pressão ao longo da circunferência do anel

A Figura (6) traz a variação de pressão no tempo em três pontos distintos do anel, representando uma possível medição com sensores posicionados em sua circunferência. A aquisição desses sinais é importante para detectar o tipo de excitação que o anel está sofrendo devido às forças dinâmicas causadas pelo campo de pressão. Uma análise no domínio da frequência, como mostrado na Fig. (7), permite verificar que excitação provocada pelo campo de pressão não é composta apenas pela frequência de rotação da máquina, mas também por alguns harmônicos.

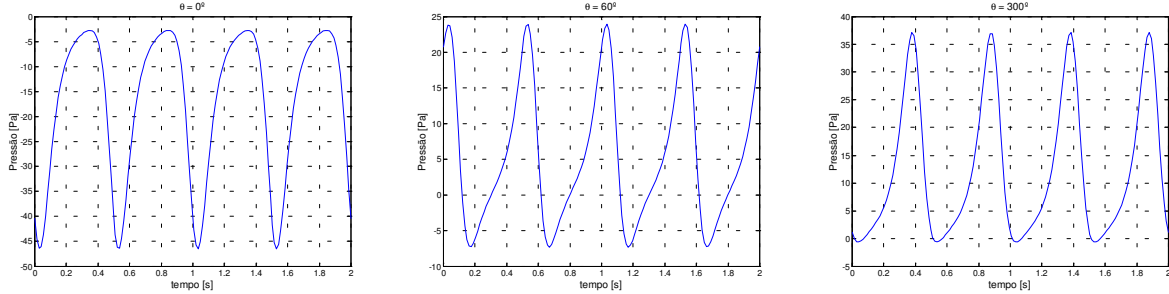


Figura 6. Variação de pressão com o tempo em três posições no anel

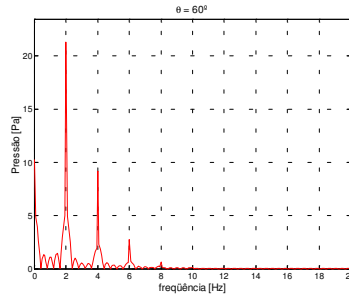


Figura 7. FFT de um dos sinais de pressão

#### 4. EFEITOS DO FLUXO AXIAL E DA TURBULÊNCIA

Como citado no início da seção 2, uma das hipóteses utilizadas para a formulação da equação de Reynolds salientava a natureza laminar do fluxo. Como o fluido em questão é a água, que possui baixa viscosidade, a turbulência acaba exercendo uma influência significativa para este estudo. Como mostrado por Childs (1993), e Allaire et al (1984), é possível modelar aproximadamente os efeitos da turbulência com uma pequena modificação da equação de Reynolds, como mostrada na Eq (21). Essa modificação considera os efeitos da viscosidade turbulenta, que não é uma propriedade do material, sendo definida através de características do fluxo e pode variar espacialmente.

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{H^3}{\mu} G_\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{H^3}{\mu} G_z \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{\omega}{2} \frac{\partial H}{\partial \theta} + \frac{\partial H}{\partial t} \quad (21)$$

onde

$$G_\theta = (12 + 0,0136 R_e^{0,90})^{-1}, \quad G_z = (12 + 0,0043 R_e^{0,96})^{-1}, \quad R_e = r\omega \frac{\rho}{\mu} H$$

Observando a Eq (21), nota-se que para números de Reynolds ( $R_e$ ) pequenos, a equação volta a assumir a forma da Eq (1).



A influência do fluxo axial é geralmente estudada na análise de selos mecânicos, que, apesar da similaridade com mancais, exigem uma abordagem diferente da de Reynolds, que considere, além da turbulência, os efeitos de inércia do fluido, como salientado por Vance (1988). Para o presente trabalho considera-se que o fluxo axial modifica apenas a distribuição de pressão em  $z$ .

Se o fluido entra na região entre os anéis com uma pressão  $p_i$ , essa pressão cai bruscamente na entrada e depois se reduz linearmente através do anel até a pressão de saída,  $p_o$ , conforme mostrado na Fig. (8).

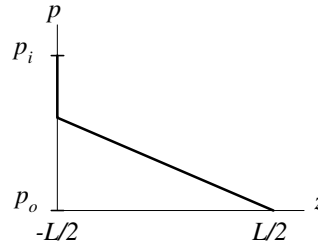


Figura 8. Queda de pressão ao longo do comprimento do anel

Aplicando então a solução de Ocvirk na Eq (21) e utilizando  $p_i$  e  $p_o$  como condições de fronteira para a integração, chega-se à seguinte expressão para o campo de pressão:

$$p = \frac{\mu}{4G_z} \left[ \frac{(\omega e_x - 2\dot{e}_y) \sin \theta - (\omega e_y + 2\dot{e}_x) \cos \theta + \omega f'}{(c_r + f - e_x \cos \theta - e_y \sin \theta)^3} \right] \left( z^2 - \frac{L^2}{4} \right) + \frac{z(p_i - p_o)}{L} + \frac{(p_i + p_o)}{2} \quad (22)$$

A Eq. (22) não difere muito da obtida com a formulação anterior. De fato, a aparência do campo de pressão calculado não será diferente da que foi vista nas simulações apresentadas. As mudanças são percebidas apenas na amplitude do campo de pressão e na distribuição de pressão ao longo do comprimento.

## 5. CONCLUSÕES

Partindo da necessidade imposta por um problema real, foi proposto um modelo para tentar descrever o campo de pressão gerado pelo fluido entre os anéis rotativo e estacionário de um hidrogenador. Inicialmente foi proposto um modelo derivado da teoria de Reynolds para mancais hidrodinâmicos. Com esse modelo foram realizadas algumas simulações que permitiram visualizar como a deformação do anel estacionário influencia no campo de pressão. Os resultados obtidos são coerentes com a teoria apresentada, mas para validar o modelo seriam necessários alguns dados experimentais ou da própria máquina.

As características do fluxo em questão requerem uma análise um pouco mais elaborada, incluindo efeitos de turbulência e do fluxo axial. Pequenas alterações no modelo visam incluir estes efeitos.

## 6. REFERÊNCIAS

- Allaire, P. E., Kocur, J. A., Nicholas, J. C., 1985, "A Pressure-Parameter Method for Finite-Element Solutions of Reynolds' Equation", ASLE Trans., Vol. 28, No. 2, pp. 150-158.
- Childs, D.W., 1993, "Turbomachinery Rotordynamics – Phenomena, Modeling and Analysis", John Wiley & Sons Inc.
- Vance, J. M., 1988, "Rotordynamics of Turbomachinery", John Wiley & Sons Inc.

# MATHEMATICAL MODEL OF THE PRESSURE FIELD DEVELOPED BY THE FLUID FLOW BETWEEN THE ROTATING AND STATIONARY WEAR RINGS OF A POWER GENERATOR TURBINE

**Marcus Vinicius Gomes Diniz Abrantes**

PEM/COPPE/UFRJ – CEPEL – Centro de Pesquisas de Energia Elétrica – Caixa Postal 68007, CEP 21944-970, Rio de Janeiro, RJ – Brasil - marvin@cepel.br

**José Bismark de Medeiros**

PEM/COPPE/UFRJ – CEPEL – Centro de Pesquisas de Energia Elétrica – bismark@cepel.br

**Renato de Oliveira Rocha**

CEPEL – Centro de Pesquisas de Energia Elétrica – UERJ (Dep. Eng. Mec.) – renato@cepel.br

**Moysés Zindeluk**

PEM/COPPE/UFRJ - Laboratório de Acústica e Vibrações – Cidade Universitária – Centro de Tecnologia - Caixa Postal 68503 - CEP 21945-970 - Rio de Janeiro, RJ - Brasil – moyses@ufrj.br

**Abstract.** *In the present work, the Reynolds' theory, quite spread in the study of hydrodynamic bearings, is applied to a real life problem, in which there is a suspected of circularity loss of the inferior stationary wear rings of a power generator turbine, resulting in dynamic pressure fields capable of damaging the attachments of those rings and of exciting machine vibrations.*

*For this study, only the fluid flow induced by the rotation of the shaft is taken into account, being discarded, at an initial stage, the flow in the axial direction. Integrating the Reynolds equation stated for laminar flow, and other hypotheses, the pressure field between the rotor and the stationary ring is calculated. To model the non circularity of the ring, its bore is written as a function of the circumferencial coordinate. Finally, an expression that describes the pressure field is obtained, including also the effect of rotor precession.*

*Some computational simulations allow the pressure field along the ring to be analyzed and related to its geometry. At the end, the axial flow contribution is evaluated, as well as some considerations regarding possible differences for turbulent flow cases.*

**Keywords:** *Pressure Field, Hydrodynamic Theory, Rotating Machinery.*