

ESTUDO NUMÉRICO DE ESCOAMENTOS AO REDOR DE TRÊS CILINDROS COM TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Marcelo Valenti Giacomello

Faculdade de Engenharia, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Av. Ipiranga, 6681, 90.619-900
Porto Alegre, RS, Brasil
mvg-speed@gmail.com

Luiz Alberto Oliveira Rocha

Departamento de Física, Fundação Universidade Federal do Rio Grande, Av. Itália, km 8, Cx. P. 474,
Rio Grande, 96201-900, Brasil
dfsrocha@furg.br

Edith Beatriz Camaño Schettini

Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul,
Av. Bento Gonçalves, 9500, Bairro Agronomia, Porto Alegre-RS, 91501-970, Brasil
bcamano@iph.ufrgs.br

Jorge Hugo Silvestrini

Faculdade de Engenharia, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Av. Ipiranga, 6681, 90.619-900
Porto Alegre, RS, Brasil
jorgehs@em.pucrs.br

Resumo. Este trabalho estuda numericamente o efeito da variação das distâncias entre três cilindros nos escoamentos bidimensionais e incompressíveis onde existe transferência de calor entre o fluido e os cilindros isotérmicos. Os obstáculos estão dispostos da seguinte maneira: dois cilindros estão alinhados verticalmente, enquanto que o terceiro cilindro está situado a jusante dos outros dois cilindros dos quais é equidistante. As equações de conservação de massa, Navier-Stokes e escalar passivo (temperatura) são resolvidas numericamente. O número de Reynolds e o número de Prandtl são mantidos constantes: $Re = 300$ e $Pr = 1$. O campo de velocidade, o campo de vorticidade e o campo de temperatura, assim como os coeficientes de arrasto e de sustentação e os fluxos de calor turbulentos médios são calculados para os diversos arranjos estudados. Os resultados indicam que o campo de temperatura é mais significativamente influenciado pela posição do cilindro a jusante. Os valores dos coeficientes de arrasto e sustentação médios para cada cilindro são correlacionados em função das separações verticais e horizontais entre os cilindros. As estatísticas apresentadas mostram razoável simetria ou anti-simetria com respeito a $y^* = 0$. O fluxo de calor turbulento transversal é cerca de dez vezes maior que o fluxo de calor longitudinal para os casos estudados. Os resultados mostram, ainda, que a dinâmica de desprendimento de vórtices depende da separação entre os cilindros e que ambas influenciam a transferência de calor entre o escoamento e os cilindros.

Keyword: escoamentos turbulentos, transferência de calor, simulação numérica, cilindros circulares

1. Introdução

O escoamento ao redor de cilindros tem merecido considerável atenção devido a sua importância para muitas aplicações em engenharia como, por exemplo, banco de tubos em trocadores de calor, reatores nucleares, pilares de pontes, gasodutos, altas edificações, etc. Particularmente, o escoamento entre cilindros dispostos lado a lado tem sido o objeto do estudo de diversos autores (Bearman and Wadcock, 1973, Williamson, 1985, Sumner and Paidoussis, 1999, Meneghini, 2001, Souza and Silvestrini, 2002, Kang, 2003 e Lima e Silva, 2006). Nestes estudos têm sido mostrados os diferentes tipos de desprendimento de vórtices que ocorrem em escoamentos ao redor cilindros dispostos lado a lado e, também, como a separação entre os cilindros caracteriza estes escoamentos. Polak and Weaver, 1995, estudaram experimentalmente o desprendimento de vórtices em um conjunto de tubos com arranjo triangular para um intervalo de número de Reynolds entre 760 e 49000, enquanto que Virahsawmy *et al.*, 2005, realizaram um estudo computacional do escoamento a jusante de três cilindros dispostos lado a lado com separações variáveis entre eles e o número de Reynolds igual a 300.

Entretanto, pouco se conhece sobre o estudo de transferência de calor aplicado a escoamentos ao redor de cilindros. Para o escoamento através de um cilindro estacionário, observações experimentais e predições numéricas do fenômeno de transferência de calor foram apresentadas por Eckert and Soehngen, 1952, Dennis and Smith, 1968, Karniadakis, 1988, Chun and Boehm, 1989 e Varaprasad Patnaik and Seetharamu, 1999.

Mais recentemente, Fu and Tong, 2002, simularam numericamente as características de transferência de calor de um cilindro aquecido que oscilava transversalmente a um escoamento. Eles apresentaram importantes resultados para o número de Nusselt médio em função das frequências e velocidades de oscilação. Yoon and Lee, 2004, investigaram

numericamente o escoamento e a transferência de calor ao redor de um cilindro circular alinhado com um campo magnético usando o Método Espectral. Interessante estudo foi realizado, ainda, por Zhou *et al.*, 2000. Eles analisaram o fluxo de calor e os gradientes de temperatura em complexas esteiras turbulentas geradas por dois e três cilindros dispostos lado a lado, assim como apresentaram interessantes resultados para diversos parâmetros turbulentos.

Este trabalho propõe a simulação numérica direta do desprendimento de vórtices e a determinação dos fluxos de calor turbulentos médios transversal e longitudinal ao redor de três cilindros arrançados triangularmente. Os obstáculos estão dispostos da seguinte maneira: dois cilindros estão alinhados verticalmente, enquanto que o terceiro cilindro está situado a jusante dos outros dois cilindros dos quais é equidistante. A separação entre os cilindros é variada de dois até quatro diâmetros. O código computacional resolve as equações de Navier-Stokes, conservação de massa e escalar passivo (temperatura) para escoamentos bidimensionais e incompressíveis. Os obstáculos são representados usando o Método das Fronteiras Imersas que permite discretizar o domínio computacional em malhas cartesianas, facilitando com isto o emprego de esquemas numéricos de alta precisão (Goldstein *et al.*, 1993, Von Terzi *et al.*, 2001, Silvestrini and Lamballais, 2002). O efeito das separações verticais e horizontais entre os cilindros é examinado para $Re = 300$ e $Pr = 1$.

2. Modelagem Matemática

O modelo matemático que representa o escoamento incompressível não isotérmico é dado pelas equações adimensionais de conservação de massa, de quantidade de movimento e do escalar passivo (temperatura) abaixo:

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

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = \vec{f} - \vec{\nabla} P^* + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \theta = \frac{1}{RePr} \nabla^2 \theta + q \quad (3)$$

Nas equações (1) – (3) \vec{u} , P^* são, respectivamente, os campos de velocidade, o campo de pressões modificado ($= P + \frac{\rho \vec{u}^2}{2}$) e a temperatura adimensionais. O número de Reynolds é definido como $Re = U_\infty D / \nu$, onde U_∞ (m/s) é a velocidade longitudinal na entrada do escoamento, D (m) é o diâmetro dos cilindros e ν (m²/s) é a viscosidade cinemática. Note-se que U_∞ é utilizada como a escala para a adimensionalização das velocidades, enquanto D é utilizado como escala para a adimensionalização dos comprimentos. O número de Prandtl é definido como $Pr = \nu / \alpha$, onde α (m²/s) é a difusividade térmica.

Na Eq. (2) foi incluído um termo que representa as forças de campo externas $\vec{f}(\vec{x}_s, t)$ que serão utilizadas para gerar a representação virtual do cilindro imerso. Este termo de força, introduzido por Goldstein *et al.*, 1993, pode ser descrito como um oscilador harmônico da forma

$$\vec{f}(\vec{x}_s, t) = \alpha \int_0^t \vec{u}(\vec{x}_s, t) dt + \beta \vec{u}(\vec{x}_s, t) \quad (4)$$

Numericamente é mais conveniente utilizar a Eq. (2) re-escrita na forma abaixo:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{\omega} \times \vec{u} = -\vec{\nabla} P^* + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u} + \vec{f} \quad (5)$$

onde $\vec{\omega}(\vec{x}, t)$ é o campo de vorticidade ($= \vec{\nabla} \times \vec{u}$).

Na Eq. (3) a temperatura é adimensionalizada como

$$\theta(\vec{x}_s, t) = \frac{T(\vec{x}_s, t) - T_c}{T_\infty - T_c} \quad (6)$$

onde T_c (K) é a temperatura dos cilindros e T_∞ (K) representa a temperatura do escoamento na entrada.

De maneira similar ao que ocorre com o termo de força, \vec{f} , nas eqs. (2) e (5) o termo q introduzido na Eq. (3) é definido como

$$q(\vec{x}_s, t) = \alpha_\theta \int_0^t \theta(\vec{x}_s, t) dt + \beta_\theta \theta(\vec{x}_s, t) \quad (7)$$

Para o estudo das forças aerodinâmicas, o coeficiente de arrasto, C_D , é definido como

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho A_t U_\infty^2} \quad (8)$$

onde F_D (N) é a força de arrasto, ρ (kg/m³) é a massa específica e A_t (m²) é a área transversal do cilindro. O coeficiente de sustentação, C_L , é definido como

$$C_L = \frac{2F_L}{\rho A_t U_\infty^2} \quad (9)$$

e F_L (N) representa a força de sustentação.

Na análise do balanço de quantidade de movimento é utilizada a decomposição de Reynolds (Möller and Silvestrini, 2004) onde o Tensor de Reynolds, τ (N/m²), é definido como

$$\tau = \langle -\rho u_i' u_j' \rangle \quad (10)$$

onde $u_i' u_j'$ é denominado tensor de correlações. A decomposição de Reynolds também é empregada para a definição do fluxo de calor turbulento q_j (W/m²)

$$\frac{q_j}{\rho C_p} = \langle u_j' T' \rangle \quad (11)$$

onde C_p (J/kg.K) é o calor específico a pressão constante.

3. Método Numérico

O modelo matemático representado através das equações (1, 3 e 5) é resolvido numericamente. Na Fig. 1 são apresentados o domínio bidimensional e as correspondentes condições de contorno. Note-se que U_b que aparece nas condições de contorno na saída é a velocidade de convecção dos vórtices aproximada na região de saída. O código empregado é o programa Incompac3d. Neste programa as equações diferenciais parciais são discretizadas utilizando-se o método de diferenças finitas de 6^a. ordem (Lele, 1992). A integração no tempo das equações discretizadas é efetuada empregando-se o método de Runge Kutta de baixo armazenamento de 3^a. ordem (Williamson, 1985). Os obstáculos imersos no fluido são representados com o auxílio do Método das Fronteiras Imersas. Neste método, um campo de forças externo com distribuição gaussiana acrescentado as equações do escalar passivo (temperatura) e de conservação da quantidade de movimento, q e \vec{f} , Eq. (3) e (5), impõem a condição de contorno $u_x = u_y = \theta_c = 0$ na região ocupada pelo obstáculo. Uma descrição mais detalhada do método pode ser encontrada nas referências Lamballais and Silvestrini, 2002 e Ribeiro, 2002.

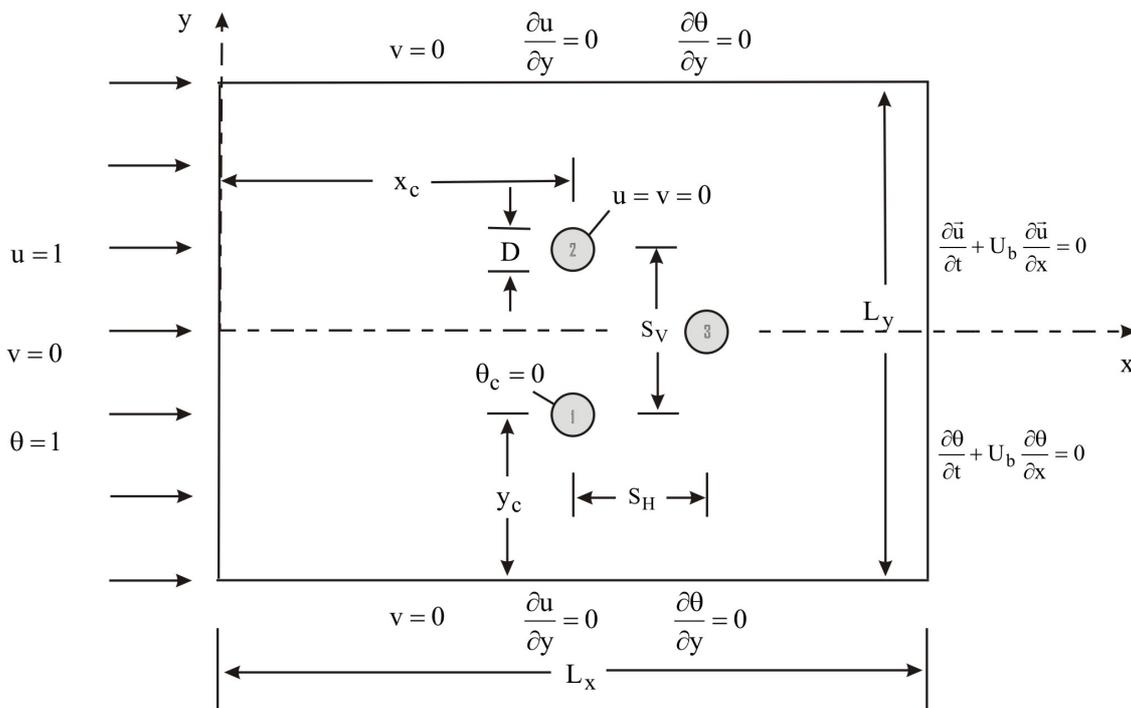


Fig. 1: Domínio Computacional

A independência de malha e das dimensões do domínio foram obtidas através de sucessivas simulações. Os valores mínimos obtidos para as dimensões longitudinal e transversal do domínio foram $L_x = 24D$ e $L_y = 16D$ respectivamente, enquanto que $\Delta x = \Delta y = D/32$ foram os valores mínimos empregados para a resolução da malha cartesiana até que a independência de malha fosse obtida.

Os resultados obtidos pelo método numérico foram validados através da comparação com resultados disponíveis na literatura. A Tabela 1 mostra nossos resultados de coeficientes de arrasto e de sustentação para $Re = 200$ e $S = 4$ comparados com os resultados de Surmas *et al.*, 2003. Nessa comparação os coeficientes de sustentação concordam muito bem, enquanto que os coeficientes de arrasto apresentam uma diferença de aproximadamente 9%. Tal diferença pode ser atribuída aos efeitos de confinamento presentes no cálculo quando efetuado para grandes valores de separação.

Literatura	$\langle C_{D,1} \rangle$	$\langle C_{L,1} \rangle$	$\langle C_{L,2} \rangle$
Surmas <i>et al.</i> 2003	1.52	-0.05	0.05
Este trabalho	1.67	-0.05	0.05

Tabela 1: Validação dos resultados

4. Resultados

Para o domínio mostrado na Fig. 1 foram realizadas simulações com separações verticais, S_V , e horizontais, S_H , de dois, três e quatro diâmetros entre os centros dos cilindros. Os resultados mostrados nas fig. 2 – 7 referem-se ao arranjo triangular onde $S_V = S_H = 2$ (diâmetros). A Fig. 2 mostra um exemplo do campo de temperatura obtido em função do tempo adimensional ($t = \tau U_\infty / D$). Os resultados mostram a geração de elevados gradientes de temperatura imediatamente a jusante de cada cilindro e como o campo de temperatura sofre o efeito da presença do jato central intenso formado a jusante do cilindro. Este jato, com o passar do tempo, acaba gerando vórtices cujo padrão aleatório se reflete no campo de temperatura.

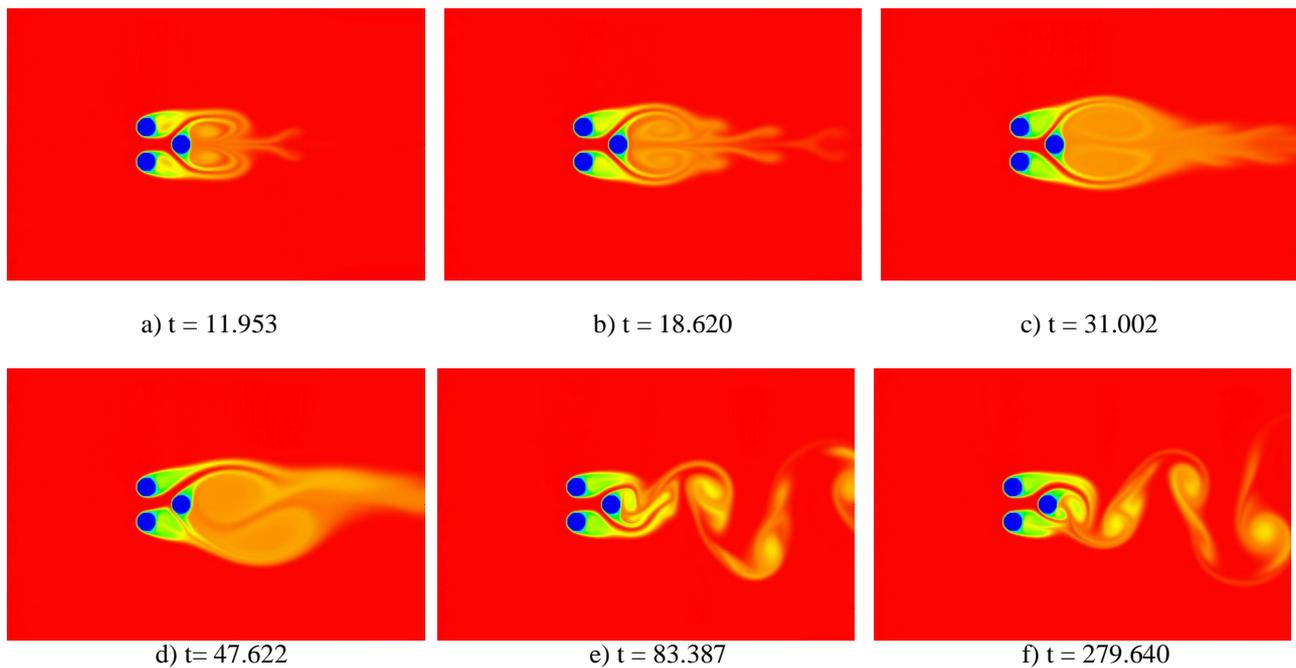


Fig. 2 - Campo de temperatura para os escoamentos com $S_V = 2$ e $S_H = 2$.

A Fig. 3 mostra a série temporal para o coeficiente de arrasto para cada cilindro na configuração $S_V = 2$ e $S_H = 2$. O comportamento dos coeficientes de arrasto para os cilindros 1 (inferior) e 2 (superior) ao longo do tempo são bastante semelhantes e seu valor médio é aproximadamente igual ao valor obtido para um cilindro isolado. Já a série temporal para o coeficiente de arrasto para o cilindro 3 (cilindro a jusante do escoamento) apresenta uma amplitude duas vezes maior que a dos cilindros anteriores e seu valor médio é cerca de 13% inferior ao calculado para os cilindros anteriores. A Fig. 4 mostra a série temporal para o coeficiente de sustentação nos cilindros 1, 2 e 3. O valor médio do coeficiente de sustentação dos dois cilindros anteriores (1 e 2) é aproximadamente o mesmo ($\langle C_L \pm 0.25 \rangle$) mas com sinais contrários, enquanto que o comportamento do coeficiente de sustentação ao longo do tempo para o cilindro 3 se aproxima daquele apresentado por um cilindro isolado tendo um valor médio próximo a zero.

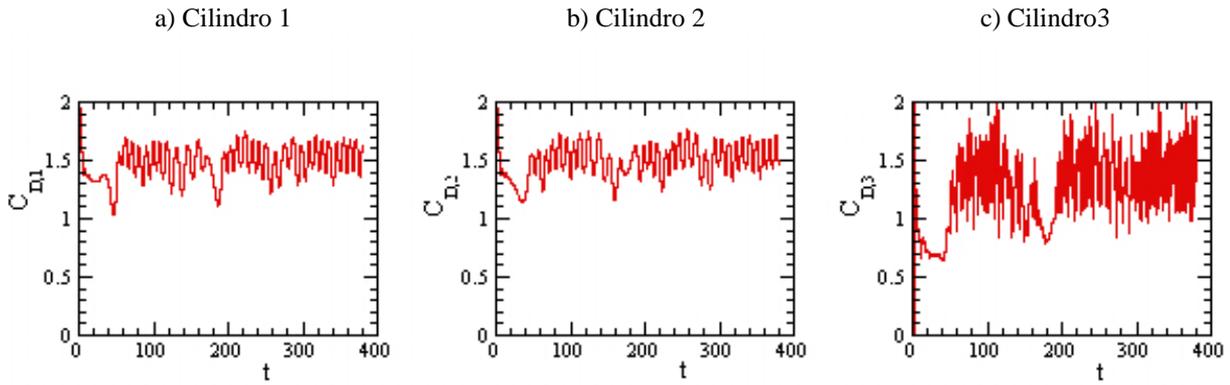


Fig. 3 – série temporal para o coeficiente de arrasto para os cilindros 1, 2 e 3 com $S_v = 2$ e $S_H = 2$

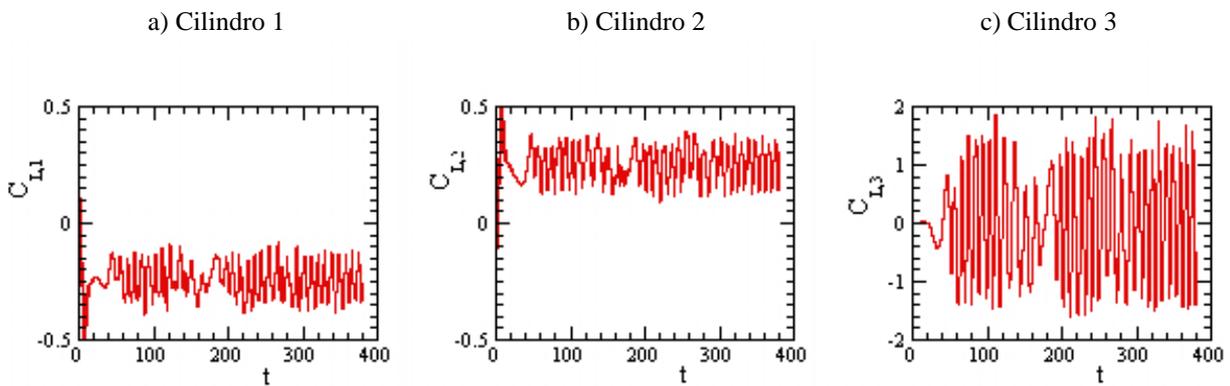


Fig. 4 – $\langle C_L \rangle$ em função do tempo adimensional para os cilindros 1, 2 e 3 com $S_v = 2$ e $S_H = 2$

Para a apresentação das estatísticas mostradas nas Figs. (5) – (7) foram selecionadas algumas seções do domínio. Estas seções foram escolhidas em função de sua distância da linha vertical que une os centros dos cilindros e correspondem aos valores de $x^* = 0, 1, 2, 4$ e 8 , onde $x^* = (x - x_c)/D = x/D - 8$. Note-se, ainda, que a definição $y^* = y/D$ é utilizada. Estas Figs. apresentam razoável simetria e anti-simetria (dependendo da variável) com respeito a $y^* = 0$.

A Fig. 5a mostra a velocidade média longitudinal para as diferentes seções estudadas. A velocidade longitudinal é significativamente modificada pela presença dos obstáculos e é negativa a jusante dos cilindros ($-2 < y^* < 2$) indicando que existe uma forte recirculação. A velocidade transversal média é mostrada na Fig. 5b. As velocidades negativas reforçam o aparecimento da recirculação, mas a presença dos obstáculos somente influencia a velocidade média transversal na região próxima aos mesmos. Na região próxima a saída a velocidade transversal média praticamente não é afetada pelos obstáculos.

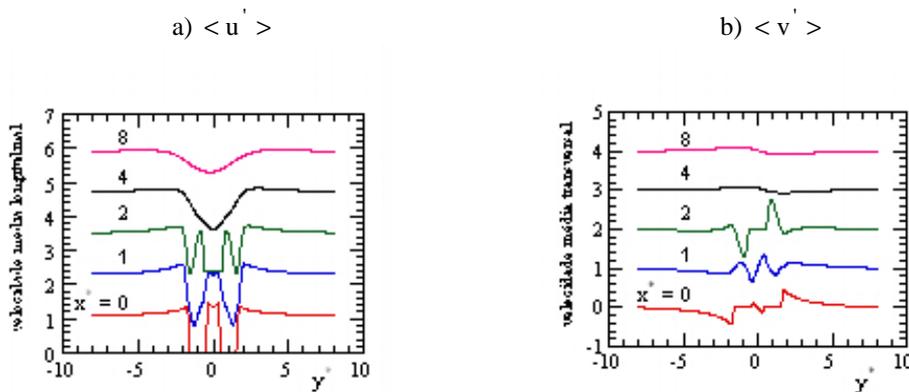


Fig. 5 – Velocidades médias longitudinais e transversais para $S_v = 2$ e $S_H = 2$

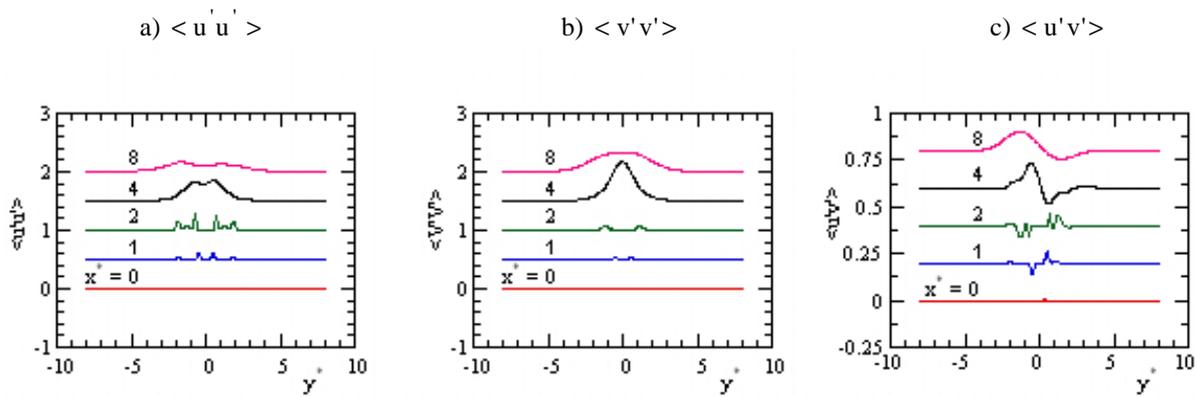


Fig. 6 – $\langle u'u' \rangle$, $\langle v'v' \rangle$ e $\langle u'v' \rangle$ para $S_V = 2$ e $S_H = 2$

A Fig. 6 mostra os resultados das componentes das tensões de Reynolds. As componentes normais das tensões de Reynolds apresentam um valor máximo na seção $x^* = 4$ (dois diâmetros após o cilindro posterior e $y^* = 0$) enquanto que a componente tangencial das tensões de Reynolds apresentam dois valores de pico (um positivo e outro negativo) e também têm seu valor máximo a uma distância de dois diâmetros a jusante dos cilindros ($x^* = 4$).

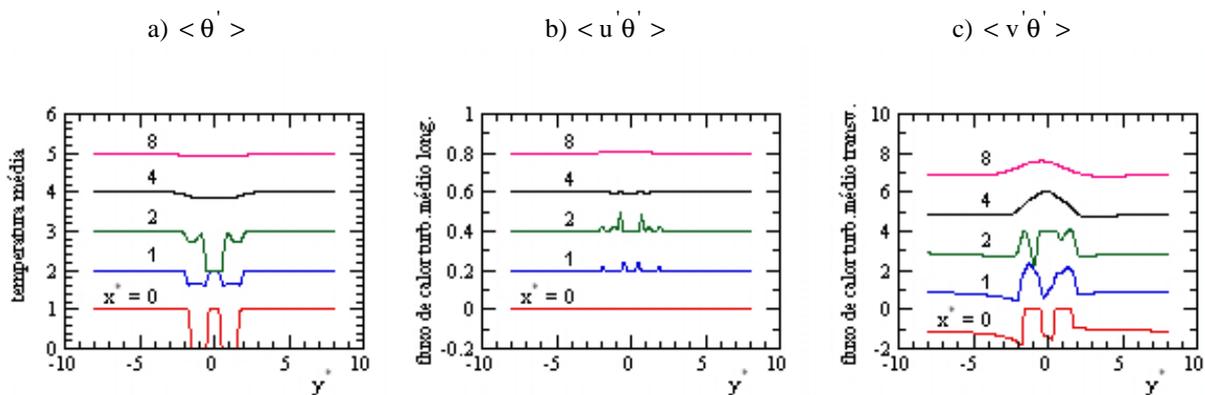


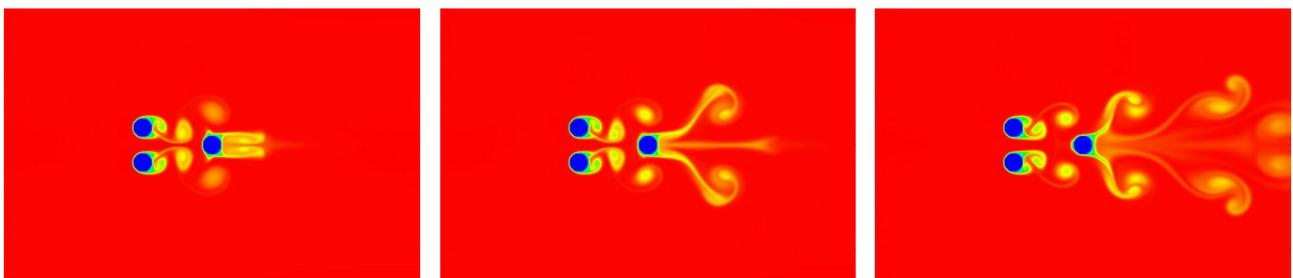
Fig. 7 – Temperatura média, fluxo de calor long. e fluxo de calor transv. para $S_V = 2$ e $S_H = 2$

A Fig. 7a mostra a distribuição de temperatura média nas seções estudadas. Nesta figura pode-se observar o efeito dos cilindros na temperatura média do escoamento entre eles. Esta influência, entretanto, diminui a medida que o fluido se afasta dos obstáculos e é quase nula na saída para os diversos casos estudados.

O fluxo de calor turbulento longitudinal $\langle u'\theta' \rangle$ pode ser visto na Fig. 7b. Ele é razoavelmente simétrico em relação a $y^* = 0$ e é mais acentuado nas proximidades do cilindro posterior (cilindro 3).

Já o fluxo de calor turbulento transversal, $\langle v'\theta' \rangle$, mostrado na Fig. 7c, ocorre ao longo de toda a esteira e é mais significativo que o fluxo de calor turbulento longitudinal. Pode-se notar, desta forma, que o valor de $\langle v'\theta' \rangle$ é significativo até o final do domínio, enquanto que as flutuações relacionadas a $\langle u'\theta' \rangle$ são desprezíveis a partir de $x^* = 4$.

A influência do padrão da dinâmica de desprendimento de vórtices no campo de temperatura estudada por Giacomello *et al.*, 2006, pode ser também percebida na análise dos resultados apresentados na Fig. 8, quando o cilindro posterior foi afastado em mais dois diâmetros, $S_H = 4$, em relação ao caso mostrado na Fig. 2. Nesta figura é mostrado que após $t = 35.764$ o campo de temperatura, que se mostrava simétrico em relação a horizontal $y^* = 0$, inicia um processo de mudança que culmina com um campo de temperatura que não obedece a nenhum padrão ao final da simulação.



a) $t = 11.953$

b) $t = 18.620$

c) $t = 31.002$

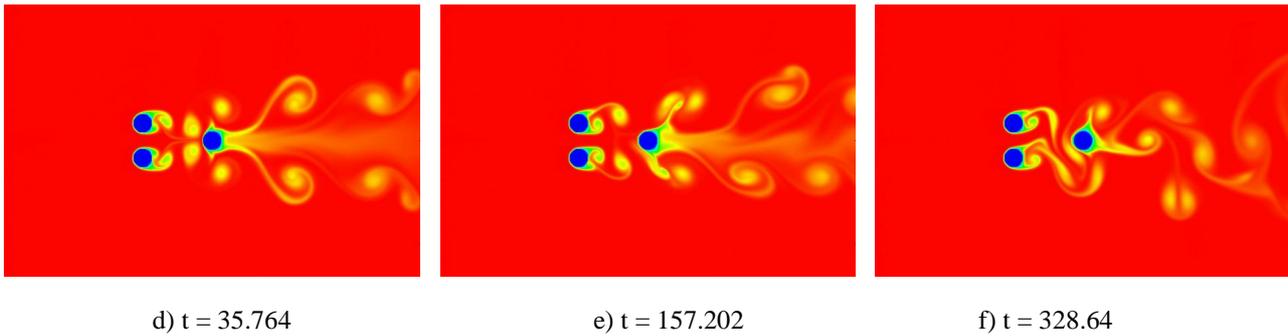


Fig. 8 – Campo de temperatura para os escoamentos com $S_V = 2$ e $S_H = 4$.

A separação também influencia as forças que agem na superfície dos cilindros. A Tabela 2 mostra os valores obtidos para os coeficientes de arrasto, C_D , e de sustentação, C_L , nos diversos casos estudados.

Tabela 2 – Coeficientes aerodinâmicos

S_V	S_H	$\langle C_{D,1} \rangle$	$C'_{D,1}$	$\langle C_{L,1} \rangle$	$C'_{L,1}$	$\langle C_{D,2} \rangle$	$C'_{D,2}$	$\langle C_{L,2} \rangle$	$C'_{L,2}$
2	2	1.47786	0.14245	-0.24272	0.06955	1.49211	0.14029	0.25292	0.07193
2	3	1.81881	0.25488	-0.18778	1.12015	1.81596	0.25353	0.18118	1.11680
2	4	1.85448	0.23511	-0.22623	0.95742	1.84172	0.24065	0.20620	0.95429
3	2	1.43134	0.09595	-0.12230	0.12100	1.43426	0.08997	0.10956	0.11733
3	3	1.72587	0.15357	-0.11503	0.98773	1.72908	0.15104	0.10091	0.99129
3	4	1.74965	0.11042	-0.12857	0.96194	1.75364	0.10416	0.11896	0.96527
4	2	1.61396	0.11456	-0.12100	0.63071	1.60492	0.12047	0.08913	0.62275
4	3	1.64495	0.09012	-0.08541	0.82152	1.67147	0.09021	0.06806	0.83572
4	4	1.67331	0.09432	-0.07939	0.84308	1.68204	0.092785	0.06178	0.84671

S_V	S_H	$\langle C_{D,3} \rangle$	$C'_{D,3}$	$\langle C_{L,3} \rangle$	$C'_{L,3}$
2	2	1.29611	0.31504	-0.01559	0.92769
2	3	0.77795	0.74007	-0.00003	0.42066
2	4	0.58942	0.60889	-0.00905	0.82783
3	2	1.54675	0.35770	-0.01197	0.99235
3	3	1.08946	0.69756	-0.00183	0.38540
3	4	1.06531	0.72628	-0.00185	0.26372
4	2	1.65352	0.42706	-0.03425	1.08607
4	3	1.29123	0.43635	-0.05483	0.71112
4	4	1.24992	0.47482	-0.01030	0.46796

Note-se que na Tabela 2 foi utilizada a seguinte convenção:

$\langle C_{D,i} \rangle$ – coeficiente de arrasto médio do cilindro i ;

$C'_{D,i}$ - amplitude média r.m.s. do $C_{D,i}$;

$\langle C_{L,i} \rangle$ – coeficiente de sustentação médio do cilindro i ;

$C'_{L,i}$ - amplitude média r.m.s. do $C_{L,i}$;

onde $i = 1$ para o cilindro localizado abaixo, $i = 2$ para o cilindro localizado acima e $i = 3$ para o cilindro situado a jusante na Fig. 1.

Os resultados para os coeficientes médio de arrasto são mostrados na Tabela 2 e plotados na Fig. 9 em escala logarítmica. Os valores de $\langle C_D \rangle$ para os cilindros 1 e 2 são aproximadamente iguais e, de um modo geral, diminuem a medida que aumentam as separações horizontais e/ou verticais. Já para o cilindro 3, os valores de $\langle C_D \rangle$ também diminuem com o aumento da separação horizontal, mas são diretamente proporcionais a separação vertical, S_V . Estes resultados sugerem as correlações apresentadas abaixo em função das separações vertical, S_V , e horizontal, S_H , para cada cilindro. Os coeficientes de determinação, R^2 , foram calculados para indicar quão significativamente as correlações obtidas relacionam os coeficientes médio de arrasto com as separações.

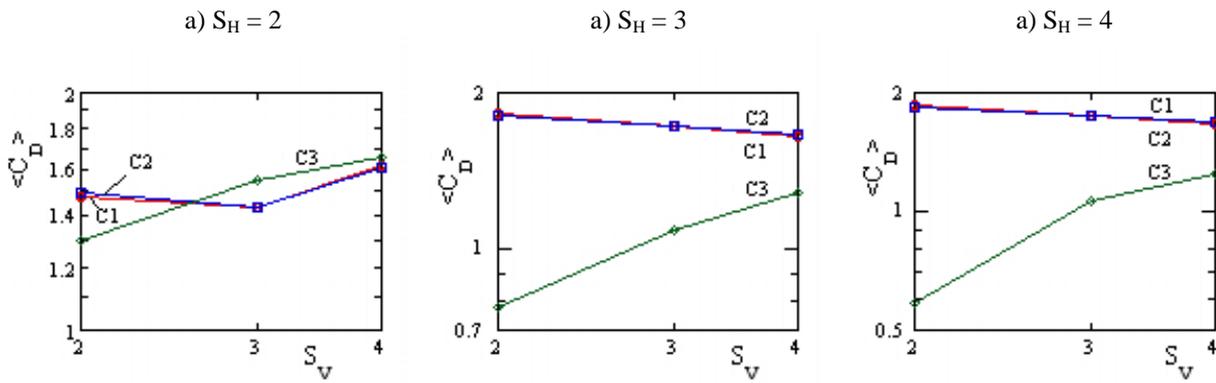


Fig. 9 – O efeito de S_V e S_H no coeficiente médio de arrasto

$$C_{D,1} = 1.38S_V^{-0.0595}S_H^{0.231} \quad (R^2 = 0.674) \quad (12)$$

$$C_{D,2} = 1.38S_V^{-0.0523}S_H^{0.229} \quad (R^2 = 0.697) \quad (13)$$

$$C_{D,3} = 1.09S_V^{0.734}S_H^{-0.707} \quad (R^2 = 0.882) \quad (14)$$

Os resultados para os coeficientes médio de sustentação são mostrados na Tabela 2 e plotados na Fig. 10. Esses resultados indicam que $\langle C_L \rangle$ decresce com o aumento da separação para os cilindros 1 e 2 e é aproximadamente zero para o cilindro 3, para o qual se aproxima do coeficiente de sustentação de um cilindro isolado.

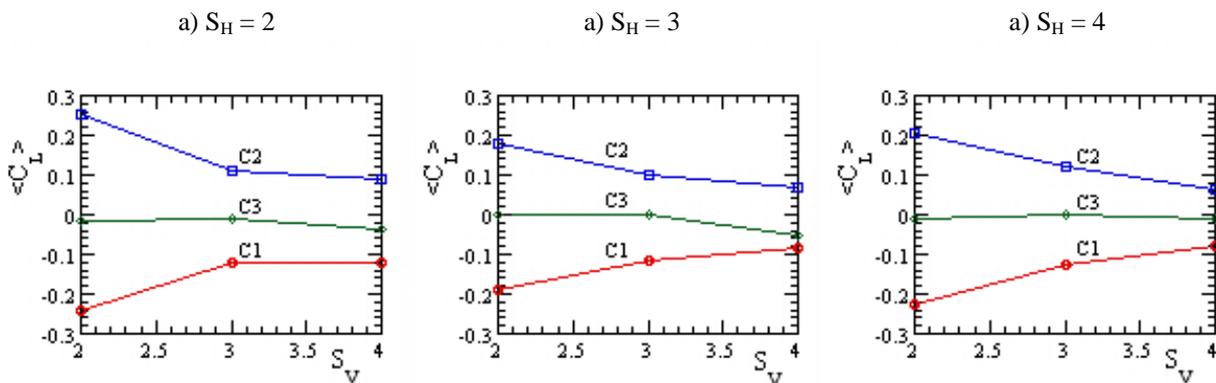


Fig. 10 – O efeito de S_V e S_H no coeficiente médio de sustentação

Os dados para o coeficiente médio de sustentação mostrados na Fig. 10 podem ser resumidos pela correlação abaixo onde os ótimos valores encontrados para o coeficiente de determinação, R^2 , indicam que as equações obtidas para o ajuste representam muito bem os dados utilizados.

$$C_{L,1} = -0.64S_V^{-1.23}S_H^{-0.234} \quad (R^2 = 0.9066) \quad (15)$$

$$C_{L,2} = 0.81S_V^{-1.556}S_H^{-0.256} \quad (R^2 = 0.9497) \quad (16)$$

Enfatizamos ainda que o coeficiente de sustentação médio para o cilindro 3 pode ser aproximado para zero, valor obtido para um cilindro em escoamento livre.

Na Fig. 11 é estudado o efeito das separações verticais e horizontais nas componentes tangenciais das tensões de Reynolds, $\langle u'v' \rangle$. Para o estudo deste efeito foi escolhida a seção transversal $x^* = 2$ na qual $\langle u'v' \rangle$ é bem pronunciada. Nesta figura também são comparados os valores de $\langle u'v' \rangle$ com aqueles obtidos para um cilindro e para dois cilindros com a mesma separação vertical. Note-se que na Fig. 11a, para 3 cilindros, $S_H = 2$ e na seção $x^* = 2$, o valor de $\langle u'v' \rangle$ é muito inferior aos valores apresentados para os outros casos, tendo em vista que nesta seção encontra-se localizado o cilindro 3 para este caso. Note-se, ainda, que, quanto maior a separação, mais o valor de $\langle u'v' \rangle$ aproxima-se dos valores apresentados para um cilindro, conforme pode-se observar na Fig. 11c.

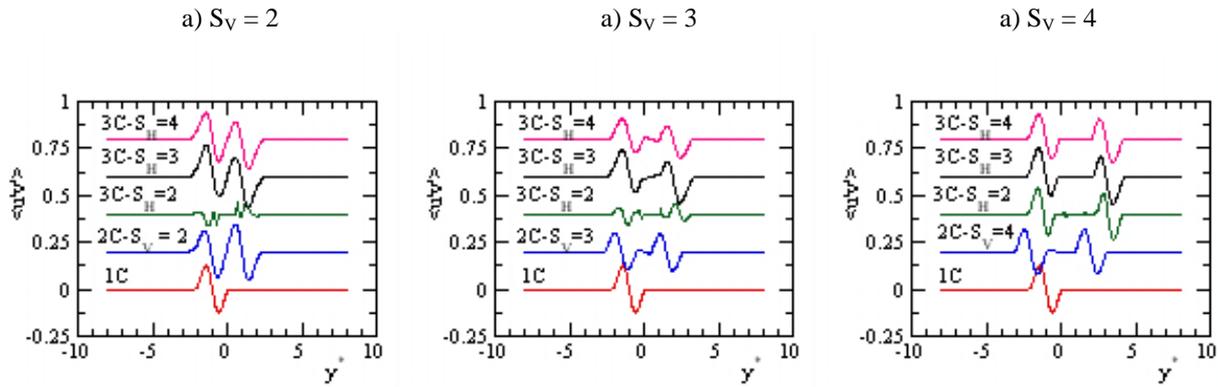


Fig. 11 – O efeito das separações verticais e horizontais entre os cilindros nas componentes tangenciais das tensões de Reynolds para a seção transversal $x^* = 2$.

Os resultados observados para as velocidades médias longitudinais e transversais nas figs. 4 e 5, assim como a distribuição de temperatura e fluxos de calor turbulentos médios longitudinais e transversais mostrados na Fig. 7 para escoamentos com separações horizontal e vertical iguais a dois, encorajam o exame dos fluxos de calor turbulentos médios nas seções transversais próximas aos cilindros. A Fig. 12 mostra o efeito da separação entre os cilindros no fluxo de calor longitudinal, $\langle u'\theta' \rangle$, na seção $x^* = 1$, isto é, a seção transversal situada a distância de um diâmetro a jusante da linha vertical que une os centros dos dois primeiros cilindros. Nesta figura, pode-se observar que o valor de $\langle u'\theta' \rangle$ é pouco significativo para $S_H = 2$, mas este valor aumenta a medida que S_H cresce e se aproxima do perfil apresentado para o caso de um cilindro isolado, assim como para o caso de dois cilindros lado a lado, quando $S_H = 4$ para os três valores de S_V estudados.

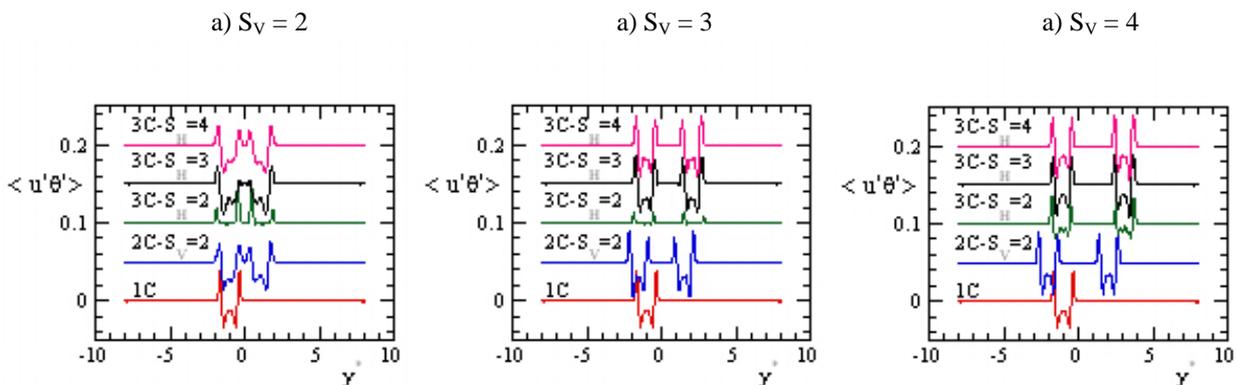


Fig. 12 – O efeito das separações verticais e horizontais entre os cilindros no fluxo de calor turbulento médio longitudinal para a seção transversal $x^* = 1$

Na Fig. 13 é apresentado o efeito das separações horizontais e verticais no fluxo de calor turbulento médio transversal, $\langle v'\theta' \rangle$, para a seção transversal $x^* = 1$. Quando comparado com os valores de $\langle u'\theta' \rangle$, os valores de $\langle v'\theta' \rangle$ são cerca de dez vezes maiores e apresentam um comportamento semelhante àquele observado para dois cilindros dispostos lado a lado ou ao comportamento de um cilindro isolado para os casos estudados. Note-se que tanto o fluxo de calor turbulento médio transversal quanto o longitudinal assumem valores positivos ou negativos tendo como provável causa a intensa circulação que ocorre na região a jusante dos cilindros.

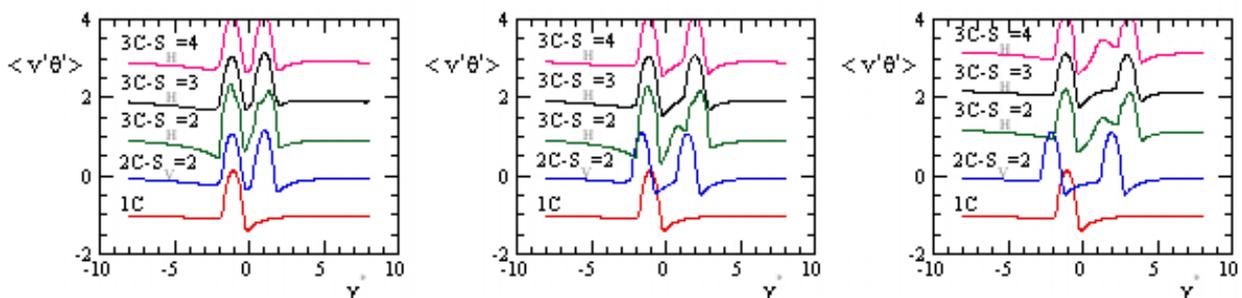


Fig. 13 – O efeito das separações verticais e horizontais entre os cilindros no fluxo de calor turbulento médio transversal para a seção transversal $x^* = 1$

5. Conclusão

O presente trabalho analisou dados obtidos a partir de simulações numéricas de escoamento ao redor de três cilindros dispostos triangularmente: dois cilindros estão alinhados verticalmente, enquanto o terceiro cilindro está situado a jusante dos outros dois cilindros dos quais é equidistante. Os resultados indicam que o campo de temperatura é, mais significativamente, influenciado pela posição do cilindro a jusante. Para uma separação horizontal $S_H = 2$ há, inicialmente, a formação de um jato central para, posteriormente, ocorrer o desprendimento de vórtices, enquanto que para uma separação $S_H = 4$ há um desprendimento simétrico de vórtices que irá, posteriormente, assumir um padrão aleatório. Os vórtices desprendidos em virtude da presença dos cilindros possuem uma distribuição de temperatura consideravelmente diferente daquela apresentada pelo fluido que não foi perturbado.

O estudo dos coeficientes de arrasto médio indicaram que estes são aproximadamente iguais para os cilindros 1 e 2 e possuem, de um modo geral, valores inversamente proporcionais as separações. Para o cilindro 3, entretanto, o coeficiente de arrasto médio é proporcional a separação vertical, mas inversamente proporcional a separação horizontal. Os coeficientes de sustentação médios para os cilindros 1 e 2 são simétricos e inversamente proporcionais a separação entre os cilindros, enquanto que o valor do coeficiente de sustentação médio para o cilindro 3 é aproximadamente nulo conforme também foi observado para o caso de apenas um cilindro. Os valores dos coeficientes de arrasto e sustentação médios são correlacionados em função das separações verticais e horizontais entre os cilindros.

As estatísticas apresentadas mostram razoável simetria ou anti-simetria com respeito a $y^* = 0$. O fluxo de calor turbulento transversal é cerca de dez vezes maior que o fluxo de calor longitudinal para os casos estudados. A medida que a separação horizontal entre os cilindros aumenta, os valores dos fluxos de calor turbulentos médios e das componentes das tensões tangenciais de Reynolds aproximam-se daqueles obtidos para o arranjo de dois cilindros dispostos lado a lado para as seções estudadas.

Observou-se, ainda, que as trocas de calor são influenciadas pela dinâmica de desprendimento de vórtices a qual, por sua vez, depende da separação entre os cilindros. Pretende-se, na seqüência do presente trabalho, implementar o cálculo do número de Nusselt para cada cilindro, assim como estudar outras configurações para a disposição dos cilindros.

6. Agradecimentos

Os autores agradecem o suporte do CNPq, Conselho Nacional de Pesquisa, e a FAPERGS – Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul.

7. Referências

- Bearman, P. W. and Wadcock, A. J., 1973, The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream, "J. Fluid Mech.", Vol. 61, pp. 499-511.
- Chun, W. Boehm, R. F., 1989, Calculation of forced flow and heat transfer around a cylinder in cross flow, "Numer. Heat Transfer", Vol. 15, pp. 101-122.
- Dennis, S. C. R. Hudson, J. D., and Smith, N., 1968, Steady laminar forces convection from a circular cylinder at low Reynolds number, "Phys. Fluids", Vol. 11, No. 5, pp. 933-940.
- Eckert, E. R. G., and Soehngen, E., 1952, Distribution of heat transfer coefficient around circular cylinders in cross flow at Reynolds number from 20 to 500, "J. Heat Transfer", Vol. 74, pp. 343-347.
- Fu, W. S., and Fong, B. H., 2002, Numerical investigation of heat transfer from a heated oscillating cylinder in a cross flow, "Int. J. Heat Mass Transfer", Vol. 45, pp. 3033-3043.
- Giacomello, M. V., Rocha, L. A. O., Schettini, E. B. C., Silvestrini, J. H., 2006, Simulação numérica de escoamentos ao redor de cilindros com transferência de calor, "Anais da 5^a. Escola de Primavera de Transição e Turbulência", Rio de Janeiro (aceito para publicação).
- Goldstein, D., Handler, R., and Sirovich, L., 1993, Modeling a no-slip boundary condition with an external force field, "J. Comp. Phys.", Vol. 105, pp. 354-366.
- Kang, S., 2003, Characteristics of flow over two circular cylinders in a side-by-side arrangement at low Reynolds number, "Physics of Fluids", Vol. 15, No. 9, pp. 2486-2498.
- Karniadakis, G. E., 1988, Numerical simulation of forced convection heat transfer from a cylinder in cross flow, "Int. J. Heat Mass Transfer", Vol. 31, No. 1, pp. 407-418.
- Lamballais, E. and Silvestrini, J. H., 2002, Direct numerical simulation of interactions between a mixing layer and a wake, "Journal of Turbulence", Vol. 3, No. 28, pp. 1-21.
- Lele, S., 1992, Compact difference schemes with spectral-like resolution, "J. Comp. Phys.", Vol. 103, pp. 16-42.
- Lima e Silva, A. L. F., Silva, A. R., and Silveira-Neto, A., 2006, Numerical simulation of two-dimensional complex flows over bluff bodies using the immersed boundary method, Journal of Fluids and Structures (aceito para publicação).
- Meneghini, J. R., Saltara, F., Siqueira, C. L. R., Ferrari Jr, J. A., 2001, Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and side-by-side arrangements, "Journal of Fluids and Structures", Vol. 15, pp. 327-350.

- Möller, S. V., and Silvestrini, J. H., 2004, "Turbulência: Fundamentos", ABCM, Rio de Janeiro, RJ, Vol. 4.
- Polak, D. R., and Weaver, D. S., 1995, Vortex shedding in normal triangular tube arrays, "Journal of Fluids and Structures", Vol. 9, pp. 1-7.
- Ribeiro, P., 2002, Desprendimento de vórtices e controle de esteira de cilindros por simulação numérica direta, Dissertação de Mestrado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul.
- Silvestrini, J. H., and Lamballais, E., 2002, Direct numerical simulation of wakes with virtual cylinders, "Int. J. Comp. Fluid Dynam.", Vol. 16, pp. 305-314.
- Souza, T. F., and Silvestrini, J. H., 2002, Simulação numérica direta da esteira provocada por um par de cilindros, "Proceedings do IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas", paper CIT02-077.
- Sumner, D., Wong, S. S. T., Price, S. J., and Païdoussis, M. P., 1999, Fluid behaviour of side-by-side circular cylinders in steady cross-flow, "Journal of Fluids and Structures", Vol. 13, pp. 309-338.
- Surmas, R., Santos, L. O. E., and Philippi, P. C., 2003, Características da Formação e Desprendimento de Vórtices em Grupos de Cilindros. Segundo Congresso Brasileiro de Pesquisa e Desenvolvimento em Petróleo e Gás, Rio de Janeiro, Brasil.
- Varaprasad Patnaik, B. S., Aswatha Narayana, P. A., and Seetharamu, K. N., 1999, Numerical simulation of vortex shedding past a circular cylinder under the influence of buoyancy, "Int. J. Heat Mass Transfer", Vol. 42, pp. 3495-3507.
- Virahsawmy, H. K., Chen L., MacGillivray, I. R., Tu J., and Zhou, Y., 2005, Computation of flow behind three side-by-side cylinders of unequal/equal spacing, "Anziam J.", Vol. 46, pp. C672-C689.
- Von Terzi, D. A., Linnick, M. N., Seidel, J., and Fasel, H. F., 2001, Immersed boundary techniques for high-order finite-difference methods, "AIAA-01-2918" paper.
- Williamson, C. H. K., 1985, Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies, "J. Fluid Mech.", Vol. 159, pp. 1-18.
- Yoon, H. S., Chun, H. H., Ha M. Y., and Lee, H. G., 2004, A numerical study on the fluid flow and heat transfer around a circular cylinder in an aligned magnetic field, "Int. J. Heat Mass Transfer", Vol. 47, pp. 4075-4087.
- Zhou, Y., So, R. M. C., Liu, M. H., and Zhang, H. J., 2000, Complex turbulent wakes generated by two and three side-by-side cylinders, "Int. J. Heat and Fluid Flow", Vol. 21, pp. 125-133.

NUMERICAL STUDY OF FLOWS AROUND THREE CYLINDERS WITH HEAT TRANSFER

Marcelo Valenti Giacomello

Faculdade de Engenharia, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Av. Ipiranga, 6681, 90.619-900
Porto Alegre, RS, Brasil
mvg-speed@gmail.com

Luiz Alberto Oliveira Rocha

Departamento de Física, Fundação Universidade Federal do Rio Grande, Av. Itália, km 8, Cx. P. 474, Rio Grande,
96201-900, Brasil
dfsrocha@furg.br

Edith Beatriz Camaño Schettini

Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul,
Av. Bento Gonçalves, 9500, Bairro Agronomia, Porto Alegre-RS, 91501-970, Brasil
bcamano@iph.ufrgs.br

Jorge Hugo Silvestrini

Faculdade de Engenharia, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Av. Ipiranga, 6681, 90.619-900
Porto Alegre, RS, Brasil
jorgehs@em.pucrs.br

Abstract. *This work studies numerically the effect of the variation of the gaps among three cylinders in bi-dimensional incompressible flow. There is heat transfer between the fluid and the isothermal cylinders. The obstacles are arranged in the following manner: two cylinders are aligned vertically while the third one is located immediately after and equidistant of the others. The Navier-Stokes, mass conservation and passive scalar (temperature) are solved numerically. The Reynolds and Prandtl numbers are kept constant: $Re = 300$ e $Pr = 1$. The velocity, vorticity and temperature fields, as well the drag and lift coefficients, and the average turbulent heat flux are calculated for several arrangements. The results indicate that the position of the cylinder located after the two aligned cylinders affects more significantly the temperature field. The average drag and lift coefficients are correlated as function of the vertical and horizontal gaps among the cylinders. The statistics show considerable symmetry or anti-symmetry with respect to $y^* = 0$. The streamwise turbulent heat flux is around ten times larger than the longitudinal turbulent heat flux for the studied cases. The results also show that the dynamics of the shedding vortex depends on the gap among the cylinders. Both of them affect the heat transfer between the flow and the cylinders.*

Keyword: *Turbulent flow, heat transfer, numerical simulation, circular cylinders*