

ANÁLISE DO DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES DE DOIS CILINDROS PERPENDICULARES AO ESCOAMENTO POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA

Paulo Augusto Rodrigues Ribeiro

Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul – Av. Bento Gonçalves, 9500 – 91501-970
Porto Alegre – RS – Brasil
parribeiro@yahoo.com

Timóteo Fernandes de Souza

Departamento de Engenharia Mecânica e Mecatrônica, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul – Av Ipiranga, 6681
– 90619-900 – Porto Alegre – RS – Brasil
timoteo@em.pucrs.br

Jorge Hugo Silvestrini

Departamento de Engenharia Mecânica e Mecatrônica, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul – Av Ipiranga, 6681
– 90619-900 – Porto Alegre – RS – Brasil
jorgehs@em.pucrs.br

Resumo. A região da esteira próxima de um par de cilindros para configurações com diferentes distâncias entre cilindros (passo) é estudada através de simulação numérica direta de escoamentos bidimensionais e tridimensional. Para a representação do obstáculo, é utilizado o método de fronteiras virtuais. O método é acoplado com um esquema de alta precisão na resolução das equações de Navier-Stokes para DNS em malhas cartesianas uniformemente distribuídas. Neste trabalho buscou-se pesquisar os padrões de desenvolvimento da região da esteira próxima após a interação com um par de cilindros dispostos perpendicularmente ao escoamento para diferentes passos. São discutidos os diferentes modos de instabilidades que ocorrem na esteira entre os dois cilindros para baixos números de Reynolds. Resultados baseados no número de Strouhal do escoamento e uma análise da dinâmica do desprendimento de vórtices, realizada com animações das soluções obtidas, permitiram identificar os modos em fase, em oposição de fase e assimétrico, e a ocorrência de estruturas de vórtices longitudinais.

Keywords. Desprendimento de vórtices, Simulação numérica direta, Método de fronteiras virtuais, Interação entre cilindros.

1. Introdução

A evolução de uma esteira formada atrás de um par de cilindros dispostos lado a lado, tem sido de grande interesse da comunidade científica. O presente trabalho tem como objetivo identificar os diferentes modos de desprendimento de vórtices em escoamentos ao redor de um par de cilindros em arranjo perpendicular ao escoamento. Esse tipo de arranjo encontra-se em várias situações práticas, tais como: trocadores de calor de cascos e tubos, escoamento ao redor de edifícios, etc.

Procura-se avaliar o efeito da interação entre cilindros, caracterizado pela separação entre eles, no desprendimento de vórtices. Segundo diferentes autores (Beraman e Wadcock, 1973; Williamson, 1985; Summer et al., 1999), a separação entre cilindros, g (definida como a separação entre as superfícies dos cilindros, Fig. (1)) é responsável pela caracterização do escoamento em estudo. Assim, definem-se dois tipos de interações: a denominada interação fraca, que corresponde ao caso $1,0 < g/D < 5,0$, e a interação forte, quando $g/D < 1$. Na interação fraca, $g/D = 2$, as esteiras provocadas por ambos cilindros se formam em sincronismo temporal, sendo possíveis duas configurações: ‘em fase’ e ‘em oposição de fase’. As visualizações mais recentes (Williamson, 1985; Summer et al., 1999) mostram uma predominância da configuração ‘em oposição de fase’ definida pelo desprendimento simultâneo de dois vórtices de sinal oposto formando uma esteira estável e simétrica. Quando $g/D < 1$, existe uma condição crítica que provoca de vórtices assimétrico. Esse fenômeno se caracteriza pela presença de um intenso jato central que interage com as esteiras de cada cilindro. O jato é defletido de um lado para outro dos cilindros, podendo se estabilizar em uma determinada posição e depois alterar aleatoriamente o lado de deflexão (Brun, 1998).

Neste trabalho são analisados estes dois tipos de desprendimentos de vórtices através de uma abordagem original. A abordagem utilizada é a da simulação numérica direta (DNS) no contexto da turbulência bidimensional e tridimensional (Lesieur, 1997; Silvestrini, 2000). Para atingir tal objetivo é utilizado um código computacional capaz de resolver as equações completas de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis. Salienta-se que os obstáculos são levados considerados pela utilização do método de fronteiras virtuais que permite discretizar o domínio computacional em malhas cartesianas uniformemente distribuídas, facilitando com isto o emprego de esquemas numéricos de alta precisão (Goldstein et al., 1993; Von Terzi et al., 2001; Lamballais e Silvestrini, 2002).

2. Métodos Numéricos

Considera-se o movimento de um fluido de massa específica constante governado pelas equações de Navier-Stokes escritas na forma rotacional,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{u} + \vec{f}. \quad (2)$$

Nestas equações tem-se ν como a viscosidade cinemática, $p(\vec{x}, t)$ o campo de pressão, $\vec{u}(\vec{x}, t)$ o campo de velocidades e $\vec{f}(\vec{x}, t)$ o campo de força externo, utilizado para a representação virtual do obstáculo imerso.

Este termo de campo de força, introduzido por Goldstein et al. (1993), pode ser descrito como um oscilador harmônico da forma

$$\vec{f}(x_s, t) = \alpha \int_0^t \vec{u}(x_s, t) dt + \beta \vec{u}(x_s, t). \quad (3)$$

A integração temporal foi realizada utilizando um esquema de Runge-Kutta de baixa-armazenagem de terceira ordem, introduzido por Williamson (1980), e as derivadas espaciais foram calculadas utilizando um esquema de diferenças finitas compactas de sexta ordem apresentado por Lele (1992) sobre uma malha cartesiana uniformemente distribuída. As condições de contorno foram definidas como semi-periódicas em y e não periódicas em x , como mostra a Fig. (1). Maiores informações sobre o conjunto dos métodos utilizados pode ser encontrado em Souza e Silvestrini (2002). Maiores detalhes sobre o código computacional e sobre o método de fronteiras virtuais podem ser encontrados em Silvestrini e Lamballais (2002) e Lamballais e Silvestrini (2002).

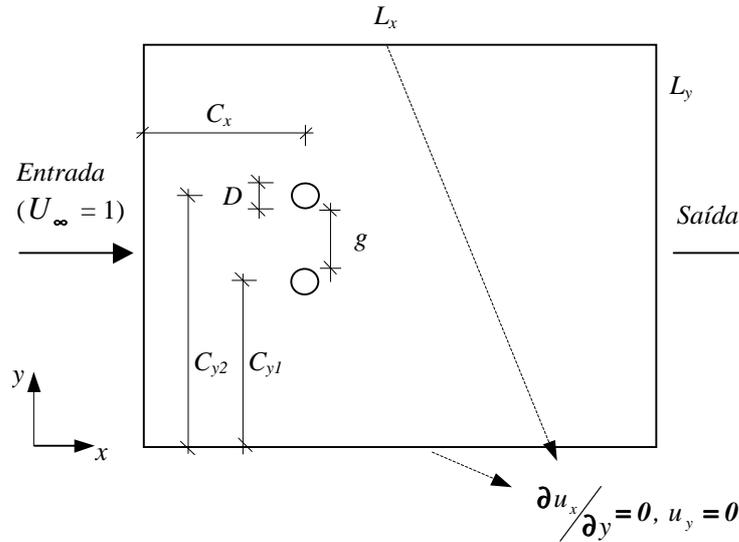


Figura 1. Configuração do escoamento.

3. Domínio Computacional

Um conjunto de simulações iniciais foi realizado para a definição do domínio computacional a ser utilizado. Foi estudada a dimensão transversal do domínio, onde foi observado que um comprimento mínimo da dimensão $L_y = 16D$ é necessário para minimizar efeitos de confinamento do escoamento. Deste modo as dimensões do domínio ($L_x \times L_y$) utilizado foram iguais a ($24D, 16D$).

A resolução de malha mostrou-se fundamental para a correta observação dos fenômenos e para a diminuição das oscilações à frente dos obstáculos, sendo minimamente necessária a resolução de $D = 24\Delta$, onde Δ é o espaçamento uniforme da malha cartesiana utilizada.

As configurações avaliadas constituem de passos com $g/D = 1$ e 2 , simetricamente dispostos no centro do domínio, perpendiculares ao fluxo do escoamento, à distância de $C_x = 8D$ no caso bidimensional.

No caso tridimensional utilizou-se um domínio $(L_x \times L_y \times L_z) = (16D, 16D, 5D)$, e uma resolução de malha $D = 24\Delta_x$, $D = 24\Delta_y$ e $D = 10\Delta_z$.

4. Resultados

4.1. escoamentos bidimensionais

Foram realizadas simulações bidimensionais com $g/D = 2$ para valores de números de Reynolds de 50, 100, 150, 200 e 300. A configuração dos cilindros com passo igual a $2D$ resulta num padrão da esteira de fraca interação. Para $Re = 50$, esta interação fraca resulta num arranjo da esteira não-permanente, onde num momento inicial surge um arranjo cujo desprendimento de ambos os cilindros está ‘em oposição de fase’, e em outro momento fica ‘em fase’, voltando a configuração anterior sem atingir uma configuração estacionária. O resultado deste comportamento pode ser observado no sinal de velocidade longitudinal u_x , medido no centro da esteira na posição $x/D = 1$, Fig. (2a).

O modo ‘em oposição de fase’ é denotado pelo desprendimento simultâneo de vórtices de Kármán de sinais opostos, tendo sido este modo de instabilidade o primeiro a estabelecer-se em todas as simulações realizadas. Este comportamento é o mesmo observado em um cilindro isolado, onde o modo ‘varicoso’ (ou em oposição de fase) é sempre o primeiro a ser observado, e somente depois o modo ‘sinusoidal’ (ou em fase) emerge e se impõe devido a sua maior taxa de crescimento.

Para $Re = 100$, a configuração ‘em oposição de fase’ surge com o início do desprendimento de vórtices, e a partir de aproximadamente o tempo computacional adimensional $t \cdot U_\infty / D = 290$ a configuração da esteira começa a tornar-se ‘em fase’, e desta maneira permanece até o final do tempo da simulação, Fig. (2b).

A partir do $Re = 150$, a configuração ‘em oposição de fase’ se estabelece desde o início da simulação de maneira estável e simétrica com referência a $y = 0$, Figuras (2c). O mesmo ocorre para os $Re = 200$ e 300, onde o modo ‘em fase’ não ocorre em momento algum durante o tempo de simulação, resultando num sinal de velocidades de amplitude e frequência constante, sugerindo que o desprendimento já encontra-se num estado permanente.

Na Fig. (3a) observa-se o campo de vorticidade no tempo $t \cdot U_\infty / D = 199$, onde o desprendimento encontra-se fracamente ‘em fase’, neste momento pode-se observar no sinal de velocidade da Fig. (2a), que a amplitude de oscilação do sinal encontra-se bastante pequena, e no momento correspondente à configuração ‘em oposição de fase’, Fig. (3b) no $t \cdot U_\infty / D = 248$, este mesmo sinal de velocidade encontra-se num estágio de grande oscilação.

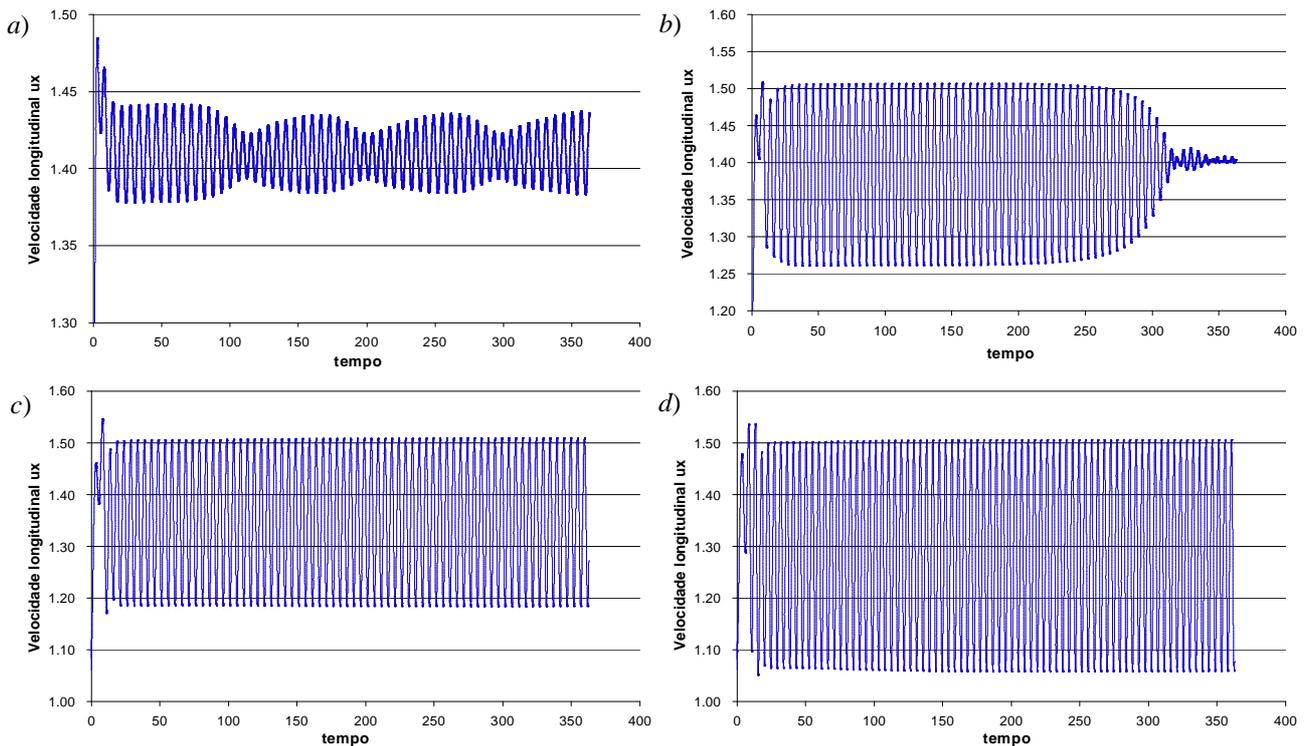


Figura 2. Sinais de velocidade longitudinal u_x no centro dos cilindros em $x/D = 1 - g/D = 2$. a) $Re = 50$, b) $Re = 100$, c) $Re = 150$ e d) $Re = 300$.

O mesmo ocorre com os instantes das Figuras (3c e 3d), mostrando que a medida que a esteira muda de configuração, a amplitude da velocidade longitudinal no passo entre os cilindros varia entre mínimos e máximos, estando associados com os modos ‘em fase’ e ‘em oposição de fase’.

O comportamento oscilatório do sinal de velocidades da Fig. (2a) sugere que para este Re , no tempo da simulação realizada, o escoamento encontra-se num regime permanentemente variado.

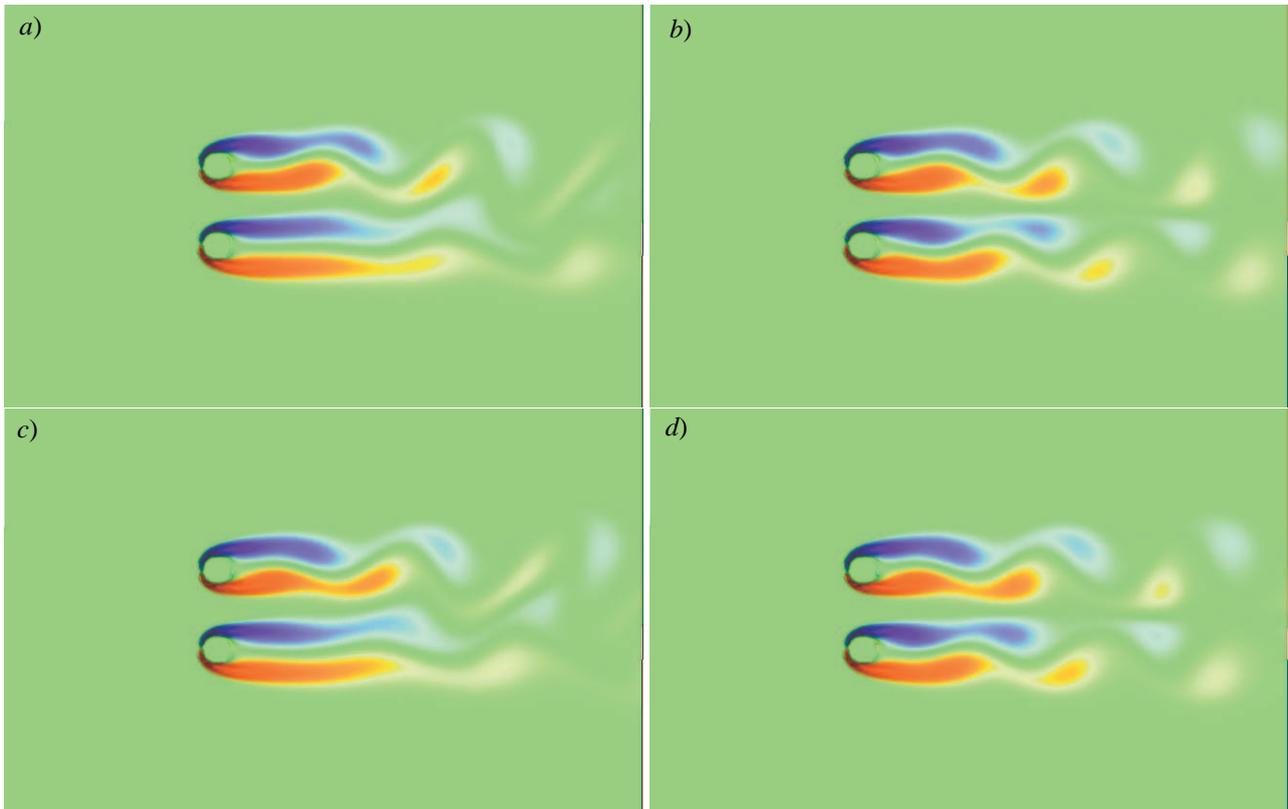


Figura 3. Campos de vorticidade para $Re = 50 - g/D = 2$. a) $t \cdot U_{\infty}/D = 199$, b) $t \cdot U_{\infty}/D = 248$, c) $t \cdot U_{\infty}/D = 297$ e d) $t \cdot U_{\infty}/D = 350$.

Conforme as animações montadas com a seqüência de imagens captadas do campo de vorticidade do escoamento a $Re = 100$, é possível perceber que a passagem do modo ‘em oposição de fase’, Fig. (4a), que surge com o início da simulação, para o modo ‘em fase’, que permanece até o fim da simulação, Fig. (4b), altera de maneira similar a velocidade longitudinal no centro da esteira, Fig. (2b).

A simetria do modo ‘em fase’ limita a conexão dos vórtices desprendidos por ambos os cilindros, definindo assim claramente duas esteiras independentes

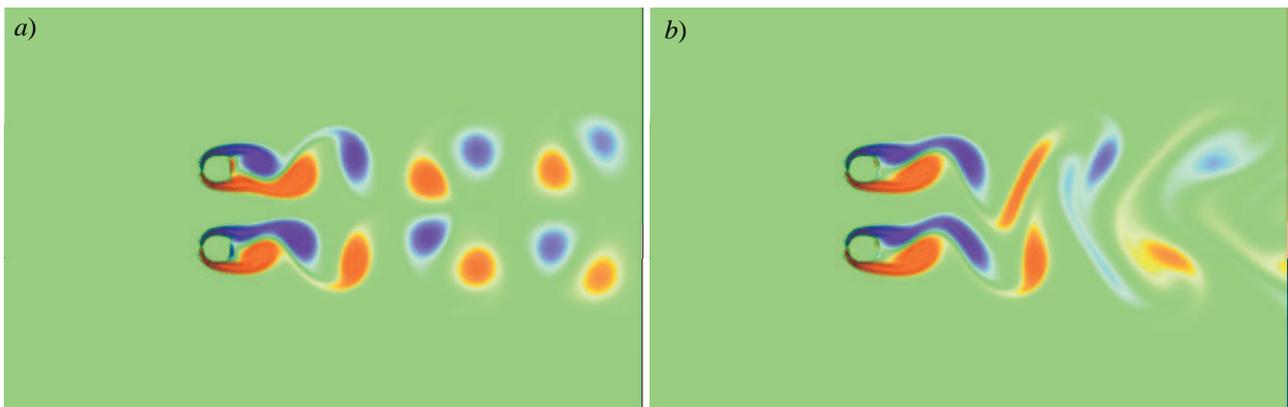


Figura 4. Campos de vorticidade para $Re = 100 - g/D = 2$. a) $t \cdot U_{\infty}/D = 106$ e b) $t \cdot U_{\infty}/D = 380$.

Para Re maiores, a partir de 150, a esteira mantém a configuração ‘em oposição de fase’ até o final do tempo de simulação. Este comportamento pode ser verificado nos sinais de velocidade das simulações a $Re = 150$, Fig. (2c), e $Re = 300$, Fig. (2d), que correspondem aos padrões das Figuras (5a e 5c).

Apesar da natureza oscilatória dos sinais de velocidade, a sua freqüência mantém-se constante mesmo para os diferentes modos de desprendimento. Projetando num gráfico os valores de números de Strouhal para cada valor de número de Reynolds estudado, é possível traçar uma curva de tendência da relação Strouhal vs. Reynolds.

Esta relação, Fig. (6), apresenta uma tendência de crescimento na medida que aumenta-se o número de Reynolds, devendo atingir um patamar de menores variações a partir do $Re = 300$.

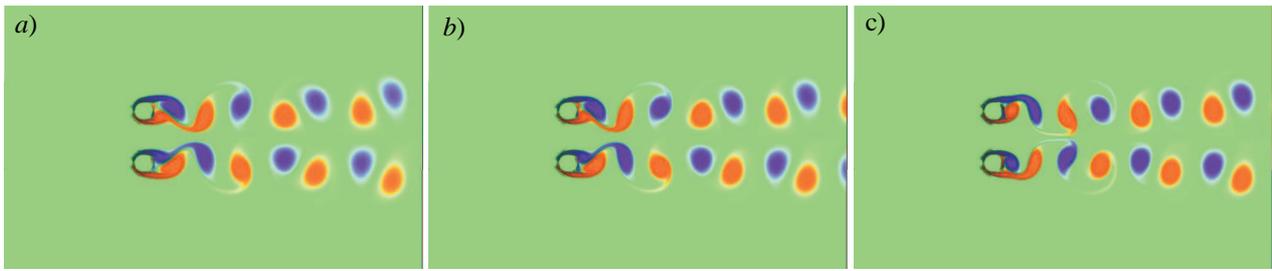


Figura 5. Campos de vorticidade – $g/D = 2$ a) $Re = 150$, b) $Re = 200$ e c) $Re = 300$.

A interação forte entre os cilindros altera radicalmente o padrão de desprendimento de vórtices quebrando sua estrutura simétrica (Williamson, 1985; Brun, 1998). Nas simulações realizadas para esta configuração, os resultados mostram a emergência primeiro do modo ‘em oposição de fase’ que logo bifurca em uma configuração assimétrica, sem passar pela configuração ‘em fase’.

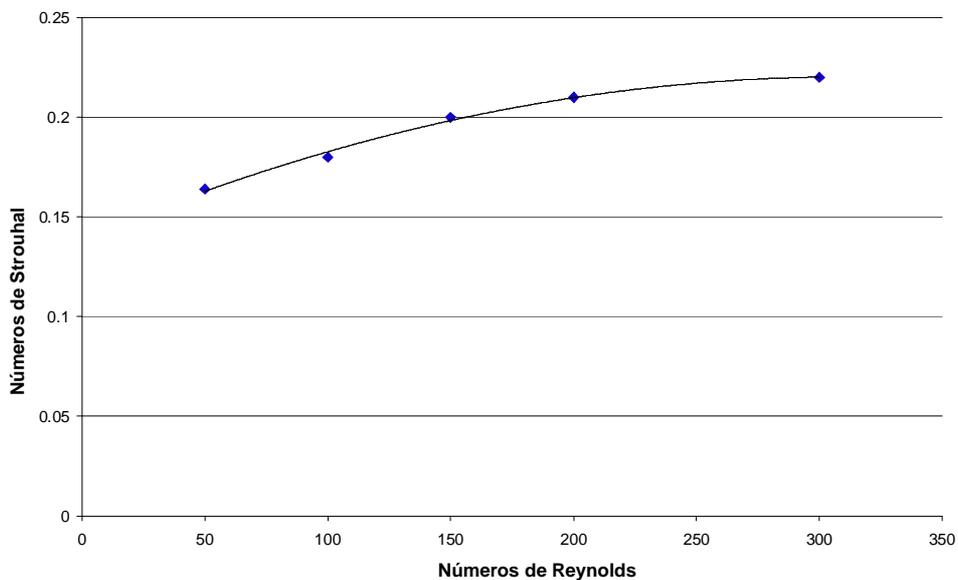


Figura 6. Número de Strouhal vs. número de Reynolds para $g/D = 2$.

Este comportamento assimétrico reflete-se nos sinais de velocidades longitudinais no centro do passo entre os cilindros, que passam a flutuar sem apresentar um padrão bem definido, Figuras (7a e 7b).

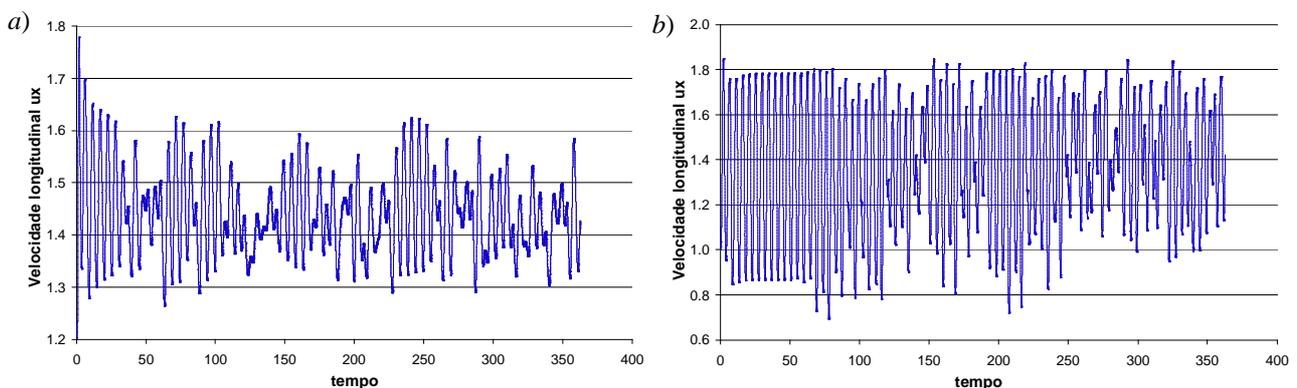


Figura 7. Sinais de velocidade longitudinal u_x no centro dos cilindros em $x/D = 1$ – $g/D = 1$. a) $Re = 100$ e b) $Re = 300$.

Se forem comparadas estas simulações com as realizadas na configuração $g/D = 2$, pode-se verificar que todas iniciam pela ocorrência do modo ‘em oposição de fase’, esta semelhança dá-se devido à dinâmica inicial, período em que o escoamento leva para sair da inércia e atingir um regime de estabilização.

Uma característica marcante é a intensificação do jato central, que interage com as esteiras formadas por cada cilindro. Como resultado o jato central é defletido verticalmente de um lado para o outro, podendo se estabelecer em uma posição, para depois retornar a seu comportamento aleatório.

Na Fig. (8a) observa-se a esteira do escoamento a $Re = 100$ apresentando a formação de um jato ascendente, e mais tarde apresenta uma configuração descendente, Fig (8b).

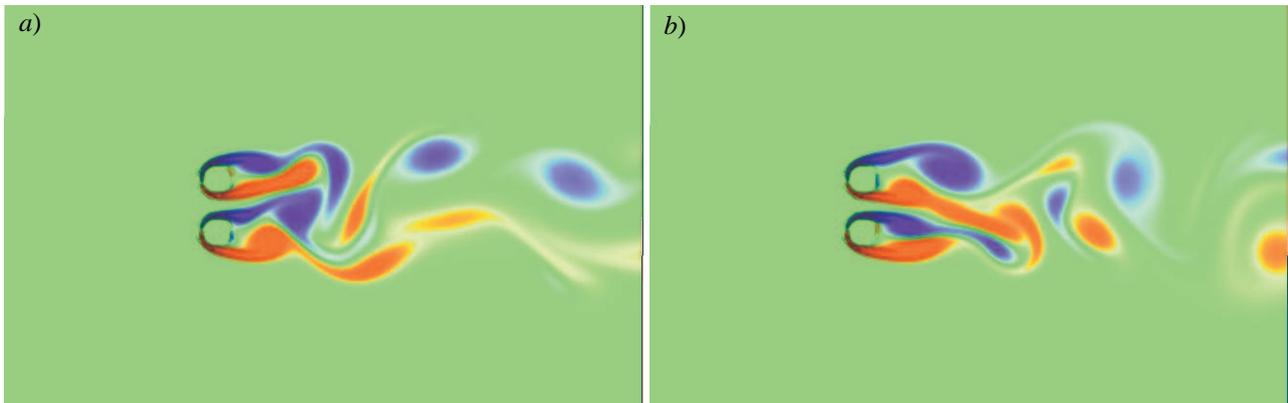


Figura 8. Campos de vorticidade para $Re = 100 - g/D = 1$. a) $t \cdot U_{\infty}/D = 251$ e b) $t \cdot U_{\infty}/D = 329$.

Verificou-se que, para $g/D = 1$, existe uma influência do número do Reynolds no tempo de passagem da configuração ‘em oposição de fase’ à organização assimétrica. Os dados indicam que a medida que o número de Reynolds aumenta, também aumenta este tempo característico, T_C , assim para $Re = 100$ e 300 , tem-se $T_C \cdot U_{\infty}/D \approx 36$ e 69 .

Nas Figuras (9a e 9b) podem ser observadas configurações da esteira antes e depois do tempo característico.

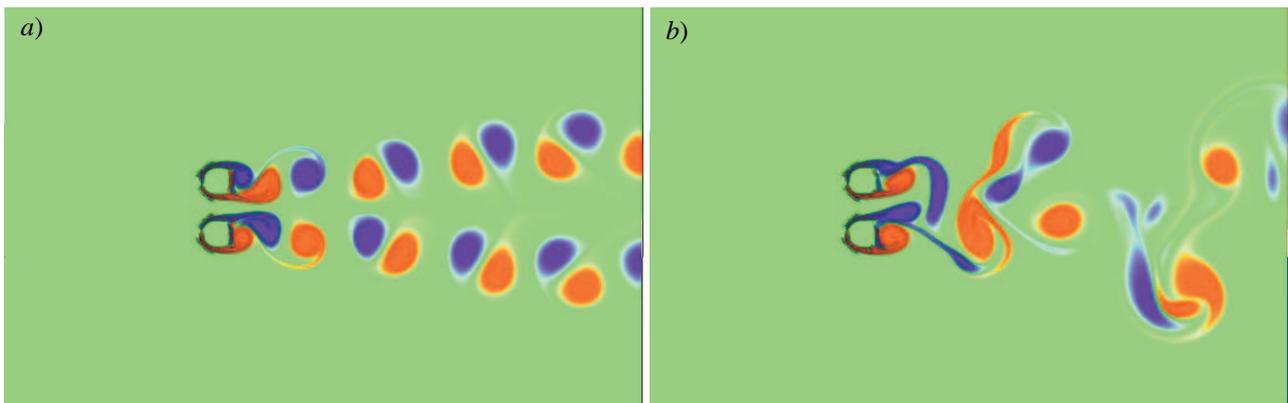


Figura 9. Campos de vorticidade para $Re = 300 - g/D = 1$. a) $t \cdot U_{\infty}/D = 34$ e b) $t \cdot U_{\infty}/D = 137$.

4.2. Escoamento tridimensional

A configuração do escoamento ao redor de um par de cilindros transversal ao fluxo mostrou-se permanente durante o tempo das simulações bidimensionais para números de Reynolds maiores que 150. Entretanto, devido à natureza tridimensional da vorticidade, em muitos casos os fenômenos emergentes num plano de duas dimensões não correspondem ao que ocorre no domínio tridimensional. Por exemplo, no caso do escoamento ao redor de um único cilindro perpendicular ao fluxo, o aparecimento de vórtices longitudinais é responsável por discontinuidades na relação de números de Strouhal e números de Reynolds que não são observadas em simulações bidimensionais (Williamson, 1996).

Para o caso tridimensional do escoamento ao redor de um cilindro as estruturas de vorticidade longitudinal começam a surgir a partir do $Re \approx 190$, onde observa-se um padrão de desprendimento com características associadas a uma instabilidade do Modo-A (Williamson, 1996), com comprimento de onda perpendicular (i.e. na direção do eixo do cilindro), λ_z , igual a aproximadamente $4D$, conforme mostra a Figura (10a) para o para o $Re = 200$.

Com o aumento do número de Reynolds para 300, o desprendimento de vórtices na esteira do cilindro ocorre com maior frequência, e as estruturas longitudinais na região da esteira próxima (*near wake*) passam a ter uma nova configuração associada com a amplificação de uma nova instabilidade, denominada de Modo-B (Williamson, 1996). Esta nova instabilidade do escoamento, oriunda da região de alto gradiente de velocidade entre a esteira e o escoamento externo, apresenta agora um menor comprimento de onda perpendicular, $\lambda_z = 1D$, conforme observa-se na Figura (10b).

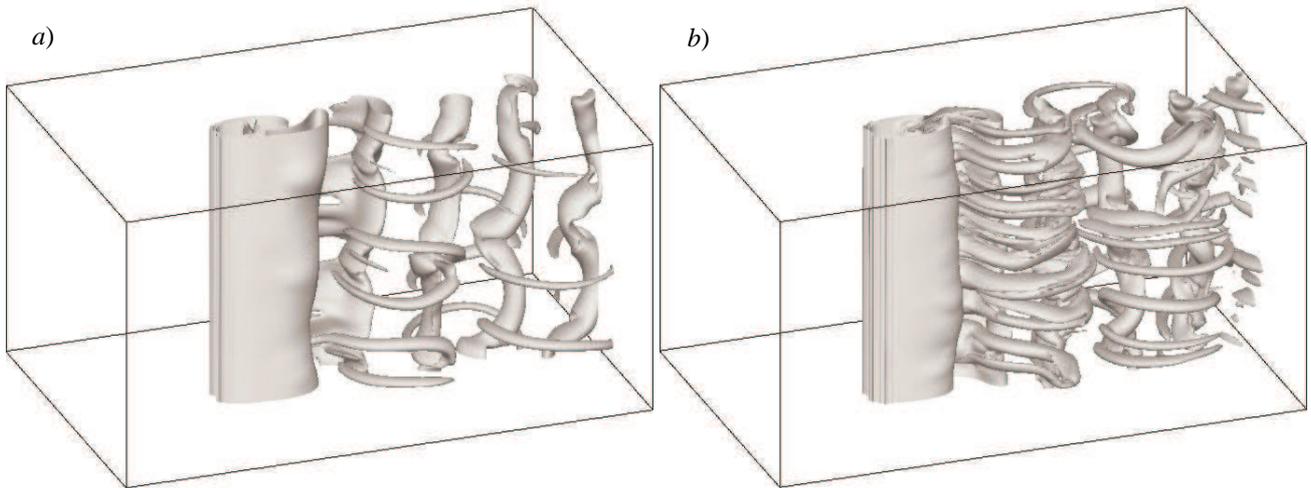


Figura 10. Isosuperfícies de vorticidade $\omega = 1,5U_\infty/D$ para a) $Re = 200$ e b) $Re = 300$ (extraído de Ribeiro, 2002).

A simulação tridimensional do escoamento ao redor de um par de cilindros tem por objetivo avaliar a ocorrência de estruturas longitudinais de vorticidade e como a presença desta nova instabilidade, ausente na simulação bidimensional, influencia as instabilidades de desprendimento ‘em fase’ e ‘em oposição de fase’.

Em comparação a do escoamento ao redor de um cilindro, a configuração da simulação de dois cilindros para $Re = 300$ e $g/D = 2$ implica na alteração do número de Strouhal de 0,204 (Williamson, 1996) para 0,214, resultando num aumento de 4,9%.

Da simulação tridimensional a $Re = 300$ com $g/D = 2$ pode-se observar que a natureza permanente do sinal de velocidade u_x no centro dos cilindros, $x/D = 1$ e $y/D = 8$, do caso bidimensional, Figura (2b), é resultado do domínio bidimensional, tendo o sinal tridimensional, Figura (11), uma amplitude oscilatória com fase constante, resultando num número de Strouhal igual a 0,214, 0,9% menor que o observado em 2D, igual a 0,216.

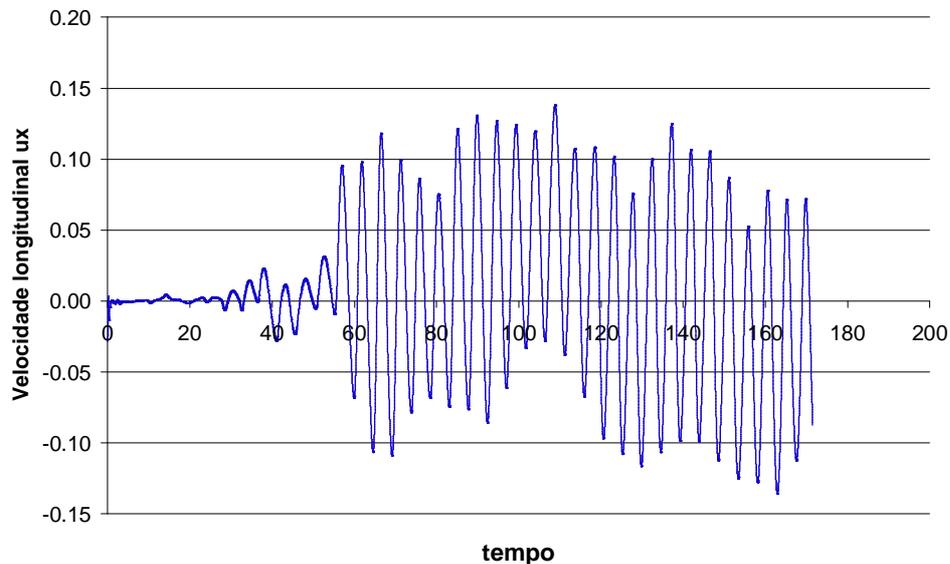


Figura 11. Sinal de velocidade longitudinal u_x no centro dos cilindros em $x/D = 1 - g/D = 2 - 3D$.

Entretanto, a pesar da manutenção da frequência, o padrão da esteira no caso bidimensional, caracterizado pelo desprendimento ‘em oposição de fase’, não mantém-se permanente no caso tridimensional. Como pode-se observar nas Figuras (12a e 12b), a simulação inicia tendo um desprendimento ‘em oposição de fase’, até aproximadamente o tempo $t \cdot U_\infty/D = 50$, quando a instabilidade do modo sinuoso amplifica-se e impõe o desprendimento ‘em fase’, claramente observada no tempo $t \cdot U_\infty/D = 94$, Figuras (12c e 12d).

Esta passagem do desprendimento ‘em oposição de fase’ para o modo ‘em fase’ já houvera sido observada no caso bidimensional para os números de Reynolds 50 e 100. Entretanto esta mudança no modo de desprendimento não fora observada para o $Re = 300$, sugerindo que devido ao domínio tridimensional a instabilidade sinusoidal amplificou-se de forma dominante, estabelecendo seu padrão de desprendimento.

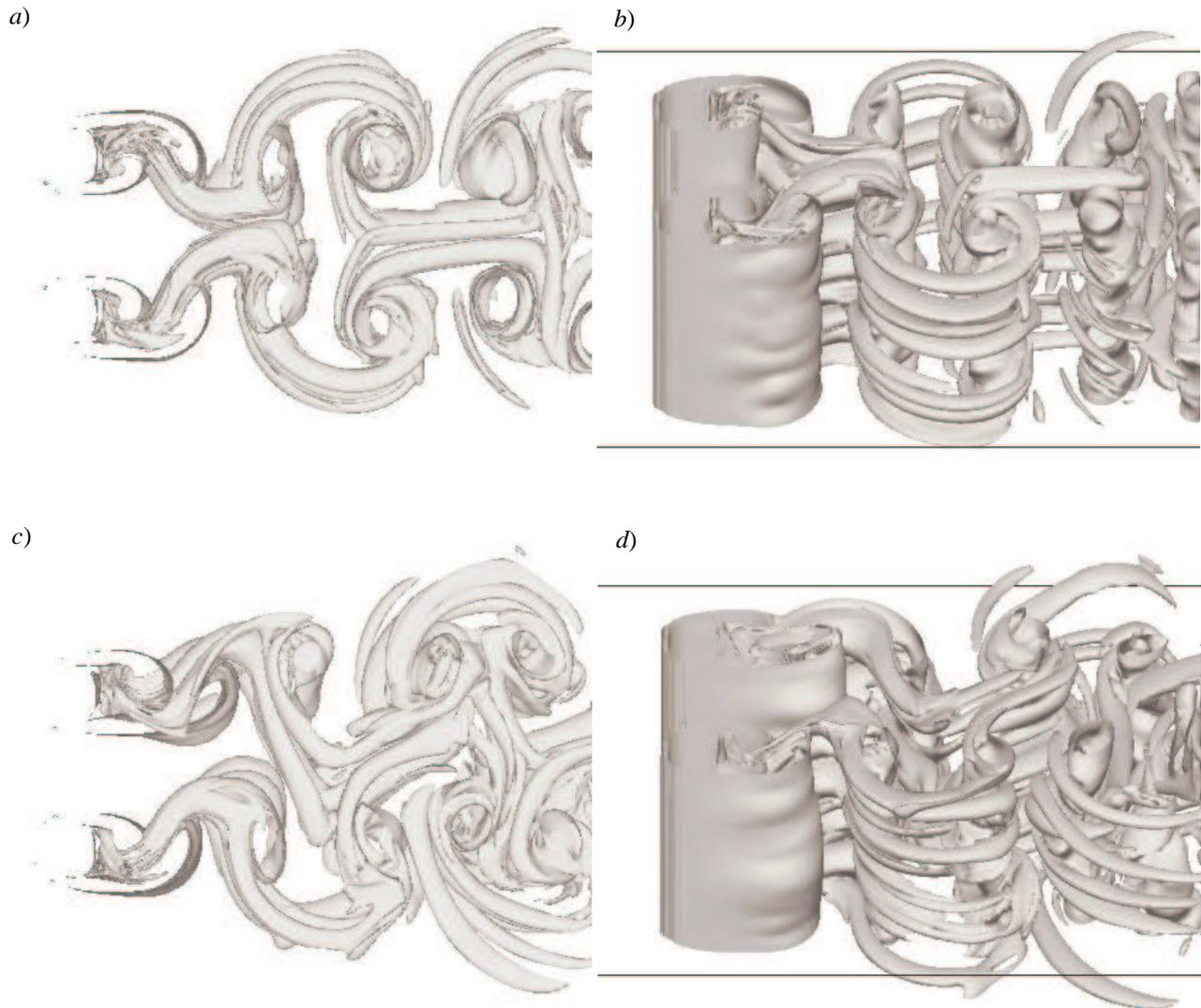


Figura 12. Isosuperfícies de vorticidade $\omega = 1,5U_\infty/D$ para $Re = 300$ e $g/D = 2$. a) vista superior $t \cdot U_\infty/D = 43$, b) vista em perspectiva $t \cdot U_\infty/D = 43$, c) vista superior $t \cdot U_\infty/D = 94$, d) vista em perspectiva $t \cdot U_\infty/D = 94$.

A simulação tridimensional permitiu visualizar as estruturas longitudinais do desprendimento de vórtices, que tem comprimento de onda perpendicular de aproximadamente $1D$, características da instabilidade do Modo-B. A relação que esta instabilidade do Modo-B tem com a instabilidade dos vórtices primários ('em fase' ou 'em oposição de fase') não é bem clara.

5. Conclusões

As simulações numéricas diretas de um esquemas de diferenças finitas de ordem elevada em associação com o método de fronteiras virtuais mostrou-se capaz de representar simulações de escoamentos bi- e tridimensionais transversalmente ao redor de cilindros obtendo resultados de perfis de velocidade, frequências de desprendimento e campos de vorticidade muito similares aos obtidos experimentalmente.

O estudo de diferentes números de Reynolds permitiu verificar a influência que a configuração de dois cilindros impõe à frequência de desprendimento de vórtices no regime de fraca interação, onde o número de Strouhal sofre um aumento gradual entre os números de Reynolds 50 e 300, chegando a aumentar até 30%.

Da mesma forma foi possível avaliar a evolução das configurações do desprendimento de vórtices de Kármán, caracterizadas sempre pela presença inicial do modo 'em oposição de fase', que dependendo do número de Reynolds e do domínio bi- ou tridimensional, é preterido pelo modo 'em fase', ou ainda altera-se constantemente entre os dois modos de desprendimento.

A interação entre as esteiras do desprendimento de vórtices, pode ser alterada a partir da configuração dos cilindros. Quando tem-se a chamada interação forte, o modo de desprendimento 'em oposição de fase' passa diretamente para um modo assimétrico.

6. Agradecimentos

Os autores agradecem ao auxílio despendido pela FAPERGS, pela bolsa de iniciação científica, à Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, por meio dos recursos computacionais e pessoal, ao Instituto de Pesquisas Hidráulicas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq por patrocinar este projeto, ao Centro Nacional de Supercomputação – CESUP pelos recursos computacionais disponibilizados.

7. Referências

- Bearman, P. W. and Wadcock, A. J., 1973, “The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream”, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 61, pp. 499–511.
- Fadlun, E. A., Verzico, R., Orlandi, P., and Mohd-Yusof, J., 2000, “Combined immersed-boundary finitedifference methods for three-dimensional complex flow simulations”, *Journal of Comp. Phys.*, Vol. 161, pp. 35–60.
- Goldstein, D., Handler, R., and Sirovich, L., 1993, “Modeling a no-slip boundary condition with an external force field”, *Journal of Comp. Phys.*, Vol. 105, pp. 354–366.
- Lamballais, E. e Silvestrini, J., 2002, Direct numerical simulation of interactions between a mixing layer and a wake around a cylinder (in press), *J. Turbulence*.
- Lele, S. K., 1992, “Compact finite difference schemes with spectral-like resolution”, *Journal of Comp. Phys.*, Vol. 103, pp. 16–42.
- Lesieur, M., 1997, “Turbulence in fluids, (Third Edition)”, Kluwer Academic Publishers.
- Ribeiro, P. A., 2002, “Desprendimento de vórtices e controle em esteira de cilindros por simulação numérica direta”, Porto Alegre: UFRGS. Dissertação (Mestrado) Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Pesquisas Hidráulicas.
- Silvestrini, J., 2000, “Simulação numérica direta e de grandes escalas de escoamentos transicionais e turbulentos”, II Escola de Primavera de Transição e Turbulência, Uberlândia: ABCM.
- Silvestrini, J. e Lamballais, E., 2002, “Direct numerical simulations of wakes with virtual cylinders” (in press), *Int. Journal of Comput. Fluid Dynamics*.
- Souza, T. F. e Silvestrini, J. H., 2002, “Simulação numérica direta da esteira de um par de cilindros perpendicular ao escoamento”, Anais do IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas – ENCIT.
- Von Terzi, D., Linnick, M., Seidel, J., e Fasel, H., 2001, “Immersed boundary techniques for high-order finitedifference methods”, AIAA paper, Vol. 01-2918.
- Williamson, C. H. K., 1985, “Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies”, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 159, pp. 1–18.
- Williamson, C. H. K., 1996, “Three-dimensional wake transition”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 328, pp. 345-407.
- Williamson, J. H., 1980, “Low-storage Runge-Kutta schemes”, *Journal of Comp. Phys.*, Vol. 35, pp. 48–56.