

ANÁLISE TEÓRICO E EXPERIMENTAL DA PROPAGAÇÃO DE UMA FLUTUAÇÃO
 SENOIDAL DE VAZÃO EM TORNO DE UM ESCOAMENTO MÉDIO LAMINAR.

R. M. Valle
 Depto. de Engenharia Mecânica
 U F M G
 31270-901 Belo Horizonte - MG

C. R. Maliska
 Depto. de Engenharia Mecânica
 U F S C
 88040-900 Florianópolis - SC

RESUMO

A propagação de uma flutuação de vazão em torno de um escoamento médio é estudada analiticamente através de um modelo dinâmico unidimensional utilizando-se transformada de Laplace. Este modelo permite determinar o módulo e a fase da velocidade instantânea do fluido que atravessa uma placa de orifício concêntrico colocada a uma distância L do gerador da flutuação. Para corroborar os resultados teóricos, um sistema fluidodinâmico utilizando óleo hidráulico é construído para a geração experimental da flutuação da vazão.

INTRODUÇÃO

Escoamentos pulsantes são encontrados em muitas aplicações de engenharia, especialmente em sistemas hidráulicos e pneumáticos. As características dinâmicas destes sistemas impedem a utilização de medidores de vazão do tipo pressão diferencial, muito utilizados para medição de vazões em regime permanente. A utilização destes tipos de medidores para medição de vazões dinâmicas em sistemas hidráulicos e pneumáticos está ligada ao desenvolvimento de calibradores dinâmicos de vazão que permitam obter as características dinâmicas do medidor. A dificuldade na obtenção de modelos de calibração dinâmica de sistemas de medição de vazão está relacionada ao fato das ondas sofrerem uma série de transformações ao longo da sua propagação, ocorrendo o amortecimento das mesmas devido a perdas de energia ao longo do percurso.

O objetivo de presente trabalho é a obtenção de uma função transferência no tempo, capaz de descrever o comportamento dinâmico de uma flutuação de vazão ao longo do percurso e ao mesmo tempo indicar os principais parâmetros que influenciam a dissipação da mesma. Esta função transferência no tempo é capaz de fornecer o módulo e a fase da flutuação de vazão em função de parâmetros mensuráveis experimentalmente, tais como compressibilidade efetiva do sistema, viscosidade do fluido de trabalho, geometria e comprimento do orifício, frequência de pulsação e velocidade média, entre outras.

O modelo dinâmico desenvolvido é obtido a partir do balanço global das forças que atuam no sistema, sendo o seu comportamento similar a um sistema massa-mola amortecido. Para isto, considera-se a cavidade como sendo um oscilador com amortecimento excitado por uma fonte externa.

Para validação do modelo analítico é construída uma bancada experimental onde a flutuação de vazão é gerada através do movimento harmônico de um pistão acionado por um motor elétrico com velocidade angular controlada. A validação deste modelo permite a obtenção de um calibrador dinâmico de vazão, sempre que o módulo da perturbação aplicada ao sistema seja conhecido. Desta forma, comportamentos dinâmicos de medidores de vazão podem ser previstos.

METODOLOGIA ANALÍTICA

A Fig.1.a mostra o volume de controle do oscilador proposto e o percurso a ser percorrido pela onda de vazão gerada pelo movimento alternativo do

pistão. Conhecido o deslocamento instantâneo do pistão, $x(t)$, e considerando $y(t)$ como sendo o deslocamento instantâneo do fluido nas proximidades da placa de orifício, colocada a uma distância L do gerador de pulsos de vazão, o objetivo do modelo é obter uma relação da forma $y(t) = R_a x(t - \tau)$, onde R_a representa a razão entre as amplitudes das velocidades e τ o atraso da flutuação devido especialmente ao atrito viscoso.

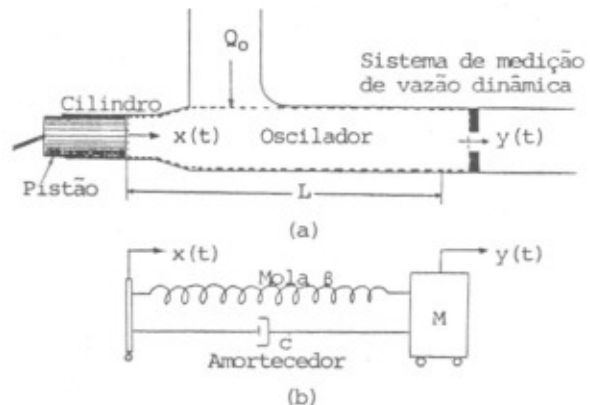


Fig. 1 - Volume de controle do sistema oscilatório e sistema massa-mola equivalente.

Neste sistema, as ondas se propagam de forma alternada e repetitiva, tendo um caráter oscilatório com constantes de tempo características. Estas características levam o sistema a um comportamento similar ao de um sistema massa-mola amortecido. A Fig. 1.b mostra esquematicamente o sistema massa-mola equivalente, onde M é a massa do fluido deslocado, β é o coeficiente de expansão isotérmico efetivo e c o coeficiente de amortecimento viscoso.

O balanço global das forças que atuam no sistema constituído pelo volume de controle mostrado na Fig. 1.a fornece

$$F_{\beta}(t) + F_c(t) + F_{Q_0}(t) + F_0(t) + F_M(t) = 0 \quad (1)$$

onde

- $F_{\beta}(t)$ = força devido à compressibilidade do sistema
- $F_c(t)$ = força devido ao amortecimento viscoso
- $F_{Q_0}(t)$ = força devido à variação da quantidade de movimento imposta pela vazão média Q_0

$F_p(t)$ = força devido à resistência hidráulica do orifício
 $F_m(t)$ = força de inércia da massa contida na cavidade

A força devido à compressibilidade do sistema pode ser obtida a partir da definição do coeficiente de compressibilidade isotérmico, β , o qual, para um processo de compressão linear pode ser obtido por [1]

$$\beta = - \frac{\Delta P(t)}{\Delta V(t)} \Big|_{\tau} \quad (2)$$

A força devido a compressibilidade do sistema é, finalmente, dada por

$$F_\beta(t) = - \frac{\beta A_d^2}{V_0} \left[y(t) - \frac{A_c}{A_d} x(t) \right] \quad (3)$$

onde

A_d = área da seção transversal da cavidade
 A_c = área da seção transversal do cilindro
 V_0 = volume da cavidade de comprimento L
 ΔP = variação de pressão na cavidade
 $x(t)$ = deslocamento instantâneo do pistão
 $y(t)$ = deslocamento instantâneo do fluido nas proximidades da placa de orifício

A força amortecedora devido ao atrito viscoso nas paredes da cavidade pode ser determinada através da tensão viscosa na parede [2]. Para escoamento laminar obtém-se finalmente

$$F_c(t) = 32 \mu \pi L [y'(t) - x'(t)] \quad (4)$$

A força devido a variação da quantidade de movimento entre a vazão média Q_0 e a flutuação de vazão pode ser dada por [3]

$$F_Q(t) = Q_0 \rho \left[\frac{Q_0}{A_d} + y'(t) - x'(t) \right] \quad (5)$$

A força devido a resistência hidráulica do orifício está associada à queda de pressão dinâmica resultante da dissipação de energia mecânica devido a processos de atrito. Para escoamento laminar e considerando-se um perfil de velocidade plenamente desenvolvido, esta queda de pressão dinâmica é obtida por [4]

$$\Delta P(t) = \frac{128 \mu L_0}{\pi d^4} Q_a(t) \quad (6)$$

Aqui o termo $128\mu L_0/\pi d^4$ é a resistência hidráulica do orifício, onde L_0 e d representam o comprimento e o diâmetro do mesmo, respectivamente, e $Q_a(t)$ é a vazão correspondente à flutuação. A força devido a esta resistência hidráulica é dada finalmente por

$$F_0(t) = \frac{8 \mu \pi L_0 D^4}{d^4} y'(t) \quad (7)$$

Finalmente, a força de inércia é dada por

$$F_m(t) = M y''(t) \quad (8)$$

Desta forma a equação da quantidade de movimento para o sistema fica

$$\tau^2 y''(t) + 2 \tau \epsilon y'(t) + y(t) = X(t) \quad (9)$$

As constantes τ e ϵ representam a constante de tempo do sistema e a razão de amortecimento viscoso, respectivamente. Aqui τ representa uma medida da velocidade de resposta, enquanto que ϵ representa uma

medida do grau de amortecimento ou do caráter oscilatório do sistema. Estas constantes são dadas por

$$\tau^2 = \frac{\rho V_m V_0}{\beta A_d^2} \quad (10)$$

$$\epsilon = \frac{V_0 [8 \mu \pi (4 L + L_0 D^4/d^4) + \rho Q_0]}{2 \tau \beta A_d^2} \quad (11)$$

onde V_m representa o volume da massa de fluido deslocado.

O sinal de excitação do sistema, $X(t)$, é constituído pelos parâmetros conhecidos ou impostos ao sistema

$$X(t) = \frac{A_c}{A_d} x(t) + \left(2\tau\epsilon - \frac{8\mu\pi L_0 V_0 D^4}{d^4 \beta A_d^2} \right) x'(t) - \frac{\rho Q_0^2 V_0}{\beta A_d} \quad (12)$$

Supondo uma excitação proveniente de uma fonte externa capaz de produzir um deslocamento instantâneo no pistão da forma

$$x(t) = r (1 - \cos \omega t) \quad (13)$$

pode-se obter

$$\dot{x}(t) = r \omega \sin \omega t \quad (14)$$

onde r é o raio do excêntrico que movimenta o pistão, ω é a frequência angular e ωt é o ângulo da manivela correspondente.

Desta forma, obtém-se a equação do sinal de excitação, dada por

$$X(t) = a - b \cos \omega t + (2\tau\epsilon - c) r \omega \sin \omega t \quad (15)$$

onde

$$a = \frac{A_c r - \rho Q_0^2 V_0 / \beta A_d^2}{A_d} \quad (16)$$

$$b = A_c r / A_d \quad (17)$$

$$c = \frac{8 \mu \pi L_0 V_0 D^4}{d^4 \beta A_d^2} \quad (18)$$

A Eq. 9 pode agora ser resolvida utilizando-se a transformada de Laplace. Desta forma, obtém-se para o sinal de excitação

$$X(s) = \frac{a\omega^2 + (2\tau\epsilon - c)r\omega^2 s + (a-b)s^2}{s(s^2 + \omega^2)} \quad (19)$$

e para o sinal de saída

$$y(s) = \frac{(a-b)s^2 + (2\tau\epsilon - c)r\omega^2 s + as^2}{s(s^2 + \omega^2)(\tau^2 s^2 + 2\tau\epsilon s + 1)} \quad (20)$$

Resolvendo-se a Eq. 20 através de funções parciais obtém-se, depois de algumas simplificações, [5].

$$y(t) = a - [(b-2a)(1-\tau^2\omega^2) + 2\tau\epsilon\omega^2(2\tau\epsilon-c)] \cos \omega t + [2\tau\epsilon\omega r [(1-\tau^2\omega^2)^2 + \tau^2\omega^2(1-\tau^2\omega^2) - \frac{(b-2a)}{r}] - c r \omega (1-\tau^4\omega^4)] \sin \omega t \quad (21)$$

de onde

$$\begin{aligned} \dot{y}(t) = & \omega [(b-2a)(1-\tau^2\omega^2) + \\ & 2r\tau\epsilon\omega^2(2\tau\epsilon-c)] \text{sen}\omega t + \\ & (2r\tau\epsilon\omega^2 [(1-\tau^2\omega^2)^2 + \tau^2\omega^2(1-\tau^2\omega^2) - \\ & \frac{(b-2a)}{r}] - c\tau\omega^2(1-\tau^4\omega^4)) \text{cos}\omega t \end{aligned} \quad (22)$$

Usando a identidade trigonométrica $p\cos\theta + q\sin\theta = R\text{sen}(\theta + \theta_0)$, onde $R = (p^2 + q^2)^{1/2}$ e $\text{tg}\theta_0 = p/q$, obtém-se finalmente a equação correspondente ao sinal de saída

$$\begin{aligned} \dot{y}(t) = & r\omega \frac{A_c}{A_d} \left\{ \left(\frac{A_d}{A_c} \right)^2 \left[\frac{(b-2a)^2 (1-\tau^2\omega^2)^2}{r} + \right. \right. \\ & \left. \frac{4\tau\epsilon\omega^2}{r} (2\tau\epsilon-c)(b-2a)(1-\tau^2\omega^2) + \right. \\ & \left. 4\tau^2\epsilon^2\omega^4 (2\tau\epsilon-c)^2 \right] + \frac{4\tau^2\epsilon^2\omega^2}{(A_c/A_d)^2} (1-\tau^2\omega^2) \\ & \left[(1-\tau^2\omega^2)^3 + (1-\tau^2\omega^2)^2 (2\tau^2\omega^2 - c \frac{1+\tau^2\omega^2}{\tau\epsilon}) + \right. \\ & \left. (1-\tau^2\omega^2) (\tau^4\omega^4 - \frac{2}{r}(b-2a) - \frac{c\tau\omega^2}{\epsilon} (1+\tau^2\omega^2)) + \right. \\ & \left. (1+\tau^2\omega^2) (c \frac{(b-2a)}{\tau\epsilon r} - \frac{c^2}{4\tau^2\epsilon^2}) - \right. \\ & \left. (b-2a) \left(\frac{(b-2a)}{r^2(1-\tau^2\omega^2)} + \frac{2\tau^2\omega^2}{r} \right) \right]^{1/2} \text{sen}(\omega t + \theta) \end{aligned} \quad (23)$$

onde

$$\theta = \text{tg}^{-1} \left\{ \frac{2\tau\epsilon\omega [r(1-\tau^2\omega^2) - (b-2a)] - c\tau\omega(1-\tau^4\omega^4)}{(b-2a)(1-\tau^2\omega^2) + 4r\tau^2\epsilon^2\omega^2 - 2c\tau\epsilon\omega^2} \right\} \quad (24)$$

As Eqs. 23 e 24 descrevem o comportamento de um sistema vibratório de segunda ordem onde a função estímulo é uma função senoidal. Estas equações descrevem de modo completo as características dinâmicas do sistema oscilatório.

Tomando-se em conta que a função estímulo é dada por $x(t) = r\omega \text{sen}\omega t$, a função resposta do sistema pode agora ser escrita da forma

$$\dot{y}(t) = \frac{A_c}{A_d} R_a \dot{x}(t) = \frac{A_c}{A_d} R_a r\omega \text{sen}(\omega t + \theta) \quad (25)$$

onde R_a é a raiz quadrada do termo entre chaves da Eq. 23. O parâmetro R_a representa o ganho do sistema, ou seja, a razão de amplitude entre o sinal de resposta $\dot{y}(t)$ e o sinal de estímulo $\dot{x}(t)$. Por outro lado, θ representa a fase do sistema, ou seja, o atraso com relação ao estímulo, devido principalmente ao atrito viscoso. O termo A_c/A_d é a relação de áreas entre o cilindro do gerador de flutuações e a cavidade (duto).

Esta metodologia permite obter a dissipação da flutuação de vazão a partir dos parâmetros R_a e θ , sempre que o módulo da perturbação seja conhecido. Tanto R_a como θ são funções dos parâmetros físicos característicos do sistema dinâmico utilizado. A compressibilidade do sistema, as frequências fornecidas, as vazões médias utilizadas e os parâmetros geométricos do orifício constituem os principais fatores que influenciam na dissipação da flutuação de vazão.

O acréscimo de vazão correspondente à flutuação pode ser determinado como sendo

$$Q_a(t) = \dot{y}(t) A_d \quad (26)$$

onde $\dot{y}(t)$ é obtido pela Eq. 25.

Finalmente, a vazão total obtida a uma distância L do gerador de pulsos de vazão é dada por

$$Q_c(t) = Q_0 + Q_a(t) - Q_v(t) \quad (27)$$

Onde $Q_v(t)$ é o vazamento através da folga pistão-cilindro, calculada teoricamente.

COMPORTAMENTO GLOBAL DO MODELO

Antes de proceder com a metodologia experimental para a validação do modelo, torna-se necessário verificar se o mesmo comporta-se dentro dos limites lógicos esperados. A Fig. 2 mostra a variação do ganho do sistema com a compressibilidade, para uma frequência constante de 2 Hz e para várias vazões médias. A medida que o sistema torna-se mais compressível (aumento de β) o ganho se aproxima de 1, mostrando que para sistemas totalmente incompressíveis o ganho não é mais função de β e a velocidade de saída é função apenas da relação de áreas, isto é, $\dot{y}(t) = A_c/A_d \dot{x}(t)$. Por outro lado, a medida que a compressibilidade do sistema aumenta (diminuição de β) o ganho tende a zero, mostrando que o pulso é totalmente amortecido através do percurso.

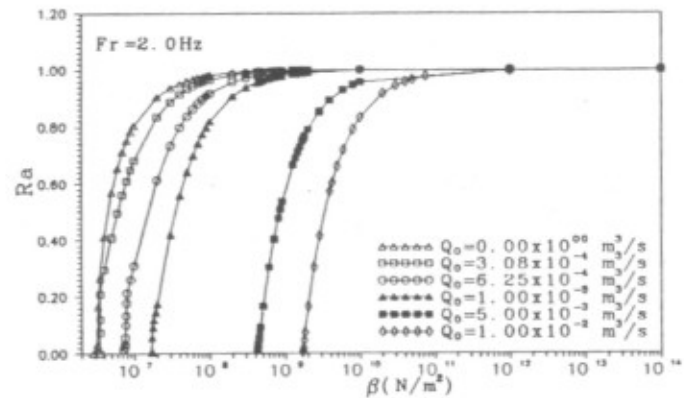


Fig. 2 - Variação do ganho com a compressibilidade do sistema para uma frequência de 2 Hz e vários valores de Q_0 .

A Fig. 3 ilustra a variação da fase com a compressibilidade do sistema. Com o aumento da compressibilidade, a fase tende a $-\pi/2$ e se aproxima de zero a medida que o sistema torna-se mais incompressível. A fase também é afetada pela vazão Q_0 e pela frequência do sistema, sendo esta influência cada vez menor a medida que β aumenta (sistemas mais incompressíveis).

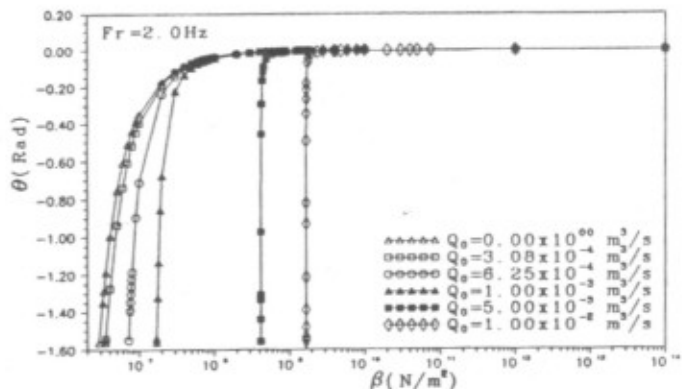


Fig. 3 - Variação da fase com a compressibilidade do sistema para uma frequência de 2 Hz e vários valores de Q_0 .

As Figs. 4 e 5 mostram a variação do ganho e da fase com a frequência, respectivamente, para uma compressibilidade constante e vários valores de Q_0 . Nota-se que para um valor de $\beta = 1,0 \times 10^8$ o ganho se aproxima de zero e a fase de $-\pi/2$ quando o sistema atinge uma frequência próxima dos 14 Hz. Em ambos os casos a queda é maior para valores maiores de Q_0 .

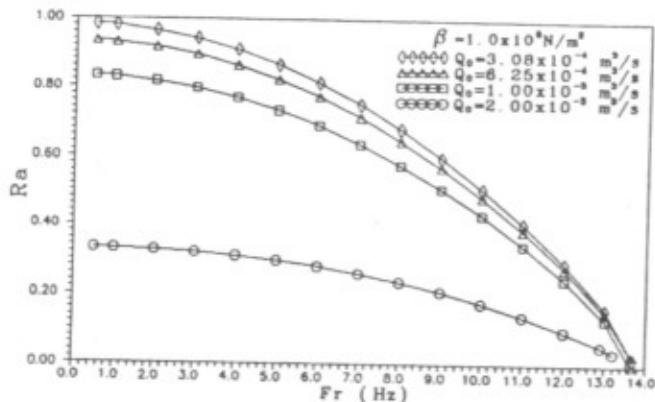


Fig. 4 - Variação do ganho com a frequência de flutuação.

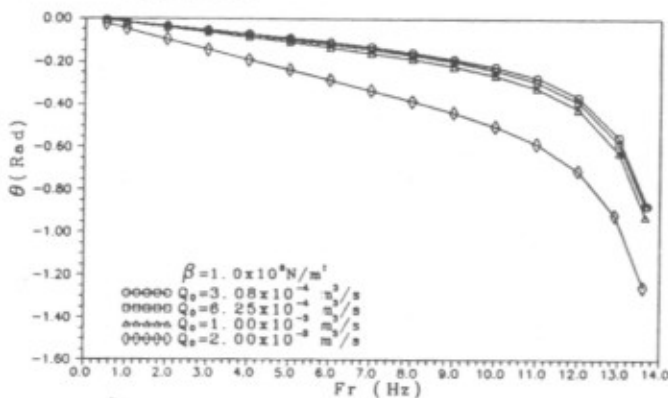


Fig. 5 - Variação da fase com a frequência de flutuação.

As Figs. 6 e 7 mostram a influência da vazão média Q_0 no ganho e na fase do sistema, para vários valores de β . Nota-se que a influência de Q_0 é muito maior a medida que a compressibilidade do sistema aumenta.

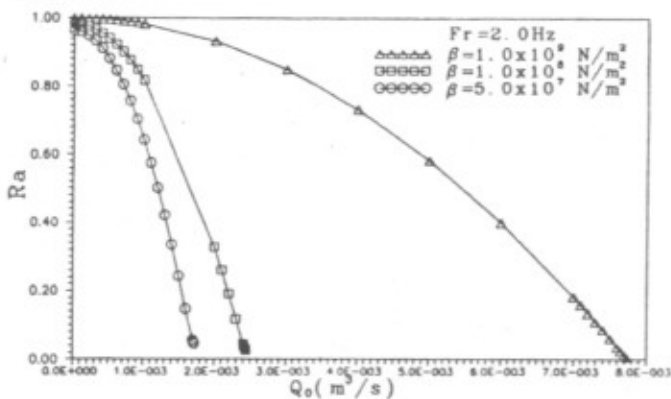


Fig. 6 - Variação do ganho com a vazão média Q_0 .

O comportamento dos parâmetros dissipativos da flutuação de vazão com a geometria do orifício e detalhes do modelo podem ser vistos em [5].

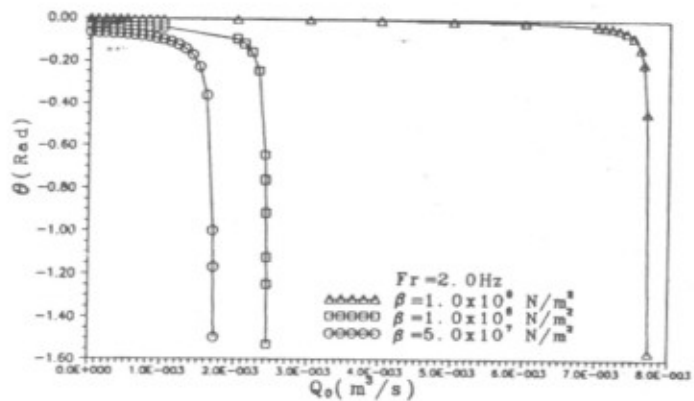


Fig. 7 - Variação da fase com a vazão média Q_0 .

METODOLOGIA EXPERIMENTAL

A Fig. 8 mostra o esquema geral do sistema dinâmico utilizado experimentalmente. Aqui a flutuação de vazão é produzida pelo movimento harmônico de um pistão, acionado por um motor elétrico com frequência angular controlada. O movimento harmônico do pistão é obtido através de um mecanismo tipo garfo escocês (Scotch Youke), o qual gera ondas senoidais de vazão em torno da vazão média Q_0 . A vazão média, Q_0 , é gerada por uma bomba tipo palhetas e medida através de um sistema de medição de vazão constante. As flutuações de vazão, $Q_a(t)$, são obtidas relacionando-se a vazão total $Q_t(t)$, com o gradiente de pressão dinâmica, $\Delta P(t)$, medida por transdutores de pressão no sistema de medição de vazão dinâmica. Aqui, o gerador de perda de carga impede que a flutuação se propague na direção vertical.

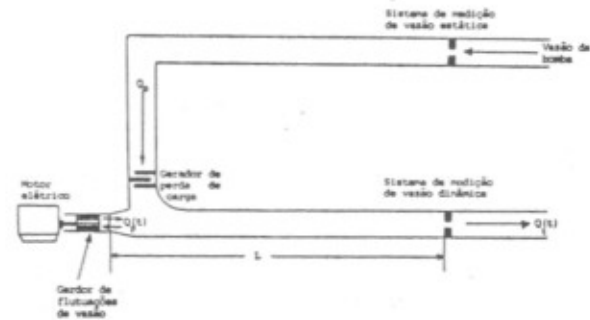


Fig. 8 - Esquema geral da bancada experimental.

Para obtenção dos dados experimentais utilizou-se uma série de sistemas de medição e uma ampla cadeia de processamento de sinais. Além da medição das pressões estáticas e dinâmicas (transdutores 1,2 e 3),

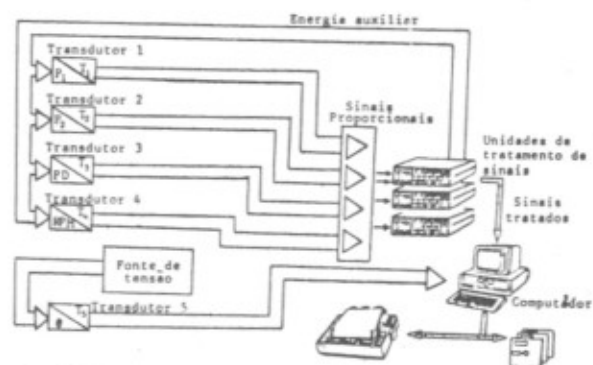


Fig. 9 - Cadeia de processamento dos sinais.

foram medidas também a rotação do eixo (transdutor 4), para controle da frequência do gerador de flutuações, e o instante no qual ocorre a velocidade máxima do pistão (transdutor 5), para determinação experimental da fase do sistema. A cadeia de medição utilizada é mostrada na Fig. 9.

A utilização do mecanismo tipo garfo escocês para o acionamento do pistão, permite a obtenção de velocidades senoidais como as descritas pela Eq. 14, considerada teoricamente como sendo o sinal de excitação do sistema, gerado por uma fonte externa.

Cálculos teóricos foram realizados para tomar em conta o vazamento através da folga pistão-cilindro do gerador de flutuações. Tanto a compressibilidade do sistema, como a viscosidade e a densidade do fluido foram medidas experimentalmente.

A vazão total que passa pelo sistema de medição de vazão dinâmica é dada por

$$Q_o(t) = A_o k [\Delta P(t)]^b \quad (28)$$

onde

- A_o = área do orifício (m^2)
- k = coeficiente global obtido da calibração da placa
- b = constante obtida da calibração da placa
- $\Delta P(t)$ = gradiente de pressão no orifício, obtido experimentalmente.

O ganho do sistema pode agora ser determinado a partir das vazões experimentais obtidas

$$Ra_o = \frac{Q_o(t)}{Q_p(t) + Q_o - Q_v(t)} \quad (29)$$

onde $Q_p(t)$ é a vazão instantânea deslocada pelo pistão, dada por

$$Q_p(t) = x(t) A_c \quad (30)$$

A fase do sistema é calculada por

$$\theta_s = - 2 \pi f \Delta t \quad (31)$$

onde

- f = frequência cíclica medida experimentalmente
- Δt = tempo correspondente à defasagem entre $x(t)$ e $y(t)$.

O tempo correspondente à defasagem, Δt , é determinado comparando-se o instante de tempo no qual o pistão atinge a sua velocidade máxima, medido pelo transdutor 5, com o instante de tempo no qual ocorre o valor máximo de $\Delta P(t)$ captado pelos transdutores de pressão. Para o cálculo do primeiro, um fototransistor colocado no eixo do gerador de flutuações emite um pico de tensão no instante em que o pistão atinge a sua velocidade máxima [5].

A validação do modelo consiste na comparação dos parâmetros teóricos obtidos pelo modelo ($Q_o(t)$, R_a e θ_s), com os parâmetros obtidos experimentalmente ($Q_o(t)$, R_a e θ_s).

RESULTADOS

Os resultados apresentados nas Figs. 10 a 15 referem-se apenas a uma das vazões médias utilizadas, a uma geometria fixa do orifício e a valores de β iguais a 10^8 N/m². Resultados para os demais casos podem ser vistos em [5]. As Figs. 10 e 11 mostram a variação do ganho no tempo para duas das frequências de trabalho. Aqui, o valor do ganho igual a 1 significa o pistão na posição de velocidade nula (pontos mortos). Valores menores que 1 representam o amortecimento da flutuação para deslocamentos positivos do pistão, enquanto que valores maiores que 1 representam o amortecimento da flutuação para

deslocamentos negativos do mesmo. Os mínimos e máximos são os pontos de velocidade máxima do pistão. Nota-se que o resultado analítico, obtido pelo modelo, prevê, em ambos os casos, um amortecimento da flutuação menor do que o obtido experimentalmente.

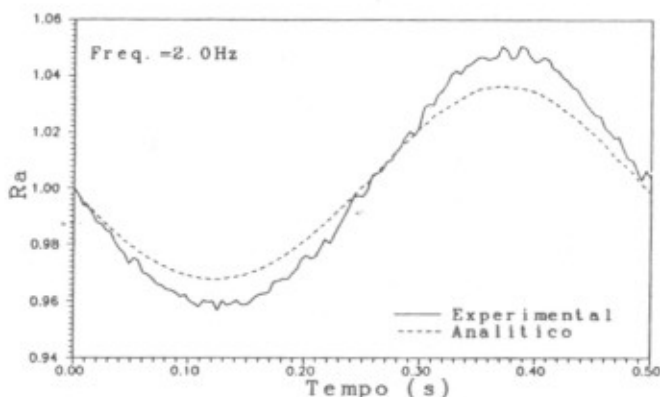


Fig. 10 - Variação do ganho no tempo, para uma frequência de 2 Hz.

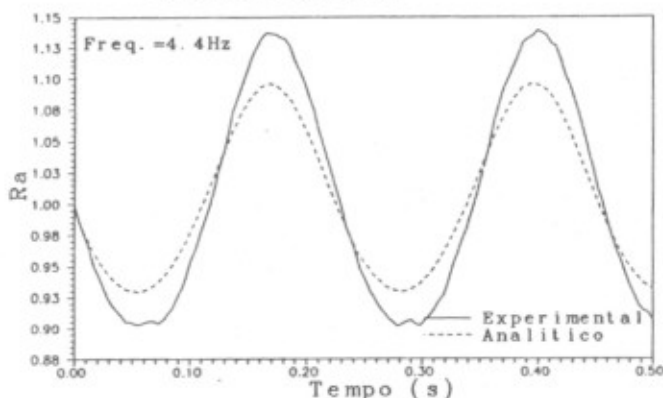


Fig. 11 - Variação do ganho no tempo para uma frequência de 4,4 Hz.

A Fig. 12 mostra a variação do ganho para a faixa de frequências de trabalho. Para toda a faixa de frequências utilizada, o ganho experimental é menor do que o obtido pelo modelo, indicando que a flutuação é, para toda esta faixa, mais amortecida do que o previsto pelo modelo.

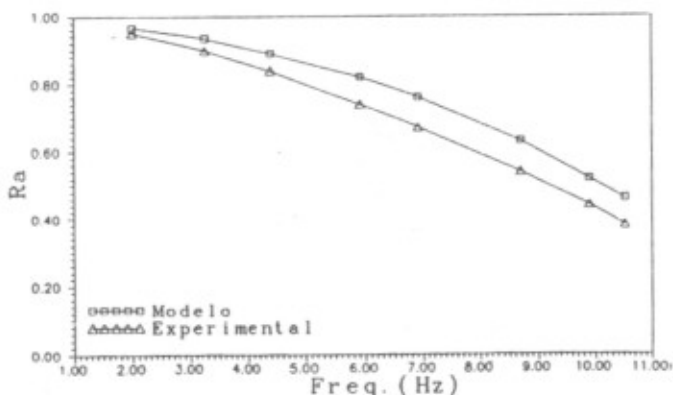


Fig. 12 - Variação do ganho para a faixa de frequências utilizada experimentalmente.

A Fig. 13 mostra a variação da fase com a frequência. Neste caso observam-se também defasagens experimentais maiores do que as previstas pelo modelo, embora o comportamento das curvas seja similar.

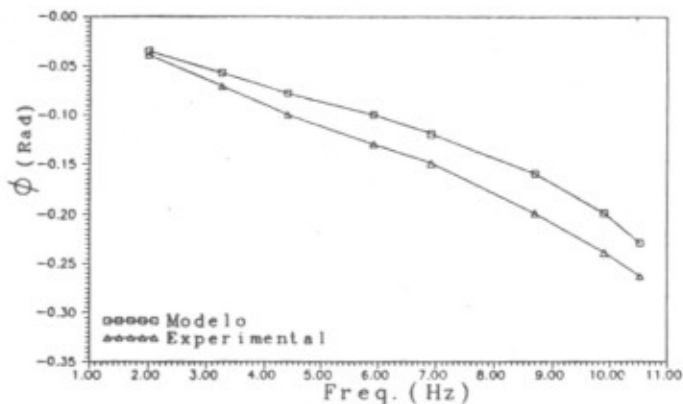


Fig. 13 - Variação da fase para a faixa de frequências utilizada experimentalmente.

As Figs. 14 e 15 mostram a variação da vazão no tempo para 2 das frequências utilizadas experimentalmente. Aqui a vazão teórica refere-se à flutuação sem amortecimento e sem fase ($R_a=1$, $\theta=0$), ou seja à vazão correspondente ao deslocamento do pistão. A vazão analítica é a vazão correspondente à flutuação amortecida, obtida pelo modelo. Nota-se que o aumento da frequência leva a uma dissipação mais acentuada do pulso de vazão. Experimentalmente esta dissipação é maior do que a obtida pelo modelo. No entanto, estas discrepâncias, segundo os autores, devem-se mais a problemas construtivos do experimento do que a falhas do próprio modelo.

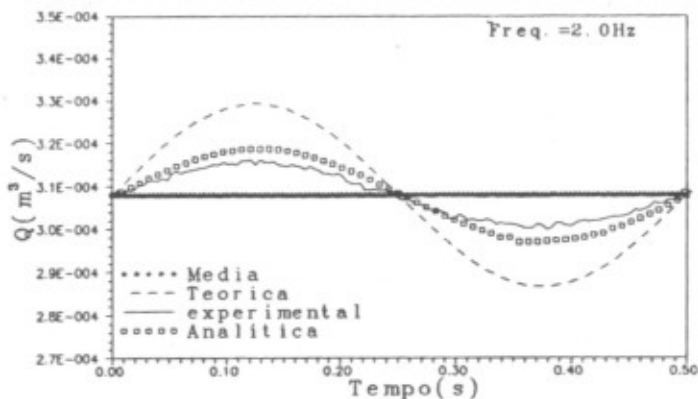


Fig. 14 - Vazões obtidas para uma frequência de 2 Hz.

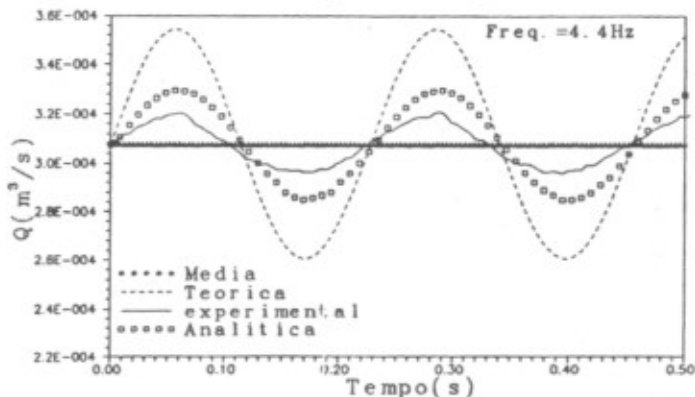


Fig. 15 - Vazões obtidas para uma frequência de 4,4 Hz.

ANÁLISE DOS RESULTADOS E DISCUSSÕES

A comparação dos resultados do modelo analítico com os obtidos experimentalmente, mostram discrepâncias máximas no ganho e na fase em torno de 10 a 15%. Discrepâncias menores ocorrem para os

PLEASE CAREFULLY READ ENCLOSED INSTRUCTIONS FOR TYPING THE MANUSCRIPT

extremos da faixa de frequências utilizada, tal como observado nas Fig. 12 e 13. Resultados experimentais e analíticos mostram que o pulso de vazão é totalmente amortecido quando se atingem frequências na ordem dos 14 Hz, para toda a faixa de vazões médias utilizadas.

Embora existam discrepâncias entre os dados analíticos e experimentais, o modelo desenvolvido para prever a dissipação da onda de vazão comporta-se dentro dos limites esperados, tal como mostram as Figs. 2 a 7. Acredita-se que as discrepâncias existentes entre os valores analíticos e experimentais devam-se à dificuldade de reproduzir experimentalmente as condições ideais do modelo. Embora os erros de medição dos sistemas de aquisição dinâmica tenham sido computados experimentalmente, a dificuldade para manter as frequências constantes, as vibrações dos equipamentos, as dificuldades ligadas às características construtivas dos componentes, entre outras, podem ter contribuído enormemente na discrepância dos resultados obtidos.

A obtenção de um calibrador dinâmico de vazão a partir do modelo desenvolvido no presente trabalho pode ser perfeitamente viável sempre que estas discrepâncias sejam tomadas em conta através de uma análise mais detalhada.

REFERÊNCIAS

- [1] Stringer, J., Hydraulic Systems Analysis - An Introduction. The Macmillan Press Ltda, 1976.
- [2] Burmeister, L. C., Convective Heat Transfer, John Wiley & Sons, 1984.
- [3] Barna, P. S., Fluid Mechanics for Engineers - Third Edition Butterworth Co. Toronto, 1969.
- [4] Tsung, T., Analytische und Experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung der Hydraulischen Induktivität von Schlitzten und Bohrungen, Doktor - Ingenieurs Dissertation, Rheinisch - Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1991.
- [5] Valle, R. M., Análise Numérica e Experimental de escoamentos Transientes em Placas de Orifício. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina, 1994.
- [6] Bendat, J. and Piersol, A. G., Random Data - Analysis and Measurement Procedures. John Wiley & Sons, 1986.
- [7] Coughanowr, D. R. e Koppel, L. B., Análise e Controle de Processos, Guanabara, 1978.
- [8] Ogata, K., Engenharia de Controle Moderno, Prentice Hall do Brasil, 1982.

SUMMARY

The present paper analysis theoretically and experimentally the laminar pulsating flow of oil in a circular tube where a senoidal pulse is generated in the entrance. The theoretical model is solved analytically using Laplace transform. The pulse is generated in the experimental apparatus through a piston device driven by an eletric motor with controlled angular velocity. Comparison between theoretical and experimental results are realized for several flow conditions.