

ANÁLISE NUMÉRICA DA VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES A BAIXOS NÚMEROS DE REYNOLDS EM UM CILINDRO SOB BASE ELÁSTICA

Paulo R.F. Teixeira^{1*}, Rafael A. Gonçalves¹ e Eric Didier²

1: Programa de Pós-graduação em Engenharia Oceânica
Universidade Federal do Rio Grande - FURG
Av. Itália, Km 8, Campus Carreiros, 96201-900, Rio Grande, RS, Brasil
e-mail: pauloteixeira@furg.br, rafa.a.g@furg.br, web: <http://www.furg.br>

2: Departamento de Hidráulica e Ambiente (DHA)
Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC)
Av. do Brasil, 101,1700-066, Lisboa, Portugal
Endereço postal
e-mail: edidier@lnec.pt, web: <http://www.lnec.pt>

Palavras-chave: Vibrações induzidas por vórtices, Método dos elementos Finitos, Cilindros oscilantes, escoamento de fluidos, Interação fluido-estrutura

Resumo. *A vibração induzida por desprendimentos de vórtices (VIV) é um fenômeno encontrado em diversos campos da engenharia, como, por exemplo, na interação das correntes e ondas com os pipelines e risers. O objetivo deste estudo é de analisar numericamente o comportamento de um cilindro circular apoiado em base elástica sujeito a um escoamento uniforme a baixo número de Reynolds, onde o escoamento tem um comportamento bidimensional, laminar e periódico. O modelo numérico está baseado em um esquema particionado de interação fluido-estrutura. O código de modelação numérica do escoamento emprega o método semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos para discretizar no tempo e no espaço as equações de Navier-Stokes usando uma formulação lagrangeana-euleriana arbitrária. A integração temporal das equações diferenciais do movimento do cilindro (sistema massa-mola-amortecedor) é realizada através do método de Newmark. Primeiramente, para o caso do cilindro fixo, são calculados diversos parâmetros do escoamento para um número de Reynolds entre 90 e 140 e comparados com os experimentais e os de outros modelos numéricos. Após, são realizadas simulações para esta faixa de números de Reynolds considerando o cilindro sob apoio elástico na direção transversal ao escoamento e os resultados, em termos de deslocamentos e de frequências de vibração, são comparados com os experimentais. Neste estudo, são identificadas as frequências de lock-in em que ocorre o fenômeno de ressonância.*

1. INTRODUÇÃO

A vibração induzida por vórtices (VIV) é um fenômeno encontrado em vários campos da engenharia. Destacam-se os seguintes exemplos: ventos causadores de oscilações em pontes, edifícios esbeltos, chaminés e cabos de transmissão de energia; escoamentos a altas velocidades que podem induzir movimento orbital em tubos internos de um trocador de calor; e as correntes e ondas que podem causar vibrações em tubulações.

A esteira a jusante de um cilindro circular causada por um escoamento uniforme conduz a uma variedade de fenômenos complexos, causando instabilidades que aumentam perto da esteira. Este caso foi estudado por várias décadas e, hoje em dia, o comportamento do escoamento é conhecido [1]. Para número de Reynolds (Re) até 49, são observadas duas zonas de recirculação estacionárias ligadas à parede do cilindro. De 49 a 190, a esteira ainda é laminar e é composta por duas linhas periódicas escalonadas de vórtices alternados (desprendimento de vórtices de von Kármán). Para números de Reynolds mais altos (de 190 a 260), a esteira torna-se tridimensional e progressivamente turbulenta. Este regime é seguido pela transição da camada de cisalhamento (até 1200), onde essas camadas separam-se e tornam-se instáveis e, por último, a transição da camada limite (Re de ordem 105), que está associada a uma grande diminuição do coeficiente de arrasto (*drag crisis*) [2]. Quando os desprendimentos de vórtices de von Kármán não são claramente visíveis, a frequência relacionada a periodicidade do escoamento pode ser definida, por exemplo, como uma das flutuações da componente de velocidade conhecida [3].

Em muitas aplicações, o cilindro oscila e interage com o desprendimento de vórtices. Para oscilações forçadas em uma faixa de frequência e amplitude, o movimento do cilindro é capaz de controlar o mecanismo de instabilidade gerado pelo desprendimento de vórtices. Uma das características mais interessantes desta interação fluido-estrutura é a sincronização ou ressonância (*lock-in*) entre o desprendimento de vórtices e a frequência de vibração. Fenômenos semelhantes são observados para VIV, onde o escoamento faz com que a oscilação do cilindro esteja próximo a sua frequência natural, a qual depende da massa, da rigidez e do amortecimento do cilindro. Neste fenômeno, que ocorre em uma faixa de velocidade de escoamento, a amplitude de vibração atinge um valor máximo.

Este tipo de problema ainda é objeto de muitos estudos, principalmente para a validação de modelos numéricos de interação fluido-estrutura. Várias análises numéricas podem ser encontradas na literatura para uma ampla faixa de números de Reynolds, incluindo aquelas baseadas nas Equações de Navier-Stokes pela média de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier-Stokes* - RANS) [4,5], que usam a metodologia da simulação de grandes escalas (*Large Eddy Simulations* - LES) [6,7,8], que apresentam a simulação numérica direta (*Direct Numerical Simulations* - DNS) e os métodos que usam volumes finitos ou aproximações de elementos finitos para resolver as equações de Navier-Stokes [9,10,11].

Este trabalho apresenta a simulação numérica de um cilindro rígido, apoiado em uma mola e um amortecedor na direção transversal ao escoamento, sujeito a escoamentos com números de Reynolds variando entre 90 e 140. A simulação é realizada utilizando o modelo numérico que usa um método semi-implícito de dois passos de Taylor-Galerkin para discretizar as equações de Navier-Stokes e a formulação lagrangeana-euleriana arbitrária (ALE) para seguir o

movimento do cilindro [12]. A descrição de movimento do corpo rígido é definida usando o método de Newmark. Nesta análise é estudado o processo de geração de vórtices, além das forças de sustentação e de arrasto para o cilindro fixo. Os deslocamentos do cilindro e as frequências de vibração também são analisados, destacando-se a sincronização (*lock-in*) entre o desprendimento de vórtices e a vibração do cilindro.

2. MODELO NUMÉRICO

O modelo numérico é baseado em um esquema particionado, no qual o escoamento do fluido e a estrutura são solucionados de forma acoplada. Basicamente, a interação fluido-estrutura adotada no código consiste nos seguintes passos: (a) atualizar as variáveis do escoamento do instante t para $t + \Delta t$, (b) aplicar pressão e tensão viscosa como carga na estrutura; (c) atualizar as variáveis da estrutura do instante t para $t + \Delta t$; (d) impor o movimento do corpo para o escoamento em termos de atualização do vetor de velocidade e da posição de contorno.

A atualização das variáveis do escoamento consiste das seguintes etapas [12,13]:

a) Calcular a velocidade não corrigida em $t + \Delta t/2$, onde o termo de pressão está no instante t , de acordo com a Eq. (1).

$$\tilde{U}_i^{n+1/2} - U_i^n - \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial f_{ij}^n}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} + \frac{\partial p^n}{\partial x_i} - \rho g_i - w_j^n \frac{\partial U_i^n}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

onde ρ é a massa específica, p é a pressão, g_i são as componentes da aceleração da gravidade, v_i são as componentes de velocidade do fluido, w_i são as componentes de velocidade de referência do sistema e τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas, $U_i = \rho v_i$, $f_{ij} = v_j (\rho v_i) = v_j U_i$ ($i, j = 1, 2$).

b) Atualizar a pressão p em $t + \Delta t$, dada pela equação de Poisson:

$$\frac{1}{c^2} \Delta p = -\Delta t \left[\frac{\partial \tilde{U}_i^{n+1/2}}{\partial x_i} - \frac{\Delta t}{4} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} \right] \quad (2)$$

onde $\Delta p = p^{n+1} - p^n$ e $i = 1, 2$.

c) Corrigir a velocidade em $t + \Delta t/2$, adicionando o termo da variação de pressão de t para $t + \Delta t/2$, de acordo com a equação:

$$U_i^{n+1/2} = \tilde{U}_i^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{4} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} \quad (3)$$

d) Calcular a velocidade em $t + \Delta t$ usando as variáveis atualizadas nas etapas anteriores, como segue:

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \Delta t \left(\frac{\partial f_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} + \frac{\partial p^{n+1/2}}{\partial x_i} - w_j^{n+1/2} \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial x_i} - \rho g_i \right) \quad (4)$$

O método clássico dos resíduos ponderados de Galerkin é aplicado para a discretização espacial das Eq. (1), (2), (3) e (4), utilizado um elemento triangular. Para as variáveis nos instantes $t + \Delta t/2$ é usada uma função de forma constante, enquanto que para as variáveis em t e $t + \Delta t$ é usada uma função de forma linear [14].

A equação de Poisson, resultado da discretização espacial da Eq. (2), é resolvida usando o método dos gradientes conjugados com pré-condicionamento diagonal [15]. Na Eq. (4) discretizada no espaço, a matriz de massa consistente é substituída pela matriz de massa diagonal (*lumped matrix*), sendo, então, resolvida por um processo iterativo. O esquema é condicionalmente estável e a condição de estabilidade local para um elemento E é dada por

$$\Delta t_E \leq \beta h_E / |u| \quad (5)$$

onde h_E é o tamanho característico do elemento, β é o fator de segurança e u é a velocidade do fluido.

Para diminuir as distorções dos elementos, é calculada a componente vertical da velocidade da malha (w_2) baseado nas velocidades prescritas das superfícies de contorno móveis e estacionárias. O algoritmo de movimento de malha adotado neste artigo usa um procedimento de suavização para as velocidades baseado nestas linhas de contorno. A atualização da velocidade da malha em um nó i do domínio é baseado na velocidade da malha dos nós j que pertencem as linhas de contorno e é expressa da seguinte forma [13]:

$$w_2^i = \frac{\sum_{j=1}^{ns} a_{ij} w_2^j}{\sum_{j=1}^{ns} a_{ij}} \quad (6)$$

onde ns é o número total de nós que pertencem as linhas de contorno e a_{ij} são os coeficientes de influência entre o nó i dentro do domínio e o nó j na linha de contorno dada pela seguinte expressão:

$$a_{ij} = \frac{1}{d_{ij}^4} \quad (7)$$

com d_{ij} sendo a distância entre os nós i e j .

A modelagem dos movimentos de um corpo rígido implica no cálculo dos deslocamentos e rotações de uma massa hipotética concentrada em seu centro de gravidade. Neste estudo de caso, o movimento ocorre só na direção transversal (um grau de liberdade - GDL) e, conseqüentemente, as variáveis a serem determinadas em cada passo de tempo são o deslocamento, a velocidade e a aceleração nesta direção. Portanto, para atualizar as

variáveis da estrutura, o movimento rígido do cilindro é calculado a cada instante, após as variáveis do escoamento (pressão e tensão viscosa) serem conhecidas. Assim, é considerada a equação dinâmica de um GDL para a direção transversal, como se segue:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F \quad (8)$$

onde, \dot{y} , \ddot{y} e y são a velocidade, a aceleração e o deslocamento transversais, respectivamente; m é a massa; c é o coeficiente de amortecimento; k é a rigidez e F é a força dinâmica. Neste código, a Eq. (8) é discretizada no tempo, usando o método implícito de Newmark [16]. O deslocamento, a velocidade e a aceleração na direção transversal são calculadas a cada instante de tempo de acordo com o seguinte algoritmo:

a) Inicialização de ${}^0\ddot{y}$, ${}^0\dot{y}$ e 0y ;

b) Cálculo das constantes de integração;

$$a_0 = \frac{1}{\alpha\Delta t^2}; \quad a_1 = \frac{\delta}{\alpha\Delta t}; \quad a_2 = \frac{1}{\alpha\Delta t}; \quad a_3 = \frac{1}{2\alpha} - 1; \quad a_4 = \frac{\delta}{\alpha} - 1; \quad a_5 = \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\delta}{\alpha} - 2 \right);$$

$$a_6 = \Delta t(1 - \delta); \quad a_7 = \delta\Delta t$$

c) Formação do coeficiente de rigidez efetivo: $k_e = k + a_0 m + a_1 c$.

E para cada passo de tempo, a sequência é:

a) Cálculo das cargas efetivas no instante $t+\Delta t$:

$${}^{t+\Delta t}F_e = {}^{t+\Delta t}F + m(a_0 {}^t y + a_2 {}^t \dot{y} + a_3 {}^t \ddot{y}) + c(a_1 {}^t y + a_4 {}^t \dot{y} + a_5 {}^t \ddot{y});$$

b) Solução dos deslocamentos em $t+\Delta t$: ${}^{t+\Delta t}y = {}^{t+\Delta t}F_e / k_e$;

c) Cálculo das acelerações e velocidades em $t+\Delta t$:

$${}^{t+\Delta t}\ddot{y} = a_0 ({}^{t+\Delta t}y - {}^t y) - a_2 {}^t \dot{y} - a_3 {}^t \ddot{y};$$

$${}^{t+\Delta t}\dot{y} = {}^t \dot{y} + a_6 {}^t \ddot{y} + a_7 {}^{t+\Delta t}\ddot{y}.$$

3. SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

O estudo de caso consiste em um cilindro ($D = 1.6 \times 10^{-3}$ m e $m = 0.2979$ kg) sujeito a um escoamento uniforme da água (massa específica, ρ , e viscosidade, μ , iguais a 1000.0 kg/m³ e 1×10^{-3} kg/(ms), respectivamente). O cilindro é montado sobre uma mola e um amortecedor na direção transversal e fixado na direção do escoamento. A rigidez da mola, k , é igual a 579 N/m, e o coeficiente de amortecimento, c , é igual a 3.25×10^{-2} kg/s, resultando em uma frequência natural do sistema igual à $fn = 7.016$ Hz.

Primeiramente, foi analisada a influência do tamanho do domínio computacional para um número de Reynolds igual a 135, uma vez que os resultados tem forte dependência com a distância do cilindro em relação aos contornos do domínio, como já foi constatado por outros autores [17,18]. Após essa análise de convergência, adotou-se um domínio retangular com 0.320m de largura e 0.384m de comprimento, como mostrado na Fig. 1. O centro do cilindro está localizado no centro do domínio na direção transversal em relação

ao escoamento e a 0.160m (100D) a partir do seu lado esquerdo na direção longitudinal. Após, foi realizada uma análise de independência de malha, chegando-se a conclusão de que o número de divisões do contorno do cilindro que proporciona a melhor relação entre o tempo computacional e a precisão é de 200. Os tamanhos dos elementos aumentam gradualmente para os limites do domínio. A malha não estruturada tem 298143 nós e 595526 elementos triangulares.

Como condições de contorno, é imposta velocidade constante no lado esquerdo; nas paredes superior e inferior, é imposta uma condição de não deslizamento; no contorno do lado direito é imposta a pressão nula. O passo de tempo usado para as simulações é de 5.0×10^{-5} s.

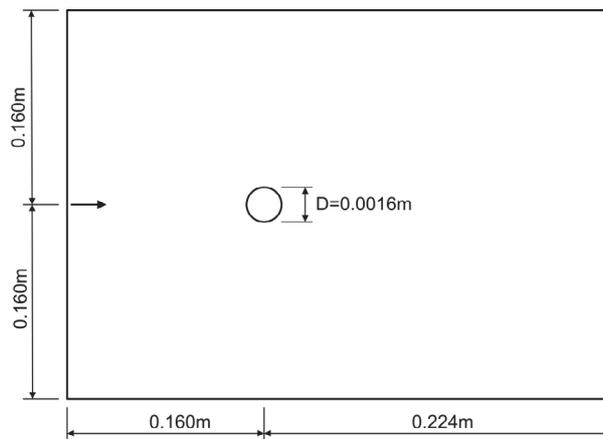


Figura 1. Domínio numérico.

Primeiramente, é analisado o comportamento do escoamento considerando o cilindro fixo. Especificamente, são apresentadas neste trabalho as características de escoamento em $Re = 105$ (velocidade do escoamento $U = 6.5625 \times 10^{-2}$ m/s). A Figura 2 mostra os vetores de velocidade em quatro instantes, ao longo um período de formação de vórtice. A formação dos vórtices é claramente observada, mostrando duas regiões diferentes à jusante do cilindro, onde ocorre a separação do escoamento. Nota-se que, enquanto que o vórtice superior gira num sentido, o vórtice oposto gira em sentido oposto.

A Figura 3 mostra uma comparação entre os números de Strouhal ($St = fD/U$) obtidos por resultados numéricos (onde f é igual à frequência de desprendimento de vórtices) e pelos resultados de Williamson [19], baseados em dados experimentais para Re de 90 a 140. Os números de Strouhal obtidos numericamente tem boa concordância com os experimentais, pois a diferença média é de apenas 0.03%.

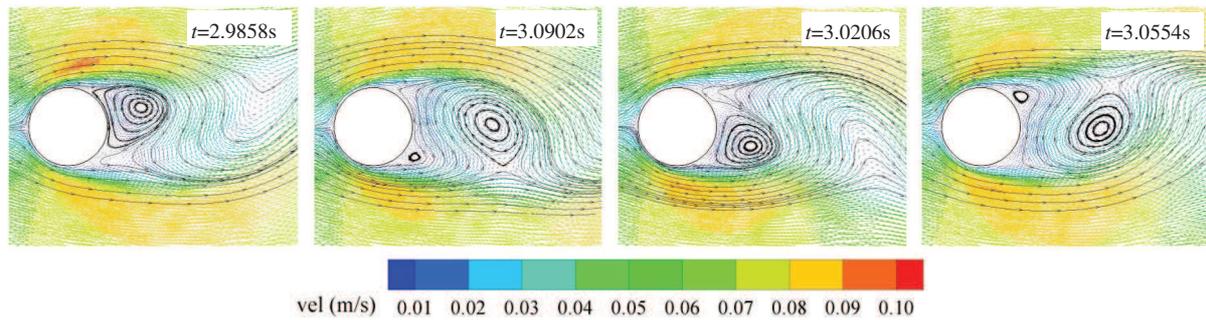


Figura 2. Vetores de velocidade em cinco instantes ao longo de um período de formação de vórtices.

A média do coeficiente de arrasto ($C_{D\text{médio}}$) e a média quadrática (*Root Mean Square - RMS*) do coeficiente de sustentação ($C_{L\text{rms}}$) para a mesma faixa de Re são mostrados nas Fig. 4 e 5, respectivamente. Estes valores são comparados com aqueles obtidos por Poldziech e Grundmann [20] e Baranyi e Lewis [18], respectivamente. Poldziech e Grundmann usam um método de elemento espectral enquanto que Baranyi e Lewis usam o método de diferenças finitas na formulação de diferenças centrais de quarta ordem para a aproximação das derivadas espaciais e um esquema *upwind* modificado de terceira ordem para os termos advectivos. A média das diferenças entre os resultados obtidos por este estudo e por esses autores são de 0.8% e 0.2% em relação ao $C_{D\text{médio}}$ e $C_{L\text{rms}}$, respectivamente. É importante mencionar que a boa precisão dos valores obtidos para St e $C_{L\text{médio}}$ mostra a capacidade do modelo em reproduzir adequadamente as forças impostas sobre a estrutura no processo de interação fluido-estrutura.

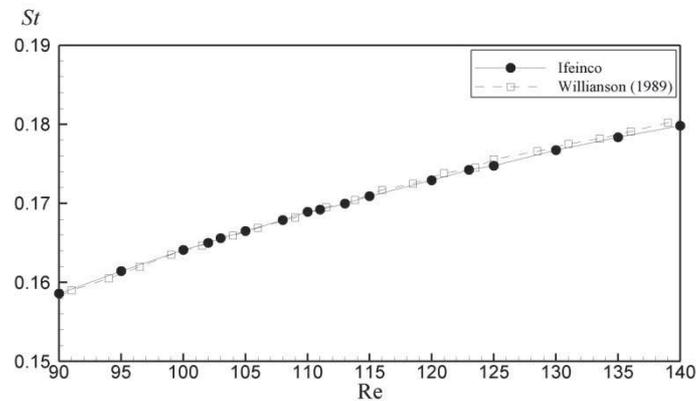


Figura 3. Relação entre o número de Strouhal (St) e número de Reynolds.

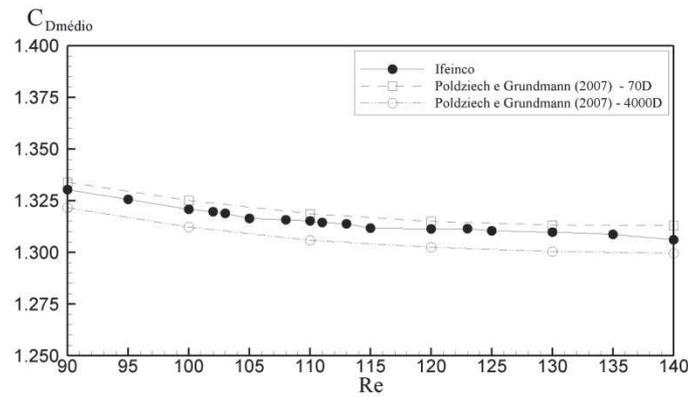


Figura 4. Relação entre o coeficiente de arrasto médio ($C_{Dmédio}$) e número de Reynolds.

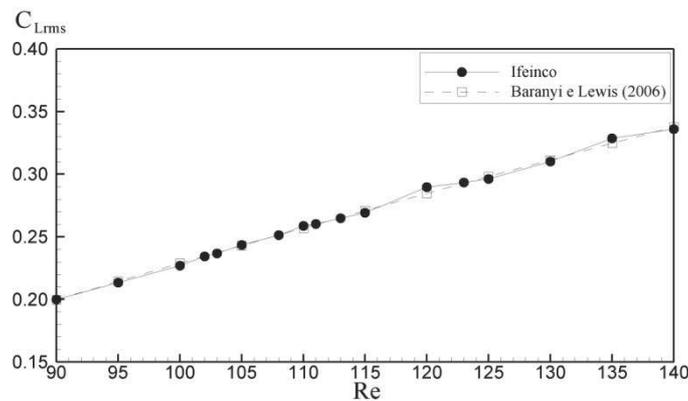


Figura 5. Relação entre coeficiente de sustentação RMS (C_{Lrms}) e número de Reynolds.

Após a análise considerando o cilindro fixo, é estudada a interação entre o cilindro apoiado sobre uma fixação elástica na direção transversal e os escoamentos a vários números de Reynolds (de 90 a 140). As Figuras 6 e 7 mostram os campos de pressão e as linhas de corrente ao redor do cilindro móvel em quatro instantes de tempo dentro de um período de oscilação do cilindro para $Re = 105$ e $Re = 123$. Observa-se que a amplitude de oscilação para $Re = 105$ é bem maior que aquela para $Re = 123$. Por essa razão, as figuras mostram comportamentos diferentes de formação de vórtices entre os dois casos: para $Re = 105$ os vórtices se formam em uma região mais próxima à linha de centro longitudinal do cilindro, enquanto que para $Re = 123$, a formação de vórtices se dá de forma muito semelhante aquela que ocorre para o cilindro fixo. Observa-se também que para $Re = 105$, o ponto de estagnação desloca-se a medida que o cilindro oscila, diferentemente do que ocorre para $Re = 123$, onde o ponto praticamente não sofre deslocamento.

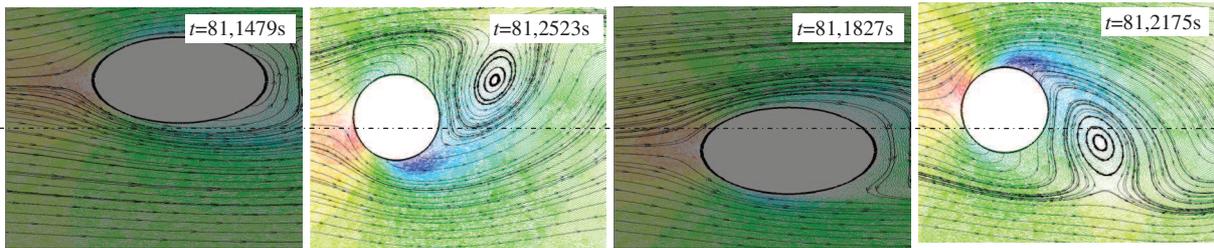


Figura 6. Distribuições de pressão e linhas de corrente em cinco instantes ao longo de um período de vibração da estrutura para $Re = 105$.

As séries temporais dos deslocamentos transversais, adimensionalizados considerando o diâmetro do cilindro como referência (y/D) para Re iguais a 95, 105, 111 e 140 estão mostradas na Fig. 8. As maiores amplitudes ocorrem para Reynolds entre 102 e 113 e a característica dos gráficos são muito semelhantes aos da Fig. 8 para Re iguais a 105 e 111. Para números de Reynolds menores que 102 e maiores que 113 os deslocamentos são muito pequenos, praticamente desprezíveis.

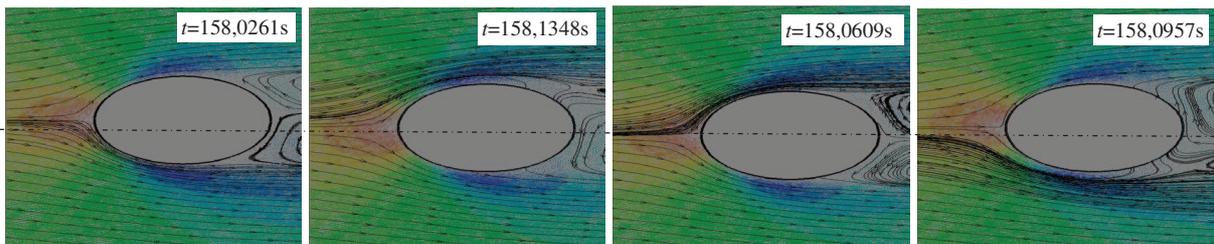


Figura 7. Distribuições de pressão e linhas de corrente em quatro instantes ao longo de um período de vibração da estrutura para $Re = 123$.

As distribuições espectrais da relação entre a amplitude (Y) da oscilação do cilindro e o seu diâmetro (D) para Re iguais a 95, 105, 111 e 140 são mostradas na Fig. 9. Para números de Reynolds abaixo de 102, notam-se duas frequências: uma relacionada à de formação de vórtices (com amplitudes maiores) e outra mais baixa; como exemplificado na Fig. 9 para $Re = 95$. Para a faixa de números de Reynolds em que as amplitudes são maiores (de 102 a 113), observa-se apenas uma frequência de vibração, como mostram os gráficos da Fig. 9 referentes à Re iguais a 105 e 113. Para número de Reynolds maiores que 113, aparecem a frequência relacionada à formação de vórtices e outra maior, mas com amplitudes bem menores, como pode-se notar na Fig. 9 para $Re = 140$.

A Figura 10 mostra a relação Y/D em função do número de Reynolds (90 a 140). A Figura 11 mostra a relação entre a frequência de vibração e a frequência natural (f/f_n) em função do número de Reynolds. Os resultados numéricos mostram que o fenômeno de sincronização (*lock-in*) foi captado para números de Reynolds entre 102 e 113. Isto é observado devido ao aumento da amplitude e a igualdade entre as frequências de vibração

e a frequência natural do sistema. Fora da região de sincronização, as amplitudes são muito pequenas e as frequências de vibração se afastam mais da frequência natural. Além disso, nota-se que a frequência de vibração passa a acompanhar a frequência de desprendimento dos vórtices, como se pode perceber pela linha tracejada da Fig. 11 que representa a frequência de desprendimento dos vórtices para o cilindro fixo determinada através dos experimentos de Williamson [19]. Os resultados experimentais de Agnostopoulos e Bearman [9] indicam que a faixa de Re em que acontece a sincronização está entre 104 e 126, como pode-se observar no trecho em que f/f_n é aproximadamente igual a unidade. Além disso, nota-se que as amplitudes obtidas numericamente nesta faixa de Re são menores que as amplitudes apresentadas por Agnostopoulos e Bearman. As diferenças encontradas entre as amplitudes experimentais [9] e as numéricas no intervalo de número de Reynolds da região de sincronização, também foram observados por Dettmer e Peric [21]. Estes autores usaram um modelo que emprega a técnica dos elementos finitos com acoplamento pressão-velocidade estabilizado e de baixa ordem, uma formulação lagrangeana-euleriana e o método de discretização implícito α -generalizado para o movimento de corpo rígido. De acordo com os autores, essas diferenças podem ser explicadas comparando o domínio e as condições de contorno considerados na simulação numérica, com a situação real da experiência, desenvolvida por Anagnostopoulos e Berman [9]. Enquanto na modelagem computacional considera-se um domínio bidimensional, o experimento é realizado em um canal de 0.70m de profundidade e o cilindro circular é composto de uma barra submersa até 0.12m de profundidade. A falta de uma placa horizontal na extremidade do cilindro submerso e a influência da superfície livre contribui para o desenvolvimento de um escoamento tridimensional, ao contrário do que é suposto numericamente.

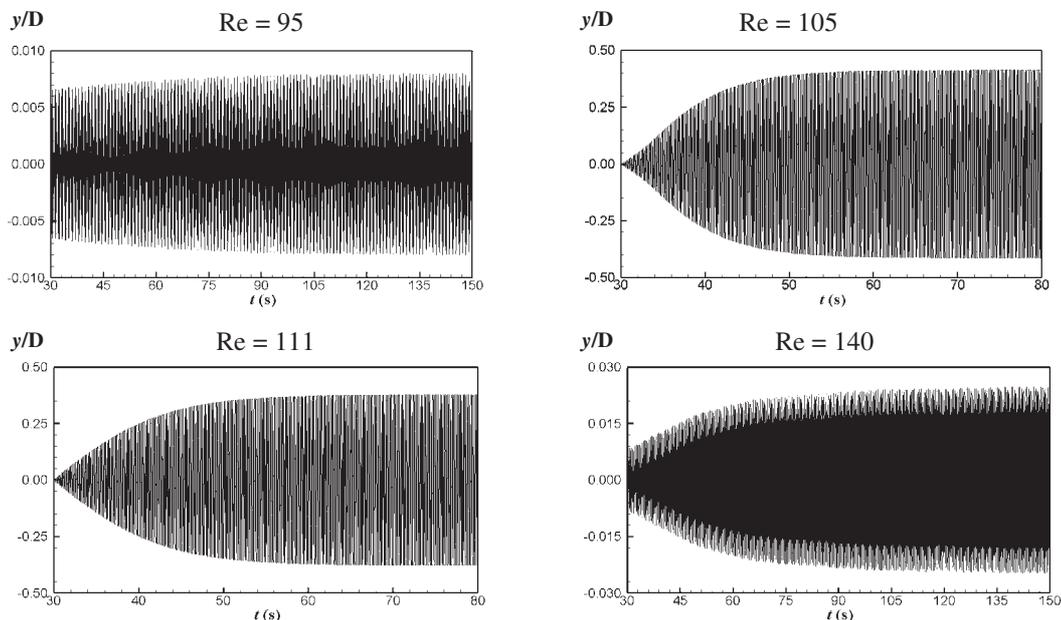


Figura 8. Séries temporais dos deslocamentos do cilindro para Re iguais a 95, 105, 111 e 140, adimensionalizado pelo diâmetro do cilindro (y/D).

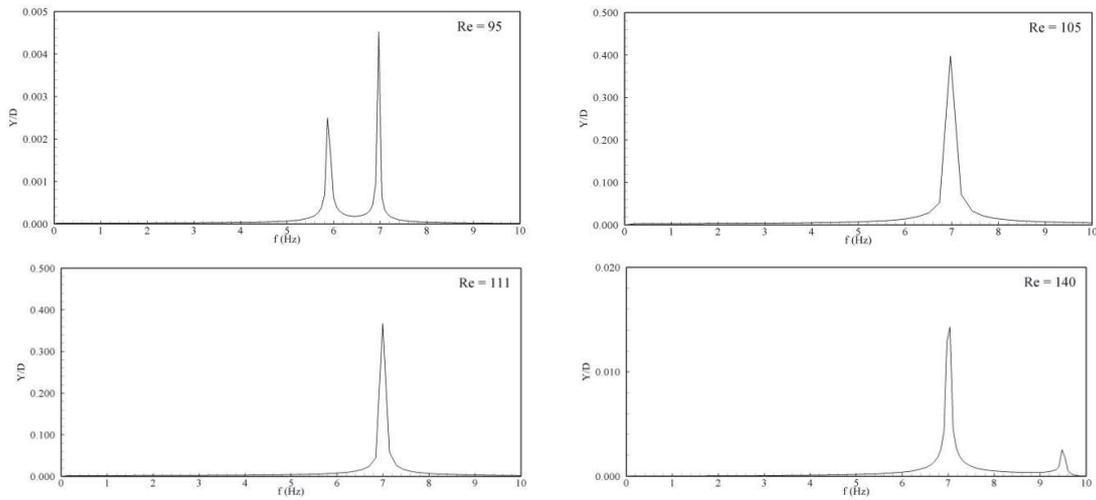


Figura 9. Distribuição espectral da amplitude de vibração (Y/D) para Re iguais a 95, 105, 111 e 140.

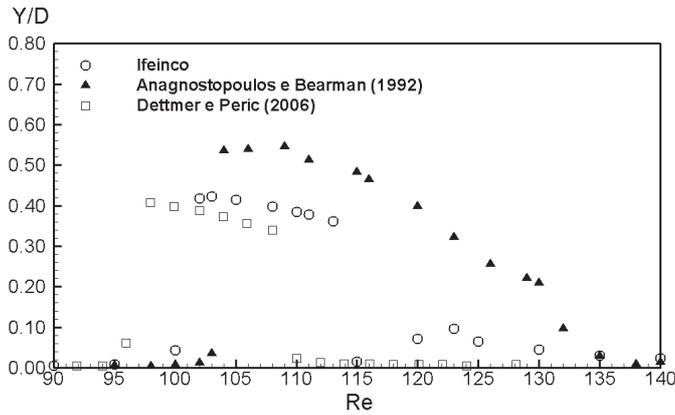


Figura 10. Relação entre amplitude (Y/D) e número de Reynolds.

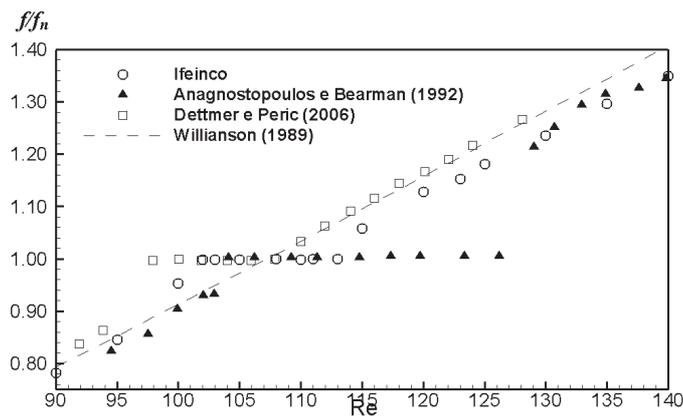


Figura 11. Relação entre frequência de vibração (ff_n) o número de Reynolds.

4. CONCLUSÕES

Neste trabalho, foram apresentadas análises numéricas de fenômenos que ocorrem na interação entre escoamentos a baixos números de Reynolds e cilindros apoiados sob base elástica. O modelo numérico usa o método implícito de Taylor-Galerkin de dois passos adotando um elemento triangular e uma formulação ALE. Para o cilindro fixo, foi analisado o comportamento de formação de vórtice, observando-se que, enquanto um vórtice gira num sentido, o outro vórtice gira sentido oposto. Os números de Strouhal, os coeficientes de arrasto médio e de sustentação RMS para números de Reynolds variando de 90 a 140 foram comparados com os obtidos por outros autores, encontrando-se valores muito semelhantes. Para o cilindro sob apoio elástico na direção transversal ao escoamento, o fenômeno de sincronização foi observado para Reynolds de 102 a 113, caracterizado pelo aumento significativo da amplitude de vibração, justificado pela aproximação da frequência de vibração com a frequência natural do sistema. Fora desta faixa, as amplitudes de vibração são pequenas e as frequências se aproximam das frequências dos vórtices. As amplitudes e as frequências de vibração foram comparadas com os resultados experimentais e algumas diferenças podem ser justificadas pela presença de efeitos tridimensionais existentes nos experimentos e que não são considerados na simulação numérica.

Este estudo de caso mostrou a capacidade do modelo numérico em tratar problemas de interação fluido-estrutura, especialmente quando envolve o fenômeno de vibração induzida por vórtices.

AGRADECIMENTOS

Ao suporte do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq através do projeto 450682/2013-7.

REFERÊNCIAS

- [1] J. Fredsøe e B.M. Sumer, *Hydrodynamics Around Cylindrical Structures*, Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Vol. 12, 1997, 530p., ISBN 981-02-2898-8.
- [2] M. Zdravkovich, *Flow around circular cylinders*, New York: Oxford university press, Vol. 1, 1997, 672p, ISBN 978-0-19-856396-9.
- [3] A. Placzek, J-F. β . Sigrist e A. Hamdouni, “Numerical simulation of an oscillating cylinder in a cross-flow at low Reynolds number: Forced and free oscillations”, *Computer & Fluids* Vol. **38**, pp. 80-100, (2008).
- [4] M. Saghafian, P.K. Stansby, M.S. Saidi e D.D. Apsley, “Simulation of turbulent flows around a circular cylinder using nonlinear eddy-viscosity modeling: steady and oscillatory ambient flows”, *Journal of Fluids and Structures* Vol. **15** (1), pp. 1213-1236, (2003).
- [5] E. Guilmineau e P. Queutey, “Numerical simulation of vortex-induced vibration of a circular cylinder with low mass-damping in a turbulent flow”, *Journal of Fluids and Structures* Vol. **19**, pp. 449–466, (2004).
- [6] M. Breuer, “A challenging test case for large eddy simulation: high Reynolds number

- circular cylinder flow”, *International Journal of Heat Fluid Flow* Vol. **21** (5), pp. 648-654, (2000).
- [7] R. Pasquetti, “High-order methods for the numerical simulation of vertical and turbulent flows – high-order LES modeling of turbulent incompressible flow”, *Comptes Rendus Mécanique* Vol. **333** (1), pp. 39-49, (2005).
- [8] H. Al-Jamal e C. Dalton, “Vortex induced vibrations using large eddy simulation at a moderate Reynolds number”, *Journal of Fluids and Structures* Vol. **19** (1), pp. 73-92, (2004).
- [9] P. Anagnostopoulos e P.W. Bearman, “Response characteristics of a vortex-excited cylinder at low Reynolds numbers”, *Journal of Fluids and Structures* Vol. **14** (6), pp. 39-50, (1992).
- [10] M.R.H. Nobari e H. Naredan, “A numerical study of flow past a cylinder with cross flow and inline oscillation”, *Computers of Fluids* Vol. **35** (4), pp. 393–415, (2006).
- [11] S. Mittal e V. Kumar, “Flow-induced vibrations of a light circular cylinder at Reynolds numbers”, *J Sound Vibr.* Vol. **5** (245), pp. 923–46, (2001).
- [12] P.R.F. Teixeira, Simulação numérica da interação de escoamentos tridimensionais de fluidos compressíveis e incompressíveis e estruturas deformáveis usando o método de elementos finitos, Porto Alegre, Tese de Doutorado, PPGEC-UFRGS, (2001).
- [13] P.R.F. Teixeira e A.M. Awruch, “Numerical simulation of fluid-structure interaction using the finite element method”, *Computers & Fluids* Vol. **34**, pp. 249-273, (2005).
- [14] P.R.F. Teixeira e A.M. Awruch, “Three–dimensional simulation of high compressible flows using a multi-time-step integration technique with subcycles”, *Applied Mathematical Modelling* Vol. **25**, pp. 613-627, (2001).
- [15] J. Argyris, J. St. Doltsinis, H. Wuestenberg e P.M. Pimenta, *Finite element solution of viscous flow problems*, *Finite Elements in Fluids*, 6 89-114, Wiley, New York, (1985).
- [16] K.J. Bathe, *Finite element procedures*, Prentice-Hall, (1996).
- [17] E. Didier, *Convergência assintótica das quantidades fundamentais na modelação numérica do escoamento em torno de um cilindro circular*, *II Conferência Nacional de Métodos Numéricos em Mecânica de Fluidos e Termodinâmica*, Lisboa (2008).
- [18] L. Baranyi e R.I. Lewis, “Comparison of grid-based and vortex dynamics predictions of low Reynolds number cylinder flows”, *Aeronaut. J.* Vol. **110**, pp. 63-71, (2006).
- [19] C.H.K. Willianson, “Oblique and parallel models of vortex shedding in the wake of a circular cilynder at low Reynolds numbers”, *Journal of Fluid Mechanics* Vol. 206, pp. 579-627, (1989).
- [20] O. Poldsziech e R. Grundmann, “A systematic approach to the numerical calculation of fundamental quantities of the two-dimensional flow over circular cylinder”, *Journal of Fluids and Structures* Vol. **23**, pp. 479–499, (2007).
- [21] W. Dettmer e D. Peric, “A computational framework for fluid-rigid body interaction: Finite element formulation and applications”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* Vol. **195**, pp. 1633-1666, (2006).