

# DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES E CONTROLE EM CILINDROS CIRCULARES 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](mailto:parribeiro@yahoo.com)

## Edith Beatriz Camaño Schettini

Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul – Av. Bento Gonçalves, 9500 – 91501-970  
Porto Alegre – RS – Brasil  
[bcamano@iph.ufrgs.br](mailto:bcamano@iph.ufrgs.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](mailto:jorgehs@em.pucrs.br)

**Resumo.** O desprendimento de vórtices é responsável por vibrações prejudiciais a estruturas e pelo aumento de seus coeficientes de arraste. Portanto o correto entendimento e o controle do desprendimento de vórtices é de grande interesse de modo a diminuir custos de manutenção de estruturas estáticas e custos com combustíveis de estruturas móveis, por exemplo. O caráter tridimensional do desprendimento de vórtices a baixos números de Reynolds, entre 100 e 300, é aqui estudado através de Simulações Numéricas Diretas (DNS) do escoamento ao redor de cilindros circulares em duas e três dimensões. O controle do desprendimento de vórtices foi estudado através do uso de placas de separação do escoamento em simulações numéricas bidimensionais para números de Reynolds 100, 160 e 300, mostrando que para estes números de Reynolds é possível reduzir as frequências de desprendimento, e em alguns casos até suprimi-las. A simulação tridimensional para  $Re = 300$  mostrou um escoamento aparentemente bidimensional que afeta sensivelmente a frequência de desprendimento quando em comparação o caso 2D. Para a realização das simulação numéricas foi utilizado um esquema compacto de diferenças finitas em associação com um método de representação virtual de obstáculos imersos em escoamentos, que permite a representação de geometrias complexas sobre uma malha cartesiana.

**Keywords.** desprendimento de vórtices, turbulência, simulação numérica direta, método de fronteiras virtuais

## 1. Introdução

O desprendimento de vórtices de cilindros circulares é um tema que a muito tempo chama a atenção de pesquisadores, experimentalistas e numericistas em turbulência, devido a sua geometria simples e a sua importância prática em engenharia. Todavia o escoamento a baixos números de Reynolds tornou-se recentemente de grande interesse devido aos avanços no entendimento dos fenômenos tridimensionais na esteira de cilindros circulares, desenvolvidos por Williamson (1989) na descontinuidade da curva Strouhal-Reynolds em torno de  $Re = 70$ , e por Williamson (1996) no reconhecimento dos modos A e B de desprendimento no regime de transição da esteira.

Desde então, grande enfoque tem sido dado no entendimento do fenômeno de instabilidade do escoamento e em técnicas de controle do desprendimento de vórtices. Um ótimo apanhado das técnicas de técnicas de controle de desprendimento de vórtices é desenvolvido por Schumm et al. (1994).

Entre estas técnicas de controle, o uso de placas de separação é com certeza uma das primeiras a serem estudadas, Roshko (1954) apresenta experimentos utilizando placas de separação onde mostra-se que o desprendimento de vórtices pode ser completamente suprimido a  $Re = 1.45 \cdot 10^4$  para uma placa de extensão ( $l$ ) igual a  $5D$ , onde  $D$  é o diâmetro do cilindro. Bearman (1965) mostrou que a supressão do desprendimento de vórtices para cilindros quadrados com placas de separação para números de Reynolds entre  $1.4 \cdot 10^5$  e  $2.56 \cdot 10^6$  ocorre, para todos os casos estudados, com  $l/D = 3$ .

Existem poucos trabalhos numéricos que estudaram o regime de transição na esteira,  $100 < Re < 300$ , por exemplo pode-se citar Know e Choi (1996) que estudaram a supressão de desprendimento de vórtices com placas de separação para  $80 < Re < 160$ , evitando desta forma a tridimensionalidade que ocorre para números de Reynolds maiores que 160. Neste artigo são introduzidas simulações numéricas diretas realizadas a  $Re = 100$  e  $Re = 160$  apresentando grande concordância com os resultados dos autores citados anteriormente. São também apresentados resultados a  $Re = 300$  onde pode-se encontrar alguns fenômenos intrigantes entre a iteração da camada limite da placa de separação e a esteira da estrutura.

## 2. Métodos Numéricos

Os escoamentos incompressíveis foram simulados utilizando as equações governantes

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

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

Nestas equações tem-se  $\nu$  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 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).

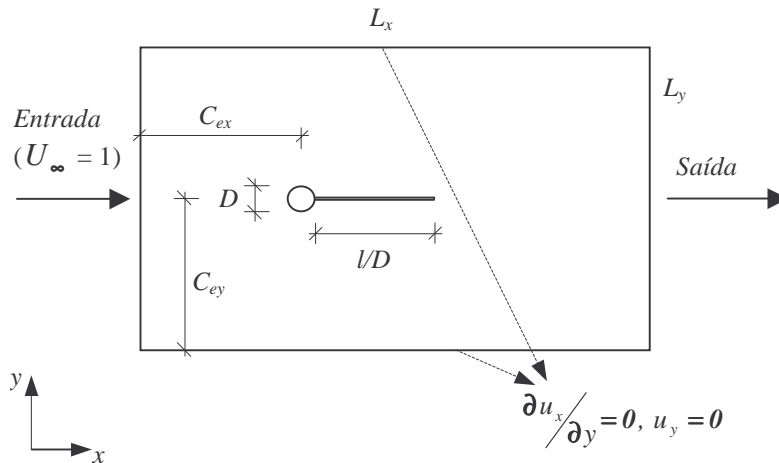


Figura 1. Configuração do escoamento.

## 3. Domínio Computacional

Foram realizadas inúmeras simulações de teste a diferentes números de Reynolds para definir o domínio computacional necessário. Estas simulações tiveram por objetivo analisar valores ótimos de  $L_x$ ,  $L_y$ ,  $C_{ex}$ ,  $C_{ey}$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  e resolução de malha necessária, de modo a diminuir custos computacionais.

O domínio computacional definido,  $L_x = 19D$ ,  $C_{ex} = 6D$ ,  $C_{ey} = 6D$  e malha igual a  $D = 24\Delta$  para as simulações bidimensionais e  $D = 18\Delta$  para as tridimensionais, mostrou-se suficiente para minimizar os efeitos de confinamento do domínio, das flutuações na frente do cilindro e os custos computacionais. Maiores detalhes quanto ao estudo para a definição dos parâmetros de cálculo podem ser encontrados em Ribeiro (2002) e Ribeiro et al. (2002).

As simulações foram realizadas para diferentes malhas:  $D = 12\Delta$ ,  $D = 18\Delta$ ,  $D = 24\Delta$  e  $D = 32\Delta$ , onde  $\Delta$  é o tamanho do espaçamento de malha. De início, pode-se perceber que a resolução de  $D = 12\Delta$  mostra-se incapaz de representar o campo de escoamento para alguns números de Reynolds, tendo sido portanto descartada. A Fig. (2) apresenta uma comparação entre os resultados experimentais de Williamson (1989) e resultados obtidos numericamente.

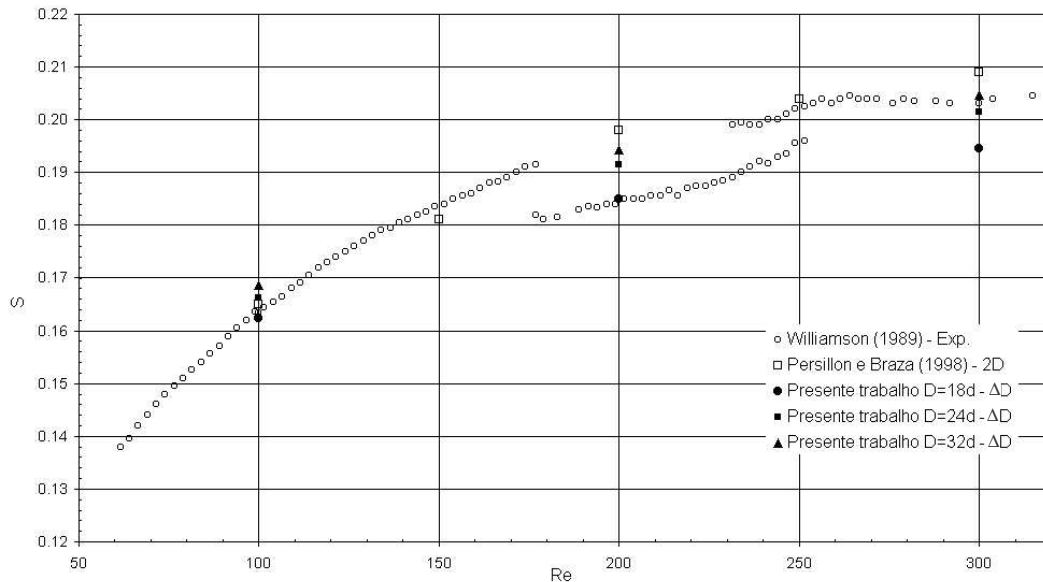


Figura 2. Número de Strouhal vs. número de Reynolds; resultados experimentais e numéricos.

Para o  $Re = 200$ , por causa de um fenômeno tridimensional de transição na esteira, a curva Strouhal-Reynolds sofre uma descontinuidade, que não deve ser percebida numa simulação bidimensional, o que é verificado por Pésillon e Braza (1998), que obtiveram  $S = 0.198$  numa simulação 2D e  $0.181$  numa simulação 3D. Neste gráfico percebe-se que entre os resultados de números de Strouhal para os números de Reynolds igual a 200 e a 300, as soluções obtidas com a resolução de malha igual a  $D = 18\Delta$  apresentam os piores desempenhos.

Outra interessante resultado do uso da malha menos refinada é a amplificação das oscilações na frente do obstáculo, como apresentado na Fig. (3). Entretanto a natureza e as conseqüências a presença destas oscilações não são de todo compreendidas.

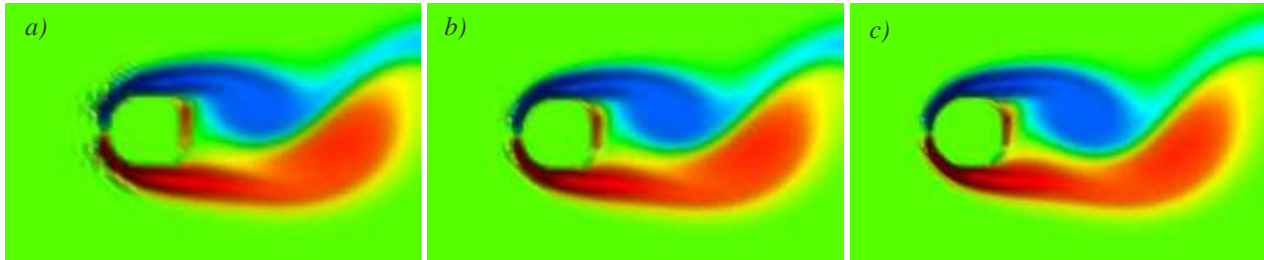


Figura 3. Detalhe da proximidade do cilindro para  $Re = 100$ : a)  $D = 18\Delta$ , b)  $D = 24\Delta$  e c)  $D = 32\Delta$ .

## 4. Escoamento ao redor de cilindros com placas

### 4.1. Escoamentos bidimensionais

Sabe-se que o desprendimento de vórtices pode ser suprimido pela introdução de placas de separação na esteira de corpos rombudos. Roshko (1993), por exemplo, afirma que dependendo da forma da seção-transversal do cilindro, uma placa de 7 a 10 diâmetros é suficientemente longa para tornar a região próxima à esteira livre da instabilidade do desprendimento.

As presentes simulações a  $Re = 100$  mostram grande concordância com aquelas obtidas por Know e Choi (1996), o desprendimento de vórtices é suprimido com uma placa de  $l/D = 3$ , e os valores de  $l/D$  igual a 1 e a 2 diferem em 3.6% e 7.5% respectivamente, como pode-se observa na Fig. (4).

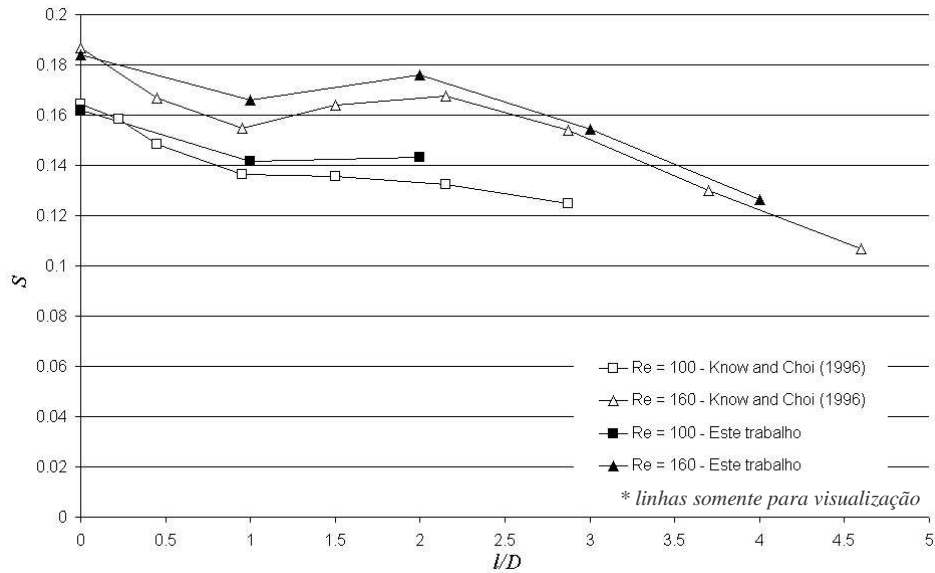


Figura 4. Número de Strouhal vs. comprimento de placa atrás do cilindro para  $Re = 100$ .

Na Fig. (5) pode-se observar qualitativamente o comportamento da esteira devido a presença da placa. A esteira de vórtices, claramente representada na Fig. (5a) sofre uma forte redução na sua frequência de desprendimento quando há a introdução da placa, Fig. (5b) e Fig. (5c), até que ocorre o recolamento do escoamento e o desprendimento de vórtices é suprimido.

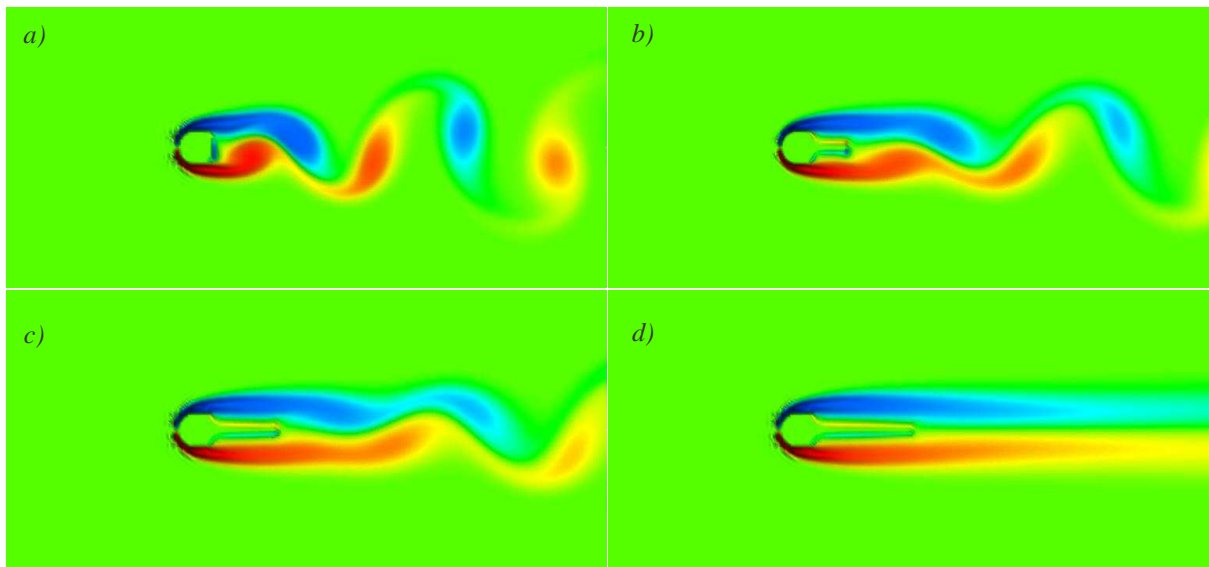


Figure 5. Campo de vorticidade para  $Re = 100$  no tempo  $t \cdot U_{\infty} / D = 347$ ; a) sem placa, b)  $l/D = 1$ , c)  $l/D = 2$  e d)  $l/D = 3$ .

Para  $Re = 160$  ocorre a supressão do desprendimento de vórtices tal qual observado por Know e Choi (1996). Na Fig. (6) pode-se observar as alterações sofridas pelos padrões de desprendimento de vórtices com o crescente aumento da placa introduzida atrás do cilindro. Nas Figuras (6e e f) pode-se observar a esteira com desprendimento para placa de comprimento  $l/D = 4$  e o campo do escoamento com supressão para  $l/D = 5$ . Este resultado encontra grande concordância com aqueles observados por Know e Choi (1996) que indicam que a supressão ocorre para  $l/D = 4,6$ .

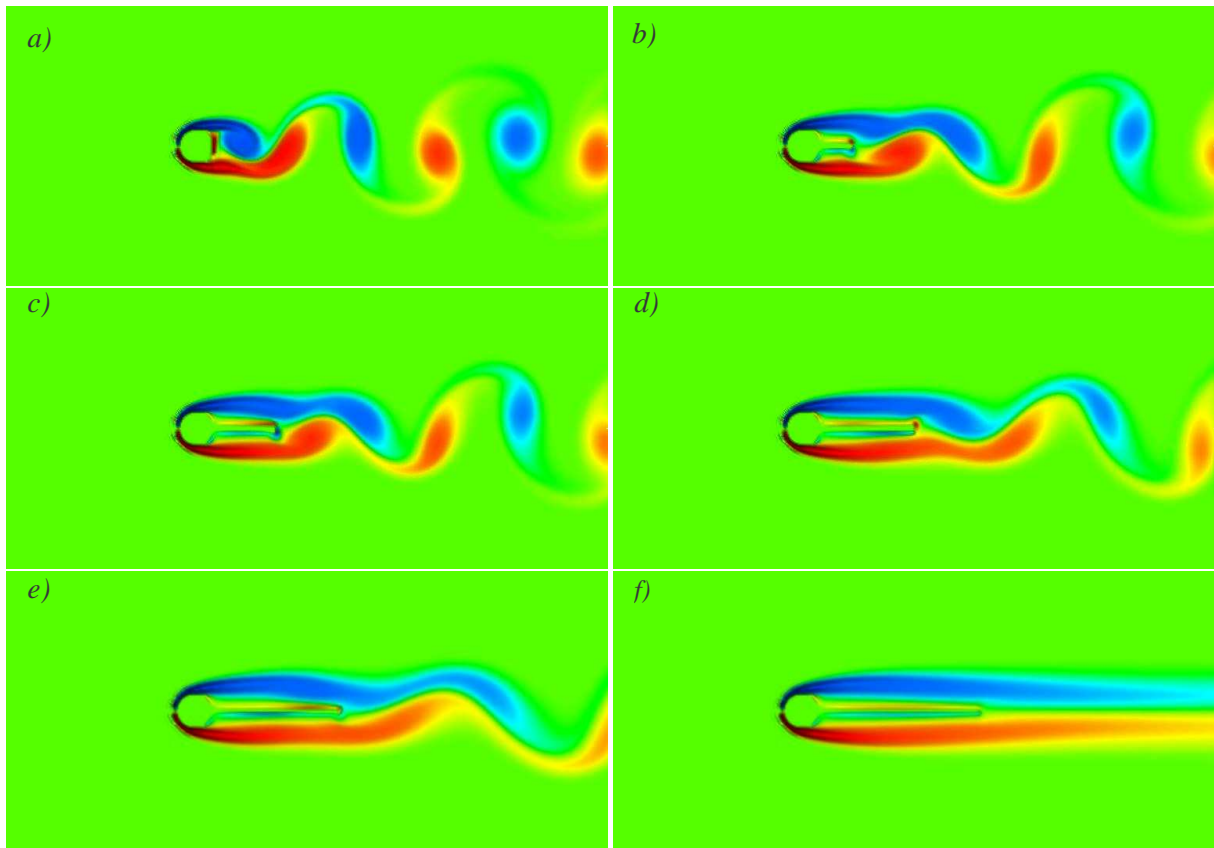


Figure 6. Campos de vorticidade para  $Re = 160$  no tempo  $t \cdot U_{\infty} / D = 248$ ; a) sem placa, b)  $l/D = 1$ , c)  $l/D = 2$ , d)  $l/D = 3$ , e)  $l/D = 4$  e f)  $l/D = 5$ .

#### 4.2. Simulação bidimensional de escoamentos tridimensionais

Sabe-se que para números de Reynolds maiores que 170 a tridimensionalidade exerce um papel fundamental, podendo ser sugerido que as simulações bidimensionais não são capazes de representar suas configurações características. Mas, em termos de frequência de desprendimento, para números de Reynolds maiores que 250, pode-se mostrar que estas simulações apresentam números de Strouhal que apresentam apenas pequenas variações em comparação a resultados tridimensionais, atingindo frequências de desprendimento muito similares.

Simulações a  $Re = 300$  para cilindros com placas de separação foram realizadas com diferentes comprimentos de placa,  $l/D$ , mostrando a ocorrência de um interessante efeito na curva do número de Strouhal com o aumento da placa situada atrás do cilindro (Fig. 7).

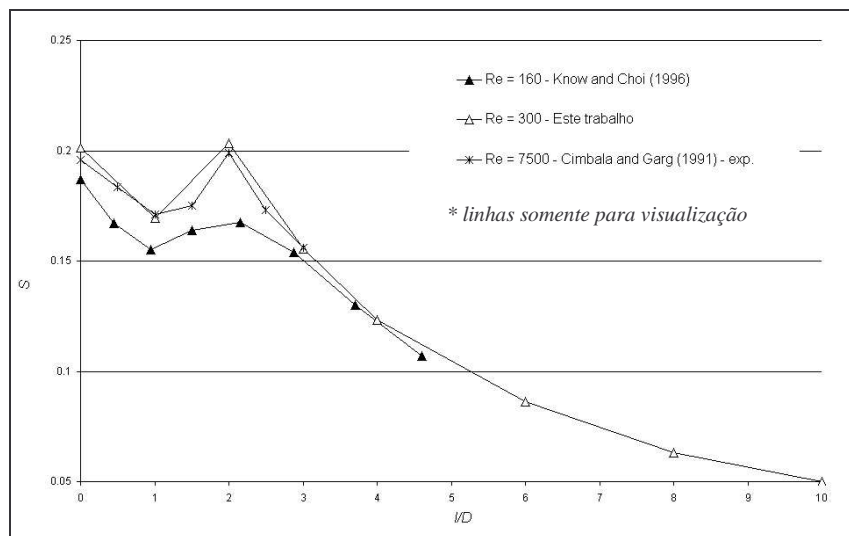


Figura 7. Número de Strouhal vs. comprimento da placa atrás do cilindro para diferentes  $Re$ .

Ocorre um aumento notável no número de Strouhal para escoamento com placas de comprimento  $1 < l/D < 2$ . Bearman (1965) sugere que este fenômeno está associado com o comprimento crítico a partir do qual a placa induz o vórtice a separar-se da camada cisalhante que desprende-se do cilindro a montante do fim da placa, desenvolvendo vórtices não completamente desenvolvidos.

As alterações na estrutura da esteira de vórtices podem ser claramente observadas nos campos de vorticidade apresentados na seqüência de imagens da Fig. (8).

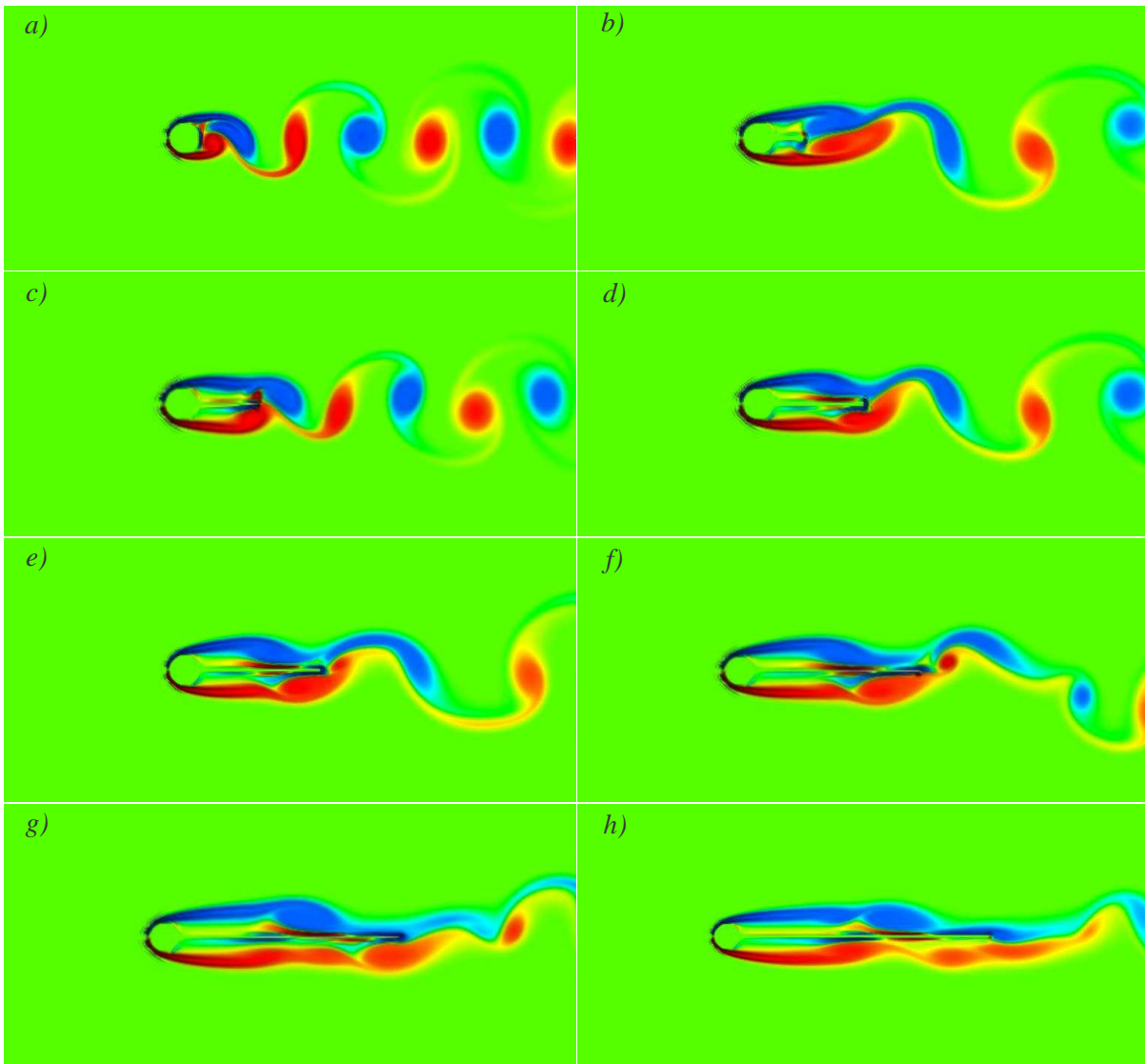


Figura 8. Campos de vorticidade para  $Re = 300$  no tempo  $t \cdot U_\infty / D = 248$ ; a) sem placa, b)  $l/D = 1$ , c)  $l/D = 2$ , d)  $l/D = 3$ , e)  $l/D = 4$ , f)  $l/D = 6$ , g)  $l/D = 8$  e h)  $l/D = 10$ .

Entre as Figuras (8a e 8b) pode-se observar o resultado da diminuição da frequência de desprendimento com a introdução da placa que torna maior o período de desprendimento, aumentando a distância entre os vórtices. Com o aumento da frequência, Fig. (8c), o período e a distância entre os vórtices diminuem também. Com a crescente diminuição da frequência, o período de desprendimento aumenta de maneira inversamente proporcional, o que reflete-se no aumento da distância entre os vórtices, Figuras (8d até 8h).

O fenômeno que causa o aumento da frequência adimensional de desprendimento, associado segundo Bearman (1965) com o comprimento crítico de formação de vórtices, a partir do qual o comprimento da placa força o desprendimento do vórtice antes da sua completa formação, pode ser observado na diferença dos campos de vorticidade onde observa-se os vórtices formando-se depois, Fig. (8b), e antes, Fig. (8c), do fim da placa.

A partir do comprimento de placa  $l/D = 2$  a formação de um vórtice na ponta da placa parece impor um novo padrão ao escoamento, e por isso um estudo em separado foi dedicado a este vórtice.

### 4.3 Vórtices de fim de placa

Em simulações a  $Re = 160$  começam a aparecer estruturas interessantes de vórtices na ponta das placas atrás dos cilindros. Estas estruturas foram reconhecidas por Know e Choi (1996), mas nenhum estudo mais aprofundado foi realizado para melhor entender sua formação e a influência que o mesmo desempenha no escoamento. Neste trabalho a formação deste vórtice foi também percebida a números de Reynolds maiores, onde o mesmo encontra-se aparentemente mais forte e melhor definido.

Devido a presença da placa, a camada cisalhante que se descola da superfície do cilindro gera uma região de vorticidade de sinal oposto sobre a placa, como pode-se observar nos vórtices B e B' na Fig. (9a).

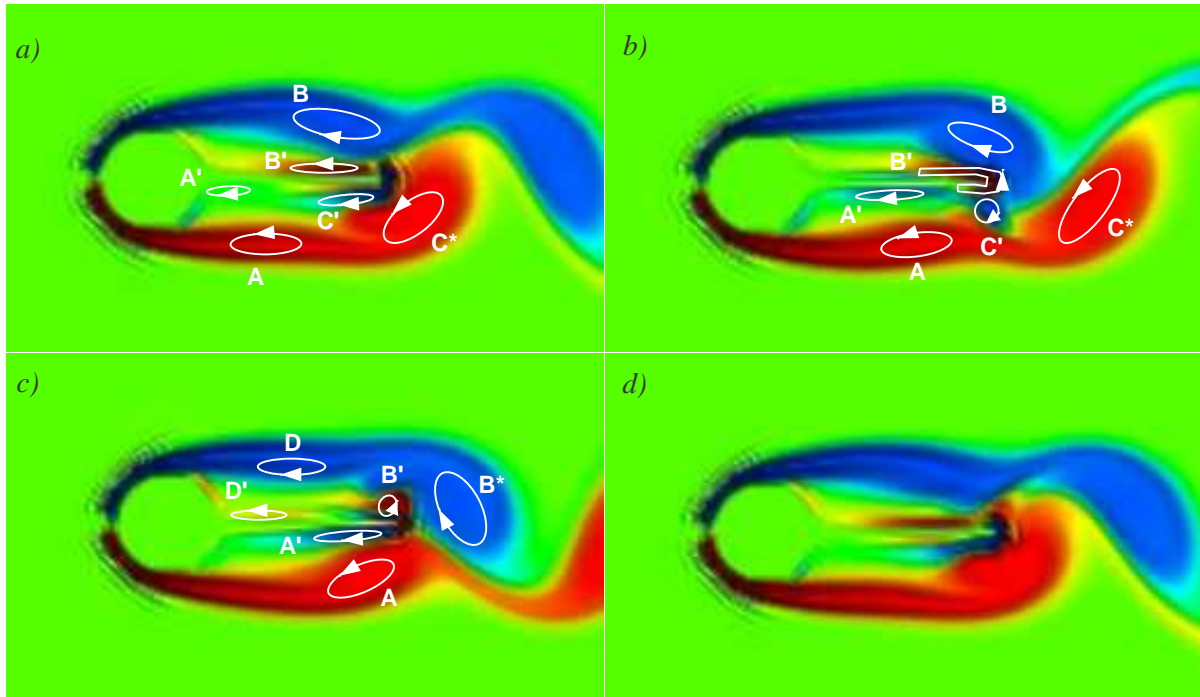


Figura 9. Campo de vorticidade para  $Re = 300$  e  $l/D = 2$ .  $\Delta t \cdot U_\infty / D$  entre cada imagem igual a 1,49.

Nas Figuras (9a e 9b), à medida que o vórtice B' move-se ao longo da placa, acompanhado pelo vórtice B, o vórtice C' que já está no fim da placa fica aprisionado pelo vórtice C\*. Enquanto o vórtice C' começa a se acoplar com o vórtice B, na Fig. (9b), o vórtice B' chega também ao extremo da placa, expulsando o primeiro do fim desta.

Na Fig. (9c) o vórtice B\* tem origem no acoplamento (pairing) dos vórtices C' e B, e ao se formar ele encurrala o vórtice B', que pode ser visto emparelhando-se com o vórtice A na Fig. (9d), onde tem-se aproximadamente o mesmo campo de vorticidade da primeira imagem.

O comprimento de  $6D$  impõe um padrão diferenciado ao escoamento, que deve-se basicamente ao fato do vórtice não apenas se desprender antes do final da placa, mas também conseguir desenvolver-se completamente, i.e., se separar completamente da camada cisalhante, ao percorrer uma extensão menor que o comprimento da placa.

Na Fig. (10) pode ser observada uma seqüência de imagens do campo de vorticidade durante um ciclo de desprendimento.

Nas Figuras (10a e 10b), pode-se observar que o par de vórtices formado a partir da ruptura das camadas cisalhantes, os vórtices A e B, e os seus respectivos vórtices de sinais opostos A' e B', deslocam-se em direção ao extremo da placa com o conjunto de vórtices B mais adiantado. Ao encontrar o final da placa, o vórtice B' une-se ao vórtice C'', remanescente do desprendimento anterior, formando o vórtice B\*, Fig. (10c).

No instante da Fig. (10d), o vórtice B\* se desprende atraído pelo vórtice B na medida que A' e B'' se aproximam. Ao chegarem ao final da placa estes dois se acoplam formando o vórtice A\*, Fig. (10e).

Note-se, então, que desprendem-se dois vórtices de características diferentes de cada lado da placa. Do lado superior desprende-se C, um vórtice que teve sua origem unicamente na camada cisalhante, e B\*, um vórtice que originou-se do desprendimento da camada limite da placa. O mesmo ocorre no lado inferior da placa, com os vórtices B e C\*, respectivamente.

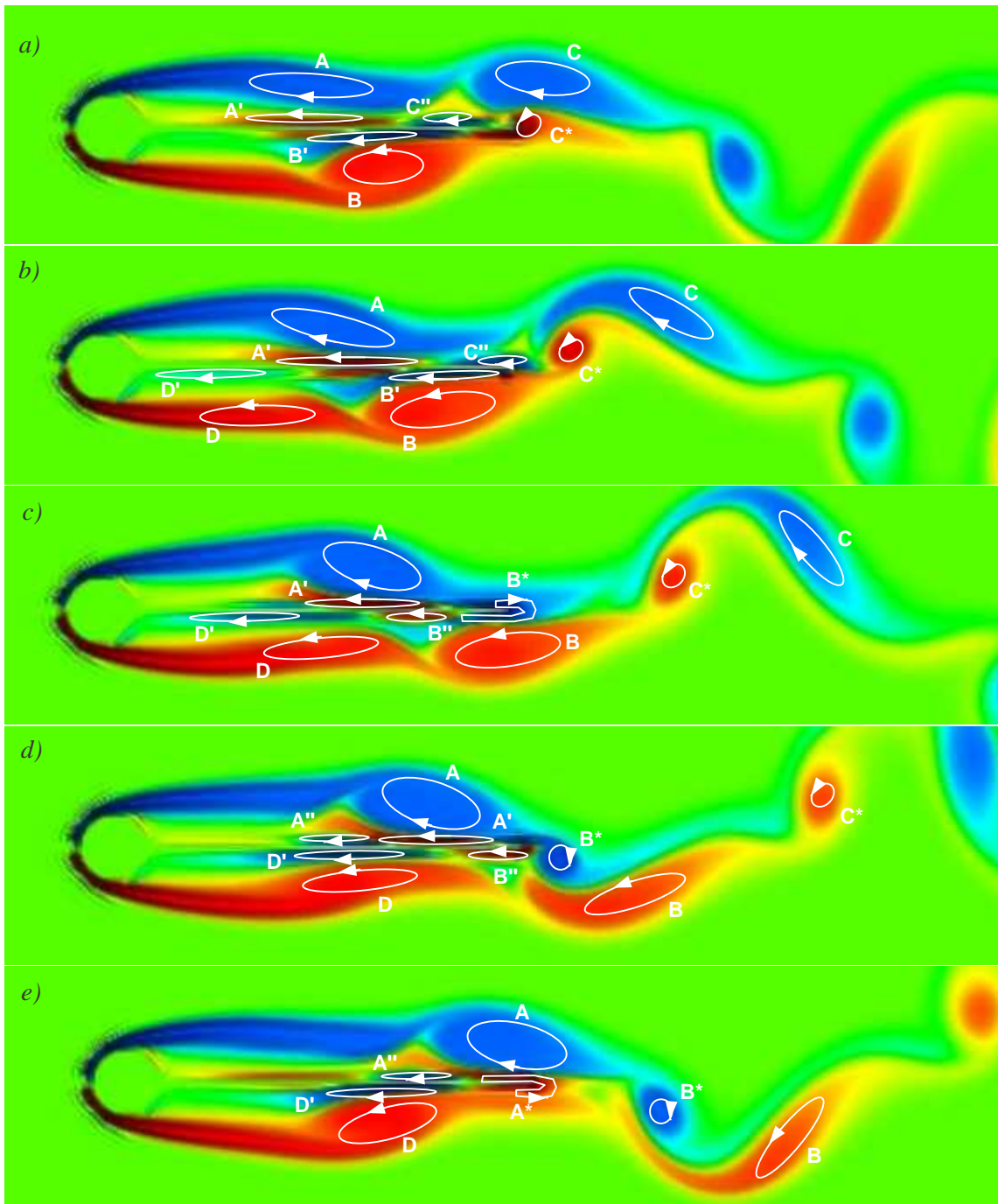


Figura 10. Campos de vorticidade para  $Re = 300$  e  $l/D = 6$ .  $\Delta t \cdot U_\infty / D$  entre as imagens é igual a 2,48.

De modo a avaliar a influência que este vórtice exerce sobre a esteira, os espectros de frequência foram analisados em diversas posições no domínio, como apresenta a Fig. (11).

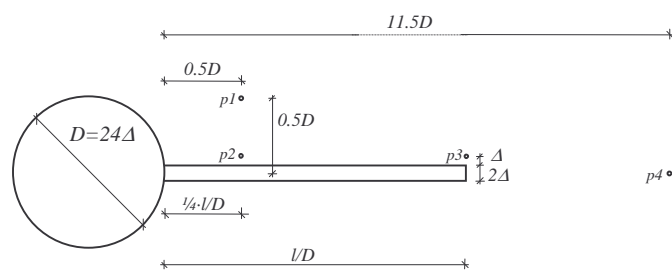


Figura 11. Localização dos pontos de aquisição de sinais de velocidade.



A ponto  $p1$  foi colocado de modo a obter o sinal da camada cisalhante que se separa do cilindro, enquanto os pontos  $p2$  e  $p3$  são dispostos sobre a placa para captar os sinais de velocidade próximos a placa, antes e sobre a ponta da placa, finalmente o ponto  $p4$  situa-se de modo a captar o espectro de frequência no eixo da esteira de desprendimento.

Como pode-se ver na Fig. (12) o espectro de potência na esteira de um cilindro sem placa para  $Re = 300$  ( $x/D = 1$ ,  $y/D = 0$ ), tem picos bem definidos, onde os picos dos múltiplos ímpares da frequência principal apresentam-se mais fortes.

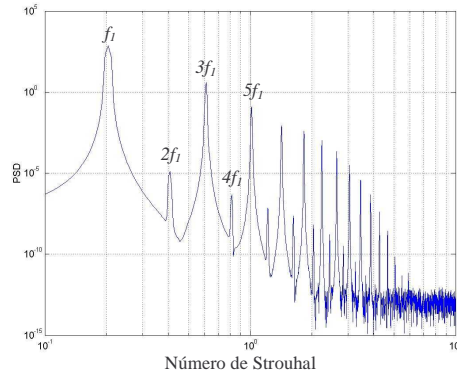


Figura 12. Espectro de potência para  $Re = 300$  na esteira de um cilindro circular sem placa,  $x/D = 1$ ,  $y/D = 0$ .

O comportamento do espectro de potencia no ponto  $p1$  altera-se para um padrão sem a mesma diferença de intensidade entre os picos dos múltiplos ímpares e pares da frequência principal e sem a presença significativa de altas frequências, como pode-se ver nas Figuras (13a). O mesmo comportamento é observado no ponto  $p2$ , apresentando apenas picos com menor energia, Fig. (13b), sugerindo que ali existe uma interação direta entre a camada cisalhante do cilindro e a camada limite da placa.

No ponto  $p3$  pode-se observar o aparecimento de altas frequências ausentes nos pontos de medição anteriores, Fig. (13c), sugerindo que estas novas frequências estão associadas com o crescimento do vórtice de fim de placa na ponta da mesma. No ponto  $p4$  encontra-se um espectro de frequência muito similar com aquele do escoamento sem a placa, Fig. (13d). Mas em comparação com os espectros de  $p1$ ,  $p2$  e  $p3$  pode-se novamente notar claramente uma menor energia nos múltiplos ímpares da frequência principal.

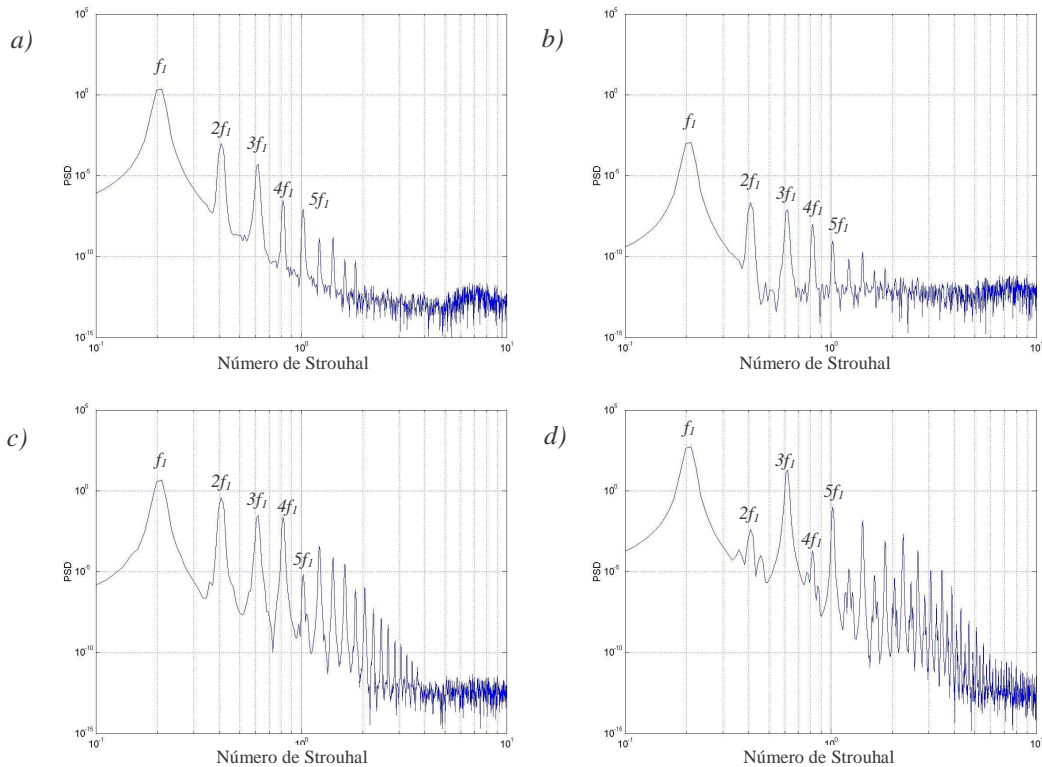


Figura 13. Espectros de potência para  $Re = 300$  e  $l/D = 2$ . a)  $p1$ , b)  $p2$ , c)  $p3$  e d)  $p4$ .

No caso do escoamento ao redor do cilindro com placa  $l/D = 6$ , os espectros indicam que o escoamento comporta-se de maneira sutilmente diferenciada do caso apresentado anteriormente. Na posição  $p1$  e  $p2$ , Figuras (14a e 14b), a frequência principal do escoamento é  $f_1$ , havendo no primeiro caso um pico mais forte no múltiplo  $3f_1$ , enquanto no ponto próximo à placa os múltiplos  $2f_1$  e  $3f_1$  têm intensidade muito próximas.

No ponto sobre a ponta da placa, Fig. (14c), a frequência  $2f_1$  já é levemente mais intensa que a frequência de desprendimento  $f_1$ . Isto possivelmente deve-se ao fato de que neste ponto consegue-se enxergar a presença dos dois vórtices, o do cilindro e o da placa separadamente.

No ponto distante do conjunto, Fig. (14d), o que se observa é a forte presença dos picos que são múltiplos ímpares da frequência principal, encontrando relativa concordância com o espectro do escoamento sem placa Fig. (12).

A ausência de uma forte intensidade na frequência  $2f_1$  deve-se talvez por que os dois vórtices de mesma vorticidade não passam sobre o ponto de aquisição do sinal, sendo apenas captado o elo que liga os seus centros.

Em resumo, a principal diferença entre o que ocorre para  $l/D = 2$  e  $l/D = 6$  é que no segundo caso a placa é tão grande que o vórtice desprende-se completamente da camada cisalhante antes mesmo de chegar ao fim da placa, não permitindo que ocorra o emparelhamento, na extremidade da placa, entre o vórtice originário do cilindro e o da camada limite do lado oposto da placa. É possível que este emparelhamento ocorra mais a jusante do escoamento, fora do domínio da simulação.

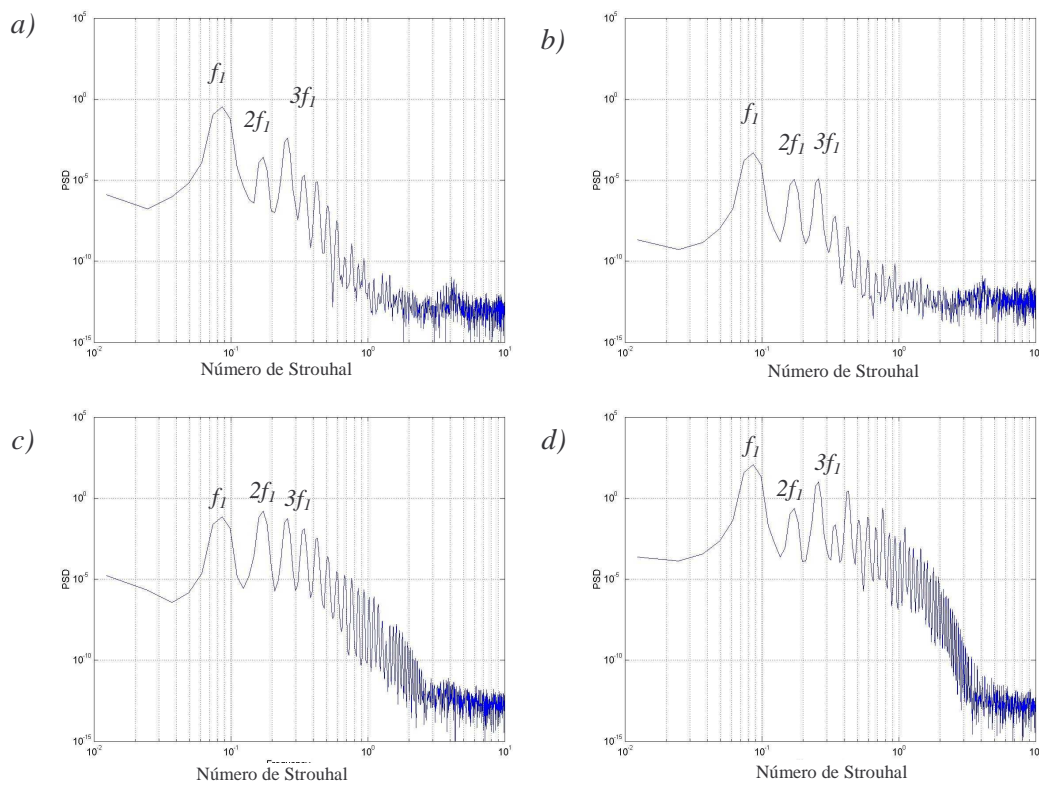


Figura 14. Espectros de potência para  $Re = 300$  e  $l/D = 6$ . a)  $p1$ , b)  $p2$ , c)  $p3$  e d)  $p4$ .

### 4.3. Escoamento tridimensional com placa de separação

A simulação tridimensional com placa de separação, realizada para  $Re = 300$ , foi conduzida até o tempo  $t \cdot U_\infty / D = 174,1$ , onde o escoamento parece ter atingido um regime permanente de desprendimento de vórtices.

Apesar de pequenas perturbações observadas na esteira de vórtices, o mecanismo de formação destas estruturas parece ser exatamente o mesmo, sem ser afetado por estas oscilações, Fig. (15).

Os espectros de frequência dos sinais de velocidade, Ribeiro (2002), demonstram que há uma variação de 6,4% entre a frequência adimensional da simulação 2D,  $S = 0,0861$ , e aquela da simulação 3D,  $S = 0,0809$ . Esta diferença é possivelmente causada por pequenas oscilações no sentido perpendicular (*spanwise*) observadas nas isosuperfícies de vorticidade onde os efeitos da tridimensionalidade do escoamento são sentidos pela esteira afetando a frequência com que os vórtices se desprendem.

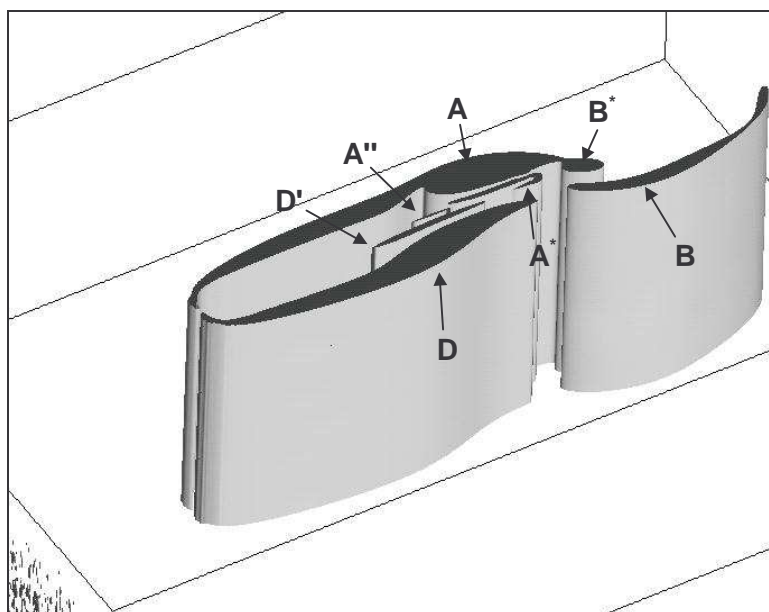


Figura 15. Isosuperfícies de vorticidade,  $\omega = 1,5U_{\infty}/D$  para  $Re = 300$  e placa de comprimento  $l/D = 6$ .

O estado permanente de desprendimento atingido permite-se concluir que, além de reduzir a frequência de desprendimento, a utilização de placas separadoras do escoamento atrás de cilindros circulares a  $Re = 300$  permite também a supressão das estruturas longitudinais do desprendimento do Modo B.

## 5. Conclusions

O uso de simulações numéricas diretas 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.

As simulações com placa de separação para os números de Reynolds = 100 e 160 demonstram que é possível reduzir e suprimir o desprendimento de vórtices, concordando com trabalhos numéricos e experimentais realizados anteriormente.

Observou-se que para o escoamento com  $Re = 300$  e  $l/D = 10$  não ocorre a supressão do desprendimento de vórtices, sugerindo que para que isso ocorra há a necessidade da utilização de um comprimento maior de placa.

O vórtice de fim de placa, no escoamento ao redor de um cilindro com placa, surge em função da interação de um turbilhão originário da camada limite da placa e do que é desprendido do cilindro, não constituindo uma nova instabilidade que se amplifica e termina por alterar a frequência de desprendimento do escoamento como fazem as instabilidades dos modos A e B.

A simulação tridimensional com placa de separação apresentou a supressão dos vórtices longitudinais, indicando que a placa atua inibindo a instabilidade do Modo B. Entretanto, apesar da menor intensidade de estruturas longitudinais de vorticidade, a frequência de desprendimento sofre influência direta do domínio tridimensional tendo apresentando uma redução de 6,5% em comparação ao resultado do cálculo bidimensional.

## 6. Agradecimentos

Os autores agradecem ao auxílio despendido pela 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

- Arie, M. and Rouse, H., 1956, "Experiments on two-dimensional flow over a normal wall", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 1, Part 2.
- Bearman, P. W., 1965, "Investigation of the flow behind a two-dimensional model with blunt trailing edge and fitted with splitter plates", Journal Fluid Mechanics, Vol. 21, part 2, p. 241-255.

- Goldstein, D., Handler, R. and Sirovich, L., 1993, "Modeling a no-slip flow boundary with an external force field", *Journal of Computational Physics*, Vol. 105, p. 345-366.
- Know, K. and Choi, H., 1996, "Control of laminar vortex shedding behind a circular cylinder using splitter plates", *Physics of Fluids*, Vol. 8, No. 2, p. 479-486.
- Lamballais, E. and Silvestrini, J., 2002, "Direct numerical simulation of interactions between and mixing layer and a wake around a cylinder", (in press) *J. of Turbulence*.
- Lele, S. K., 1992, "Compact finite difference schemes with spectral-like resolution", *Journal of Computational Physics*, Vol. 103, p.16-42.
- Pérsillon, H. and Braza, M., 1998, "Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier-Stokes simulation", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 365, p. 23-88.
- Ribeiro, P. A. R., 2002, "Desprendimento de vórtices e controle em esteira de cilindros por simulação numérica direta". *Dissertação de Mestrado* – IPH, UFRGS.
- Ribeiro, P. A. R., Camaño, E. B., Silvestrini, J. H., 2002, "Bluff-bodies vortex shedding suppression by direct numerical simulation", IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas – ENCIT.
- Roshko, A., 1954, "On the drag and the shedding frequency of two-dimensional bluff bodies", NACA TN 3169, 29 p.
- Roshko, A., 1993, "Perspectives on bluff body aerodynamics", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 49, p. 79-100.
- Schumm, M., Berger, E. and Monkewitz, P. A., 1994, "Self-excited oscillations in the wake of two-dimensional bluff bodies and their control", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 271, pp.17-53.
- Silvestrini, J. and Lamballais, E., 2002, "Direct numerical simulation of wakes using virtual cylinders", (in press) *Int. J. of Computational Fluids Dynamics*.
- Williamson, J. H., 1980, "Low-storage Runge-Kutta schemes", *Journal of Computational Physics*, Vol. 35, p. 48-56.
- Williamson, C. H. K., 1989, "Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 206, pp. 579-627.
- Williamson, C. H. K., 1996, "Three-dimensional wake transition", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 328, pp. 345-407.