

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

---

# ANÁLISE POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA DO ESCOAMENTO AO REDOR DE UM CILINDRO SUBMETIDO A VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES

---

**Leandro Conceição Pinto**

**Orientador: Profa. Dra. Edith Beatriz Camaño Schettini**

**Co-Orientador: Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental.

**Banca Examinadora:**

Prof. Dr. Júlio Romano Meneghini - Depto. de Eng. Mecânica/USP

Prof. Dr. Ricardo Franciss - CENPES/PETROBRAS

Prof. Dr. Luiz Augusto Magalhães Endres - IPH/UFRGS

Prof. Dr. Marcelo Giulian Marques - IPH/UFRGS

Dezembro, 2012.

*À minha amada **Janaina**,  
pelo apoio incondicional em todos os momentos.*

# Resumo

O estudo do escoamento ao redor de corpos submersos tem sido foco atual de muitas pesquisas. Em especial, escoamentos ao redor de obstáculos rombudos constituem sistemas de grande interesse prático em vários campos da engenharia e outras ciências como, por exemplo, na engenharia automobilística, na concepção de edificações submetidas à ação do vento, no estudo de correntes fluviais e marítimas sobre pilares de pontes, em *risers*, cabos de ancoragem e plataformas de captação de petróleo. O presente trabalho teve como objetivo principal o estudo por Simulação Numérica Direta do escoamento ao redor de um cilindro com dois graus de liberdade, submetido a Vibração Induzida por Vórtices (*VIV*), buscando o esclarecimento a cerca dos fenômenos tridimensionais de formação e evolução do escoamento em função da interação fluido-cilindro. As equações de *Navier-Stokes* e da continuidade são resolvidas numericamente usando esquemas de diferenças finitas compacto de sexta ordem na discretização espacial, em associação com um método de representação das fronteiras do cilindro, denominado Método de Fronteiras Imersas. Inicialmente foram realizadas simulações para os casos de cilindro fixo e em movimento forçado, onde os resultados mostraram que o código computacional consegue modelar satisfatoriamente os fenômenos físicos de acordo com os resultados encontrados na literatura. Para as simulações com cilindro fixo, em movimento forçado e em *VIV*, nota-se que as estruturas do escoamento tridimensional apresentam modos com comprimentos de onda alterados em função do movimento imposto. Os resultados das simulações em *VIV* com dois graus de liberdade, para  $Re = 1250$  mostraram que as estruturas tridimensionais do escoamento sofrem significativas alterações espaciais e temporais em função dos parâmetros do modelo dinâmico. Foram identificados diferentes fenômenos de formação e emparelhamento dos vórtices que são modificados em função das condições impostas ao modelo massa-mola amortecimento.

# Abstract

The study of flow around submerged bodies has been the focus of many researches. In special, the flow around bluff bodies are systems of great practical interest in many fields of engineering and other sciences, e.g., the flow around vehicles, buildings submitted to the action of the wind, river and sea currents over pillars of the bridges, risers and cables in the oil platforms. The present work aims to study through Direct Numerical Simulation (*DNS*) the flow dynamics around a circular cylinder under Vortex-Induced Vibration with two degrees of freedom, searching for identify the changes in the three-dimensional structures of the street wake imposed by the interactions between the flow and the immersed cylinder. The simulations were performed using a sixth-order compact finite differences scheme associated to a Immersed Boundary Method (*IBM*) to represent the cylinder surface. Firstly, simulations of the flow around fixed and forced movement were accomplished. The computational code Incompact3d presented results in agreement with the literature. The validation of the code shown that is possible to obtain satisfactory results relate to the street wake behind cylinder and the force coefficients are in agreement with others experimental and numerical works. In case of free oscillating cylinder, several changes in the three-dimensional vortex shedding modes are observed as the parameters of the oscillating dynamic model was changed. It was observed that different three-dimensional structures are formed in the wake depending on the initial conditions of the mass-stiffness damping model. The results of the simulations at Reynolds numbers equal to 1250 presenting some hydrodynamic phenomena as paring and turbulent structures in the flow that are modifying during the time and in the computational domain.

# Agradecimentos

Registro aqui meus sinceros agradecimentos:

Primeiramente a Deus, onde encontro paz e sabedoria para encarar os desafios. Aos meus pais e avó, Dária, José e Júlia, pelo apoio constante mesmo longe, sempre acreditando no meu potencial. Aos meus irmãos, Darllan e André, e os demais familiares que sempre me incentivaram contribuindo de alguma forma para mais esta vitória. Aos professores Beatriz e Jorge, pelos ensinamentos, confiança, incentivo e acima de tudo pela amizade. Aos demais professores do IPH, que contribuíram transmitindo o conhecimento necessário. Ao IPH, a UFRGS, a CNPQ e a CAPES, pelo apoio financeiro e infraestrutura adequada. E, finalmente, aos antigos e novos amigos, os colegas do IPH, que sempre estavam presentes nos momentos críticos. Nunca serão esquecidos.

# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>vi</b>
<b>Lista de Símbolos</b>	<b>xii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Relevância . . . . .	1
1.2 O fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices e a Simulação Numérica Direta	4
1.3 Objetivos . . . . .	5
1.4 Estrutura do Trabalho . . . . .	5
<b>2 Revisão Bibliográfica</b>	<b>7</b>
2.1 escoamento ao redor de um cilindro fixo . . . . .	7
2.1.1 Formação da esteira de Von Kármán . . . . .	7
2.1.2 Regimes de desprendimento de vórtices . . . . .	8
2.2 escoamento ao redor de um cilindro em movimento . . . . .	13
2.2.1 Oscilação forçada . . . . .	13
2.2.2 Regime de desprendimento de vórtices . . . . .	16
2.3 Vibração Induzida por Vórtices: Sistema com um grau de liberdade . . . . .	18
2.3.1 Adimensionalização com parâmetros do sistema dinâmico . . . . .	18
2.3.2 VIV versus Oscilação forçada . . . . .	23
2.3.3 Razão massa-amortecimento . . . . .	26
2.3.4 Razão de frequências . . . . .	29
2.3.5 Adimensionalização segundo parâmetros do escoamento . . . . .	31
2.4 Vibração Induzida por Vórtices: Sistema com 2 graus de liberdade . . . . .	33
2.5 Modelagem numérica e analítica do fenômeno de VIV . . . . .	37
<b>3 Metodologia Numérica</b>	<b>43</b>
3.1 Modelo Hidrodinâmico . . . . .	43
3.1.1 Equações Hidrodinâmicas . . . . .	43
3.1.2 Avanço no tempo . . . . .	44
3.1.3 Método de Fronteiras Imersas: Cilindro fixo . . . . .	45
3.1.4 Método de Fronteiras Imersas: Cilindro móvel . . . . .	47
3.1.5 Discretização espacial do termo convectivo-difusivo . . . . .	49

---

3.1.6	Discretização espacial da pressão e solução da equação de Poisson . . .	51
3.1.7	Cálculo das forças hidrodinâmicas . . . . .	53
3.2	Critérios para identificação de estruturas coerentes . . . . .	54
3.3	Modelo dinâmico com dois graus de liberdade . . . . .	56
3.3.1	Solução numérica do modelo dinâmico . . . . .	57
3.4	Escolha da malha de cálculo e estratégia computacional . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Validação do modelo hidrodinâmico</b>	<b>63</b>
4.1	Resultados do escoamento ao redor de um cilindro fixo . . . . .	64
4.1.1	Simulações a $Re = 40$ . . . . .	65
4.1.2	Simulações a $Re = 185$ . . . . .	65
4.1.3	Simulações a $Re = 300$ . . . . .	67
4.1.4	Simulações a $Re = 1250$ . . . . .	71
4.2	Resultados do escoamento ao redor de um cilindro em movimento forçado . . .	75
4.2.1	Translação Galileana . . . . .	75
4.2.2	Oscilação transversal forçada . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Acoplamento do modelo dinâmico ao hidrodinâmico Incompact3d</b>	<b>80</b>
5.1	Modelo dinâmico desacoplado . . . . .	80
5.2	Modelo dinâmico acoplado . . . . .	85
5.3	Análise dos coeficientes hidrodinâmicos . . . . .	88
5.4	Formação das instabilidades tridimensionais . . . . .	91
<b>6</b>	<b>Vibração induzida por vórtices para <math>Re = 1250</math></b>	<b>95</b>
6.1	Deslocamentos e coeficientes hidrodinâmicos . . . . .	95
6.2	Caracterização da esteira de vórtices . . . . .	101
<b>7</b>	<b>Conclusões e Recomendações</b>	<b>112</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>118</b>

# Lista de Figuras

1.1	Vegetação de juncos silvestres. . . . .	2
1.2	Diferentes configurações de <i>risers</i> em plataformas de captação de petróleo. . .	3
1.3	Composição de camadas de um típico <i>riser</i> flexível (Adaptado de Technip (2012)[76]).	3
2.1	Pontos de inflexão formados no perfil de velocidades a jusante do cilindro (Tritton, 1988)[77]. . . . .	8
2.2	Regimes de escoamento ao redor de um cilindro circular proposto por Blevins (1990) [8]. . . . .	9
2.3	Variação do coeficiente de pressão de base em função do número de Reynolds (Williamson, 1996b [84]). . . . .	10
2.4	Superfície do cilindro usada no cálculo do coeficiente de pressão de base segundo Rohsko (1961)[59]. . . . .	11
2.5	Instabilidades tridimensionais. <i>a</i> ) Visualização Experimental do modo A (Williamson, 1996b[83]); <i>b</i> ) Isosuperfícies de vorticidade do modo A (Ribeiro, 2002 [58]); <i>c</i> ) Visualização Experimental do modo B (Williamson 1996a [83]; <i>d</i> ) Isosuperfícies de vorticidade do modo B (Ribeiro, 2002 [58]). . . . .	12
2.6	Espectro de velocidade na esteira de vórtices para o regime de transição entre os modos A e B. Retirado de Williamson (1996b)[84]. . . . .	12
2.7	Relação St-Re na faixa do Re de transição. Retirado de Williamson (1996b)[84].	13
2.8	(a) Resultados experimentais e numéricos da flutuação do coeficiente de sustentação em função do <i>Re</i> apresentados no trabalho de Norberg (2003)[50], (b) Resultados do coeficiente de arrasto médio em função do <i>Re</i> obtidos no trabalho experimental de Wieselsberger, 1921 (Figura adaptada de Roshko, 1961[60] . .	14
2.9	Região de <i>lock-in</i> obtida pelos resultados de Koopman (1967) apud Prasanth e Mittal (2008)[56]. . . . .	15
2.10	Fronteiras de sincronização para $A/D < 0,4$ e $Re=200$ obtidas por Meneghini e Bearman (1995) [44]. ( $\square$ ) fronteira de <i>lock-in</i> , $f_o/f_s < 1$ ; ( $\circ$ ) fronteira de <i>lock-in</i> , $f_o/f_s > 1$ ; ( $\Delta$ ) região sem <i>lock-in</i> , $f_o/f_s < 1$ ; (+) região sem <i>lock-in</i> , $f_o/f_s > 1$ . . . . .	15
2.11	Padrões de despredimento de vórtices para um cilindro com oscilação transversal forçada obtidos por Williamson e Roshko (1988)[86]. . . . .	16



2.12	Modos de sincronização para um cilindro oscilando transversalmente em relação ao escoamento principal (adaptado de Williamson e Govardhan, 2004[85]).	17
2.13	Variação do coeficiente de massa adicionada ( $C_A$ ) com a velocidade normalizada ( $U^*$ ). . . . .	21
2.14	Resultados da variação de $A_{max}^*$ em função da velocidade normalizada $U^*$ , dos experimentos realizados por Khalak e Williamson (1999) com água (■), e por Feng (1968), apud Khalak e Williamson, (1999)[86] com ar (◇). . . . .	22
2.15	Resultados de Khalak e Williamson (1999)[28] para valores de $m^* \zeta$ entre 0,014 e 0,019, e $m^*$ variando de 2,4 (●); 10,3 (○); e 20,6 (■). (a) Variação da amplitude máxima em função da velocidade normalizada $U^*$ . (b) Variação da amplitude máxima em função da velocidade reduzida $U'$ . . . . .	22
2.16	Resultados de Assi et al. (2006)[3], para valores de $m^* = 0.9$ e $m^* = 0.96$ da variação da amplitude máxima em função da velocidade normalizada. . . . .	23
2.17	Resultados de Prasanth e Mittal (2008)[56] da comparação entre oscilação forçada e oscilação livre mostrando que as maiores amplitudes para oscilação livre ocorrem dentro da região de lock-in identificada por Koopman (1967)[30] para o caso de oscilação forçada. . . . .	24
2.18	Novo padrão de vórtices $2P_o$ identificado por Morse e Williamson (2009)[47]. Dois pares de vórtices são desprendidos a cada ciclo de oscilação, sendo que, o vórtice secundário de cada par mostrou-se menos energético que os vórtices primários . . . . .	24
2.19	Região de possível ocorrência de vibração induzida por vórtices de acordo com Morse e Williamson (2009)[47]. . . . .	26
2.20	Picos de amplitude em função do parâmetro de Skop-Griffin - $S_G$ (Griffin, 1980, Apud Williamson e Govardhan, 2004[85]). . . . .	27
2.21	Gráfico de Griffin mostrando os picos de amplitude $A^*$ em função de $S_G$ (Khalak e Williamson, 1999[28]). . . . .	28
2.22	Variação de $A^*$ em função de $Re$ , para baixos valores de $\alpha$ e ajuste em função do $Re$ . . . . .	28
2.23	Ajuste dos dados do gráfico de Griffin da figura 2.21 considerando o efeito do $Re$ (Govardhan e Williamson, 2006). . . . .	29
2.24	Curvas de variação de $A^*$ em função de $\alpha$ para diferentes valores de $Re$ segundo Govardhan e Williamson (2006). . . . .	30
2.25	Diagrama de variação da frequência adimensional $f^* = f/f_n$ com a velocidade normalizada (Feng, 1968 apud Sumer e Fredsøe, 1997[75]). . . . .	30
2.26	Efeito da razão de massa, $m^*$ , na variação da frequência de oscilação com a velocidade reduzida (Khalak e Williamson, 1999[28]). . . . .	32
2.27	Variação da amplitude de oscilação na direção y em função de $f_o/f_n$ . . . . .	34

2.28	(a) Resposta do sistema para um cilindro com dois graus de liberdade, com os seguintes parâmetros: $m^*=2,6$ , $\alpha=0,013$ ; (b) Formação do modo 2T (Jauvtis e Williamson (2004)). . . . .	34
2.29	Transição entre os ramos superior e Super-superior em função da razão de massas. . . . .	35
2.30	Resultados do trabalho de Stappenbelt e Lalji (2008)[73] das amplitudes máximas em função da variação do parâmetro massa amortecimento. A sigla DNV 30.5 na legenda representa os valores obtidos a partir da formulação empírica proposta pela organização internacional de gerenciamento de risco <i>Det Norske Veritas</i> . . . . .	36
2.31	Trajетórias do cilindro em função da velocidade reduzida obtidas por Blevins e Coughram (2009)[10] para $\zeta = 0,02$ e $m/\rho D^2 = 5.02$ . . . . .	37
2.32	Curvas de estabilidade de Floquet para diferentes valores de número de Reynolds de um cilindro em oscilação forçada com amplitude de deslocamento $A_y=0,4D$ . . . . .	38
2.33	Variação da amplitude máxima da resposta em deslocamento do cilindro em função de $U^*$ . Resultados obtidos por Lucor et al (2005)[40]. . . . .	40
2.34	Visualizações de isocontornos de pressão (isosuperfícies em azul, $Re=3000$ ; $U^* = 4,99$ ) e de um campo instantâneo de vorticidade (isosuperfícies em cinza e preto, $Re=2000$ ; $U^* = 7,0$ ) extraídas do trabalho numérico de Lucor et al. (2005). . . . .	40
2.35	Resposta da amplitude ((a) $A_y/D$ e (b) $A_x/D$ ) e frequência de oscilação transversal ((c) $f_y/f_n$ ) em função da velocidade reduzida $U^*$ obtidos no trabalho numérico de Zhao e Cheng (2011)[87]. . . . .	41
2.36	Isolinhas de vorticidade representando os modos típicos de despreendimento de vórtices correspondentes a cada ramo de excitação. (a) modo $AS$ $U^* = 3$ , (b) modo $2P$ $U^* = 5,5$ , (c) e (d) $2T$ mode $U^* = 7,5$ (Zhao e Cheng (2011)[87]). . . . .	42
3.1	Esquema de implementação do escoamento interno representado pela velocidade alvo $\vec{u}_0$ . . . . .	46
3.2	Esquema de representação do obstáculo imerso no escoamento. . . . .	48
3.3	Localização dos pontos onde são calculados os valores da pressão ( $\circ$ ) e velocidade ( $\bullet$ ). . . . .	51
3.4	Volume de controle para o cálculo das forças hidrodinâmicas. . . . .	54
3.5	Campos instantâneos:(a) vorticidade e (b) critério Q. . . . .	56
3.6	Ilustração esquemática de um sistema dinâmico com dois graus de liberdade nas direções longitudinal e transversal. . . . .	56
3.7	Ilustração esquemática da decomposição do domínio nas direções z (esquerda) e y (direita). . . . .	61
3.8	Gráficos do Speedup e da eficiencia no Incompact3D para a simulação $DNS_1$ . . . . .	62

4.1	Isolinhas de vorticidade instantânea para: (a) Simulação I, (b) Simulação I - Região próxima à fronteira imersa, (c) Simulação com campo de velocidades nulo no interior do cilindro usando os mesmos parâmetros da simulação I. . . . .	66
4.2	Comparação entre a simulação I e o caso de campo de velocidades nulo dos perfis da componente longitudinal da velocidade ( $u$ ) e da componente axial da vorticidade ( $\omega_z$ ). . . . .	66
4.3	Campo de vorticidade gerado a partir da simulação II, para um instante em que a esteira encontra-se estabilizada. . . . .	67
4.4	<i>Speedup</i> e Eficiência do processamento em paralelo na estação CLARO. . . . .	68
4.5	Variação do tempo em função do número de núcleos/unidade no cluster GAUSS. . . . .	69
4.6	Critério Q de vorticidade para simulação VI ( $Re=300$ isosuperfície $Q = 0,05$ , no tempo adimensional $t = 158,5$ ). . . . .	71
4.7	Espectros totais de energia axial para diferentes instantes de tempo da simulação VI. . . . .	72
4.8	Comparação das tensões médias de Reynolds da simulação VIII com os resultados experimentais de Noca et al. 1998[49], a $Re=1260$ . . . . .	73
4.9	Espectro de potência do sinal de $v(t)$ para a simulação VIII. Sinal computado na coordenada ( $x/D = 0, y/D = 2$ ). . . . .	74
4.10	Comparação entre os campos de vorticidade gerados por: (a) simulação I com $Re = 40, U = 1,0, u_{cil} = 0$ , (b) simulação com $Re = 40, U = 0,5, u_{cil} = -0,5$ . . . . .	76
4.11	Comparações entre os perfis da componente longitudinal da velocidade das simulações com $Re = 40, u_d = 0$ (simulação I) e $u_d = -0,5$ . . . . .	76
4.12	Variação dos coeficientes $\langle C_D \rangle$ e $C_{Lrms}$ em função de $F$ . (a) $\langle C_D \rangle$ , (b) $C_{Lrms}$ . $\times$ - Resultados do trabalho de Pinto, 2008[54] usando a técnica de forçagem por <i>feedback</i> ; $\circ$ - Presente trabalho ( $n_x, n_y = 361, 217; L_x, L_y = 20D, 12D$ ); $\diamond$ - Presente trabalho ( $n_x, n_y = 361, 325; L_x, L_y = 20D, 18D$ ); $\Delta$ - Simulação numérica realizada por Guilmineau e Queutey, 2002[22]. . . . .	77
4.13	Campos instantâneos de vorticidade para $F = 0.8$ : (a) Método de fronteiras imersas usando forçagem por <i>feed-back</i> (Pinto et al., 2010[2]); (b) Presente trabalho ( $n_x, n_y: 361, 217, L_x, L_y = 20D, 12D$ ); (c) Presente trabalho ( $n_x, n_y = 361, 325, L_x, L_y = 20D, 18D$ ). . . . .	78
4.14	Campos instantâneos e isolinhas (isoníveis de -6 a 6 a cada 1) de vorticidade para $F = 0.8$ : (a) Método de fronteiras imersas usando forçagem por <i>feed-back</i> (Pinto et al., 2010[2]); (b) Presente trabalho ( $n_x, n_y: 361, 217, L_x, L_y = 20D, 12D$ ); (c) Presente trabalho ( $n_x, n_y = 361, 325, L_x, L_y = 20D, 18D$ ). . . . .	79
5.1	Resultados dos deslocamentos da simulação IX. (a) Coeficientes de força obtidos da simulação com oscilação transversal forçada a $Re = 185$ ; (b) Resposta do modelo desacoplado na direção x; (c) Resposta do modelo desacoplado na direção y; (d) Trajetória percorrida no plano xy. . . . .	82

5.2	Resposta do modelo desacoplado obtida a partir dos coeficientes da simulação com oscilação transversal forçada a $Re = 300$ . . . . .	83
5.3	Trajectoria percorrida pelo cilindro na fase inicial da simulação com o modelo desacoplado usando os coeficientes da oscilação transversal forçada a $Re = 300$ . . . . .	84
5.4	Comparação entre o modelo desacoplado e a solução linear do modelo dinâmico proposto. . . . .	85
5.5	Deslocamentos em $x$ e $y$ na simulação XI para o cilindro com oscilação livre a $Re = 300$ . . . . .	86
5.6	Trajectoria percorrida pelo cilindro nas 4 fases da simulação XI. . . . .	87
5.7	Campos instantâneos de critério $Q$ da simulação XI. Cada campo corresponde a uma das quatro fases da simulação. . . . .	88
5.8	Variação no tempo e ao longo do cilindro dos coeficientes de arrasto (esquerda) e sustentação (direita) das simulações VI (acima) e XIII (abaixo). . . . .	89
5.9	Variação temporal da média na direção axial dos coeficientes de arrasto e sustentação para as simulações VI, XIII, XII e XI (respectivamente de cima para baixo). . . . .	90
5.10	Variação da enstrofia $Z_z(t)$ para as simulações a $Re=300$ , com cilindro fixo, com oscilação transversal forçada e em VIV. . . . .	92
5.11	Campos instantâneos da componente longitudinal da vorticidade $\omega_x$ . . . . .	93
5.12	Espectro total de energia para simulações com diferentes configurações de movimento. . . . .	94
6.1	Amplitudes em função do fator massa amortecimento ( $\alpha$ ) e do número de Reynolds para o cilindro em $VIV - 1GL$ . As curvas em função do número de Reynolds foram propostas em Govardhan e Williamson (2006)[19]. . . . .	97
6.2	Amplitudes máximas $A_x^*$ , $A_y^*$ e razão de frequências $f_y^* = f_y/f_N$ para as simulações XV, XVI, XVII e XVIII. (– o –): Resultados do trabalho experimental realizado por Jauvtis e Williamson (2004)[25]. . . . .	98
6.3	Variação dos deslocamento $x$ (esquerda) e $y$ (direita) ao longo do tempo correspondentes as simulações XV, XVI, XVII e XVIII (de cima para baixo). . . . .	99
6.4	Trajectorias percorridas pelo cilindro nas simulações XV, XVI, XVII e XVIII (da esquerda para a direita respectivamente). . . . .	99
6.5	Trajectorias percorridas e ângulo de fase ( $\theta$ ) entre os deslocamentos $x$ e $y$ para as simulações XV, XVI, XVII e XVIII.(– o –): Resultados do trabalho experimental realizado por Jauvtis e Williamson (2004)[25]. . . . .	100
6.6	Coeficientes de força para as simulações XV, XVI, XVII e XVIII. . . . .	101
6.7	Isocontornos de vorticidade segundo diferentes estatísticas do campo de vorticidade. . . . .	103
6.8	Campos instantâneos de $\omega_{zrms}$ para um ciclo de oscilação das simulações XV, XVI, XVII e XVIII. . . . .	104

---

6.9	À esquerda, espectros de potência dos sinais de $v$ ao longo de $z$ para sondas localizadas no ponto $(x/D = 2, y/D = 1)$ . Os gráficos à direita correspondem aos espectros de potência do sinal coletado no centro do domínio, no ponto $(x/D = 2, y/D = 1, z/D = 3)$ . . . . .	106
6.10	Isosuperfícies do critério $Q$ ( $Q = 15$ ) correspondentes a dois instantes de tempo em cada simulação. . . . .	108
6.11	Autovalores correspondentes a cada modo $POD$ das simulações XV, XVI, XVII e XVIII. . . . .	110
6.12	Isocontornos de vorticidade correspondentes aos modos $POD$ 1, 3 e 5 das respectivas simulações XV ( $U^* = 5,58$ ), XVI ( $U^* = 6,38$ ), XVII ( $U^* = 7,5$ ) e XVIII ( $U^* = 10,0$ ), de cima para baixo. ( $\cdot\cdot\cdot$ ) - Isolinhas de valor negativo variando de $-0,02$ à $-0,001$ , a cada $0,001$ ; ( $\updownarrow$ ) - Isolinhas de valor positivo variando de $0,001$ a $0,02$ , a cada $0,001$ . . . . .	111

# Lista de Símbolos

$A^*$	Amplitude adimensional para oscilação livre	[-]
$A_M^*$	Amplitude modificada	[-]
$A/D$	Amplitude de deslocamento transversal	[-]
$B/D$	Amplitude de deslocamento longitudinal	[-]
$c$	Coefficiente de amortecimento	$[M][T]^{-1}$
$C_A$	Coefficiente de massa adicional	[-]
$C_D$	Coefficiente de arrasto	[-]
$\langle C_D \rangle$	Coefficiente de arrasto médio	[-]
$C_{EA}$	Coefficiente de massa adicional efetivo	[-]
$C_L$	Coefficiente de sustentação	[-]
$\langle C_L \rangle$	Coefficiente de sustentação médio	[-]
$C_{L_{rms}}$	Raiz média quadrática do coeficiente de sustentação	[-]
$C_{pb}$	Coefficiente de pressão de base	[-]
$C_{ya}$	Componente de força devido à aceleração do cilindro	[-]
$C_{yw}$	Componente de força devido à vorticidade	[-]
$D$	Diâmetro do cilindro	[L]
$\Delta t$	Passo de tempo adimensional	[-]
$\Delta x$	Discretização espacial na direção x	[-]
$\Delta y$	Discretização espacial na direção y	[-]
$f$	Frequência de oscilação livre	$[T]^{-1}$
$f^*$	Razão de frequências	[-]
$\vec{f}$	Campo de forças externas	[-]
$F_D$	Componente de arrasto da força sobre o cilindro	$[M][L][T]^{-2}$
$F_L$	Componente de sustentação da força sobre o cilindro	$[M][L][T]^{-2}$
$f_n$	Frequência natural do sistema	$[T]^{-1}$
$f_o$	Frequência de movimento forçado	$[T]^{-1}$
$f_s$	Frequência de desprendimento de vórtices	$[T]^{-1}$
$\vec{h}$	Vetor deslocamento do cilindro	[L]
$k$	Rigidez do sistema	$[M][T]^{-2}$
$l$	Altura imersa do cilindro	[L]
$L$	Escala integral de comprimento	[L]
$L_x$	Dimensão horizontal do domínio de cálculo	[-]
$L_y$	Dimensão vertical do domínio de cálculo	[-]

---

[-]: adimensional

$m$	Massa total da estrutura	[M]
$m^*$	Razão de massa	[-]
$m_a$	Massa adicional	[M]
$m_d$	Massa de fluido deslocada pelo corpo	[M]
$N$	Número de graus de liberdade	[-]
$N_x$	Número de pontos da malha na direção x	[-]
$N_y$	Número de pontos da malha na direção y	[-]
$N_z$	Número de pontos da malha na direção z	[-]
$Q$	Qritério Q de indentificação de estruturas coerentes	[-]
$Re$	Número de Reynolds	[-]
$Re_L$	Número de Reynolds baseado na escala integral	[-]
$S_G$	Parâmetro de Skop-Griffin	[-]
$St$	Número de Strouhal	[-]
$U$	Escala de velocidade	[-]
$\vec{u}$	Vetor velocidade	[-]
$\vec{u}_o$	Vetor velocidade alvo	[-]
$U'$	Velocidade normalizada por $f_o$	[-]
$U^*$	Velocidade normalizada por $f$	[-]
$\vec{u}_{cil}$	Vetor velocidade local do cilindro	[-]
$\vec{w}$	Campo de vorticidade	[-]
$x$	Deslocamento longitudinal do cilindro	[L]
$x_c$	Coordenada inicial horizontal do centro do cilindro	[L]
$y$	Deslocamento transversal do cilindro	[L]
$\dot{y}$	Velocidade transversal do cilindro	[L][T] <sup>-1</sup>
$\ddot{y}$	Aceleração transversal do cilindro	[L][T] <sup>-2</sup>
$y^*$	Deslocamento transversal adimensional do cilindro	[-]
$\dot{y}^*$	Velocidade transversal adimensional do cilindro	[-]
$\ddot{y}^*$	Aceleração transversal adimensional do cilindro	[-]
$y_c$	Coordenada inicial vertical do centro do cilindro	[L]
$\alpha$	Razão de massa amortecimento	[-]
$\epsilon$	Taxa de dissipação da turbulência	[L] <sup>2</sup> [T] <sup>-3</sup>
$\eta$	Escala de Kolmogorov	[L]
$\lambda/D$	Comprimento de onda adimensional	[-]
$\nu$	Viscosidade cinemática	[L] <sup>2</sup> [T] <sup>-1</sup>
$p$	Campo de pressões	[M][L] <sup>-1</sup> [T] <sup>-2</sup>
$P_b$	Pressão média de base	[M][L] <sup>-1</sup> [T] <sup>-2</sup>
$v$	Escala característica de velocidades	[L][T] <sup>-1</sup>
$\zeta$	Parâmetro de amortecimento	[-]
$\rho$	Massa específica do fluido	[M][L] <sup>-3</sup>
$\rho_b$	Massa específica do cilindro	[M][L] <sup>-3</sup>
$\phi$	Angulo de fase	[-]
$\Pi$	Campo de pressão adimensional	[-]

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Relevância

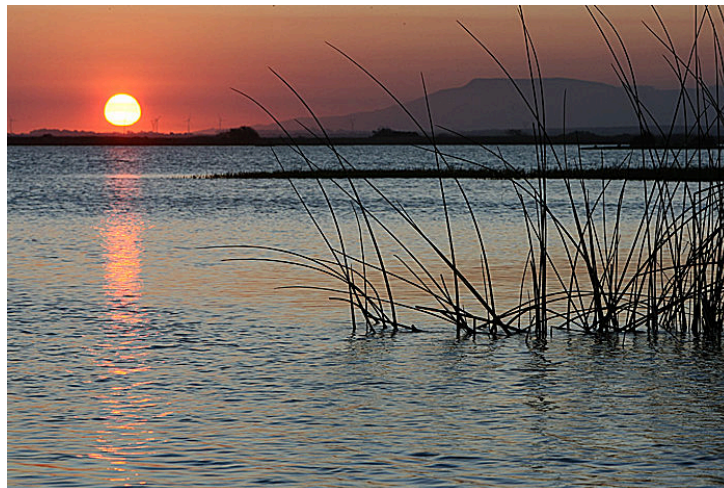
Evidências do interesse pelos fenômenos envolvendo escoamento ao redor de corpos em vibração podem ser constatados desde a antiguidade. Os gregos descreveram a existência de tons musicais eólicos originados da vibração das cordas de arpas expostas ao vento (Blevins, 1990[8]). Esboços de Leonardo Da Vinci, feitos no século XV, mostram o fascínio pelos problemas envolvendo a interação entre obstáculos e o escoamento ao redor destes.

Escoamentos ao redor de corpos imersos são atualmente tema de pesquisas em diversas áreas de conhecimento. Na engenharia vem encontrando vasta aplicação, como por exemplo, no escoamento ao redor de veículos (aeronaves, automóveis e embarcações), em construções submetidas a ação do vento (linhas de transmissão de energia elétrica, cabos de pontes estaiadas, torres e edifícios esbeltos), na ação de correntes fluviais e marítimas sobre pilares de pontes, em *risers*, cabos de ancoragem e plataformas de captação de petróleo.

Também são muitos os exemplos de escoamentos ao redor de obstáculos encontrados na natureza, tais como o escoamento em torno de animais aquáticos, vegetações macrófitas (Fig. 1.1), erosão topográfica pela ação do vento de vales e montanhas, entre outros. Biggs et al. (2005) [6] observa que, dentre os fatores de escala temporal que podem ser utilizados no estudo de ecossistemas, as flutuações de alta frequência e baixa intensidade causam efeitos turbulentos que são extremamente importantes, pois estes irão ditar os graus de transporte de massa e a variação da quantidade de movimento espacial e temporal. Alguns tipos de macrófitas tendem a



mudar sua forma de crescimento em resposta às variações temporais da velocidade na escala de minutos e segundos. Este processo de mudança é conhecido na língua inglesa como *Dynamic Feed-back*. Trabalhos como os de Schutten e Davy (2000)[64], Sand-Jensen (2003)[61], Green (2005)[20] e Sukhodolov (2005)[74] procuraram analisar os efeitos da adaptação morfológica de macrófitas sob a ação de um escoamento utilizando os coeficientes hidrodinâmicos de arrasto ( $C_D$ ) e sustentação ( $C_L$ ). Recentemente, Vasco e Marciel (2007)[78] abordaram o fenômeno de interação onda-vegetação submersa, no qual desenvolveram modelos físico e numérico de dissipação de energia da onda pela vegetação. Nos trabalhos de Lima et al (2007a)[38] e Lima et al (2007b)[39], foram obtidas funções de amortecimento de ondas de gravidade, a partir de resultados de medição experimental e da proposta de um modelo teórico do comportamento de hastes, representando um campo de vegetações flexíveis em um canal com fundo horizontal. Segundo os autores, a metodologia e os resultados obtidos podem fornecer subsídios para o dimensionamento de estruturas de amortecimento das ondas com base em um campo de espécies vegetais.



[www.imbe.rs.gov.br](http://www.imbe.rs.gov.br)

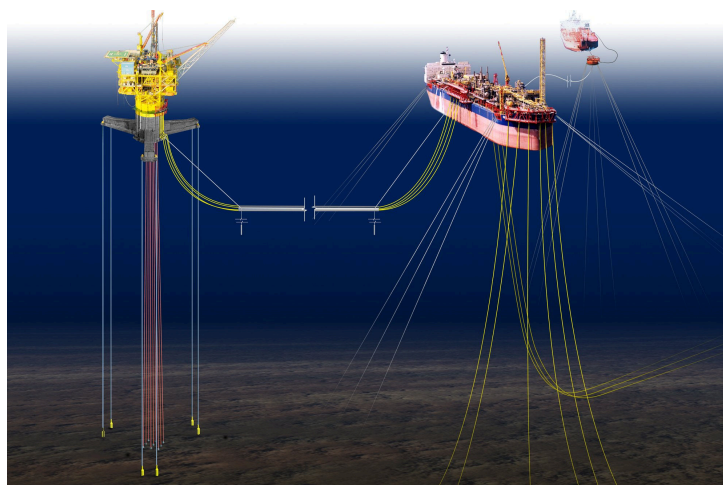
Figura 1.1: Vegetação de juncos silvestres.

Na engenharia petrolífera, o processo de extração de óleo e gás natural do fundo do mar é feito por plataformas flutuantes, as quais são equipadas com condutos denominados *risers* que transportam estes minerais do fundo do oceano até a plataforma (Fig. 1.2). Os *risers* estão sujeitos à ação das correntes marinhas, da propagação de ondas no oceano e do movimento das estruturas às que estão ancorados (neste caso, plataformas e navios). Estas interferências

terminam por causar vibrações, reduzindo sua vida útil.



Akersolutions (2012)[1]



Oilandgasprocessing (2009)[51]

Figura 1.2: Diferentes configurações de *risers* em plataformas de captação de petróleo.

Atualmente a concepção de projeto em estruturas flexíveis tem sido frequentemente usada na indústria petrolífera. O *riser* flexível apresentado na Figura 1.3a, tem como princípio de funcionamento a interação entre camadas com diferentes formas e materiais, o que proporciona a adaptação da estrutura e a resistência desta aos esforços aplicados. Devido ao alto grau de amortecimento estrutural deste tipo de *riser*, fenômenos de vibração induzida dificilmente iram provocar fadiga nesta estrutura. Por este motivo, o estudo de Vibração Induzida por Vórtices é atualmente voltado para *risers* rígidos.

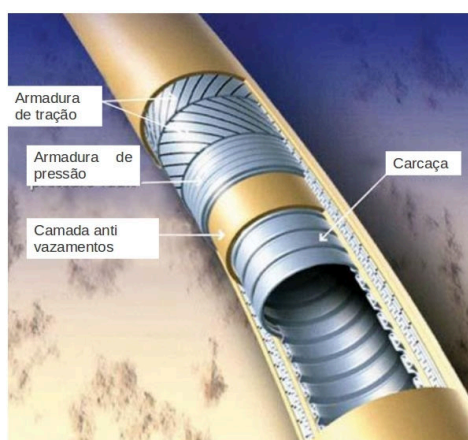


Figura 1.3: Composição de camadas de um típico *riser* flexível (Adaptado de Technip (2012)[76]).

## **1.2 O fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices e a Simulação Numérica Direta**

Quando um cilindro possui graus de liberdade para oscilar, este pode iniciar um processo de vibração causada por ondas propagadas no meio em questão, ou, se submetido a um escoamento, a vibração pode ocorrer em função do escoamento instável, o qual provoca oscilações de pressão e tensão cisalhante na superfície do corpo. Uma vez que a vibração é iniciada e existe o desprendimento de vórtices, o fenômeno é conhecido como Vibração Induzida por Vórtices (*Vortex Induced Vibration - VIV*). Esta dinâmica entre o fluido e o obstáculo móvel faz com que ocorram modificações nos padrões do escoamento podendo tornar este, em certos casos, completamente diferente dos escoamentos em que o obstáculo é fixo, ou seja, com grau de liberdade nulo.

Neste trabalho será utilizada a técnica de Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation - DNS*) no estudo do escoamento ao redor de um cilindro submetido ao fenômeno de *VIV*. A DNS é capaz de resolver as escalas de um escoamento sem a necessidade de adicionar equações de fechamento. O Núcleo de Estudos em Transição e Turbulência - NETT, formado por pesquisadores da Universidade Federal do Rio Grande do Sul e da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, foi criado com a finalidade de trabalhar com modelagem numérica de problemas clássicos envolvendo escoamentos incompressíveis. O grupo utiliza um código escrito em FORTRAN 90, denominado *Incompact3d* (Laizet et al., 2009[31]), o qual resolve numericamente as equações de Navier-Stokes utilizando esquemas de discretização espacial de alta ordem. Diferentes configurações de escoamento ao redor de um cilindro já foram estudadas pelo NETT, como pode ser observado nos trabalhos de Silvestrini e Lamballais (2002)[69], Lamballais e Silvestrini (2002)[35], Parnaudeau et al (2003)[52], Silvestrini e Lamballais (2004)[70], Ribeiro (2002a)[58], Vitola et al (2004)[81], Vitola (2006)[80] e Pinto (2008)[54]. No presente trabalho, o *Incompact3d* foi utilizado para o estudo do fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices (*VIV*), dando continuidade na exploração das possíveis aplicações do código.

## 1.3 Objetivos

Esta pesquisa tem como principal objetivo analisar as alterações na formação e evolução das estruturas tridimensionais que compõem os padrões formados na esteira de vórtices de um cilindro com dois graus de liberdade submetido ao fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices.

Como será visto no capítulo seguinte, existe uma vasta literatura referente ao fenômeno de *VIV* na qual os padrões de desprendimento de vórtices foram bem caracterizados porém poucos trabalhos exploraram e analisaram a evolução espacial e temporal das estruturas tridimensionais formadas ao longo da esteira.

Para alcançar este objetivo principal é necessário responder alguns questionamentos:

- O código computacional `Incompact3d` fornece resultados satisfatórios para o caso do escoamento ao redor de um cilindro em movimento?
- É possível o acoplamento de um modelo dinâmico massa-mola amortecimento ao código computacional `Incompact3d`?
- De que forma os padrões de desprendimento das estruturas tridimensionais do escoamento são alterados em função das condições de movimento do obstáculo e da resposta do modelo dinâmico massa-mola amortecimento?

## 1.4 Estrutura do Trabalho

Este trabalho encontra-se dividido em sete capítulos, dos quais esta introdução corresponde ao primeiro. O segundo capítulo apresenta uma revisão bibliográfica de estudos relacionados com o escoamento ao redor de um cilindro fixo, em oscilação forçada e em Vibração Induzida por Vórtices. Neste capítulo são introduzidos conceitos fundamentais sobre o tema proposto nesta tese.

No terceiro capítulo são apresentadas as características gerais do código numérico utilizado, as equações do modelo hidrodinâmico e dinâmico massa-mola amortecimento (será chamado no texto de modelo dinâmico), as metodologias numéricas empregadas na solução destas equações,

os critérios de escolha dos parâmetros numéricos e os critérios utilizados na identificação e análise do problema abordado.

O capítulo quatro apresenta algumas análises de validação para simulações bidimensionais e tridimensionais a número de Reynolds variando em  $Re = 40, 185, 300$  e  $1250$ , onde são definidos os parâmetros numéricos mais adequados do Incompact3d. São analisados os resultados de simulações para o caso de cilindro fixo e em movimento forçado.

Os resultados apresentados no capítulo cinco mostram o desempenho do modelo dinâmico ao responder às ações provocadas pelos esforços externos e a validação do acoplamento dos modelos hidrodinâmico e dinâmico. Neste capítulo é feita ainda uma comparação entre as diferentes condições de movimento do cilindro do ponto de vista dos esforços hidrodinâmicos e das instabilidades tridimensionais do escoamento.

Os resultados das simulações com o cilindro deslocando-se em VIV para  $Re=1250$ , são analisados no capítulo seis. Neste capítulo é feita uma análise entre as simulações em função dos diferentes parâmetros do modelo dinâmico e os resultados são ainda comparados com outros trabalhos experimentais.

Por fim, o capítulo sete resume as principais conclusões obtidas com esta pesquisa e apresenta algumas recomendações para trabalhos futuros.

# Capítulo 2

## Revisão Bibliográfica

Neste capítulo serão abordados os principais aspectos dos fenômenos que ocorrem quando um cilindro rígido está submetido a um escoamento e um movimento é imposto a este. As principais características do escoamento ao redor de um cilindro fixo são apresentadas como conceitos fundamentais relativos à formação e o desprendimento de vórtices. Apesar de não ser o tema central desta tese, foi necessária uma revisão de estudos abordando o caso do cilindro em movimento oscilatório forçado, pois foram identificados em tais estudos resultados importantes do ponto de vista comparativo dos fenômenos físicos envolvidos. Por fim, é apresentada uma revisão sobre o fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices (VIV).

### 2.1 Escoamento ao redor de um cilindro fixo

#### 2.1.1 Formação da esteira de Von Kármán

Em um obstáculo imerso numa corrente de fluido, dependendo da relação entre as forças viscosas e de inércia atuantes, instabilidades podem ocorrer, causando a formação e o desprendimento de vórtices a jusante deste corpo, e formando a conhecida esteira de von Kármán. Segundo Drazin e Reid (2004)[15], a condição necessária para ocorrer uma instabilidade é que deve existir um ponto de inflexão no perfil de velocidades médias do escoamento. Para o caso de uma esteira a jusante de um cilindro, o perfil de velocidades se caracteriza por um déficit na sua região central (Figura 2.1). A formação da esteira pode ser interpretada como o resultado do

desenvolvimento de uma instabilidade sinuosa sobre o perfil de velocidades de base a jusante do obstáculo. Esta instabilidade é gerada pelas duas camadas cisalhantes formadas devido à separação do escoamento.

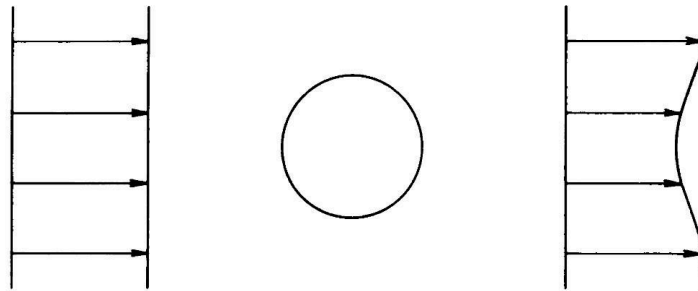


Figura 2.1: Pontos de inflexão formados no perfil de velocidades a jusante do cilindro (Tritton, 1988)[77].

A geometria do obstáculo é um fator importante, e está diretamente relacionado às dimensões da esteira formada, aos ângulos da linha de corrente separando-se da parede do corpo e à frequência de desprendimento de vórtices. No caso em que o obstáculo em questão possua uma geometria com superfície livre de arestas, ou seja, contínua em relação ao escoamento, a separação se dá por um gradiente adverso de pressão e será dependente do número de Reynolds ( $Re$ ), que relaciona as forças viscosas e de inércia e é expresso por:

$$Re = \frac{UD}{\nu}, \quad (2.1)$$

onde  $U$  e  $D$  são, respectivamente, a velocidade e o comprimento (diâmetro do cilindro) característicos, e  $\nu$  é o coeficiente de viscosidade cinemático do fluido.

### 2.1.2 Regimes de desprendimento de vórtices

Cada regime ocorrido no escoamento ao redor de um cilindro corresponde a uma faixa do número de Reynolds na qual este se encontra. A figura 2.2 ilustra as etapas do processo de formação de vórtices e seu padrão de desprendimento para cada regime, em função do número de Reynolds. É importante ressaltar que diferentes limites para o número de Reynolds foram observados por outros autores. As diferenças entre tais limites está associada a fatores como ra-

ção de aspecto, bloqueio, gradiente de pressão externo, rugosidade e condições de extremidade do cilindro (Vitola, 2006[80]).

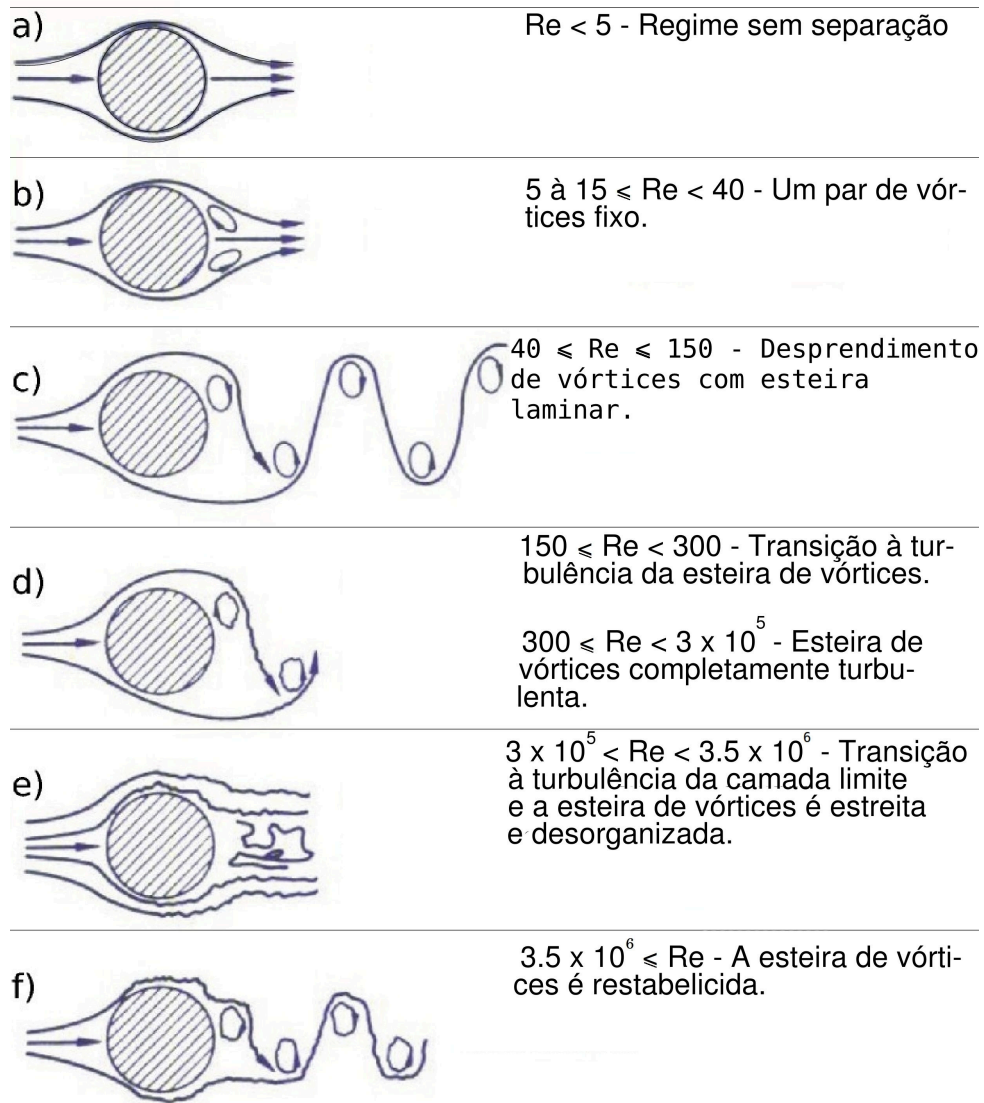


Figura 2.2: Regimes de escoamento ao redor de um cilindro circular proposto por Blevins (1990) [8].

A transição entre os regimes é marcada por instabilidades que ocorrem na esteira de vórtices, na camada cisalhante que se desprende do cilindro e na camada limite que se desenvolve sobre a sua superfície (Zdravkovich, 1997[14]). O surgimento destas instabilidades pode ser identificado pelas discontinuidades observadas em dois parâmetros. Um deles é o número de Strouhal, o qual consiste em um adimensional que relaciona as características do escoamento e a frequência de desprendimento de vórtices. Tal parâmetro é expresso, usualmente por:



$$St = \frac{f_s D}{U}, \quad (2.2)$$

em que  $f_s$  é a frequência de desprendimento dos vórtices e  $D$  é o diâmetro do cilindro.

O outro parâmetro é o coeficiente de pressão de base ( $C_{pb}$ , mostrados na Figura 2.3), que, segundo Rohsko (1961)[59], é obtido a partir do valor médio da pressão ( $P_b$ ) na superfície do cilindro compreendida entre um ângulo de 20 a 30° para ambos os lados do eixo axial mais recuado (Figura 2.4):

$$C_{pb} = \frac{P_b}{\frac{1}{2}\rho U^2}. \quad (2.3)$$

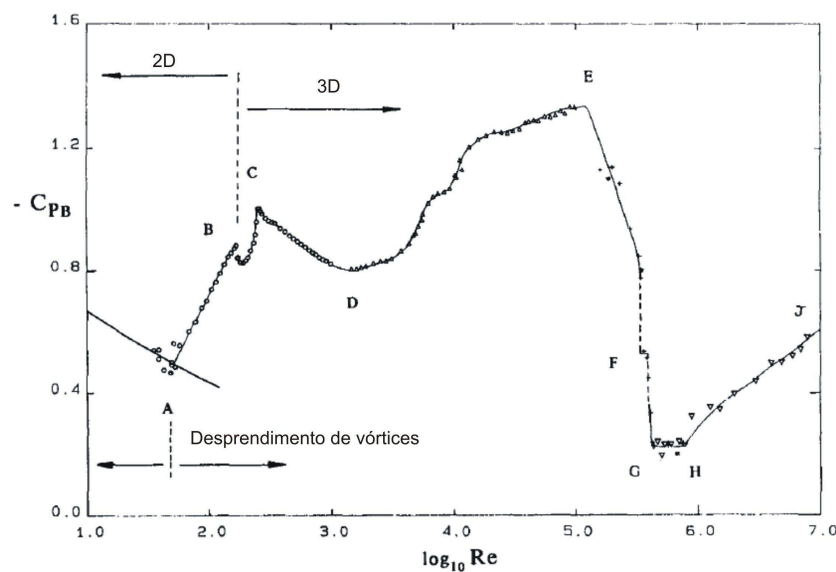


Figura 2.3: Variação do coeficiente de pressão de base em função do número de Reynolds (Williamson, 1996b [84]).

De acordo com Williamson (1996b)[84], para valores de  $Re$  inferiores a, aproximadamente 40, não ocorre o desprendimento de vórtices, sendo formadas duas regiões de recirculação a jusante do cilindro (Figura 2.2b). Estas regiões tendem a aumentar de tamanho com o número de Reynolds. A primeira instabilidade ocorre quando o par de vórtices fixos passa a se desprender, dando origem à esteira de von Kármán ( $Re \approx 40$ , Fig. 2.2c). Até o valor de  $Re \approx 150$ , o escoamento apresenta-se num regime de desprendimento de vórtices bidimensional.

As instabilidades ocorridas na faixa aproximada de número de Reynolds entre 185 e 260 são

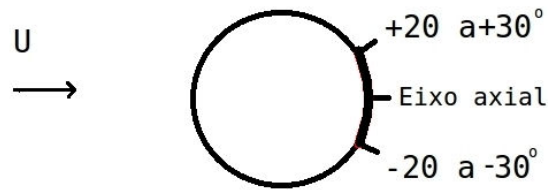


Figura 2.4: Superfície do cilindro usada no cálculo do coeficiente de pressão de base segundo Rohsko (1961)[59].

consideradas de particular interesse, uma vez que neste regime ocorre o surgimento das primeiras tridimensionalidades: o surgimento dos primeiros vórtices longitudinais. Tais instabilidades são denominadas de modo A e modo B (Williamson, 1996b [84]). A primeira instabilidade ocorre para valores de Reynolds em torno de 180 a 195, indicando o surgimento do modo A de desprendimento. Segundo Williamson (1996b)[84], este modo é ocasionado pelas deformações locais dos vórtices transversais desprendidos, originando pares de vórtices longitudinais. Na figura 2.5 são mostradas as primeiras estruturas tridimensionais correspondentes ao modo A, visualizadas por fotografias obtidas do trabalho experimental de Williamson (1996a)[83] (Figura 2.5a)), e por *DNS* do trabalho de Ribeiro (2002)[58] (Figura 2.5b)).

Na faixa de  $Re = 230$  a  $260$  ocorre a segunda instabilidade, denominada modo B. Resultados do espectro de velocidade na esteira, para a faixa de Reynolds no regime de transição entre os modos A e B, é apresentada na figura 2.6. Observa-se uma transferência gradual de energia com o aumento do  $Re$ . De acordo com Williamson (1996a) [83], a origem do modo B parece estar relacionada à transferência de energia entre os subsequentes modos. Na figura 2.5c) e d) novamente é mostrada uma comparação entre os resultados experimentais de Williamson (1996a)[83] e os resultados por *DNS* obtidos por Ribeiro (2002)[58].

Analisando o gráfico da variação do número de Strouhal com o número de Reynolds, na faixa do regime de transição (Figura 2.7), notam-se duas descontinuidades que estão associadas ao surgimento destes dois modos de desprendimento. Dois pontos singulares também são identificados na variação do coeficiente de pressão de base com o número de Reynolds (Figura 2.3,

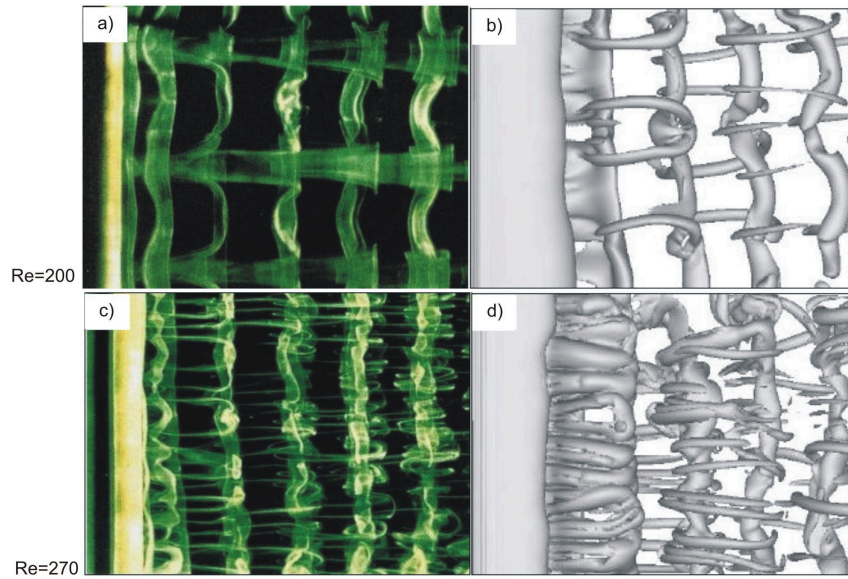


Figura 2.5: Instabilidades tridimensionais. *a)* Visualização Experimental do modo A (Williamson, 1996b[83]); *b)* Isosuperfícies de vorticidade do modo A (Ribeiro, 2002 [58]); *c)* Visualização Experimental do modo B (Williamson 1996a [83]); *d)* Isosuperfícies de vorticidade do modo B (Ribeiro, 2002 [58]).

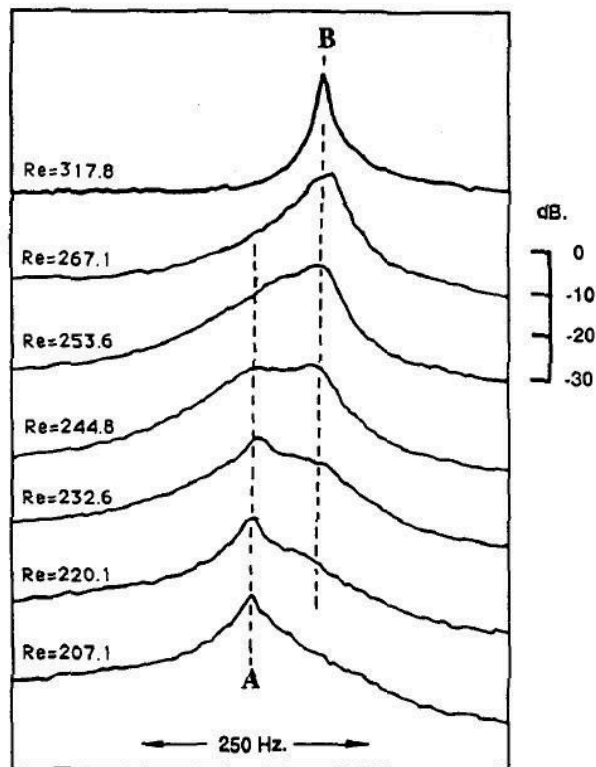


Figura 2.6: Espectro de velocidade na esteira de vórtices para o regime de transição entre os modos A e B. Retirado de Williamson (1996b)[84].

pontos B e C correspondentes aos modos A e B respectivamente).

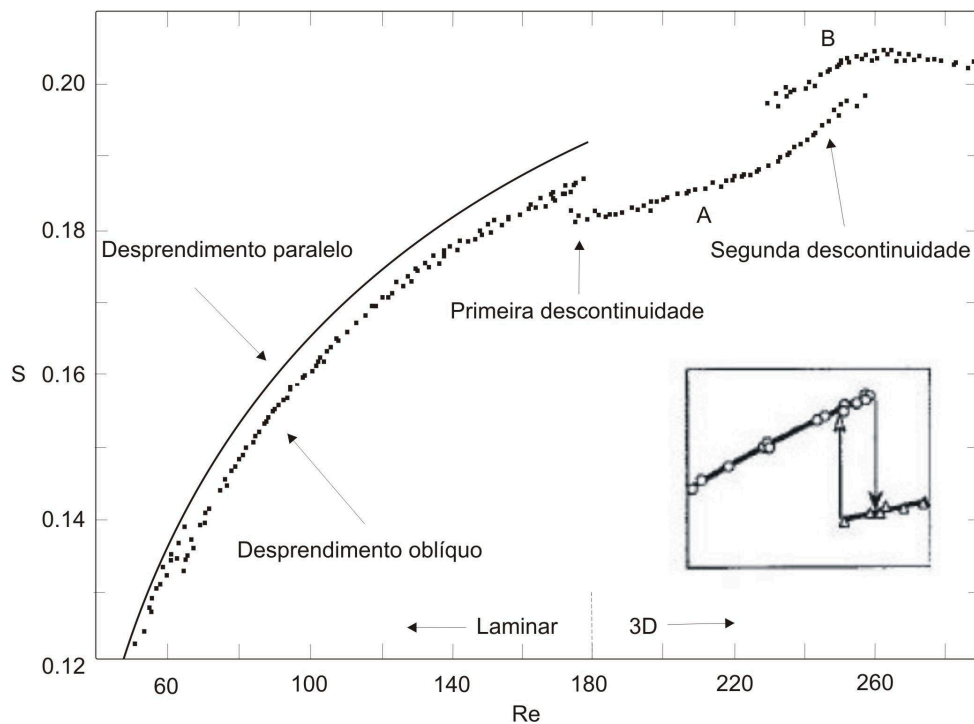


Figura 2.7: Relação  $St-Re$  na faixa do  $Re$  de transição. Retirado de Williamson (1996b)[84].

No intervalo de número de Reynolds  $300 < Re < 3 \times 10^5$  ocorre o regime subcrítico. Neste regime a esteira de vórtices torna-se turbulenta e com o aumento do  $Re$  uma sequência de outras alterações, as quais estão associadas a mudanças na pressão de base, apresentadas na figura 2.3, no comprimento de formação da bolha de recirculação, e à transição à turbulência da camada limite na região de separação irá ocorrer. Na figura 2.8 são apresentados resultados da flutuação do coeficiente de sustentação e o coeficiente de arrasto médio de diferentes trabalhos experimentais e numéricos no regime subcrítico. Observa-se a variabilidade destes parâmetros sobretudo na fase inicial do regime ( $300 < Re < 1 \times 10^3$ ).

## 2.2 Escoamento ao redor de um cilindro em movimento

### 2.2.1 Oscilação forçada

Para que um movimento forçado seja imposto ao cilindro alguns parâmetros precisam ser determinados. No caso de uma oscilação forçada, é necessário definir as direções do movi-

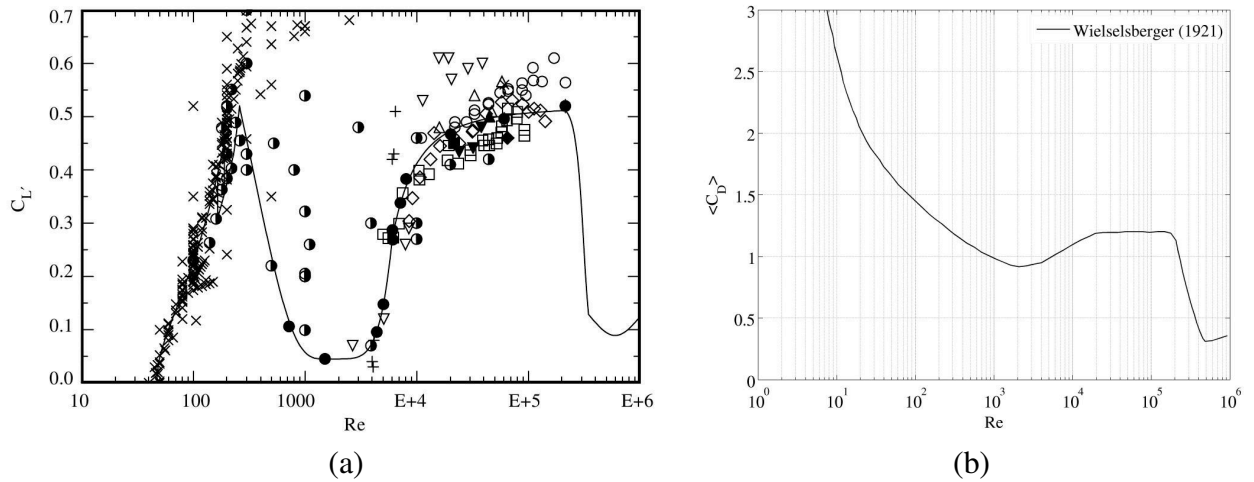


Figura 2.8: (a) Resultados experimentais e numéricos da flutuação do coeficiente de sustentação em função do  $Re$  apresentados no trabalho de Norberg (2003)[50], (b) Resultados do coeficiente de arrasto médio em função do  $Re$  obtidos no trabalho experimental de Wieselsberger, 1921 (Figura adaptada de Roshko, 1961[60])

mento, a amplitude de deslocamento  $e$ , se o movimento for oscilatório, a frequência com que este movimento irá ocorrer. O deslocamento do cilindro pode então ser expresso pela função:

$$\vec{h} = \vec{h}(f_o, t, A, B), \quad (2.4)$$

sendo  $\vec{h}$  o vetor deslocamento do cilindro,  $f_o$  a frequência de movimento forçado,  $t$  o tempo e  $A$  e  $B$  as respectivas amplitudes de deslocamento transversal e longitudinal. Para uma oscilação transversal, onde o cilindro é forçado a se mover na direção perpendicular em relação ao escoamento principal, quando a frequência de oscilação  $f_o$  se aproxima da frequência de desprendimento de vórtices  $f_s$ , ocorre um certo controle por parte da oscilação do cilindro no desprendimento de vórtices (Bishop e Hassan, 1964[7]). Tal controle é observado somente para uma faixa de valores de frequência de oscilação forçada  $f_o$ , até um determinado valor de amplitude de oscilação (Meneghini, 2002[43]). Este fenômeno é conhecido como sincronização (na língua inglesa *lock-in*).

Resultados do trabalho de Koopman (1967) (apud Prasanth e Mittal (2008)[56]) foram importantes na delimitação de uma região na qual o fenômeno de *lock-in* é possível. Essa região ficou conhecida como região de *lock-in* primário (Figura 2.9). De acordo com estes resultados, observa-se uma maior dependência da frequência de oscilação que do número de Reynolds, ao

menos para os baixos valores de  $Re$  apresentados na figura.

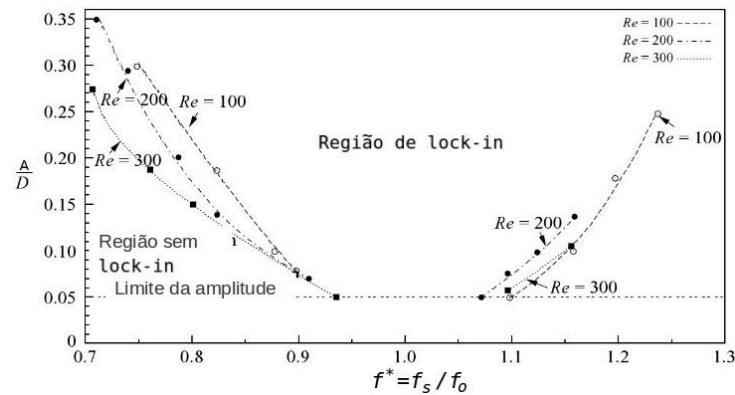


Figura 2.9: Região de *lock-in* obtida pelos resultados de Koopman (1967) apud Prasanth e Mittal (2008)[56].

Meneghini e Bearman (1995) [44] publicaram um trabalho no qual, utilizando um método numérico com uma formulação de vórtices discretos com difusão viscosa, conseguiram também determinar as fronteiras da região de sincronização para amplitudes de oscilação transversal adimensional ( $A/D$ ) inferiores a 0,6, razão de frequências  $f_o/f_s \leq 1,05$  e  $Re = 200$  (Figura 2.10).

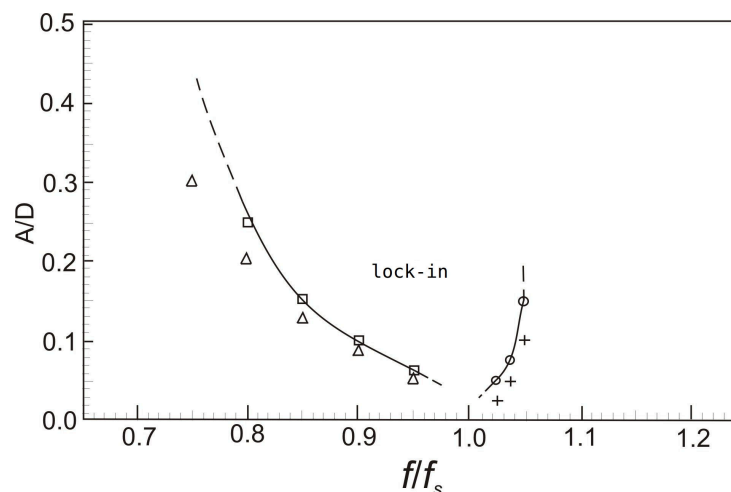


Figura 2.10: Fronteiras de sincronização para  $A/D < 0,4$  e  $Re=200$  obtidas por Meneghini e Bearman (1995) [44]. ( $\square$ ) fronteira de *lock-in*,  $f_o/f_s < 1$ ; ( $\circ$ ) fronteira de *lock-in*,  $f_o/f_s > 1$ ; ( $\Delta$ ) região sem *lock-in*,  $f_o/f_s < 1$ ; (+) região sem *lock-in*,  $f_o/f_s > 1$ .

### 2.2.2 Regime de desprendimento de vórtices

Williamson e Roshko (1988)[86] foram os primeiros a estudarem os diferentes padrões de desprendimento de vórtices por meio de experimentos em um tanque de reboque com cilindros oscilando transversalmente. Os autores classificaram tais padrões utilizando um código simbólico de letras e números, que descrevem a combinação do desprendimento em pares de vórtices e vórtices simples, durante cada ciclo de oscilação forçada do cilindro. Nesta classificação, por exemplo, o símbolo  $2S$  indica o desprendimento de dois vórtices simples contrarrotativos por ciclo,  $2P$  indica o desprendimento de dois pares por ciclo, e  $P + S$  significa que ocorre o desprendimento de um par e um vórtice simples em cada ciclo (Figura 2.11).




Identificação	Desprendimento de vórtices por ciclo	Figura
2S	Dois vórtices simples	
2P	Dois pares de vórtices contrarrotativos	
P+S	Um par de vórtices contrarrotativos e um vórtice simples	

Figura 2.11: Padrões de desprendimento de vórtices para um cilindro com oscilação transversal forçada obtidos por Williamson e Roshko (1988)[86].

Os experimentos foram realizados para  $300 < Re < 1000$  e  $A/D$  variando entre 0,2 e 1,8. O parâmetro  $\lambda/D$ , foi definido como o comprimento de onda adimensional, dado por:

$$\frac{\lambda}{D} = \frac{U}{Df_o} = U', \quad (2.5)$$

sendo que a mesma expressão define também  $U'$ , a qual é denominada de velocidade normalizada pelo parâmetro  $f_o$ . Os valores de  $\lambda/D$  foram variados na faixa de 1 a 10. A partir de tais parâmetros, estes pesquisadores conseguiram mapear os padrões de desprendimento de vórtices. O mapa resultante, denominado de mapa Williamson-Rohsko, é mostrado na Figura 2.12.

Segundo Williamson e Roshko (1988) [86], a chave para o entendimento de como se comporta o escoamento ao redor de um cilindro em movimento forçado está em observar como a

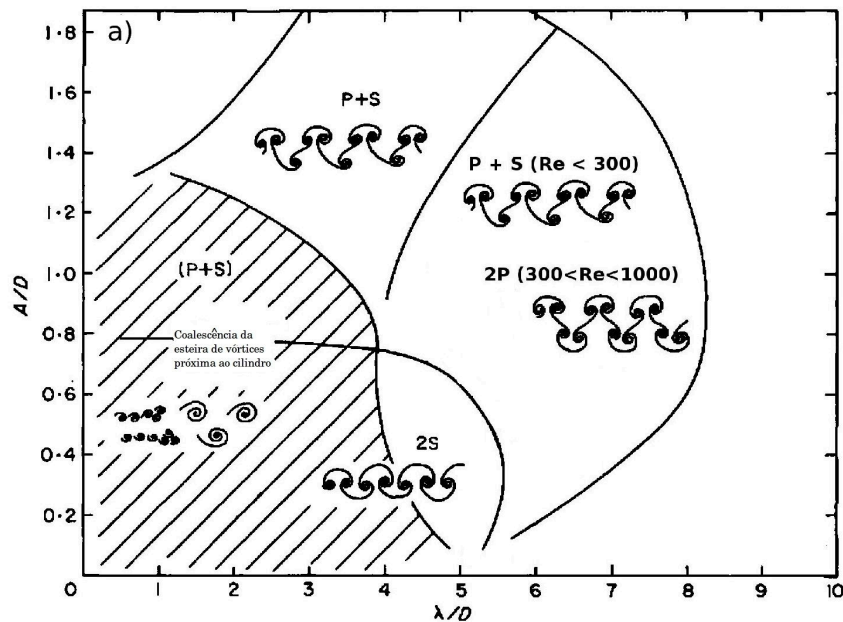


Figura 2.12: Modos de sincronização para um cilindro oscilando transversalmente em relação ao escoamento principal (adaptado de Williamson e Govardhan, 2004[85]).

dinâmica dos vórtices é afetada pela modificação da trajetória do cilindro, através da variação do comprimento de onda adimensional ( $\lambda/D$ ). Em seu trabalho, Williamson e Roshko (1988)[86] estudaram em detalhe a formação dos modos 2S, P+S e 2P e a fronteira que os separam. O processo de formação dos diferentes modos de desprendimento está associado ao conjunto de parâmetros  $\lambda/D$ ,  $A/D$  e  $Re$ , que determinam as curvas críticas no mapa Williamson-Roshko. A variação destes parâmetros afeta diretamente o processo de fornecimento de vorticidade na formação dos vórtices, o que acarreta na transição entre os diferentes modos.

Williamson e Roshko (1998)[86] observaram ainda em seus experimentos, que o limite entre as regiões com os padrões 2P e P+S são dependentes do número de Reynolds (Figura 2.12) e que para valores de  $300 < Re < 1000$ , parte da região onde era observado o modo P+S passa a apresentar o modo 2P.



## 2.3 Vibração Induzida por Vórtices: Sistema com um grau de liberdade

A Vibração Induzida por Vórtices (*Vortex-Induced Vibration - VIV*) vem sendo um tema bastante abordado nas últimas duas décadas. O interesse dos pesquisadores, sobretudo na área da engenharia, é crescente. Na revisão realizada por Williamson e Govardhan (2004) [85], abordou-se o fenômeno de VIV, no qual é considerado um cilindro elasticamente montado, com restrições de forma a mover-se apenas na direção transversal em relação ao escoamento. Neste tipo de sistema, à medida que a velocidade do escoamento aumenta, uma condição na qual a frequência de desprendimento de vórtices ( $f_s$ ), aproxima-se da frequência natural do corpo  $f_n$ , faz com que este corpo responda em forma de vibração às forças oscilatórias impostas pelo escoamento ao seu redor. A representação da vibração induzida em um cilindro com as restrições anteriormente apresentadas pode ser feita utilizando a equação de movimento de um oscilador da forma:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_L, \quad (2.6)$$

onde  $m$  é a massa total do corpo,  $c$  o coeficiente de amortecimento,  $k$  uma constante de rigidez do sistema,  $F_L$  é a denominada força de sustentação, a qual atua na direção transversal ao escoamento e  $y$ ,  $\dot{y}$  e  $\ddot{y}$  representam a posição, a velocidade e a aceleração transversal do cilindro, respectivamente.

### 2.3.1 Adimensionalização com parâmetros do sistema dinâmico

Khalak e Williamson (1999)[28], visando a adimensionalização da equação (2.6), definiram os parâmetros adimensionais mostrados na tabela 2.1. Para estes parâmetros,  $L$  é a altura imersa do cilindro e  $m_a$  a massa adicional, a qual corresponde à massa de fluido que é acelerada devido à oscilação do cilindro. Esta é dada por:

$$m_a = C_A m_d, \quad (2.7)$$

Tabela 2.1: Parâmetros adimensionais definidos no trabalho de Khalak e Williamson (1999)[28].

Razão de massa	$m^*$	$\frac{4m}{\pi D^2 L \rho}$
Amplitude Normalizada	$A^*$	$\frac{A}{D}$
Razão de amortecimento	$\zeta$	$\frac{c}{2\sqrt{k(m+m_d)}}$
Velocidade normalizada por $f_n$	$U^*$	$\frac{U}{f_n D}$
Razão de Frequências	$f^*$	$\frac{f}{f_n}$

em que  $m_d$  é a massa de fluido deslocada pelo corpo e  $C_A$  o coeficiente de massa adicional. Substituindo os parâmetros da tabela 2.1 na equação (2.6) a equação de movimento resultante será:

$$(m^* + C_A)(\ddot{y}/f_n + 4\pi\zeta\dot{y} + 4\pi^2 y) = (2/\pi)U^{*2} C_L, \quad (2.8)$$

sendo  $C_L$  o coeficiente de sustentação dado por:

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 D L}. \quad (2.9)$$

Segundo Khalak e Williamson (1999) [28], no regime em que a frequência de oscilação livre do corpo ( $f$ ) encontra-se sincronizada com o desprendimento periódico da esteira de vórtices ( $f_s$ ), uma aproximação razoável para a força transversal instantânea  $F_L(t)$  e para o deslocamento transversal do corpo  $y(t)$ , pode ser dada por:

$$F_L(t) = F_o \text{sen}(\omega t + \phi), \quad (2.10)$$

$$y(t) = A \text{sen}(\omega t), \quad (2.11)$$

onde  $\omega = 2\pi f$  é a frequência angular de oscilação,  $\phi$  é o ângulo de fase entre a força  $F_L(t)$  e a resposta do corpo  $y(t)$  e  $A$  representa a amplitude transversal de oscilação do cilindro.

Com base nos parâmetros definidos na tabela 2.1, e utilizando as equações (2.10) e (2.11), a amplitude normalizada e a frequência de oscilação podem ser definidas na sua forma adimensional. No trabalho de Khalak e Williamson (1999)[28], estes parâmetros foram expressos pelas equações:

$$A^* = \frac{1}{4\pi^3} \frac{C_L \text{sen}\phi}{(m^* + C_A)\zeta} \left(\frac{U^*}{f^*}\right)^2 f^*, \quad (2.12)$$

$$f^* = \sqrt{\frac{m^* + C_A}{m^* + C_{EA}}}. \quad (2.13)$$

Na equação do parâmetro  $f^*$  (Eq. 2.13) aparece o coeficiente de massa adicional efetivo  $C_{EA}$ , que inclui um efeito aparente devido à força transversal do fluido em fase com a aceleração do corpo. Este é dado por:

$$C_{EA} = \frac{C_L \text{cos}\phi}{2\pi^3 A^*} \left(\frac{U^*}{f^*}\right)^2. \quad (2.14)$$

Uma descrição detalhada das formas de adimensionalização destes parâmetros pode ser encontrada em Meneghini (2002) [43].

O coeficiente  $C_A$  pode variar significativamente em função de  $U^*$  como foi demonstrado por Vikestad et al., 2000[79] (Figura 2.13). Assumindo-se que a resposta em deslocamento do sistema representado pela equação (2.6) é harmônica ( $y(t) = y_o \text{sen}(\omega t + \phi)$ , ver Vikestad et al., 2000) e conseqüentemente uma componente principal harmônica para  $F_L(t) = F_o \text{sen}(\omega t + \phi)$ , é possível extrair uma equação para estimar o valor de  $C_A$ , a qual é dada por:

$$C_A = -\frac{8}{nT\rho\pi D^2 L(\omega^2 x_o)^2} \int_t^{t+nT} F_L \ddot{x} dt, \quad (2.15)$$

sendo  $n$  o número total de oscilações do cilindro,  $T$  o período de oscilação e  $x_o$  a amplitude máxima de oscilação. Observa-se na figura (2.13) que o coeficiente  $C_A$  cruza o zero para  $U^* \approx 8$ , valor que está dentro da região de *lock-in* como será visto a seguir.

Na Figura 2.14 são mostrados os resultados de  $A_{max}^*$  para experimentos realizados em água por Khalak e Williamson (1999)[28], usando como base a equação (2.12), com parâmetro de

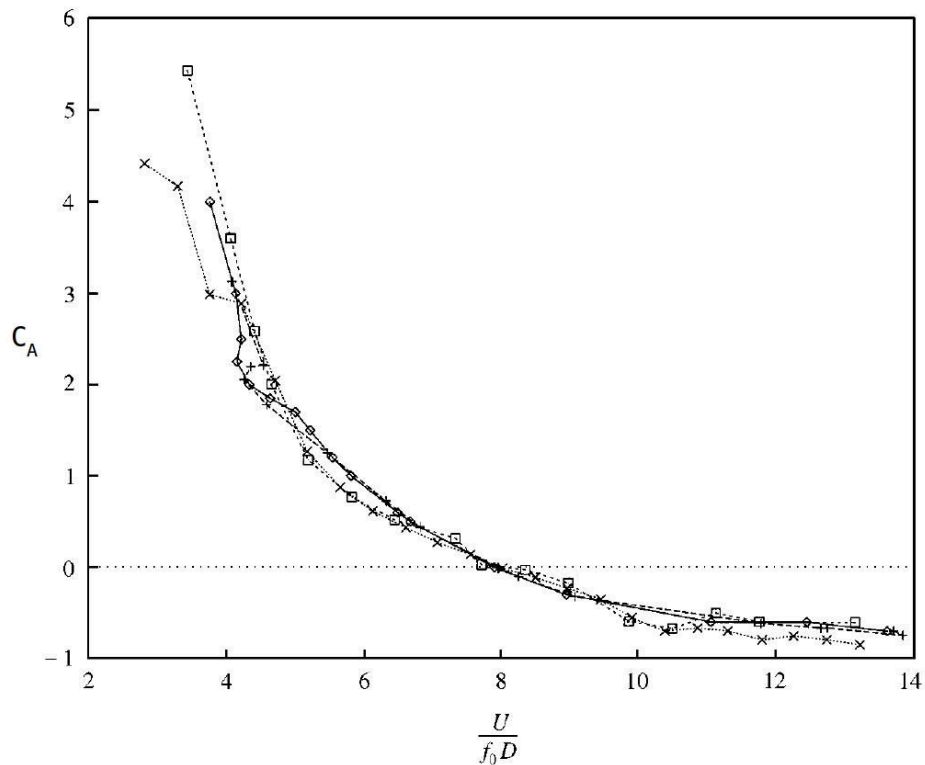


Figura 2.13: Variação do coeficiente de massa adicionada ( $C_A$ ) com a velocidade normalizada ( $U^*$ ).

massa  $m^* = 10,1$  e um parâmetro massa amortecimento  $m^*\zeta = 0,0013$ , e os resultados em ar de Feng (1968), apud Khalak e Williamson (1999)[28], para  $m^* = 248$  e  $m^*\zeta = 0,325$ .

Nos resultados em água foram observados três ramos, os quais foram classificados em ramo de excitação inicial (*initial excitation branch*), ramo superior (*upper branch*) e ramo inferior (*lower branch*). Feng (1968), apud Khalak e Williamson 1999[28] observou apenas dois ramos em seu experimento com ar.

Os resultados de Khalak e Williamson (1999)[28] para  $m^*\zeta$  entre 0,014 e 0,019 e valores de  $m^*$  de 2,4, 10,3 e 20,6, mostraram que a amplitude de oscilação  $A^*$  pode variar significativamente com  $m^*$ . Estes resultados foram sobrepostos no mapa de modos de desprendimento de vórtices para oscilação transversal forçada, obtido por Williamson e Roshko (1988)[86], e são mostrados na Figura 2.15. Observa-se (Figura 2.15(a)) que a largura da faixa de velocidades normalizadas  $U^*$ , onde as amplitudes de oscilação são altas, é mais extensa para  $m^*=2,4$  que para  $m^*=10,3$  e  $m^*=20,6$ . Quando  $U^*$  é substituída por  $U^*/f^*$  que equivale a uma velocidade normalizada por  $f$ , chamada de  $U'$  (Equação 2.5) usada no trabalho de Hover et al. (1998)[23],

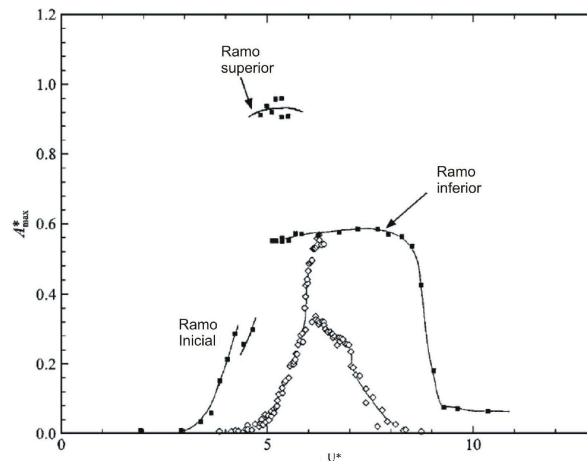


Figura 2.14: Resultados da variação de  $A_{max}^*$  em função da velocidade normalizada  $U^*$ , dos experimentos realizados por Khalak e Williamson (1999) com água (■), e por Feng (1968), apud Khalak e Williamson, (1999)[86] com ar (◇).

os dados colapsam em uma única curva (Figura 2.15(b)).

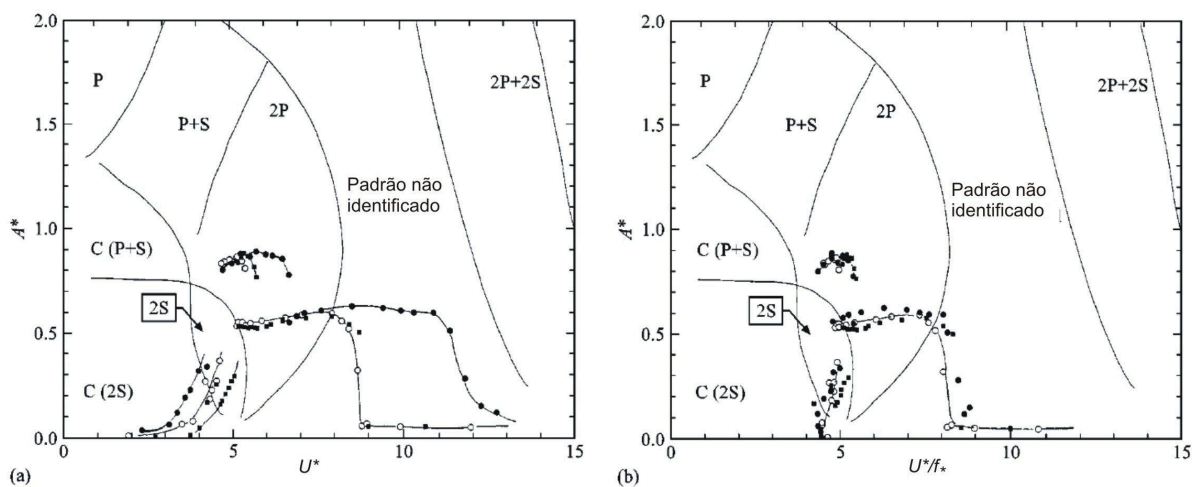


Figura 2.15: Resultados de Khalak e Williamson (1999)[28] para valores de  $m^*\zeta$  entre 0,014 e 0,019, e  $m^*$  variando de 2,4 (●); 10,3 (○); e 20,6 (■). (a) Variação da amplitude máxima em função da velocidade normalizada  $U^*$ . (b) Variação da amplitude máxima em função da velocidade reduzida  $U'$ .

Assi et al. (2006)[3] realizaram experimentos com água, para os valores  $m^*=0,9$  e  $m^*=0,96$ . Os resultados da amplitude máxima  $A^*$  em função da velocidade normalizada  $U^*$  são apresentados na figura 2.16. Comparando os resultados desta figura com os apresentados na figura 2.15, observa-se que a amplitude de vibração  $A/D$  tende a atingir valores altos para o ramo inferior à medida que o valor de  $m^*$  diminui.

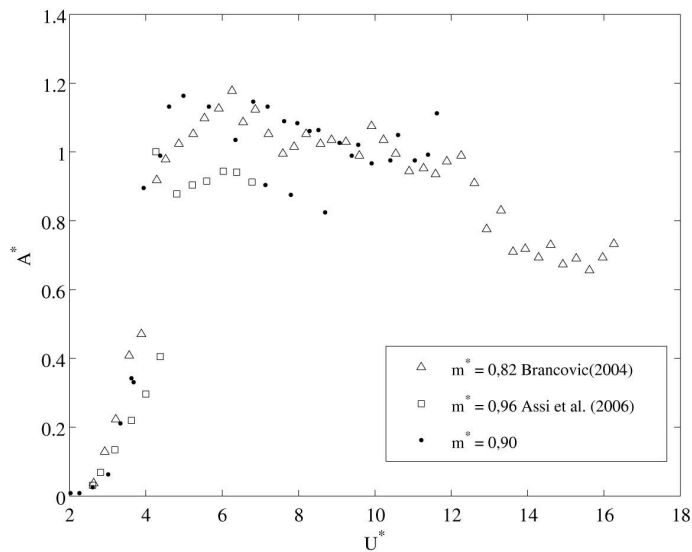


Figura 2.16: Resultados de Assi et al. (2006)[3], para valores de  $m^* = 0,9$  e  $m^* = 0,96$  da variação da amplitude máxima em função da velocidade normalizada.

### 2.3.2 VIV versus Oscilação forçada

No trabalho de Prasanth e Mittal (2008)[56], resultados de um cilindro com oscilação livre foram comparados com os experimentos feitos por Koopman (1967)[30] com oscilação forçada. Os autores observaram que as amplitudes de vibração livre passam a ocorrer justamente dentro da região de *lock-in*. Na figura 2.17 é mostrado o gráfico com as fronteiras de *lock-in* primário para oscilação forçada. O quadro central da figura corresponde aos resultados de  $A^*$  para o caso de oscilação livre variando com o número de Reynolds. Quando os resultados do quadro central são plotados no gráfico de *lock-in* (quadro externo) nota-se que a transição da amplitude de vibração livre entre os ramos inicial, superior e inferior estão dispostas de forma que as maiores amplitudes se localizam no interior da região de *lock-in*.

Em um recente estudo, Morse e Williamson (2009)[47] elucidaram questões com relação à predição de VIV com o uso de oscilação forçada. Uma série de experimentos foram realizados, variando os parâmetros do mapa Williamson-Roshko, dando assim um alto grau de resolução ao estudo. Além dos padrões clássicos apresentados anteriormente, foi identificado um novo padrão onde dois pares de vórtices são desprendidos a cada ciclo de oscilação. Os autores observaram que o vórtice secundário de cada par é de menor intensidade e tende a perder energia à medida que se desloca a jusante. Este padrão de desprendimento foi identificado com o símbolo

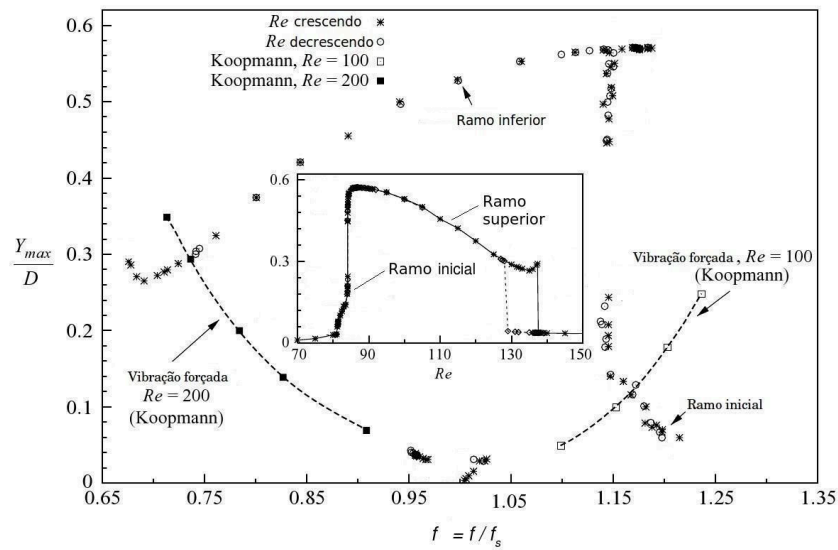


Figura 2.17: Resultados de Prasant e Mittal (2008)[56] da comparação entre oscilação forçada e oscilação livre mostrando que as maiores amplitudes para oscilação livre ocorrem dentro da região de lock-in identificada por Koopman (1967)[30] para o caso de oscilação forçada.

$2P_o$  (Figura 2.18), e foi obtido para os parâmetros  $A^* = 0,8$  e  $\lambda/D = 5,6$ , os quais correspondem à coordenada intermediária entre as regiões dos modos  $2S$  e  $2P$  do mapa Williamson-Rohsko (Figura 2.12).

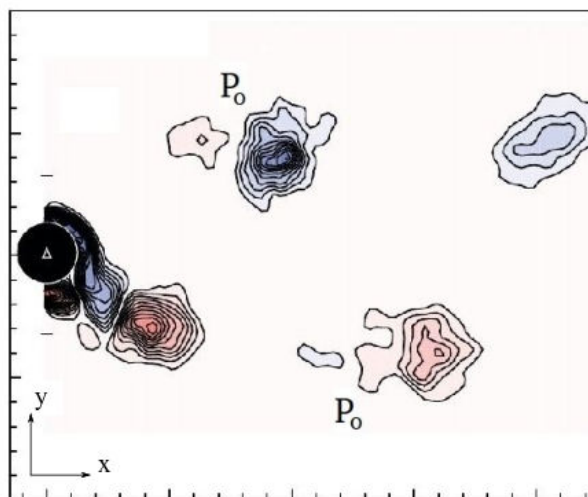


Figura 2.18: Novo padrão de vórtices  $2P_o$  identificado por Morse e Williamson (2009)[47]. Dois pares de vórtices são desprendidos a cada ciclo de oscilação, sendo que, o vórtice secundário de cada par mostrou-se menos energético que os vórtices primários

Com o objetivo de prever a ocorrência de VIV, Morse e Williamson (2009)[47] plotaram sobre o mapa Williamson-Roshko, isocontornos da força em fase com a velocidade ( $C_L \sin\phi$ ,

denominada de excitação do escoamento), e do coeficiente de massa adicional efetiva ( $C_{EA}$ ). Como resultado da análise destes parâmetros, os autores conseguiram determinar uma região onde possivelmente ocorrerá vibração livre. A região final mostrada na figura 2.19d foi determinada obedecendo os pré-requisitos de excitação do fluido positiva (Figuras 2.19 a e c) e de soluções estáveis para a amplitude de oscilação em função do balanço de energia que entra ( $E_{IN}^*$ ) e sai ( $E_{OUT}^*$ ) do sistema, de acordo com o modelo dinâmico adotado na análise (Figura 2.19b). Se o sistema encontra-se em oscilação, com amplitude e frequência constantes,  $E_{IN}^*$  e  $E_{OUT}^*$  podem ser balanceadas em um ciclo de oscilação pela seguinte equação:

$$\underbrace{C_L \text{sen}\phi}_{E_{IN}^*} = \frac{4\pi^3 A^* (m^* + C_A) \zeta}{\underbrace{\left(\frac{U^*}{f^*}\right)^2 f^*}_{E_{OUT}^*}}, \quad (2.16)$$

que advém da equação (2.12). As soluções estáveis são encontradas quando a energia que entra no sistema é igual a energia que sai. A declividade da curva de transferência de energia  $E^* = E_{IN}^* - E_{OUT}^*$  ira determinar se o equilíbrio do sistema é instável ou estável:

$$\begin{aligned} \text{Estável, } \frac{dE^*}{dA^*} &< 0 \\ \text{Instável, } \frac{dE^*}{dA^*} &> 0. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Morse e Williamson (2009)[47] observaram que os resultados de predição da região de excitação apresentaram-se coerentes com os obtidos em trabalhos anteriores com o cilindro em VIV.

Segundo Bearman (2010)[5], ambos métodos de abordagem por vibração livre e forçada têm suas vantagens e desvantagens. A grande vantagem da técnica de vibração forçada é com relação ao controle dos parâmetros de amplitude e frequência de vibração. Por outro lado, um grande número de experimentos ou simulações são necessários para o mapeamento das condições para as quais a energia é transferida do fluido para o cilindro.



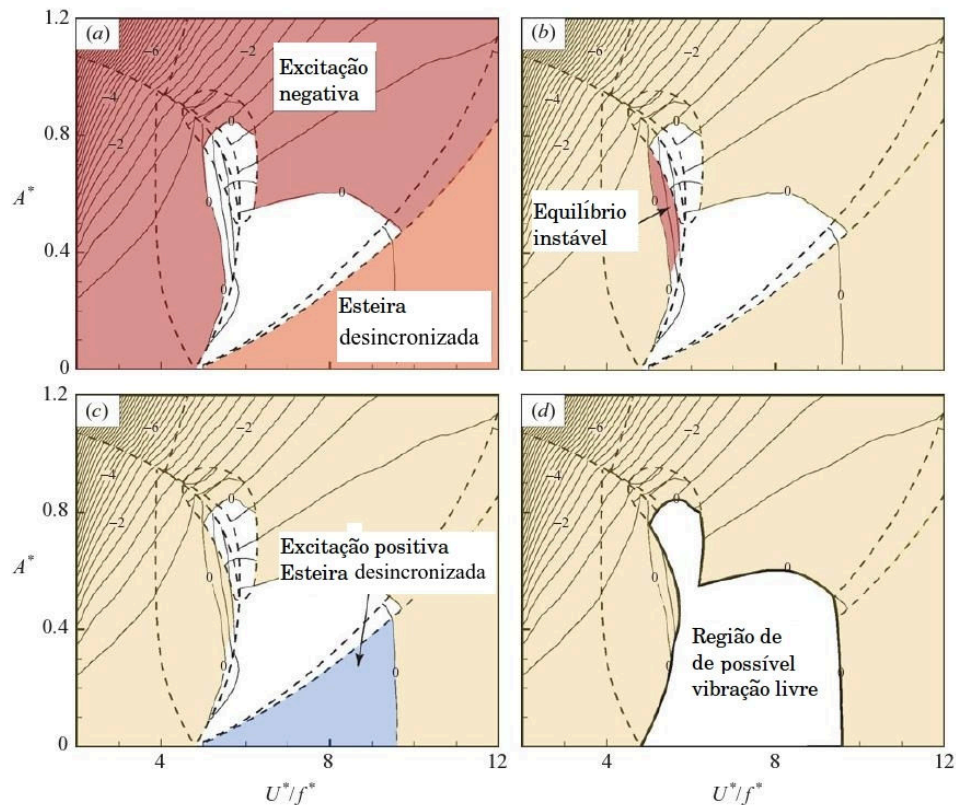


Figura 2.19: Região de possível ocorrência de vibração induzida por vórtices de acordo com Morse e Williamson (2009)[47].

### 2.3.3 Razão massa-amortecimento

Nos diversos estudos envolvendo o fenômeno de *VIV*, tem-se como um dos principais objetivos determinar uma relação entre os parâmetros de massa e amortecimento do modelo dinâmico. De acordo com Williamson e Govardhan (2004)[85], um fator de massa-amortecimento frequentemente usado na engenharia é o parâmetro de Skop-Griffin ( $S_G$ ), definido por:

$$S_G = 2\pi^3 St^2 (m^* \zeta). \quad (2.18)$$

Na figura 2.20 é apresentado um dos gráficos originais do trabalho de Griffin (1980, apud Williamson e Govardhan 2004[85]) da variação da amplitude máxima ( $A^*$ ) em função de  $S_G$ . Williamson e Govardhan (2004)[85] observaram que como os eixos do gráfico estão plotados numa escala logarítmica, isto impede a visualização do espalhamento dos pontos. Uma extensão do gráfico  $S_G$  para uma variedade de experimentos compilados por Skop e Balasubramanian (1997)[71], com eixo das amplitudes máximas plotadas em escala linear, é apresentado

na figura 2.21, onde é possível perceber claramente o espalhamento dos pontos para valores de  $S_G$  menores que  $10^{-1}$ . A lógica da escolha de um parâmetro combinando massa e amortecimento advém da equação (2.12). No entanto, resultados do trabalho de Khalak e Williamson (1999)[28] sugerem que o método de combinação massa-amortecimento consegue resultados ajustados com relação ao pico de amplitude, somente em condições limitadas. Resultados obtidos no trabalho de Govardham e Williamson (2006)[19] levaram em conta um importante parâmetro que foi ignorado por muitos estudos anteriores. O estudo da variação do número de Reynolds neste trabalho permitiu a compilação dos resultados da figura 2.21 em um gráfico onde a amplitude máxima em função do parâmetro massa amortecimento ajusta-se bem a uma função  $g(m^*, \zeta, Re)$ . Os autores do artigo propõem a equação da razão de massa amortecimento dada por:

$$\alpha = (m^* + C_A)\zeta. \quad (2.19)$$

Resultados de trabalhos considerando valores de  $\alpha$  baixos, foram plotados em função do  $Re$  no intuito de determinar o comportamento de  $A^*$  sem o efeito do fator massa-amortecimento. Os autores sugeriram a função  $A^* = \log_{10}(BRe^C)$ , com os coeficientes  $B = 0.41$  e  $C = 0.36$ , a qual se ajusta muito bem aos dados (Figura 2.22).

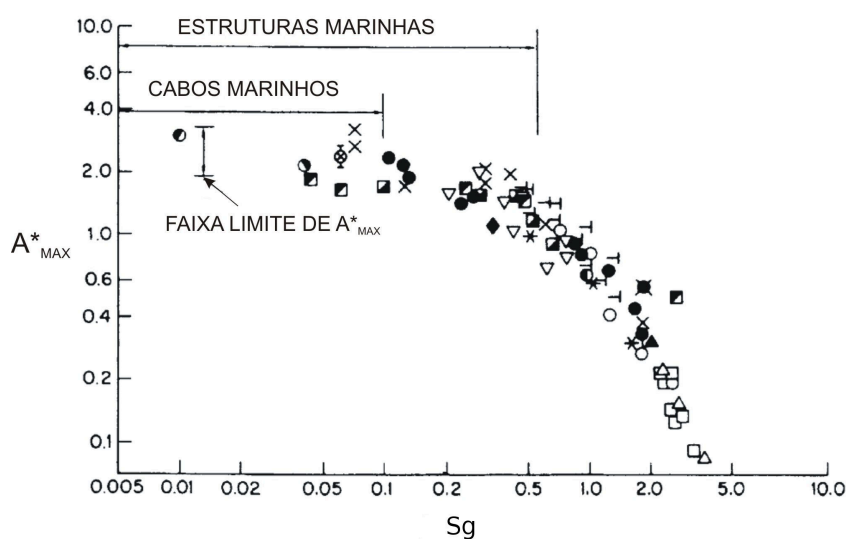


Figura 2.20: Picos de amplitude em função do parâmetro de Skop-Griffin -  $S_G$  (Griffin, 1980, Apud Williamson e Govardhan, 2004[85]).

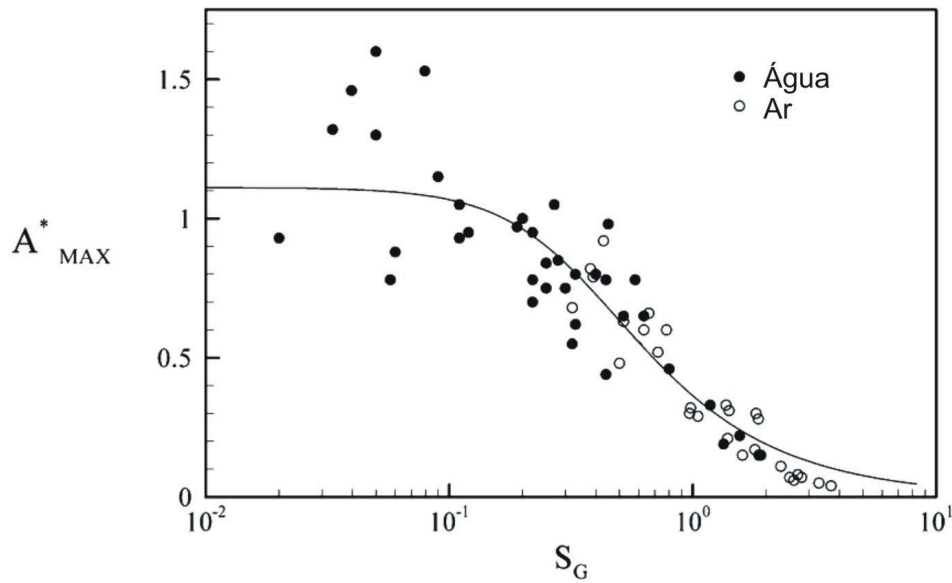


Figura 2.21: Gráfico de Griffin mostrando os picos de amplitude  $A^*$  em função de  $S_G$  (Khalak e Williamson, 1999[28]).

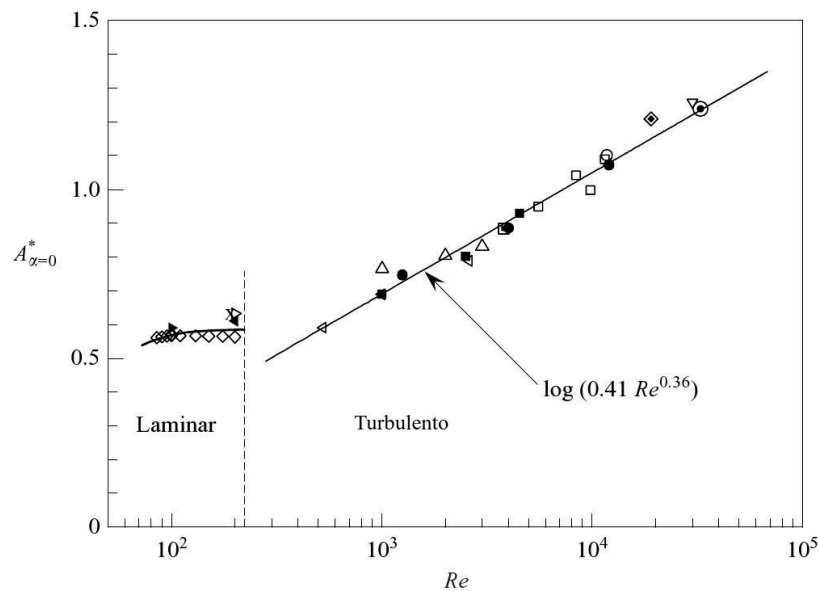


Figura 2.22: Variação de  $A^*$  em função de  $Re$ , para baixos valores de  $\alpha$  e ajuste em função do  $Re$ .

Govardhan e Williamson (2006)[19] apresentaram uma série de funções de relação entre  $A^*$ ,  $Re$  e  $\alpha$ . No entanto uma simples função quadrática da forma  $1 + B\alpha + C\alpha^2$ , com os coeficientes  $B = -1.1241$  e  $C = 0.2960$ , obteve o menor erro de ajuste. Um gráfico de Griffin foi obtido,

onde a amplitude modificada, dada por  $A_M^* = A^*/A_{\alpha=0}^*$ , colapsa a variação para diferentes valores de  $Re$ , em uma única curva (Figura 2.23). Na figura 2.24 são apresentadas curvas para diferentes valores de  $Re$  e uma comparação é feita com resultados obtidos por Govardham e Williamson, (2006)[19].

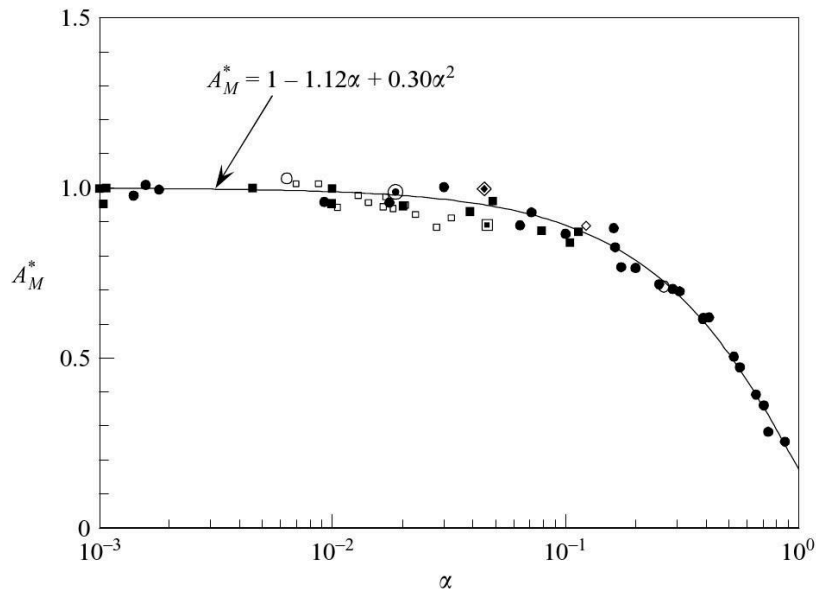


Figura 2.23: Ajuste dos dados do gráfico de Griffin da figura 2.21 considerando o efeito do  $Re$  (Govardham e Williamson, 2006).

### 2.3.4 Razão de frequências

Um outro parâmetro frequentemente usado nas análises é a razão de frequências ( $f^*$ ). O diagrama, mostrado na figura 2.25, corresponde aos resultados da variação de  $f^*$  obtidos por Feng (1968) (apud Sumer e Fredsøe (1997)[75]), para um cilindro montado em uma base elástica, com um grau de liberdade na direção transversal em relação ao escoamento principal. Os experimentos foram realizados utilizando ar como fluido. Nota-se que a vibração tem início quando é atingido o valor de velocidade normalizada  $U^* = 4,0$ . O diagrama mostra que a vibração inicial ocorre para uma frequência igual à frequência natural do sistema,  $f^* = 1$ , enquanto que a frequência de desprendimento de vórtices ( $f_s$ ) segue a expressão:

$$f^* = St \frac{U}{Df_n} = StU^*, \quad (2.20)$$

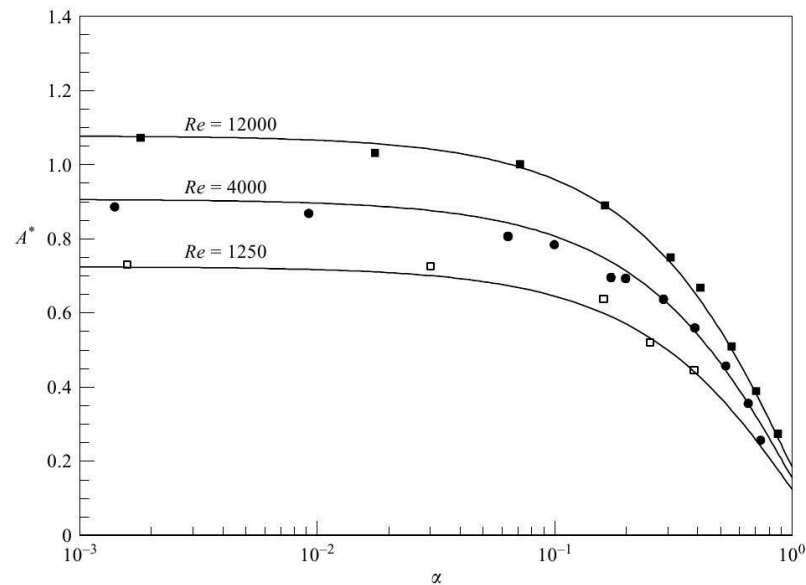


Figura 2.24: Curvas de variação de  $A^*$  em função de  $\alpha$  para diferentes valores de  $Re$  segundo Govardhan e Williamson (2006).

onde o número de Strouhal é aproximadamente igual a 0,2 para uma ampla faixa de número de Reynolds, abrangendo o regime subcrítico do escoamento (faixa de  $Re$  correspondente a Figura 2.2d).

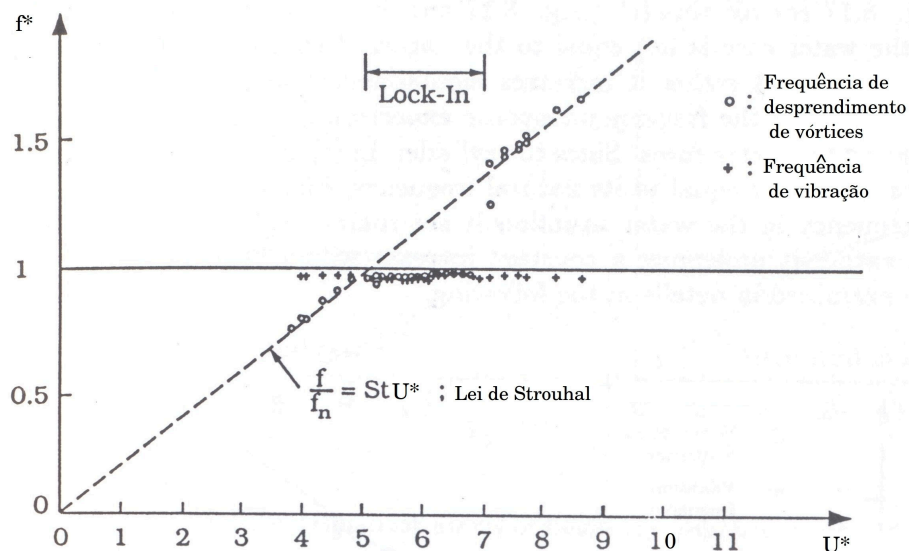


Figura 2.25: Diagrama de variação da frequência adimensional  $f^* = f/f_n$  com a velocidade normalizada (Feng, 1968 apud Sumer e Fredsøe, 1997[75]).

Até  $U^* = 5,0$ , a frequência de desprendimento de vórtices ( $f_s$ ) segue a lei de Strouhal (Eq. 2.20). A partir deste ponto, e até o valor de  $U^* = 7,0$ ,  $f_v$  deixa de seguir tal lei, passando a assumir o mesmo valor da frequência natural do sistema, ou seja, passa a seguir a linha  $f^* = f/f_n = 1$ , (Figura 2.25). Conseqüentemente, a frequência de oscilação será igual à frequência de desprendimento de vórtices ( $f_v$ ), o que caracteriza o fenômeno de sincronização ou *lock-in* para oscilação livre. Quando a faixa de *lock-in* é ultrapassada ( $U^* > 7,0$ ), a frequência de desprendimento de vórtices volta a seguir a lei de Strouhal. Para escoamentos com água, algumas alterações ocorrem com relação à frequência adimensional  $f^*$ . Estas alterações podem ser observadas no diagrama obtido por Khalak e Williamson (1997)[27], mostrado na figura 2.26. Nota-se que, para a razão de massa  $m^* = 2,4$ , valor característico para água, os valores de  $f^*$  não são iguais à unidade na faixa de *lock-in*, aumentando com a velocidade normalizada  $U^*$ .

### 2.3.5 Adimensionalização segundo parâmetros do escoamento

Shiels et al. (2001)[66] adotaram uma forma diferente de adimensionalização da equação (2.6), onde, ao invés de usar quantidades mecânicas ( $m$ ,  $c$  e  $k$ ), são usados parâmetros característicos do escoamento ( $U$ ,  $\rho$  e  $D$ ). A equação resultante desta adimensionalização é dada por:

$$m^{**}\ddot{y}^* + c^*\dot{y}^* + k^*y^* = C_L(t^*), \quad (2.21)$$

sendo:

$$y^* = \frac{y}{D}, \quad \dot{y}^* = \frac{\dot{y}}{U}, \quad \ddot{y}^* = \ddot{y} \frac{D}{U^2}, \quad t^* = t \frac{U}{D}, \quad m^{**} = \frac{m}{\frac{1}{2}\rho D^2 l} = \frac{\pi \rho_b}{2 \rho}, \quad c^* = \frac{c}{\frac{1}{2}\rho U D l}, \quad k^* = \frac{k}{\frac{1}{2}\rho U^2 l}. \quad (2.22)$$

Na adimensionalização da equação (2.8) foi considerada a separação do termo de força  $F_L$  nas componentes viscosa e não-viscosa (ver Khalak e Williamson, 1996)[26]). Esta separação ocasiona o aparecimento do termo de massa adicional na equação. Optou-se, no presente trabalho, pelo uso da equação (2.21) no acoplamento do modelo dinâmico ao código Incompact 3d, pois neste caso, não é necessária a separação do termo de força. No entanto, é importante res-

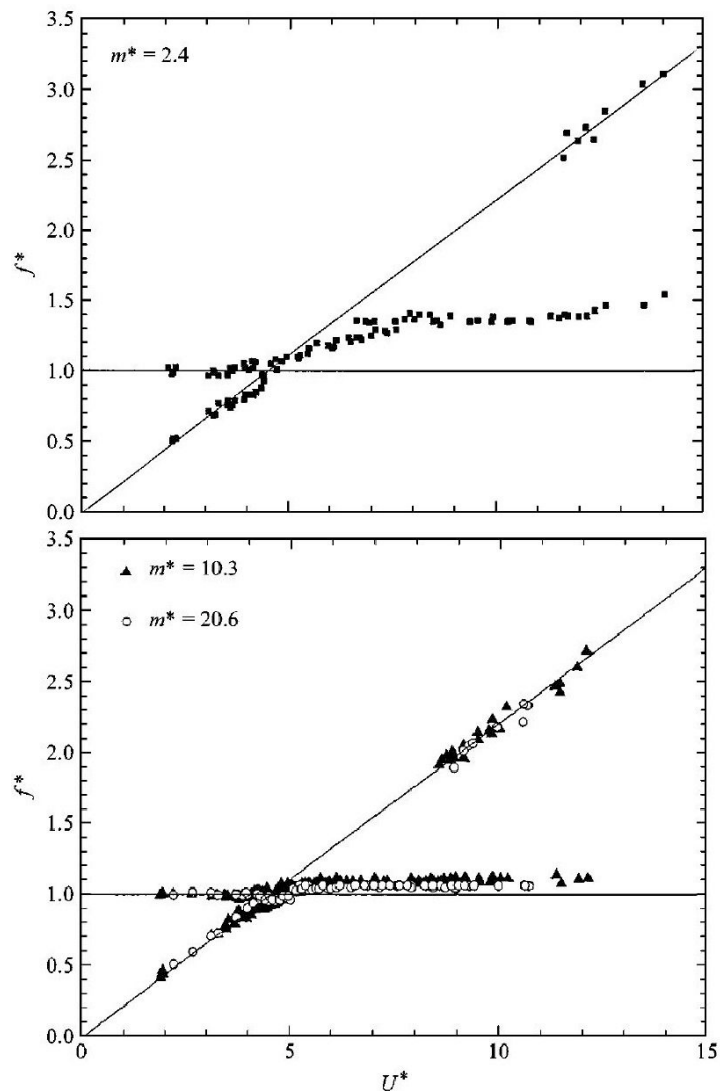


Figura 2.26: Efeito da razão de massa,  $m^*$ , na variação da frequência de oscilação com a velocidade reduzida (Khalak e Williamson, 1999[28]).

saltar que as componentes viscosas e não-viscosas do termo de força  $F_L$  estão implícitas no cálculo dos coeficientes hidrodinâmicos, como será visto no próximo capítulo. Sarpkaya e Isaacson (1981)[63] comentam que os termos de massa adicional e de amortecimento devido ao fluido são incluídos nos modelos dinâmico baseados em definições onde não há escoamento. Segue um trecho do comentário feito por estes autores:

Some wake oscillator models require that both the still-fluid added mass and damping be added to the "structural" part of equation. Certain other models require only that the added mass be added to the structural element. Both of

these approaches are fundamentally in error and both require more information for the structural part than should be required. Hence, rather than arbitrarily introducing these quantities in the structural part of the equation describing the model, the "fluid" part of the model should be constructed from the outset so as to introduce all fluid dynamic effects (Sarpkaya, 1981)[63]\*.

## 2.4 Vibração Induzida por Vórtices: Sistema com 2 graus de liberdade

Um dos primeiros trabalhos envolvendo o fenômeno de vibração induzida por vórtices num sistema com dois graus de liberdade foi realizado por Sarpkaya em 1995[62]. O experimento utilizou um dispositivo com molas onde a relação entre as rigidez nas duas direções foram variadas, obtendo-se três razões de frequências naturais  $f_{n_x}/f_{n_y} = \infty, 1$  e  $2$ . Os resultados da amplitude máxima na direção transversal, em função de  $U^* St = f_s/f_n$ , para as respectivas razões de frequência, são apresentados na figura 2.27. O autor observou que os picos de amplitude ocorrem em diferentes valores de  $f_s/f_n$  e o cilindro percorre diferentes trajetórias dependendo da relação  $f_{n_x}/f_{n_y}$ . Para a razão  $f_{n_x}/f_{n_y}=1$  foi identificada uma trajetória em forma de arco, com uma razão de amplitudes  $A_x/A_y=0,18$ , enquanto que para  $f_{n_x}/f_{n_y}=2$  identificou-se uma curva simétrica em forma de um oito com razão de amplitudes  $A_x/A_y=0,4$

No trabalho realizado por Jauvtis e Williamson (2004)[25] foi usado um aparato experimental que possibilitou o estudo da Vibração Induzida por Vórtices em um cilindro com dois graus de liberdade. Jauvtis e Williamson observaram que a resposta na direção transversal é influenciada significativamente pelo grau de liberdade na direção longitudinal. Tanto a amplitude de deslocamento transversal ( $A^*$ ) quanto o padrão da esteira de vórtices é alterada. Um novo ramo de excitação foi descoberto denominado ramo super-superior (*super-upper branch* - SU) onde os valores de  $A^*$  chegam a atingir amplitudes da ordem de 1,5 diâmetros (Figura 2.28(a)).

---

\*Tradução: Alguns modelos requerem que ambos amortecimento e massa adicionada, para o caso de água parada, sejam adicionados na parte estrutural da equação. Em outros modelos é necessário somente a inclusão da massa adicionada no elemento estrutural. Ambas as aproximações estão fundamentalmente erradas e ambas requerem mais informação para a parte estrutural. Portanto, ao invés da introdução arbitrária destas quantidades na parte estrutural da equação que descreve o modelo, a parte do escoamento do modelo deve ser construída desde o início de forma a incluir todos os efeitos hidrodinâmicos.



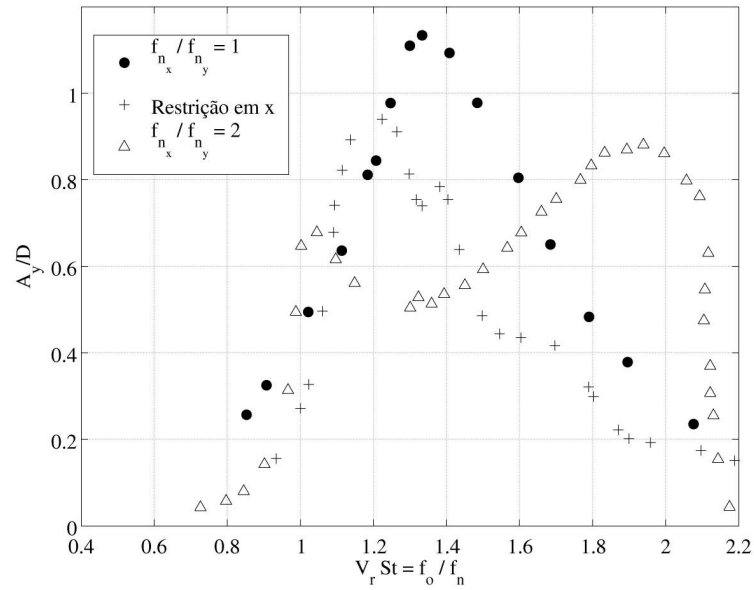


Figura 2.27: Variação da amplitude de oscilação na direção y em função de  $f_o/f_n$ .

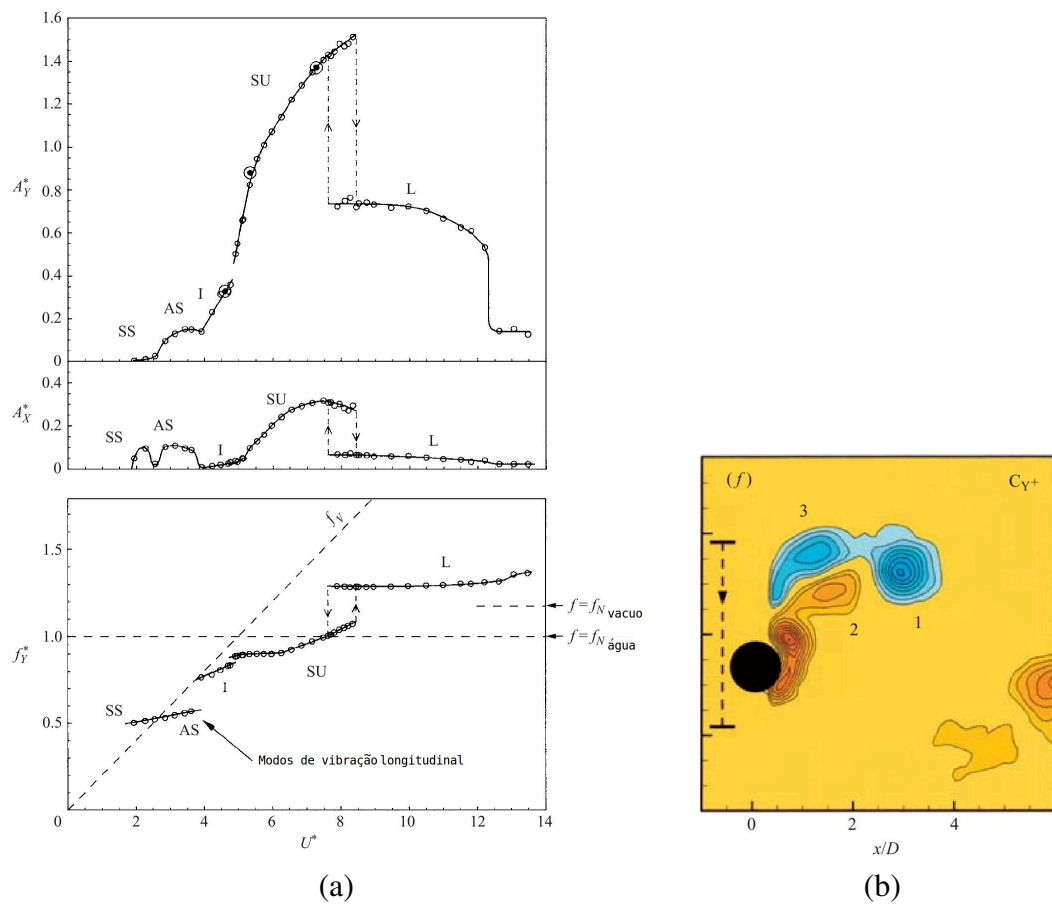


Figura 2.28: (a) Resposta do sistema para um cilindro com dois graus de liberdade, com os seguintes parâmetros:  $m^*=2,6$ ,  $\alpha=0,013$ ; (b) Formação do modo 2T (Jauvtis e Williamson (2004)).

Foi observado ainda um novo modo de desprendimento de vórtices com três vórtices sendo desprendidos a cada meio ciclo de oscilação codificado pelos autores com o símbolo "2T" (Figura 2.28b)), ao invés do clássico padrão 2P. Este novo ramo é evidenciado apenas quando a razão de massa  $m^*$  é menor que 6. Na faixa de  $m^*$  entre 4 e 6 foi observada uma transição entre os ramos super-superior (SU) e superior (Figura 2.29).

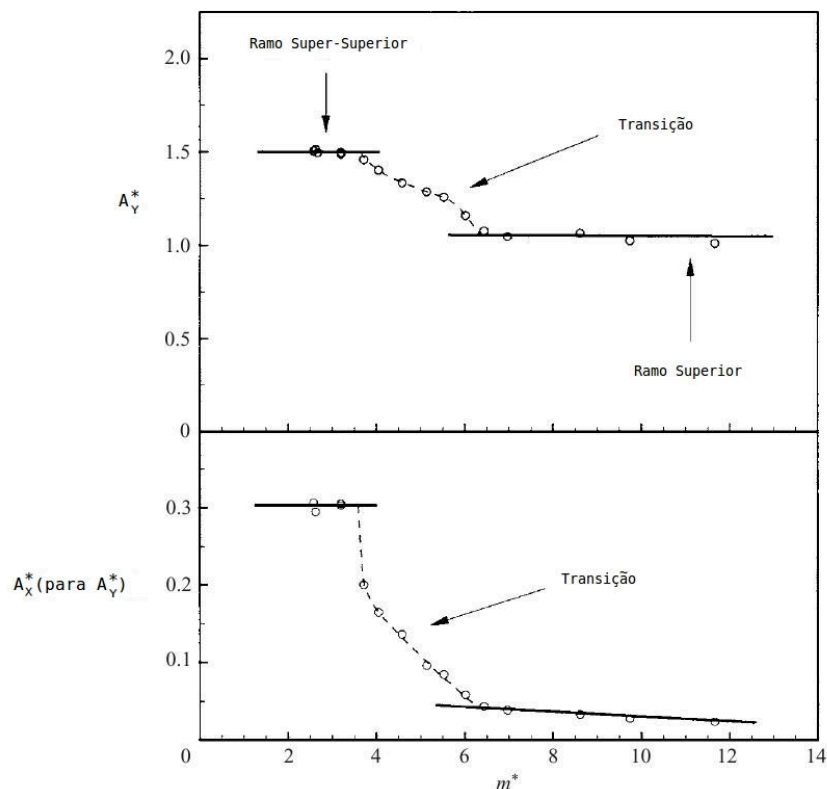


Figura 2.29: Transição entre os ramos superior e Super-superior em função da razão de massas.

Com o objetivo de melhor entender esta transição entre os ramos superior e super-superior, Stappenbelt e Lalji (2008)[73] realizaram uma série de experimentos em um cilindro montado em uma base elástica que permitiu o estudo do movimento com 1 e 2 graus de liberdade. Na figura 2.30 são apresentados os resultados da variação de  $A^*$  em função do parâmetro massa amortecimento ( $m^*\zeta$ ) para os experimentos com o cilindro em um (1dof) e dois (2dof) graus de liberdade. Uma comparação é feita também com uma formulação empírica proposta por uma nota técnica de classificação de cargas ambientais da organização internacional de serviços de gerenciamento de risco *Det Norske Veritas - DNV*. Tal formulação baseia-se em resultados experimentais para cilindro com apenas um grau de liberdade e altos valores de  $m^*$ .

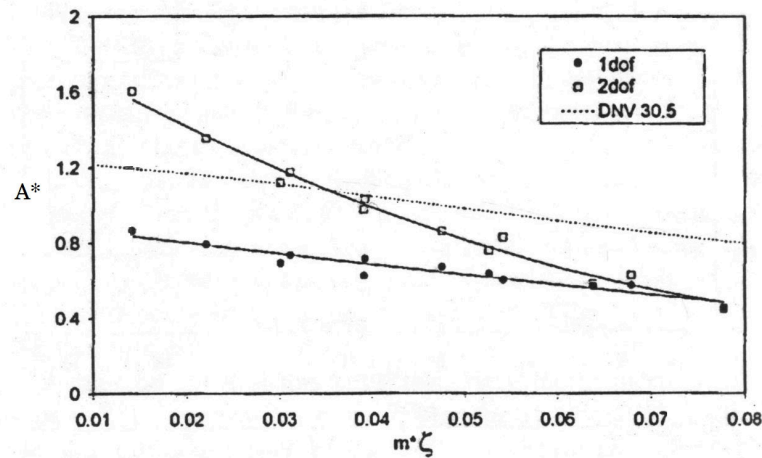


Figura 2.30: Resultados do trabalho de Stappenbelt e Lalji (2008)[73] das amplitudes máximas em função da variação do parâmetro massa amortecimento. A sigla DNV 30.5 na legenda representa os valores obtidos a partir da formulação empírica proposta pela organização internacional de gerenciamento de risco *Det Norske Veritas*.

Nos experimentos de Stappenbelt e Lalji (2008)[73] foram usados os parâmetros de  $m^*$  variando de 2,36 à 12,96 e  $\zeta=0,006$ . Os resultados da figura 2.30 mostram uma convergência entre os resultados dos experimentos com 1 e 2 graus de liberdade a partir da razão de massa em torno de 12,96. Este resultado não está coerente com os resultados apresentados por Jauvtis e Williamson (2004)[25], os quais observaram a transição entre os ramos superior e superior na faixa de  $m^*$  entre 4 e 6. Stappenbelt e Lalji sugerem que a razão de massa não é o único parâmetro que governa a transição entre os modos, sendo necessário a introdução do parâmetro massa-amortecimento  $m^*\zeta$ .

Blevins e Coughram (2009)[10] realizaram uma série de experimentos em um aparato com o cilindro elasticamente montado, permitindo dois graus de liberdade, onde foram variados os parâmetros de massa, amortecimento e número de Reynolds. Os autores identificaram que diferentes trajetórias são percorridas pelo cilindro em função da velocidade reduzida (Figura 2.31). A partir destes resultados foi definida a função:

$$\frac{U/f_n D|_2}{U/f_n D|_1} = 0,25 + \sqrt{\frac{m/\rho D^2}{m/\rho D^2 - 1,4}}, \quad (2.23)$$

para os limites da região de sincronização ( $U_{r1}$  a  $U_{r2}$ ). Tal região cresce a medida que a massa do cilindro diminui deslocando-se ao mesmo tempo para a esquerda.

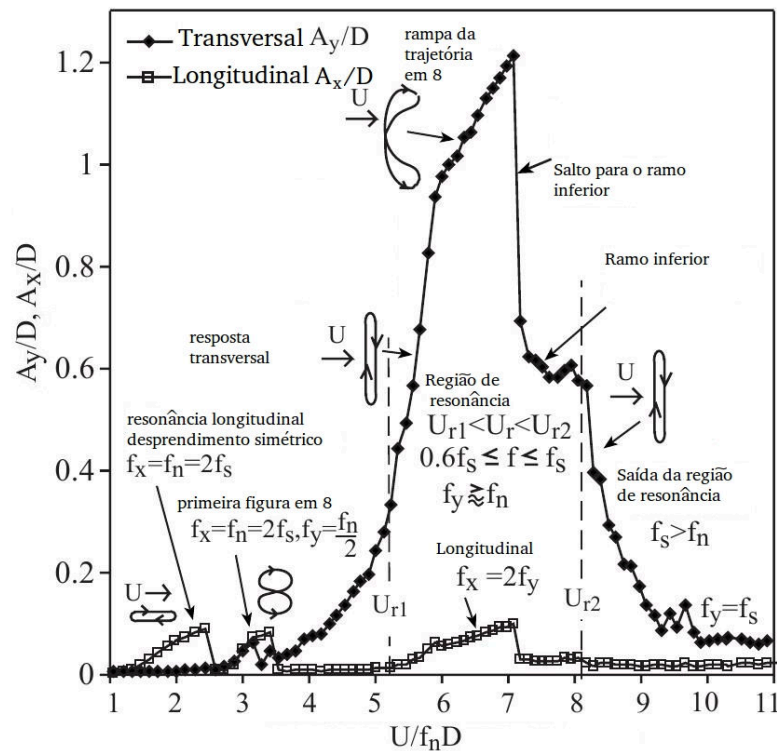


Figura 2.31: Trajetórias do cilindro em função da velocidade reduzida obtidas por Blevins e Coughram (2009)[10] para  $\zeta = 0,02$  e  $m/\rho D^2 = 5,02$ .

## 2.5 Modelagem numérica e analítica do fenômeno de VIV

Nesta seção são apresentados alguns resultados de modelos numéricos e analíticos abordando o fenômeno de VIV com um e dois graus de liberdade. Diversos trabalhos procuraram estudar o fenômeno por diferentes técnicas, tanto do ponto de vista de aproximações numéricas quanto pela linearização do problema.

Gioria et al (2009)[17] usaram a análise por estabilidade de *Floquet* do escoamento ao redor de um cilindro submetido a oscilação e conseguiram determinar que até o valor de Reynolds 260 o modelo é estável com relação a perturbações infinitesimais no campo tridimensional para o caso de amplitude de oscilação  $A = 0,4D$ . Para valores de Reynolds maiores que 260 ( $Re=300$  e  $340$ , Figura 2.32) os autores obtiveram uma dinâmica similar ao caso de cilindro fixo com os comprimentos de onda na direção axial correspondendo aos modos A e B (picos do multiplicador de floquet  $|\mu|$  para os comprimentos de onda  $\beta \approx 2$  e  $7$  respectivamente). Na figura 2.32 são apresentadas as curvas de estabilidade em função do número de *Floquet* para

cada caso estudado.

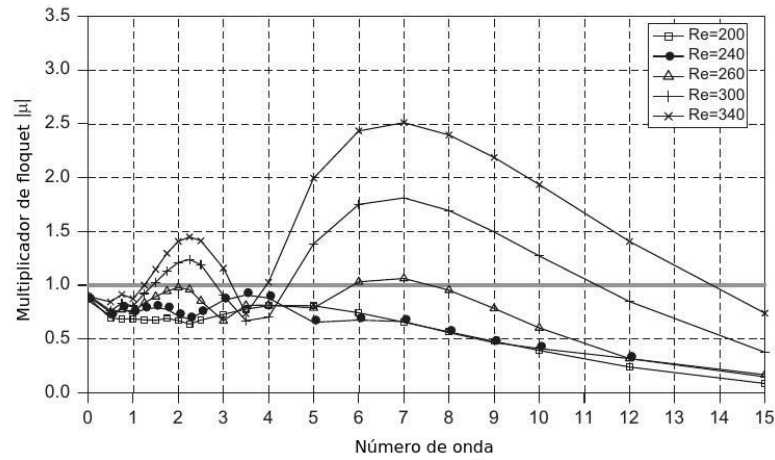


Figura 2.32: Curvas de estabilidade de Floquet para diferentes valores de número de Reynolds de um cilindro em oscilação forçada com amplitude de deslocamento  $A_y=0,4D$ .

De acordo com Blevins (2009b)[9], os resultados do coeficiente de sustentação para cilindro fixo não consiste em um preditor confiável de VIV pois o fenômeno de *lock-in* faz com que os vórtices se tornem mais intensos e mais correlacionados na direção axial. Em função disto o autor aborda três tipos de modelos em seu trabalho: (a) Modelo de arrasto oscilatório para cilindro em água parada; (b) Modelo de forçagem do coeficiente de sustentação na frequência de despreendimento de vórtices estacionário ( $f_s$ ); (c) Modelo de auto-excitação por dois parâmetros de força, um em fase e outro fora de fase em relação a frequência de oscilação livre do cilindro ( $f$ ). Tais modelos foram expressos pelas respectivas equações:

$$F_y = -(1/2)\rho|\dot{y}| \dot{y} DC_D - \rho(\pi/4)D^2 C_A \ddot{y}, \quad (2.24)$$

$$F_y = (1/2)\rho U^2 DC_L \text{sen}(2\pi f_s t + \theta), \quad (2.25)$$

$$F_y = (1/2)\rho U^2 DC_{mv} \text{sen}(2\pi f t) - (1/2)\rho U^2 DC_{dv} \text{cos}(2\pi f t). \quad (2.26)$$

Sendo o movimento do cilindro harmônico no tempo com amplitude  $A_y$  e frequência  $f$ , os coeficientes  $C_{mv}$  e  $C_{dv}$  podem ser determinados (Blevins, 2009)[9]:

$$C_{mv} = 2\pi^3 \left( \frac{fD}{U} \right)^2 \frac{A_y}{D} C_A, \quad (2.27)$$

$$C_{dv} = \frac{32\pi}{3} \left( \frac{A_y fD}{D U} \right)^2 C_D. \quad (2.28)$$

Experimentos e medições de força e resposta do cilindro demonstraram que a esteira de vórtices e os coeficientes  $C_A$ ,  $C_D$ ,  $C_{mv}$  e  $C_{dv}$  geralmente apresentam-se como funções de  $A_y/D$  e  $StU/fD$ .

Com relação a trabalhos envolvendo modelos numéricos destaca-se os resultados apresentado por Lucor et al (2005)[40], o qual, utilizando um modelo em DNS espectral por elementos finitos, conseguiram realizar simulações para o caso de cilindros em VIV com um grau de liberdade. Foram feitas simulações para o caso de cilindro rígido e, analisados parâmetros como as amplitudes de resposta, os campos instantâneos de pressão e a vorticidade, quando variados,  $U^* = 3,73$  a  $8,0$  para os números de Reynolds  $Re = 1000, 2000$  e  $3000$ . Os resultados de variação da amplitude em função de  $U^*$  são apresentados na figura 2.33. Observa-se um aumento nos valores das amplitudes máximas em função do número de Reynolds bem como o crescimento da zona de  $U^*$  correspondente ao ramo superior de excitação.

Na figura (2.34) são apresentados campos instantâneos de pressão e vorticidade axial para duas das simulações do trabalho de Lucor et al (2005)[40]. Segundo os autores, a identificação de estruturas tridimensionais podem ser mascaradas quando os campos são representados pela média axial (média na direção  $z$ ).

Num recente trabalho realizado por Zhao e Cheng (2011)[87], as equações médias de Reynolds de Navier-Stokes (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes - RANS*) foram resolvidas por um esquema arbitrário Lagrangiano Euleriano (*ALE*) em conjunto com um modelo de fechamento do tipo  $k - \omega$ . Um conjunto de simulações foram realizadas para o caso do cilindro em VIV com dois graus de liberdade e  $U^*$  variando de 1 à 15. As simulações foram realizadas de três formas:

- (i) Crescente: A velocidade reduzida  $U^*$  foi aumentada gradualmente a partir de 2 até atingir o valor desejado onde era mantida constante por pelo menos 30 ciclos de vibrações

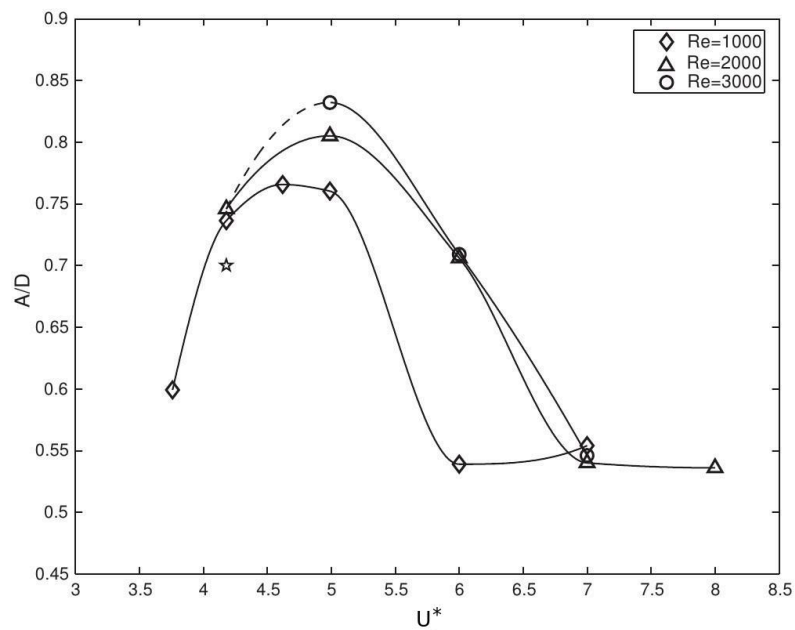


Figura 2.33: Variação da amplitude máxima da resposta em deslocamento do cilindro em função de  $U^*$ . Resultados obtidos por Lucor et al (2005)[40].

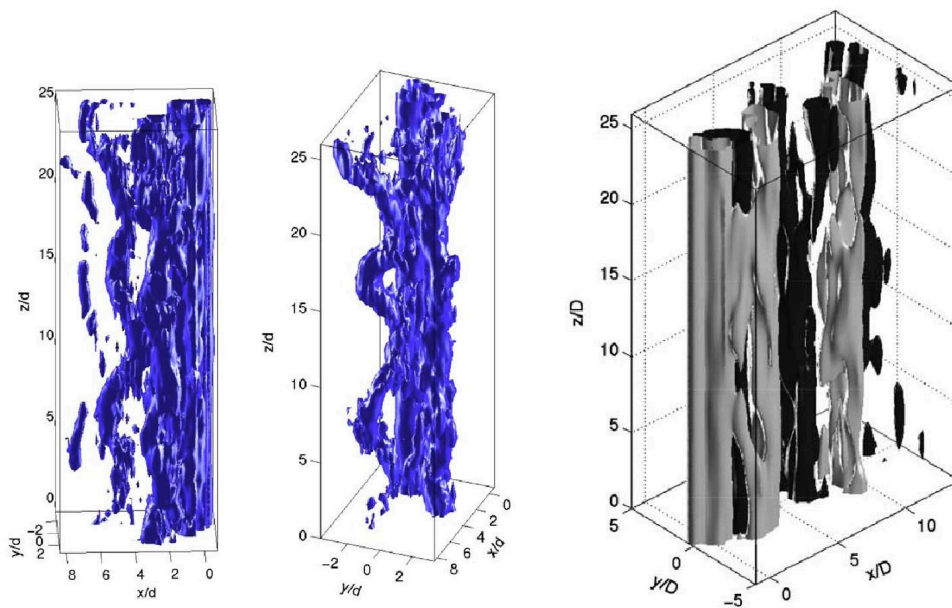


Figura 2.34: Visualizações de isosuperfícies de pressão (isosuperfícies em azul,  $Re=3000$ ;  $U^* = 4,99$ ) e de um campo instantâneo de vorticidade (isosuperfícies em cinza e preto,  $Re=2000$ ;  $U^* = 7,0$ ) extraídas do trabalho numérico de Lucor et al. (2005).

estáveis;

- (ii) Decrescente:  $U^*$  foi diminuída a partir de 14 até o valor desejado e o mesmo processo do item anterior foi realizado;
- (iii) Constante:  $U^*$  foi mantida constante no valor desejado durante toda a simulação.

Resultados das amplitudes  $A_y$ ,  $A_x$  e  $f_y/f_n$  foram comparados com o trabalho experimental de Jauvtis e Williamson (2004)[25] e são apresentados na figura 2.35. Nota-se que os autores conseguiram representar bem os ramos de excitação e a fase de histerese compreendida entre os valores de  $U^* = 6$  e 8.

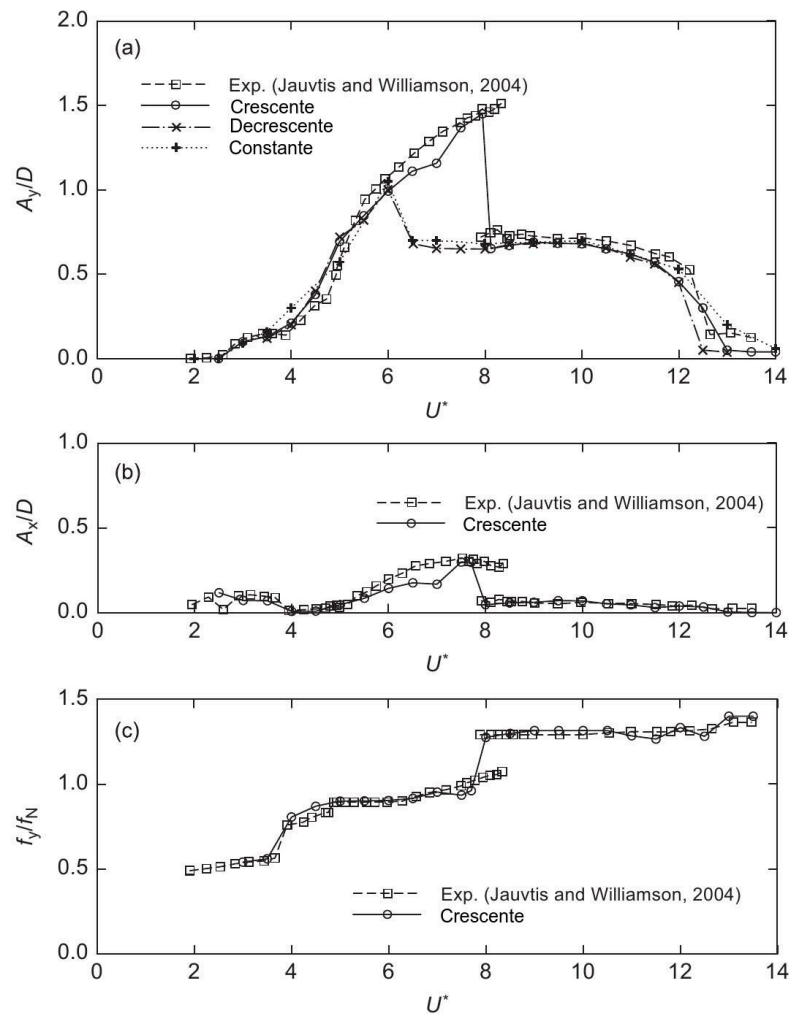


Figura 2.35: Resposta da amplitude ((a) $A_y/D$  e (b) $A_x/D$ ) e frequência de oscilação transversal ((c) $f_y/f_n$ ) em função da velocidade reduzida  $U^*$  obtidos no trabalho numérico de Zhao e Cheng (2011)[87].



Os diferentes modos de desprendimento de vórtices foram também observados nas simulações realizadas por Zhao e Cheng (2011)[87]. A trajetória antissimétrica (*AS*) definida por Jauvtis e Williamson (2004)[25] é observada na figura 2.36(a) com a forma de oito e amplitudes de deslocamento longitudinais e transversais de mesma ordem de grandeza. Quando aumentada a velocidade normalizada, observou-se a formação do padrão *2P* (Figura 2.36(b)) e para valores de  $U^*$  correspondentes ao ramo superior as simulações apresentaram três vórtices desprendidos em cada lado da esteira formando o padrão *2T* (figura 2.36(c) e (d)), similar ao obtido por Jauvtis e Williamson (2004)[25].

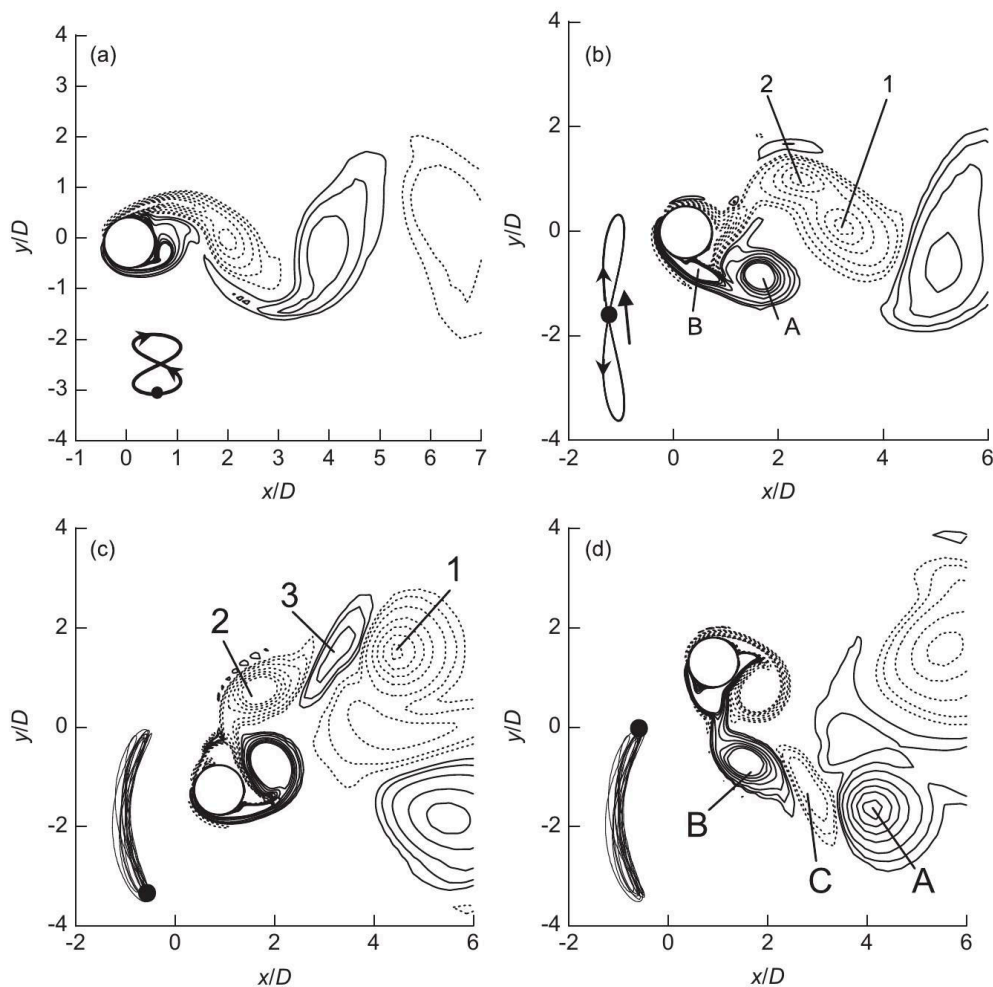


Figura 2.36: Isolinhas de vorticidade representando os modos típicos de desprendimento de vórtices correspondentes a cada ramo de excitação. (a) modo *AS*  $U^* = 3$ , (b) modo *2P*  $U^* = 5,5$ , (c) e (d) *2T* mode  $U^* = 7,5$  (Zhao e Cheng (2011)[87]).

# Capítulo 3

## Metodologia Numérica

Neste capítulo será apresentada a metodologia numérica utilizada no presente trabalho. Na primeira seção, as equações que descrevem o escoamento e os esquemas numéricos utilizados na solução destas, em seguida, as equações do modelo dinâmico e o fechamento com a solução do escoamento e na seção final algumas técnicas de identificação e quantificação de estruturas coerentes que foram utilizadas na análise dos resultados obtidos.

### 3.1 Modelo Hidrodinâmico

#### 3.1.1 Equações Hidrodinâmicas

Um escoamento incompressível, com as características dos que aqui são simulados, pode ser descrito pelas seguintes equações adimensionalizadas:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla}\Pi - \frac{1}{2}[\vec{\nabla}(\vec{u} \otimes \vec{u}) + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}] + \frac{1}{Re}\vec{\nabla}^2\vec{u} + \vec{f}, \quad (3.1)$$

que corresponde à equação de Navier-Stokes, representando o balanço da quantidade de movimento, e por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.2)$$

sendo esta a equação do princípio de conservação de massa, mais conhecida por equação da

continuidade. Nestas equações,  $\vec{u}$  representa o campo de velocidade,  $\Pi$  é o campo de pressão adimensional, dado por  $\Pi = p/\rho U^2$ , onde  $p$  é o campo de pressão,  $\rho$  a massa específica do fluido e  $U$  a velocidade do escoamento principal. O campo vetorial  $\vec{f}$  representa a força externa causada pelo obstáculo e é imposto na equação através do método de fronteiras imersas.

### 3.1.2 Avanço no tempo

O avanço no tempo das equações (3.1) e (3.2) é feito usando o esquema temporal Adams-Bashforth de segunda ordem. Inicialmente é calculado o termo convectivo-difusivo da equação (3.1) que, para um tempo  $t_k$ , está dado por:

$$\vec{F}^k = -\frac{1}{2}[\vec{\nabla}(\vec{u}^k \otimes \vec{u}^k) + (\vec{u}^k \cdot \vec{\nabla})\vec{u}^k] + \frac{1}{Re}\nabla^2\vec{u}^k, \quad (3.3)$$

Em seguida, é calculada a primeira velocidade intermediária  $u^*$ :

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^k}{\Delta t} = a_k\vec{F}^k + b_k\vec{F}^{k-1} - c_k\vec{\nabla}\Pi^k + c_k\vec{f}^{k+1}, \quad (3.4)$$

sendo  $\Pi^k$  o valor da pressão no instante de tempo atual. No esquema Adams-Bashforth de segunda ordem, o passo de tempo não é subdividido, e os parâmetros  $a_k$ ,  $b_k$  e  $c_k = a_k + b_k$  assumem os valores  $(a_1, b_1) = (3/2, -1/2)$ . Uma vez obtida a velocidade intermediária  $\vec{u}^*$  pela equação 3.4, o próximo passo é acrescentar o termo do gradiente de pressão para o passo de tempo  $k + 1$ . A equação a ser resolvida será:

$$\frac{\vec{u}^{k+1} - \vec{u}^*}{\Delta t} = -c_k\vec{\nabla}\Pi^{k+1}. \quad (3.5)$$

Aplicando divergente na equação 3.5 e obedecendo a condição de incompressibilidade (equação 3.2), chega-se à equação de Poisson para a solução do campo de pressão:

$$\nabla^2\Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^*}{c_k\Delta t}. \quad (3.6)$$

### 3.1.3 Método de Fronteiras Imersas: Cilindro fixo

Para o caso do obstáculo fixo, o valor de  $\vec{f}^{k+1}$  pode ser calculado, pela seguinte expressão:

$$c_k \vec{f}^{k+1} = \varepsilon(-a_k \vec{F}^k - b_k \vec{F}^{k-1} + c_k \vec{\nabla} \Pi^k + \frac{\vec{u}_0^{k+1} - \vec{u}^k}{\Delta t}), \quad (3.7)$$

onde é imposto o valor da velocidade alvo  $\vec{u}_0^{k+1}$  de forma que as condições de não-deslizamento nas paredes do corpo imerso são satisfeitas. Este método de fronteiras imersas com imposição dos valores da velocidade na região do obstáculo é denominado método de forçagem direta. A constante  $\varepsilon$  é responsável por identificar se um determinado ponto de malha encontra-se dentro ou fora do obstáculo imerso. Tem-se  $\varepsilon = 1$  no interior do obstáculo e  $\varepsilon = 0$  fora deste. Representando  $\vec{u}_0$  nas coordenadas cilíndricas  $(r, \theta, z)$ , a condição de não-deslizamento na superfície do cilindro pode ser escrita por:

$$\vec{u}_0(D/2, \theta, z, t) = \vec{0}. \quad (3.8)$$

Tal velocidade é definida na região interior do cilindro em função do escoamento externo, pela seguinte expressão:

$$\vec{u}_0(r, \theta, z, t) = -g(r) \vec{u}(D - r, \theta, z, t) \quad \text{para} \quad 0 \leq r < \frac{D}{2} \quad (3.9)$$

em que a função  $g(r)$  foi escolhida com o objetivo de ser sempre positiva dentro do cilindro, deve se anular para  $r = 0$  e ser igual a 1 em  $r = D/2$ . A função  $g(r)$  utilizada no presente trabalho é:

$$g(r) = \sin\left(\frac{2\pi r^2}{D^2}\right). \quad (3.10)$$

Na prática, nota-se que  $\vec{u}_0$  é definida nos pontos da malha cartesiana e, portanto, um processo de interpolação bilinear é necessário para impor as correspondentes velocidades do escoamento externo no interior do cilindro. Parnaudeau et. al (2008)[53] explicam que é possível usar este tipo de interpolação devido à natureza da aproximação por fronteiras imersas, a qual assegura a condição de não-deslizamento com segunda ordem de precisão.

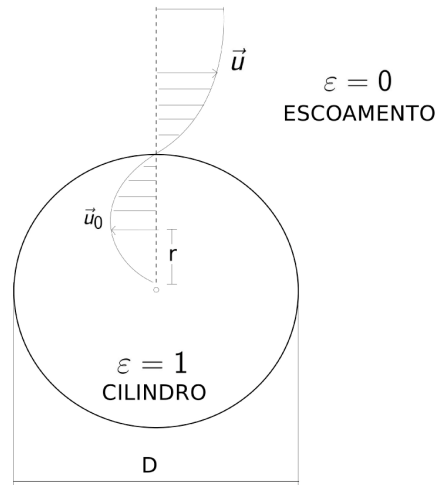


Figura 3.1: Esquema de implementação do escoamento interno representado pela velocidade alvo  $\vec{u}_0$ .

A figura 3.1 apresenta um esquema de como a velocidade alvo  $\vec{u}_0$  é implementada no interior do cilindro. Esta velocidade (equação 3.9), não obedece à condição de divergência nula, logo, a condição de incompressibilidade (equação 3.2) deve ser modificada no interior do cilindro. Entende-se que o escoamento interno é puramente artificial, portanto, a equação (3.2) nesta região será escrita por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{u}_0). \quad (3.11)$$

Propõe-se, em função disto, a solução de uma equação específica para a pressão, a qual é dada por:

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot [(1 - \varepsilon) \vec{u}^*]}{c_k \Delta t}, \quad (3.12)$$

onde fazendo  $\varepsilon = 0$  resulta na equação (3.6).

### 3.1.4 Método de Fronteiras Imersas: Cilindro móvel

Para o caso em que o cilindro tem movimento livre ou forçado com relação ao escoamento principal, o problema é abordado de uma forma diferente. A solução do escoamento será feita em duas etapas. Na primeira etapa será calculada uma velocidade intermediária  $\vec{u}^*$ , onde não é considerado o gradiente de pressão:

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^k}{\Delta t} = a_k \vec{F}^k + b_k \vec{F}^{k-1} + c_k \vec{f}^*. \quad (3.13)$$

Na segunda etapa, o cálculo de  $\vec{u}^{k+1}$  é feito com a correção pelo gradiente de pressão no tempo atual (k+1):

$$\frac{\vec{u}^{k+1} - \vec{u}^*}{\Delta t} = -c_k \vec{\nabla} \Pi^{k+1} + c_k \vec{f}^{k+1}, \quad (3.14)$$

onde, os termos de força  $\vec{f}^*$  e  $\vec{f}^{k+1}$  são determinados por:

$$c_k \vec{f}^* = \varepsilon (-a_k \vec{F}^k - b_k \vec{F}^{k-1} + \frac{\vec{u}_0^{k+1} - \vec{u}^k}{\Delta t}), \quad (3.15)$$

$$c_k \vec{f}^{k+1} = \varepsilon (c_k \nabla p^k + \frac{\vec{u}_0^{k+1} - \vec{u}^*}{\Delta t}). \quad (3.16)$$

A condição de não-deslizamento é obedecida quando  $\vec{u}_0$  é calculado da seguinte maneira:

$$\vec{u}_0(r, \theta, z, t) = \vec{u}_{cil} + (\vec{u}_{cil} - \vec{u}(D - r, \theta, z, t))g(r), \quad (3.17)$$

sendo  $\vec{u}_{cil}$  o vetor velocidade de deslocamento do cilindro. Desta equação resulta que no centro do cilindro:

$$\vec{u}_0(0, \theta, z, t) = \vec{u}_{cil}, \quad (3.18)$$

e na fronteira com o escoamento:

$$\vec{u}_0(D/2, \theta, z, t) = \vec{u}_{cil}. \quad (3.19)$$

Neste caso a equação (3.12) é re-escrita como:

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot [(1 - \varepsilon)(\vec{u}^* - \vec{u}_{cil})]}{c_k \Delta t}, \quad (3.20)$$

e a condição de divergência é expressa por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot [\varepsilon(\vec{u}_o - \vec{u}_{cil})]. \quad (3.21)$$

Na figura 3.2 é apresentado um esquema que mostra como o obstáculo móvel exerce influência nos pontos da malha à medida que o cilindro se desloca sobre estes. Com o deslocamento do corpo imerso ao longo do tempo, os pontos de malha que faziam parte do fluido passam a serem influenciados com a alteração do campo imposto pela velocidade alvo  $\vec{u}_o$  e o oposto também ocorre, isto é, pontos que antes faziam parte do obstáculo saem da região de influência passando a compor a região do fluido.

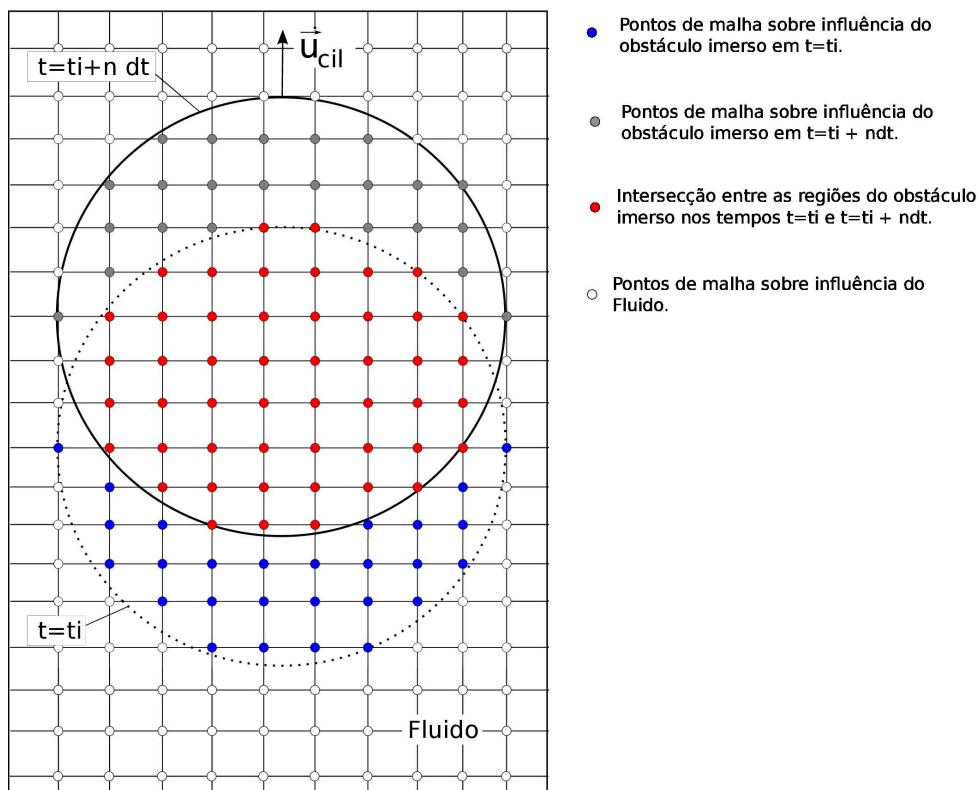


Figura 3.2: Esquema de representação do obstáculo imerso no escoamento.

Nas próximas seções são apresentados os esquemas numéricos usados na solução dos termos

das equações (3.3) e (3.12).

### 3.1.5 Discretização espacial do termo convectivo-difusivo

A discretização espacial do termo convectivo-difusivo ( $F^k$  na equação 3.3) é feita utilizando um esquema de diferenças finitas centradas, compacto, proposto por Lele (1992)[36]. Considera-se uma malha cartesiana, igualmente espaçada, onde os nós são indicados pelo sub-índice  $i$ . A variável independente  $x_i = h(i - 1)$ , para  $1 \leq i \leq N$ , indica a posição dos nós, sendo  $h$  o espaçamento entre os pontos da malha, e  $\xi_i = \xi(x_i)$  é o valor da função em cada nó. A aproximação da primeira derivada de  $\xi_i$  no nó  $i$ , depende dos valores da função nos pontos da malha próximos deste. Esta aproximação é feita utilizando o esquema:

$$\beta\xi'_{i-2} + \alpha\xi'_{i-1} + \xi'_i + \alpha\xi'_{i+1} + \beta\xi'_{i+2} = a\frac{\xi_{i+1} - \xi_{i-1}}{2h} + b\frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-2}}{4h} + c\frac{\xi_{i+3} - \xi_{i-3}}{6h}. \quad (3.22)$$

No código Incompact3D foram utilizados, na solução da primeira derivada, os esquemas numéricos tridiagonal de sexta ordem para as derivadas no interior de domínio, descentrado de terceira ordem para as derivadas no nós de contorno e centrado de quarta ordem nos nós vizinhos ao contorno. Estes esquemas são apresentados na tabela 3.1.

A aproximação para a segunda derivada é feita de forma análoga à da primeira derivada. O esquema para esta aproximação é o seguinte:

$$\beta\xi''_{i-2} + \alpha\xi''_{i-1} + \xi''_i + \alpha\xi''_{i+1} + \beta\xi''_{i+2} = a\frac{\xi_{i+1} - 2\xi_i + \xi_{i-1}}{h^2} + b\frac{\xi_{i+2} - 2\xi_i + \xi_{i-2}}{4h^2} + c\frac{\xi_{i+3} - 2\xi_i + \xi_{i-3}}{9h^2}. \quad (3.23)$$

Os esquemas tridiagonais de sexta ordem para o interior do domínio, descentrado de terceira ordem para os nós de contorno e centrado de quarta ordem para os nós vizinhos ao contorno, são apresentados na tabela 3.2.

A completa descrição do desenvolvimento matemático desses esquemas pode ser encontrada



Tabela 3.1: Esquemas numéricos usados na solução da derivada primeira.

Esquema	Nós: $3 \leq i \leq N-2$	coeficientes
tridiagonal de 6° ordem	$\alpha \xi'_{i-1} + \xi'_i + \alpha \xi'_{i+1} = a \frac{\xi_{i+1} - \xi_{i-1}}{2h} + b \frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-2}}{4h}$	$\alpha = 1/3; a = 14/9; b = 1/9;$ $c = \beta = 0$
	Nós: $i=1$ e $i=N$	coeficientes
3° ordem descentrado	$\xi'_1 + \alpha \xi'_2 = \frac{a\xi_1 + b\xi_2 + c\xi_3}{h}$ $\xi'_N + \alpha \xi'_{N-1} = \frac{-a\xi_N - b\xi_{N-1} - c\xi_{N-2}}{h}$	$\alpha = 2; a = -5/2; b = 2;$ $c = 1/2$
	Nós: $i=2$ e $i=N-1$	coeficientes
centrado de 4° ordem	$\alpha \xi'_1 + \xi'_2 + \alpha \xi'_3 = a \frac{\xi_3 - \xi_1}{2h}$ $\alpha \xi'_{N-2} + \xi'_{N-1} + \alpha \xi'_N = a \frac{\xi_N - \xi_{N-2}}{2h}$	$\alpha = 1/4; a = 3/2$

Tabela 3.2: Esquemas numéricos usados na solução da derivada segunda.

Esquema	Nós: $3 \leq i \leq N-2$	coeficientes
tridiagonal de 6° ordem	$\alpha \xi''_{i-1} + \xi''_i + \alpha \xi''_{i+1} = a \frac{\xi_{i+1} - 2\xi_i + \xi_{i-1}}{h^2} + b \frac{\xi_{i+2} - 2\xi_i + \xi_{i-2}}{4h^2}$	$\alpha = 2/11; a = 12/11; b = 3/11$
	Nós: $i=1$ e $i=N$	coeficientes
3° ordem descentrado	$\xi''_1 + \alpha \xi''_2 = \frac{a\xi_1 + b\xi_2 + c\xi_3 + d\xi_4}{h^2}$ $\xi''_N + \alpha \xi''_{N-1} = \frac{a\xi_N + b\xi_{N-1} + c\xi_{N-2} + d\xi_{N-3}}{h^2}$	$\alpha = 11; a = 13; b = -27;$ $c = 15; d = -1$
	Nós: $i=2$ e $i=N-1$	coeficientes
centrado de 4° ordem	$\alpha \xi''_1 + \xi''_2 + \alpha \xi''_3 = a \frac{\xi_3 - 2\xi_2 + \xi_1}{2h^2}$ $\alpha \xi''_{N-2} + \xi''_{N-1} + \alpha \xi''_N = a \frac{\xi_N - 2\xi_{N-1} + \xi_{N-2}}{2h^2}$	$\alpha = 1/10; a = 6/5$

em Lele (1992)[36], Moin (2001)[46] e Guerreiro (2000)[21].

### 3.1.6 Discretização espacial da pressão e solução da equação de Poisson

Neste trabalho a equação de Poisson (equação 3.12) é solucionada no espaço espectral usando a técnica da transformada rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform - FFT*) com rotinas que, ao contrário da solução no espaço físico, tem baixo custo computacional. Os valores da pressão são calculados em pontos localizados nos centros de malha, como mostra a figura 3.3.

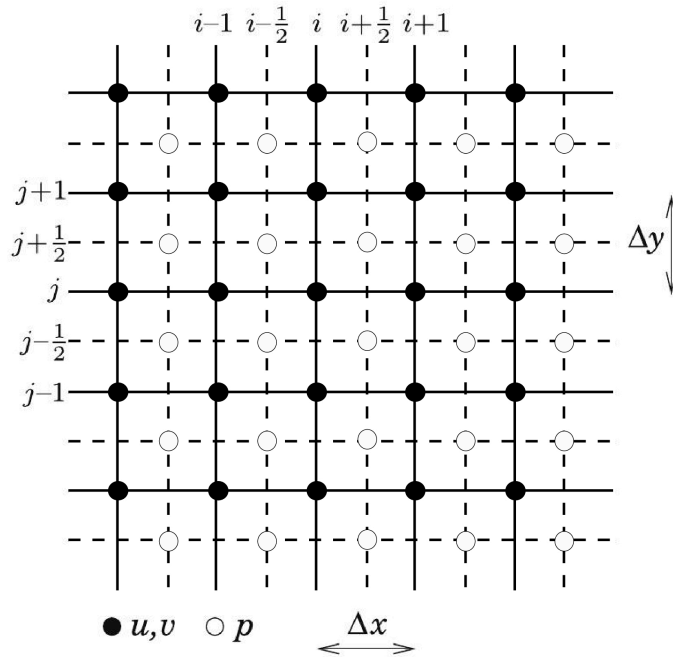


Figura 3.3: Localização dos pontos onde são calculados os valores da pressão (○) e velocidade (●).

Para obter os valores da primeira derivada da pressão nos pontos de malha escalonados (Fig. 3.3), o esquema de sexta ordem é expresso por:

$$\alpha \xi'_{i-1/2} + \xi'_{i+1/2} + \alpha \xi'_{i+3/2} = a \frac{\xi_{i+1} - \xi_i}{h} + b \frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-1}}{3h}, \quad (3.24)$$

com  $\alpha = 9/62$ ,  $a = 63/62$  e  $b = 17/62$ . Segundo Laizet (2009)[31], este esquema tem um melhor comportamento espectral que o esquema com pontos de malha não escalonado apresentado

na Tabela 3.2, porém, para melhor avaliação, é necessário considerar o seu comportamento em combinação com o processo de interpolação do ponto médio, dado por:

$$\alpha \xi_{i-1/2}^l + \xi_{i+1/2}^l + \alpha \xi_{i+3/2}^l = a \frac{\xi_{i+1} - \xi_i}{2} + b \frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-1}}{2}, \quad (3.25)$$

que fornece a aproximação para  $\xi_{i+1/2}^l$ . Este esquema tem sexta ordem de precisão quando  $\alpha = 3/10$ ,  $a = 3/4$  e  $b = 1/20$ .

Considerando  $\xi(x_i)$  uma função puramente harmônica em um domínio  $[0, L_x]$  sendo o período desta função  $L_x$ , é possível demonstrar (ver, por exemplo Moin (2001)[46]) a seguinte relação espectral:

$$\hat{\xi}_l' = k_x' \hat{\xi}_l, \quad (3.26)$$

onde  $k_x'$  é o número de onda modificado associado com o número de onda  $k_x = 2\pi l/L_x$ , para  $0 \leq l \leq N_x - 1$ , pelo esquema de discretização espacial. O número de onda modificado é expresso por:

$$k_x' \Delta x = \frac{2a \sin(k_x \Delta x / 2) + (2b/3) \sin(3k_x \Delta x / 2)}{1 + 2\alpha \cos(k_x \Delta x)}. \quad (3.27)$$

É possível obter a relação espectral semelhante para os casos em que é usada a equação (3.25):

$$\hat{\xi}_l' = T_x(k_x \Delta x) \hat{\xi}_l, \quad (3.28)$$

onde  $T_x(k_x \Delta x)$  é a função de transferência relativa ao número de onda  $k_x$ , dada por:

$$T_x(k_x \Delta x) = \frac{2a \cos(k_x \Delta x / 2) + (2b/3) \cos(3k_x \Delta x / 2)}{1 + 2\alpha \cos(k_x \Delta x)}. \quad (3.29)$$

Para a equação (3.12), inicialmente é aplicada a transformada rápida de Fourier (FFT) no termo da direita, obtendo-se:

$$\hat{D}_{lmn} = FFT(\nabla \cdot [(1 - \varepsilon) \vec{u}^{**}]). \quad (3.30)$$

A solução da equação de Poisson (Equação 3.12) consiste numa divisão de cada modo de Fourier  $\hat{D}$  pelo seu respectivo fator:

$$\hat{\Pi}_{lmn}^{k+1} = \frac{\hat{D}_{lmn}}{F_{lmn}}, \quad (3.31)$$

sendo:

$$F_{lmn} = -[(k'_x T_y T_z)^2 + (k'_y T_x T_z)^2 + (k'_z T_x T_y)^2] c_k \Delta t. \quad (3.32)$$

A partir dos valores de  $\hat{\Pi}_{lmn}^{k+1}$ , usa-se a transformada inversa para o cálculo do campo de pressões no espaço físico, e o gradiente de pressão,  $\nabla \Pi^{k+1}$ , pode então ser obtido pelo esquema dado pela equação (3.24). Por fim, o campo de velocidade  $\vec{u}^{k+1}$  pode ser calculado utilizando a equação (3.5).

### 3.1.7 Cálculo das forças hidrodinâmicas

Uma vez obtidos os campos de velocidade  $\vec{u}$  e de pressão  $\Pi$ , é possível calcular as forças exercidas pelo escoamento sobre o cilindro. Estas forças são calculadas usando a equação integral da quantidade de movimento. A formulação integral da equação de quantidade de movimento pode ser expressa por:

$$\sum \vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho \vec{u} dV + \int_{SC} \vec{u} (\rho \vec{u} \cdot \vec{n}) dA, \quad (3.33)$$

onde  $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$  são as forças que atuam nas superfícies  $S1$  e  $S2$  do volume de controle (VC), respectivamente, mostradas na figura 3.4. Reordenando a equação (3.33), a formulação para o cálculo das forças exercidas sobre o cilindro resulta em:

$$\vec{F}_1 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho \vec{u} dV + \int_{SC} \vec{u} (\rho \vec{u} \cdot \vec{n}) dA - \vec{F}_2. \quad (3.34)$$

A força  $\vec{F}_2$  pode ser obtida através da soma das forças devidas à pressão e tensões viscosas exercidas na superfície  $S2$ :

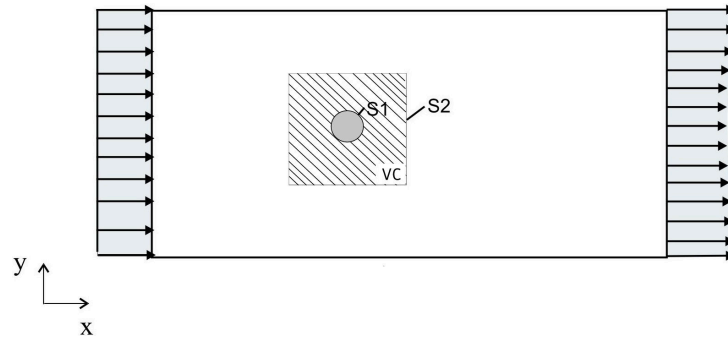


Figura 3.4: Volume de controle para o cálculo das forças hidrodinâmicas.

$$\vec{F}_2 = \int_{S2} \left[ -p\delta_{ij} + \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] dA. \quad (3.35)$$

A força  $\vec{F}_1$  é decomposta na direção do escoamento principal e perpendicular a este, e, invertendo-se os sinais destas componentes, são obtidas  $F_D$  e  $F_L$ , que são as forças de arrasto e de sustentação, respectivamente. Geralmente estas componentes são apresentadas pelos seus respectivos coeficientes adimensionais de arrasto,  $C_D$ , e de sustentação,  $C_L$ , dados por:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 DL}, \quad (3.36)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 DL}, \quad (3.37)$$

onde  $D$  e  $L$  são o diâmetro e o comprimento axial do cilindro, respectivamente.

## 3.2 Critérios para identificação de estruturas coerentes

Com o objetivo de analisar as tridimensionalidades da esteira de vórtices, é necessário o uso das técnicas de identificação de estruturas coerentes. A identificação de tais estruturas coerentes pode ser feita utilizando o campo de vorticidade dado por:

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} = \omega_x \vec{i} + \omega_y \vec{j} + \omega_z \vec{k}. \quad (3.38)$$

Outra forma de avaliar a evolução temporal das estruturas tridimensionais do escoamento é

através da observação da evolução da enstrofia axial ( $Z_Z$ ), á qual é definida por:

$$Z_Z(t) = \frac{1}{2}(\|\omega_x(t)\|_2^2 + \|\omega_y(t)\|_2^2), \quad (3.39)$$

onde  $\|\omega_x(t)\|_2^2$  e  $\|\omega_y(t)\|_2^2$  são as variâncias espaciais das componentes longitudinal e transversal da vorticidade, respectivamente, sobre o domínio de cálculo. Este parâmetro é capaz de indicar a quantidade de vorticidade existente fora do plano xy, determinando as faixas de tempo correspondentes a cada fase do escoamento.

Uma outra técnica de identificação de estruturas coerentes é o critério Q (Lesieur, 2008[37]), o qual consiste na observação do segundo invariante do tensor gradiente de velocidade ( $\nabla\vec{u}$ ). O valor de Q pode ser expresso por:

$$Q = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - 2\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}), \quad (3.40)$$

sendo  $S$  e  $\Omega$  as partes simétrica e anti-simétrica do tensor  $\nabla\vec{u}$ , dadas por:

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right), \quad (3.41)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right). \quad (3.42)$$

Se o valor de Q é positivo, a taxa de rotação ( $\Omega$ ) é maior que a taxa de deformação ( $S$ ), o qual indica zona turbilhonar no escoamento.

Na figura 3.5 são apresentados exemplos do campo instantâneo de vorticidade longitudinal ( $\omega_x = \pm 0,5$ ) e isosuperfície instantânea do critério Q ( $Q=0,05$ ). Nota-se a vantagem do campo de vorticidade na identificação do sentido de rotação das estruturas longitudinais enquanto que no campo do critério Q é possível identificar mais claramente as estruturas tridimensionais do escoamento.

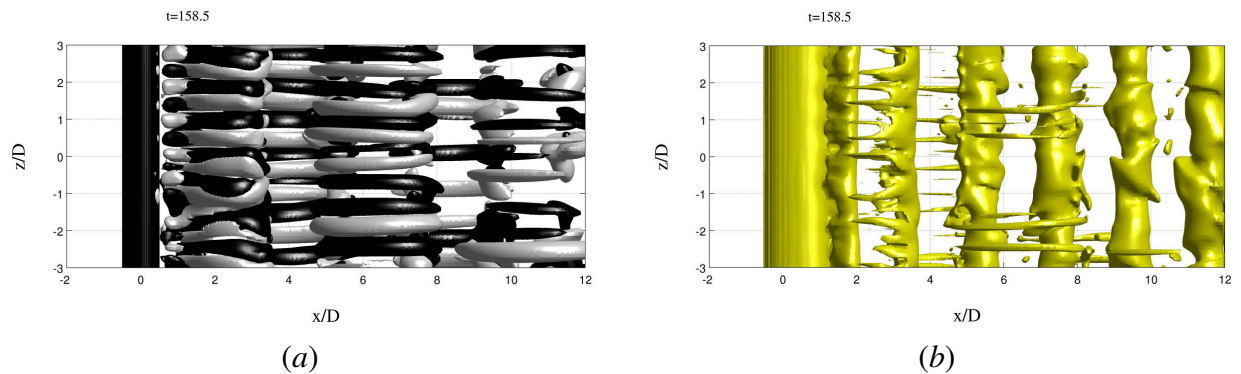


Figura 3.5: Campos instantâneos:(a) vorticidade e (b) critério Q.

### 3.3 Modelo dinâmico com dois graus de liberdade

Para modelar o fenômeno de *VIV* é necessário introduzir um modelo que represente a dinâmica de interação entre o fluido e o cilindro. Na literatura existem diversos modelos para representação deste tipo de fenômeno, porém um modelo muito utilizado, é o representado pela equação (2.6). No presente trabalho será considerado um modelo dinâmico com dois graus de liberdade nas direções longitudinal e transversal em relação ao escoamento, como apresentado na figura 3.6. Em tal modelo, os parâmetros  $c_x$  e  $c_y$  representam os fatores de amortecimento enquanto que  $k_x$  e  $k_y$  são os coeficientes de rigidez, nas respectivas direções  $x$  e  $y$ .

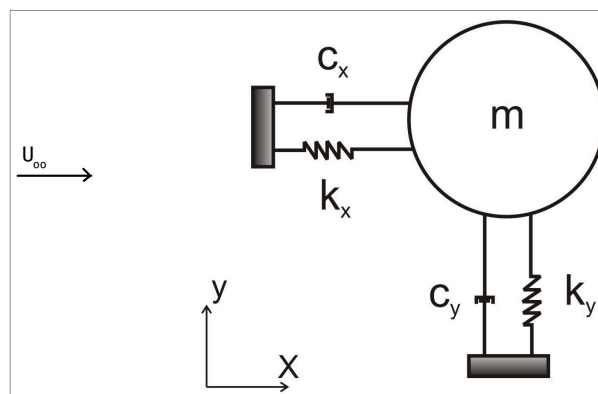


Figura 3.6: Ilustração esquemática de um sistema dinâmico com dois graus de liberdade nas direções longitudinal e transversal.

Será usada a equação adimensionalizada (2.21), que, para o presente modelo, pode ser escrita como:

$$m_x^* \ddot{x}^* + c_x^* \dot{x}^* + k_x^* x^* = C_D \quad (3.43)$$

$$m_y^* \ddot{y}^* + c_y^* \dot{y}^* + k_y^* y^* = C_L. \quad (3.44)$$

Nesta equação, não foi necessária a separação do termo de força nas componentes viscosa e não viscosa como é feita no caso da adimensionalização da equação (2.8), a qual ocasiona o surgimento do termo de massa adicional de acordo com Khalak e Williamson (1996)[26]. É importante resaltar que o efeito de massa adicional, devido à inércia das partículas de fluido aceleradas pelo movimento do cilindro, já está sendo considerado no primeiro termo do lado direito da equação (3.44), o qual representa a taxa de variação da quantidade de movimento dentro do volume de controle considerado.

### 3.3.1 Solução numérica do modelo dinâmico

As equações (3.43) e (3.44) representam o modelo dinâmico mostrado na figura 3.6, submetido a forças externas causadas pelo escoamento ao redor do cilindro. Esta equação pode ser transformada num sistema de equações diferenciais de primeira ordem e posteriormente ser resolvida por um esquema de aproximação numérica. Um esquema muito usado em problemas deste tipo é o de Runge-Kutta de quarta ordem, o qual consiste em somar ao valor inicial de uma função  $y_i$  uma média ponderada de incrementos ( $s_j$ ) de modo a atingir o valor  $y_{i+1}$ . Impondo-se as devidas condições iniciais, a equação diferencial apresenta-se como um problema de Cauchy (Borche, 2008[11]), em que se requer a solução de uma função que satisfaça uma equação contendo derivadas da função incógnita. A derivada pode então ser explicitada por:

$$y'(t) = f_k^l\{t, y(t)\}; \quad y(t_o) = y_o. \quad (3.45)$$

Os valores dos incrementos  $s_j$  do método de Runge-Kutta de quarta ordem são obtidos pelo cálculo das declividades das retas tangentes às curvas integrais  $f_k^l\{t, y(t)\}$  em pontos do intervalo  $(t_i, t_{i+1})$ . A equação final do esquema é dada por:

$$y_{i+1} = y_i + \frac{s_1 + 2(s_2 + s_3) + s_4}{6}, \quad (3.46)$$



sendo os incrementos  $s_j$  expressos por:

$$s_1 = \Delta t f_k^1\{t_i, y_i\}, \quad (3.47)$$

$$s_2 = \Delta t f_k^2\{t_i + \Delta t/2, y_i + s_1/2\}, \quad (3.48)$$

$$s_3 = \Delta t f_k^3\{t_i + \Delta t/2, y_i + s_2/2\}, \quad (3.49)$$

$$s_4 = \Delta t f_k^4\{t_i + \Delta t, y_i + s_3\}. \quad (3.50)$$

Para obter a solução da equação diferencial (3.43), por exemplo, pode-se fazer a seguinte substituição:

$$[f_1^j] = \ddot{x}^* = \frac{-c_x^* \dot{x}^* - k_x^* x^* + C_D}{m_x^*}, \quad (3.51)$$

e neste caso a equação (3.46) resulta na velocidade de deslocamento:

$$y_{i+1} = \dot{x}^*. \quad (3.52)$$

Por outro lado, fazendo:

$$[f_2^j] = \dot{x}^*, \quad (3.53)$$

obtem-se como resultado da equação (3.46) o deslocamento  $x^*$ .

As condições iniciais do sistema serão  $x^* = 0$  e  $\dot{x}^* = 0$  e o resultado da equação (3.46) fornece os valores de  $\dot{x}_{i+1}^*$  e  $x_{i+1}^*$ , os quais alimentaram o código no próximo passo de tempo, fechando o acoplamento hidro-elástico entre os modelos dinâmico e hidrodinâmico. O mesmo procedimento pode ser feito para a direção transversal  $y$ , substituindo a equação (3.44) na equação (3.51).

### 3.4 Escolha da malha de cálculo e estratégia computacional

Com o avanço da tecnologia dos sistemas computacionais possibilitando o crescimento do volume de cálculo, duas importantes metodologias vêm se tornando cada vez mais utilizadas na resolução numérica das equações de Navier-Stokes. São estas a Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation - DNS*), e a Simulação de Grandes Escalas (*Large Eddy Simulation - LES*).

Segundo Silvestrini (2003)[68], numa turbulência homogênea e isotrópica, ou seja, onde os valores médios turbulentos não variam ante uma translação e uma rotação dos eixos coordenados, a escala integral de comprimento  $L$  (escala das maiores estruturas) pode ser expressa por:

$$L \sim \frac{\nu^3}{\epsilon}, \quad (3.54)$$

sendo  $\nu$  uma escala característica de velocidades e  $\epsilon$  a taxa de dissipação da energia da turbulência, a qual pode ser computada, para um dado volume de controle, pela variação temporal da energia cinética. A escala das menores estruturas (escala de *Kolmogorov*) pode ser estimada a partir de:

$$\eta \sim \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4}, \quad (3.55)$$

em que  $\nu$  é a viscosidade cinemática. O número de graus de liberdade  $N$  necessários para se resolver todas as escalas da turbulência é dado pela razão entre estas duas escalas:

$$N \sim \frac{L}{\eta} \sim \left( \frac{L\nu}{\nu} \right)^{3/4} = Re_L^{3/4}. \quad (3.56)$$

sendo  $Re_L$  o número de Reynolds baseado na escala integral  $L$ .

A *DNS* resolve as equações de Navier-Stokes para todas as escalas do escoamento sem que se adicionem equações de fechamento. Porém, resulta num alto custo de cálculo computacional, pois o número de graus de liberdade é função do número de Reynolds. Segundo Silvestrini (2003)[68], na *DNS* de um escoamento turbulento tridimensional são necessários  $N_x \cdot N_y \cdot N_z$

graus de liberdade, o que limita a aplicação da DNS a números de Reynolds da ordem de:

$$Re_L \sim (N_x \cdot N_y \cdot N_z)^{4/9}. \quad (3.57)$$

A *LES*, por sua vez, resolve as equações completas de Navier-Stokes para os maiores turbilhões (mais energéticos), e os turbilhões menores são dissipados pela incorporação de um modelo sub-malha, permitindo o aumento do número de Reynolds (Martinez, 2006[41]). O conhecimento sobre em quais situações estas duas técnicas podem ser empregadas é muito importante, quando se deseja representar os fenômenos físicos de acordo com a realidade.

O *Incompact3D*, inicialmente desenvolvido para processar cálculos em série, foi convertido recentemente para o processamento em paralelo, usando a plataforma *Message Passing Interface - MPI*. Esta versão do código foi desenvolvida com o objetivo de proporcionar portabilidade (capacidade de ser processado em uma ampla faixa de plataformas), escalabilidade (preservação da eficiência do código quando muitos processadores são usados), e conservação da estrutura original (solução direta da equação de Poisson e uso de esquemas compactos de sexta ordem de precisão nas três direções espaciais) (Lazet et al., 2010[32]).

O algoritmo é estruturado de forma que o domínio computacional é dividido em subdomínios de igual tamanho, e os cálculos de cada subdomínio são realizados pelos núcleos disponíveis no hardware. O domínio é primeiramente subdividido em blocos na direção  $z$  (Figura 3.7 à esquerda), e com os cálculos realizados nos planos  $x - y$ , a subdivisão é feita na direção  $y$  (Figura 3.7 à direita), e os cálculos para os planos  $x - z$  são processados. Para a correta realização destes cálculos, a informação obtida na decomposição no plano  $x - y$  precisa ser passada para a decomposição no plano  $x - z$  e vice-versa. Este processo de transferência de informações é possível quando utilizada a técnica de paralelismo *MPI*, o que permite um avanço significativo relativo ao tempo de processamento dos cálculos.

Para a eficiente utilização do código, computadores de última geração são necessários. Estes computadores devem ter capacidade de realizar o processamento dos cálculos com um alto poder de desempenho. A quantidade de memória necessária para uma simulação pode ser estimada em função do número de matrizes 3D alocadas pelo código. No *Incompact3D* são necessárias em torno de 43 matrizes 3D. A quantidade de memória necessária,  $Am$  (em Gb),

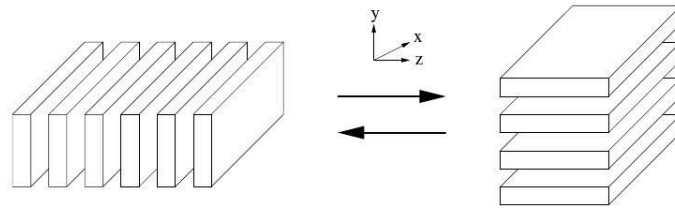


Figura 3.7: Ilustração esquemática da decomposição do domínio nas direções  $z$  (esquerda) e  $y$  (direita).

numa simulação, pode então ser estimada por:

$$Am \approx N_a S_d \frac{N_x N_y N_z}{2^{30}}, \quad (3.58)$$

sendo  $N_a$  o número de matrizes 3D e  $S_d$  o número de bytes para representação de um número real. No trabalho de Laizet et al. (2010)[32], são encontrados resultados de simulações em DNS, relativos à escalabilidade, eficiência e custo computacional. Foram realizadas simulações em várias plataformas e para diferentes quantidades de processadores utilizando o código na sua forma paralelizada. Para a medição da escalabilidade e eficiência do código, os autores utilizaram dois parâmetros. O fator *speedup* ( $S_f$ ) mede o ganho de velocidade de processamento em função do aumento na divisão do processo de cálculo a ser realizado. Este parâmetro é definido por:

$$S_f(c_{used}) = \frac{T(c_{ref})}{T(c_{used})}, \quad (3.59)$$

onde  $T(c_{ref})$  é o tempo decorrido na simulação com um número  $c_{ref}$  de processos computacionais correspondente à simulação de referência. Sabe-se que a memória disponível para um núcleo computacional é diferente em cada plataforma. Portanto,  $c_{ref}$  corresponde ao número mínimo de núcleos requeridos para rodar uma simulação usando o máximo de memória disponível em cada um destes núcleos.  $T(c_{used})$  é o tempo decorrido numa simulação com  $c_{used}$  processos computacionais a que foi submetido o cálculo.

O segundo parâmetro é o fator de eficiência  $E_f$  (Laizet et al., 2010)[32], o qual serve para mensurar a eficiência do código, e este é definido por:

$$E_f(c_{used}) = \frac{S_f(c_{used})}{c_{used}/c_{ref}}. \quad (3.60)$$

Os parâmetros utilizados nos testes realizados por Laizet et al. (2010)[32] são apresentados na tabela 3.3, e uma descrição detalhada das plataformas usadas pode ser encontrada neste artigo.

Tabela 3.3: Parâmetros utilizados por Laizet et al. (2010)[32] nos testes de eficiência e escalabilidade do código.

DNS	$(N_x, N_y, N_z)$	núcleos	Plataforma
$DNS_1$	(769, 1024, 1024)	64 → 512	HECTor
$DNS_2$	(257, 128, 128)	1 → 64	HECTor/HPCx/Babel
$DNS_3$	(1025, 2048, 2048)	512 → 1024	HECTor
$DNS_4$	(769, 512, 512)	16 → 256	MareNostrum/HPCx/Babel

Os resultados de escalabilidade e eficiência das simulações realizadas com o Incompact3D, correspondente às simulações  $DNS_1$  e  $DNS_4$ , são apresentados na figura 3.8.

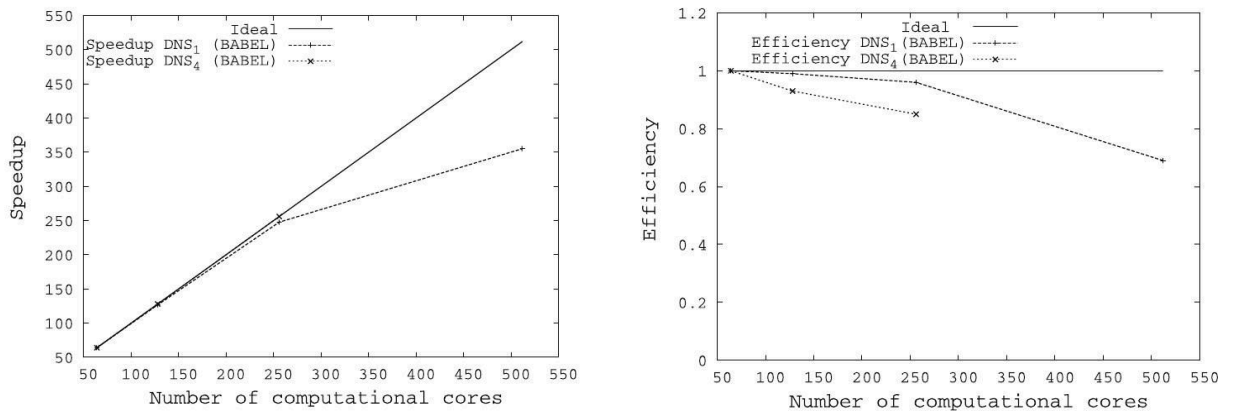


Figura 3.8: Gráficos do Speedup e da eficiência no Incompact3D para a simulação  $DNS_1$ .

## Capítulo 4

### Validação do modelo hidrodinâmico

Ao longo dos últimos 10 anos, vêm sendo desenvolvidos no NETT vários trabalhos envolvendo DNS de escoamentos turbulentos incompressíveis. Diversos problemas foram abordados, como o escoamento em camada de mistura estratificada (Martinez, 2006)[41], o escoamento ao redor de obstáculos (Ribeiro, 2002b[57]; Vitola, 2006[80]; Pinto 2008[54]), problemas envolvendo transferência de calor (Giacomello et al. 2006[16]) e o escoamento em canais de fundo plano e ondulado (Buarque, 2007[12]). No presente trabalho, foi priorizada a continuidade dos estudos envolvendo o escoamento ao redor de cilindros, explorando o caso particular em que o cilindro possui graus de liberdade para oscilar.

Os resultados apresentados a seguir servem como base preliminar de validação do código numérico com relação à imposição de obstáculos fixos e em movimento forçado. Inicialmente são apresentados os resultados das simulações com o cilindro fixo. Em seguida são mostrados os resultados do caso em que o cilindro encontra-se em movimento forçado na direção do escoamento (direção  $x$ ) e na direção transversal (direção  $y$ ). Estes resultados são comparados com outros trabalhos experimentais e numéricos. Apesar da validação para o caso do cilindro fixo já ter sido realizada em outros trabalhos (Panaudeau et al. 2003[52]), fez-se necessária aqui devido aos diferentes regimes de escoamento correspondentes aos  $Re$  simulados.

## 4.1 Resultados do escoamento ao redor de um cilindro fixo

Parâmetros do domínio computacional e do grau de refinamento da malha foram testados visando determinar quais destes apresentam melhores resultados qualitativos e quantitativos em comparação com os resultados da literatura. Foram realizadas simulações em diferentes regimes de escoamento, correspondendo aos números de Reynolds  $Re = 40, 185, 300$  e  $1250$ . Na tabela 4.1 são apresentados os parâmetros de cada simulação. Nesta tabela,  $n_x, n_y$  e  $n_z$  representam a discretização espacial,  $L_x, L_y$  e  $L_z$  são os comprimentos do domínio computacional,  $x_c$  e  $y_c$  as coordenadas do centro do cilindro e  $\Delta t$  o passo de tempo. Todos estes parâmetros estão escritos na forma adimensional.

Com o objetivo de determinar o tempo gasto por cada simulação, foi definido o tempo real por iteração ( $\frac{Tr}{it}$ , em nanosegundos ( $10^{-9}s$ ), que é calculado pela seguinte expressão:

$$\frac{Tr}{it} = \frac{T(real)}{(n_p \times n_x \times n_y \times n_z)}, \quad (4.1)$$

onde  $T(real)$  é a duração real da simulação e  $n_p$  o número de iterações.

Tabela 4.1: Parâmetros das simulações para o cilindro fixo.

Simulações 2D											
	$Re$	$n_x$	$n_y$	$L_x$	$L_y$	$x_c$	$y_c$	$\Delta t$			
I	40	361	217	20D	12D	5D	6D	$1 \times 10^{-3}$			
II	185	361	217	20D	12D	8D	6D	$5 \times 10^{-3}$			
III	185	361	325	20D	18D	8D	9D	$5 \times 10^{-3}$			
IV	185	721	649	20D	18D	8D	9D	$1 \times 10^{-3}$			
V	185	1081	973	20D	18D	8D	9D	$8 \times 10^{-4}$			
Simulações 3D											
	$Re$	$n_x$	$n_y$	$n_z$	$L_x$	$L_y$	$L_z$	$x_c$	$y_c$	$\Delta t$	$\frac{Tr}{it}(ns)$
VI	300	521	481	64	20D	18D	6D	8D	9D	$5 \times 10^{-3}$	303,21
VII	300	801	769	128	20D	18D	6D	8D	9D	$1,5 \times 10^{-3}$	94,77
VIII	1250	801	769	128	20D	18D	6D	8D	9D	$2 \times 10^{-3}$	94,77

Todas as simulações foram executadas a partir da condição inicial, com exceção da simulação VII, onde foram usados os resultados finais da simulação VIII, sendo que o número de Reynolds foi reduzido gradualmente até atingir o valor de  $Re = 300$ . Este procedimento foi adotado com o objetivo de eliminar as fases bidimensional e de transição do escoamento, reduzindo o custo computacional.

### 4.1.1 Simulações a $Re = 40$

Como descrito no Capítulo 3, o método de fronteiras imersas, usado para a representação do obstáculo baseia-se na técnica de forçagem direta, onde um escoamento é imposto na região interna do cilindro. Este método suaviza as derivadas numéricas realizadas pelos esquemas de alta ordem e garante a condição de não deslizamento na superfície do cilindro. A figura 4.1a mostra isolinhas de um campo instantâneo de vorticidade da simulação I. É possível observar que as isolinhas de vorticidade na região próxima à superfície do cilindro apresentam continuidade se comparadas às do caso de forçagem direta com velocidade nula (Figura 4.1b). O escoamento interno faz com que não ocorra a descontinuidade do campo de velocidades, o que torna o cálculo dos termos envolvendo as derivadas primeiras e segundas mais suaves sobre a superfície do obstáculo. Plotando os perfis de velocidades longitudinais ( $u$ ) e de vorticidade axial ( $\omega_z$ ) ao longo de  $y$ , para a coordenada  $x/D = 5,0$  (posição dos perfis indicada na figura 4.1) constata-se que  $u$  apresenta valor nulo na superfície (coordenadas  $y/D = 5,5$  e  $y/D = 6,5$ ) e, conseqüentemente, continuidade em  $\omega_z$ .

### 4.1.2 Simulações a $Re = 185$

Para as simulações II, III, IV e V, os campos instantâneos de vorticidade apresentaram o regime de desprendimento de vórtices clássico de von Kármán (Figura 4.3). Os vórtices são desprendidos com frequência de Strouhal ( $St$ ) próxima das obtidas em outros trabalhos numéricos e experimentais (Tabela 4.2).

O coeficiente de arrasto médio ( $\langle C_D \rangle$ ) e a raiz média quadrática do coeficiente de sustentação ( $C_{Lrms}$ ), foram também obtidos das simulações e são comparados na Tabela 4.2. Nas simulações II e III, foi observada uma redução destes coeficientes com o aumento da dimensão vertical do domínio  $L_y$ . Tal redução está associada ao efeito de bloqueio causado pelas condições de contorno laterais. Nas simulações IV e V, o grau de refinamento da malha foi aumentado com o objetivo de determinar a influência da discretização espacial nos resultados dos coeficientes hidrodinâmicos e na frequência de desprendimento de vórtices. Nota-se a diminuição nas forças de arrasto e sustentação, mostrando uma tendência na direção dos valores encontrados na literatura. Comparando os resultados de  $St$  entre as simulações III, IV e V, observa-se que o



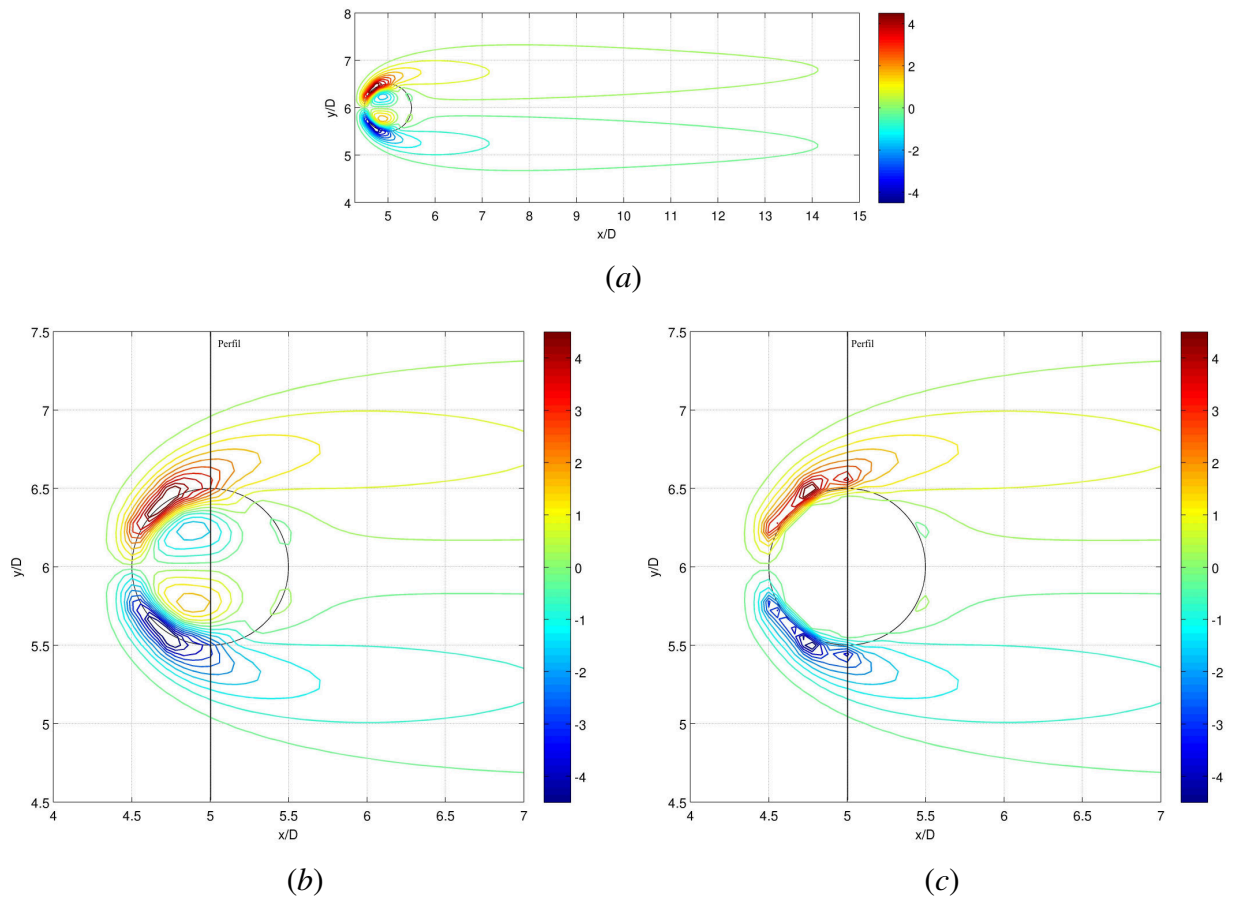


Figura 4.1: Isolinhas de vorticidade instantânea para: (a) Simulação I, (b) Simulação I - Região próxima à fronteira imersa, (c) Simulação com campo de velocidades nulo no interior do cilindro usando os mesmos parâmetros da simulação I.

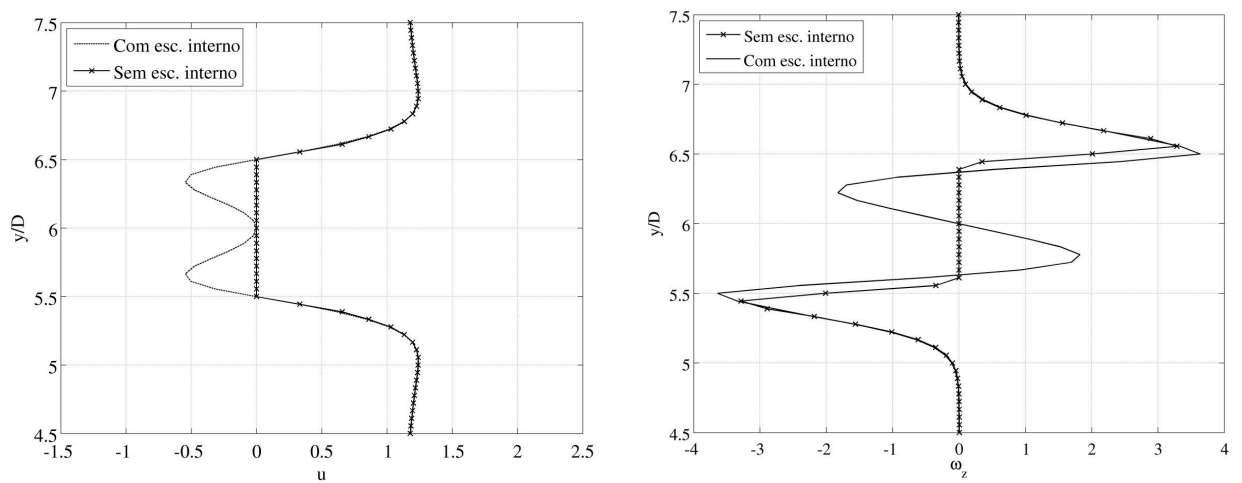


Figura 4.2: Comparação entre a simulação I e o caso de campo de velocidades nulo dos perfis da componente longitudinal da velocidade ( $u$ ) e da componente axial da vorticidade ( $\omega_z$ ).

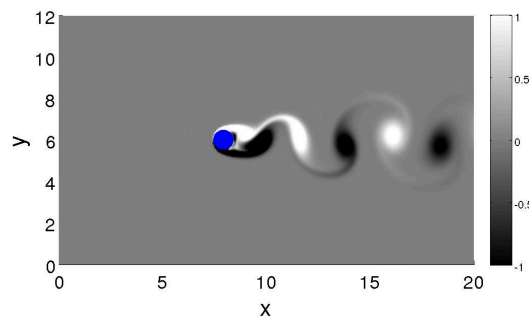


Figura 4.3: Campo de vorticidade gerado a partir da simulação II, para um instante em que a esteira encontra-se estabilizada.

valor de  $St$  se mantém, com variações da ordem de  $10^{-3}$ .

Tabela 4.2: Comparações de  $\langle C_D \rangle$ ,  $C_{Lrms}$  e  $St$  dos resultados das simulações para  $Re=185$  com resultados da literatura.

	$n_x$	$n_y$	$Re$	$\langle C_D \rangle$	$C_{Lrms}$	$St$
Simulação II ( $L_y = 12D$ )	361	217	185	1,488	0,516	0,199
Simulação III ( $L_y = 18D$ )	361	325	185	1,469	0,504	0,196
Simulação IV ( $L_y = 18D$ )	721	649	185	1,407	0,484	0,198
Simulação V ( $L_y = 18D$ )	1081	973	185	1,399	0,478	0,198
Guilmineau e Queutey (2002) [22]			185	1,287	0,443	0,195
Song e Song (2003) [72]			200	1,30	0,50	0,197
Meneghini e Bearman (1995) [44]			200	1,23	0,59	0,196
Sheard et al. (2005) [65]			$\approx 190$	1,4	-	-
Relação universal ( $Re \times St$ ) Williamson (1988) [82]			185	-	-	0.193

### 4.1.3 Simulações a $Re = 300$

Na simulação VI, os parâmetros do modelo foram adotados de acordo com as simulações anteriores e com os resultados dos trabalhos de Silvestrini e Lamballais (2000)[67], Ribeiro (2002a)[58] e Vitola (2006)[80]. Esta simulação foi realizada usando a plataforma de processamento em paralelo no servidor CLARO, o qual encontra-se instalado no laboratório do NETT/IPH. Este servidor consiste em uma estação com dois processadores Quad-Core Intel Xeon 1.6 GHz, 4GB RAM, e performance teórica de 42,28 GFlops, o qual permite a divisão

da simulação em processos simultâneos. Testes de *speedup* e eficiência permitiram determinar 4 processos como sendo a máxima capacidade de processamento em paralelo (Figura 4.4). Nota-se que o resultado da eficiência para a simulação com 8 núcleos é da ordem de 50% da eficiência ideal. Nas simulações realizadas com as configurações de malha semelhantes às da simulação VI foram rodadas um total de 40.000 iterações, com um passo de tempo adimensional  $\Delta t = 0,005$ , o que representa um período aproximado de 40 emissões de vórtices.

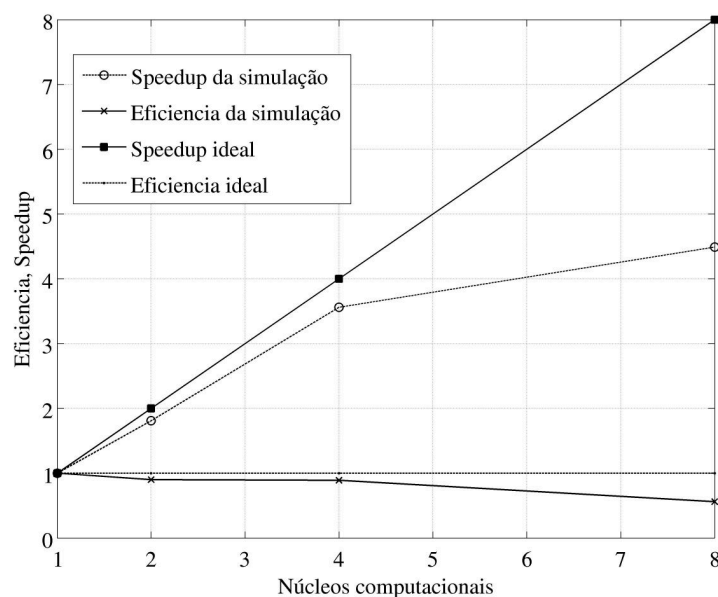


Figura 4.4: *Speedup* e Eficiência do processamento em paralelo na estação CLARO.

Da simulação VI foram obtidos um número de Strouhal  $St = 0,203$  e os coeficientes hidrodinâmicos  $\langle C_D \rangle = 1,40$  e  $C_{Lrms} = 0,39$ . Mittal e Balachandar (1997) [45] obtiveram, em uma simulação numérica tridimensional a  $Re = 300$ , os valores de  $St = 0,203$ ,  $\langle C_D \rangle = 1,26$  e  $C_{Lrms} = 0,38$ . Uma segunda simulação, com uma malha mais refinada (Simulação VII, tabela 4.1), foi realizada com o objetivo de verificar se existe uma tendência desses resultados se aproximarem dos obtidos por Mittal e Balachandar (1997)[45]. Sendo esta simulação composta de uma malha com aproximadamente 80 milhões de pontos, foi necessária a abertura de uma conta no Centro de Super Computação da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (CESUP/UFRGS).

O CESUP conta atualmente com a plataforma Altix SGI (cluster batizado GAUSS) composta por 32 unidades de processamento. Cada unidade possui 64Gb de RAM e dois processa-

dores dodecacore AMD Opteron, dando um total de 768 núcleos de processamento com desempenho teórico de 6.45 Tflops (MEIRA, 2011[42]). Consiste num centro de supercomputação de uso público, tendo, conseqüentemente, uma política de quotas do sistema disponibilizada para cada usuário. Uma vez definido o número de processos da simulação, é preciso ainda definir qual é a quantidade ideal de processadores que serão utilizados, não ultrapassando o limite pré-estabelecido. Para definição deste valor limite ideal, uma série de testes foram realizados com a malha definida para a simulação VII, onde foi possível variar o número de unidades de processamento a serem utilizadas e também o número de núcleos por cada unidade. Na figura 4.5 são apresentados os resultados do tempo gasto para rodar um total de 50 iterações, onde foram variados o número de unidades e o número de núcleos computacionais por unidade. Para estas simulações, o domínio foi dividido num número máximo de 64 processos, obtendo um mínimo de 2 pontos por subdomínio na direção z.

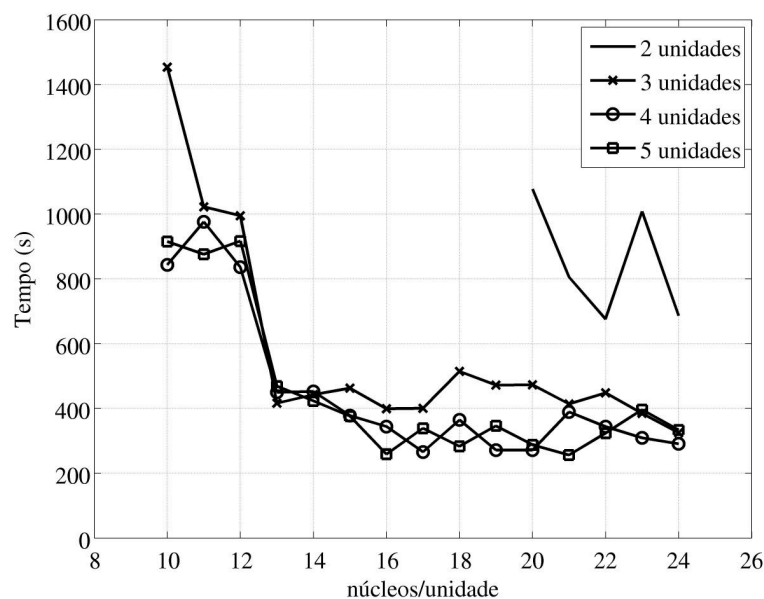


Figura 4.5: Variação do tempo em função do número de núcleos/unidade no cluster GAUSS.

Na figura 4.5 nota-se que ocorre um decréscimo no tempo gasto para o processamento, e, a partir das simulações rodadas com mais de 13 núcleos por unidade de processamento, forma-se um patamar em torno do tempo de 400 segundos de duração. Foi observado durante as simulações, que a escolha do número de núcleos/unidade influenciava ainda no critério do

sistema de filas do cluster, o que ocasiona uma fila na espera do processo, até que o cluster seja liberado de outros processos que já estavam sendo realizados. Portanto, a escolha do número de núcleos/unidade foi baseada nos resultados da figura 4.5 (núcleos/unidade  $\geq 13$ ) e também na disponibilidade do cluster no momento em que a simulação era disparada ( $13 \leq$  núcleos/unidade  $\leq 24$ ). Ressalta-se aqui que os resultados dos tempos apresentados na figura 4.5 não leva em conta o tempo de espera do processo na fila. Nas simulações realizadas com as configurações de malha semelhantes as da simulação VII (Tabela 4.1) foram rodados um total de 150.000 iterações, com um passo de tempo adimensional  $\Delta t = 0,0015$ . Estas simulações tiveram a duração total de 12,97 dias. Na tabela 4.1 é apresentado o tempo real por iteração ( $\frac{T_r}{it}$ ) em nanosegundos para os três casos rodados no cluster Gauss.

Na tabela 4.3 são apresentadas as diferenças percentuais entre as simulações de Mittal e Balachandar (1997)[45] e as simulações VI e VII com relação aos coeficientes  $\langle C_D \rangle$  e  $C_{Lrms}$  e ao  $St$ . Observa-se que os valores se aproximam dos obtidos por Mittal e Balachandar (1997)[45] à medida que a malha é refinada.

Tabela 4.3: Comparações entre as diferenças percentuais dos coeficientes  $\langle C_D \rangle$ ,  $C_{Lrms}$  e  $St$  das simulações VI e VII e os resultados do trabalho numérico de Mittal e Ballachandar (1997)[45].

	$\langle C_D \rangle$	$C_{Lrms}$	$St$		$\langle C_D \rangle$	$C_{Lrms}$	$St$
Simulação VI	1,39	0,39	0,203	Simulação VII	1,32	0,39	0,206
Diferença (%)	11,11%	2,63%	0%		4,54%	2,63%	1,46%

Como foi visto no capítulo dois, para número de Reynolds acima de 180, ocorre a formação das primeiras instabilidades tridimensionais no escoamento. O resultado instantâneo do critério Q para a simulação VI, no tempo  $t = 158,5$ , é apresentado na figura 4.6. As instabilidades correspondentes ao modo B são observadas para este campo instantâneo. De acordo com Williamson (1996)[84], a escala de comprimento na direção axial z do modo B (comprimento de onda axial  $\lambda_z$ ) é da ordem de uma vez o diâmetro do obstáculo. Para a simulação VI, o valor de  $\lambda_z$  foi estimado a partir do cálculo do espectro total de energia axial, o qual é expresso por:

$$\frac{1}{2} \|\hat{u}_{k_z}\|_2^2 = \frac{1}{2} \int_{R^2} |\hat{u}_{k_z}(x, y, t)|^2 dx dy, \quad (4.2)$$

sendo  $\hat{u}_{k_z}(x, y, t)$  a transformada de Fourier do vetor velocidade. Na figura 4.7 são apresentados

os espectros totais de energia axial instantâneos para a simulação VI. O eixo das abscissas corresponde ao número de onda dado por  $k_z = L_z/\lambda_z$ . Foi verificado o pico de energia para o valor  $k_z = 7,32$ , que corresponde a  $\lambda_z = 0,82$ . Barkley e Henderson (1996)[4] realizaram um estudo de estabilidade por análise de Floquet para escoamento ao redor de um cilindro e também obtiveram o valor de  $\lambda_z = 0,82$ .

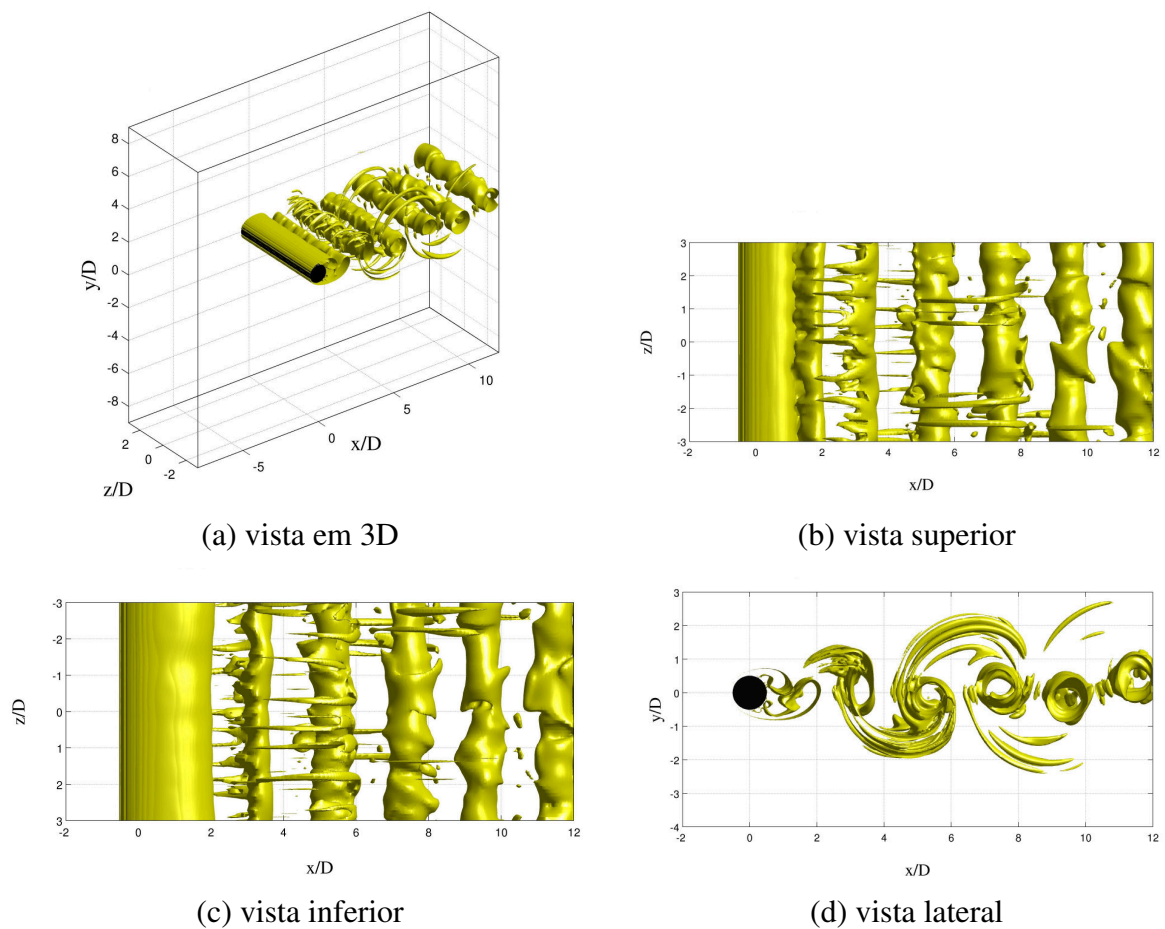


Figura 4.6: Critério Q de vorticidade para simulação VI ( $Re=300$  isosuperfície  $Q = 0,05$ , no tempo adimensional  $t = 158,5$ ).

#### 4.1.4 Simulações a $Re = 1250$

Uma última simulação VIII foi realizada para o caso do cilindro fixo a  $Re = 1250$ , sendo este o maior valor de Reynolds utilizado nesta tese. O limite máximo, em termos de malha computacional, foi explorado na plataforma Altix SGI do CESUP/UFRGS. A malha utilizada foi a mesma da simulação VII, onde foi obtido um tempo de 8,6 dias para simular um total de

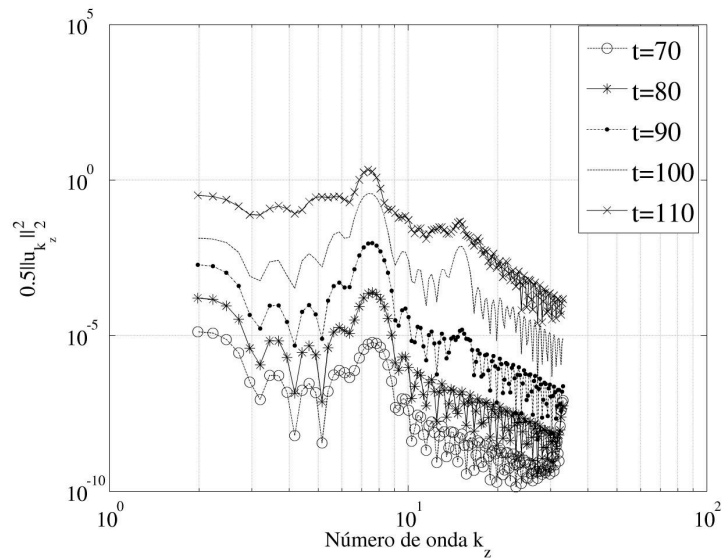


Figura 4.7: Espectros totais de energia axial para diferentes instantes de tempo da simulação VI.

100.000 interações com um passo de tempo adimensional  $\Delta t = 0,002$ .

Na figura 4.8 são apresentados os resultados das tensões médias de Reynolds e estes são comparados com os resultados do trabalho experimental de Noca et al. (1998)[49]. A partir das tensões médias de Reynolds, um importante parâmetro pode ser obtido para caracterizar a formação da esteira de vórtices, o qual é denominado comprimento de formação ( $L_f$ ). Tal parâmetro é definido como a distância, a partir do centro do cilindro, até o valor máximo da tensão de Reynolds normal ( $\langle u'^2 \rangle$ ,  $\langle v'^2 \rangle$ ) ou cisalhante ( $\langle u'v' \rangle$ ). Na tabela 4.4 são apresentados os valores de  $\langle C_D \rangle$ ,  $C_{Lrms}$  e  $St$  e o comprimento de formação ( $L_f$ ), o qual foi calculado usando os parâmetros  $\langle u'^2 \rangle$ ,  $\langle v'^2 \rangle$  e  $\langle u'v' \rangle$ . Observou-se um erro máximo de 15,71% em relação ao  $L_f$  (calculado pela tensão normal  $\langle v'^2 \rangle$ ) obtido por Noca et al. 1998[49]. Devido aos efeitos de camada limite impostos pelas condições de contorno do canal de água (superfície livre e não escorregamento no fundo do canal) usado no experimento de Noca et al., 1998[49], tais autores comentam que pequenas alterações ocorrem na pressão de base e, conseqüentemente, no comprimento de formação. Por outro lado, é importante resaltar que a diferença nos valores apresentados pode também está associada aos parâmetros usados na simulação VIII como a malha computacional ou efeitos de bloqueio, já observados anteriormente na simulação II.

No intuito de observar o comportamento dos vórtices próximo ao cilindro na simulação

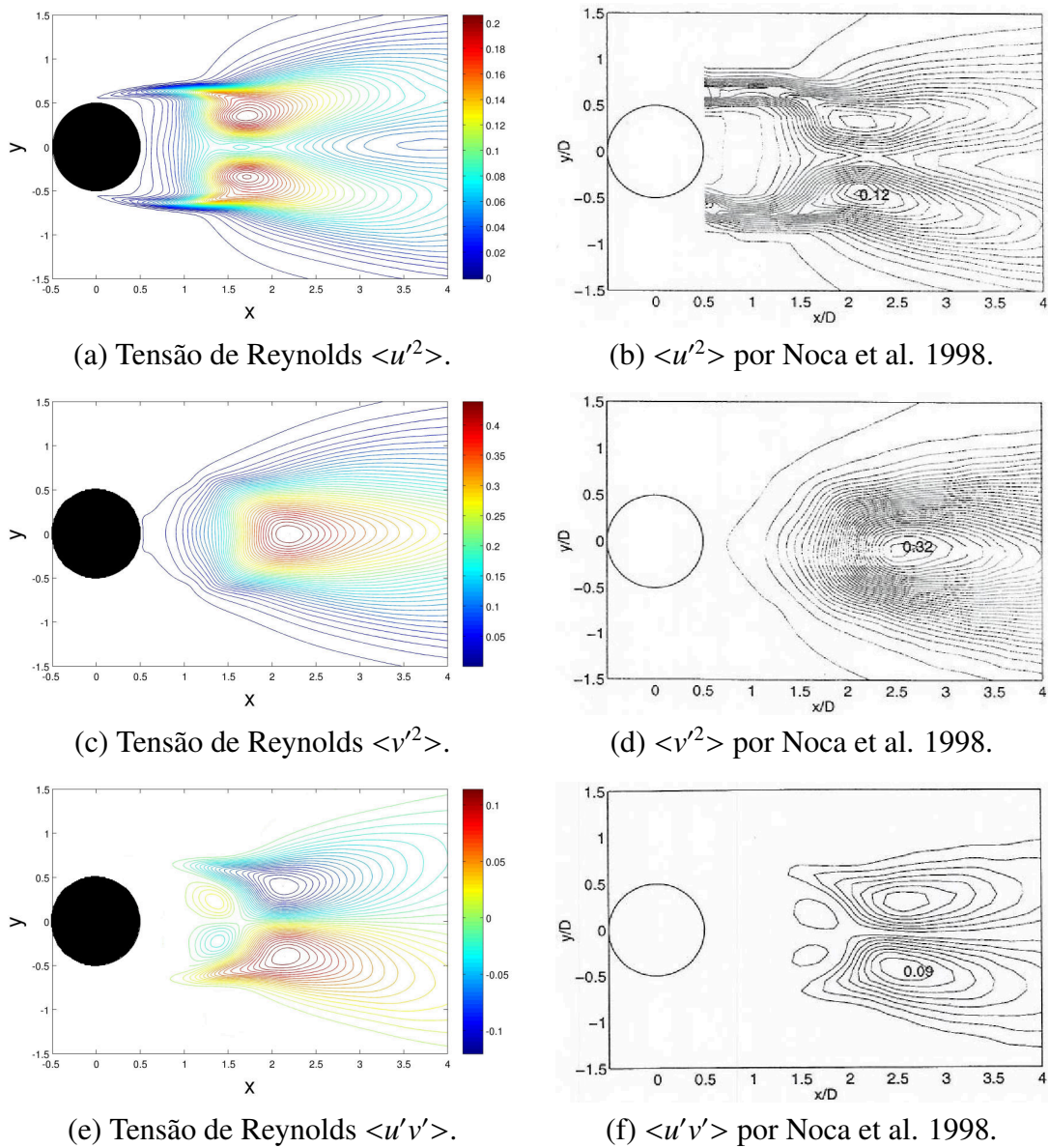


Figura 4.8: Comparação das tensões médias de Reynolds da simulação VIII com os resultados experimentais de Noca et al. 1998[49], a  $Re=1260$ .

Tabela 4.4: Comparações das diferenças percentuais dos coeficientes  $\langle C_D \rangle$ ,  $C_{Lrms}$  e  $St$  da simulação VIII em relação aos resultados do trabalho experimental realizado por Noca et al. (1998)[49].

	$L_f(\langle u'^2 \rangle)$	$L_f(\langle v'^2 \rangle)$	$L_f(\langle u'v' \rangle)$	$\langle C_D \rangle$	$C_{Lrms}$	$St$
Simulação VIII	1,73	2,20	2,15	1,12	0,10	0,205
Noca et al. 1998[49]	2,00	2,61	2,46	-	-	-
Erro(%)	13,50%	15,71%	12,60%			



VIII, foi computado o sinal ao longo do tempo da componente vertical da velocidade ( $v$ ) sobre a coordenada ( $x/D = 0, y/D = 2$ ). A partir deste sinal foi possível calcular a densidade espectral de energia que é apresentada na figura 4.9. Nota-se neste espectro um pico correspondente a frequência de desprendimento de vórtices ( $St = 0,202$ ) e o decaimento da energia com o crescimento da frequência de acordo com a região inercial e de dissipação viscosa da turbulência.

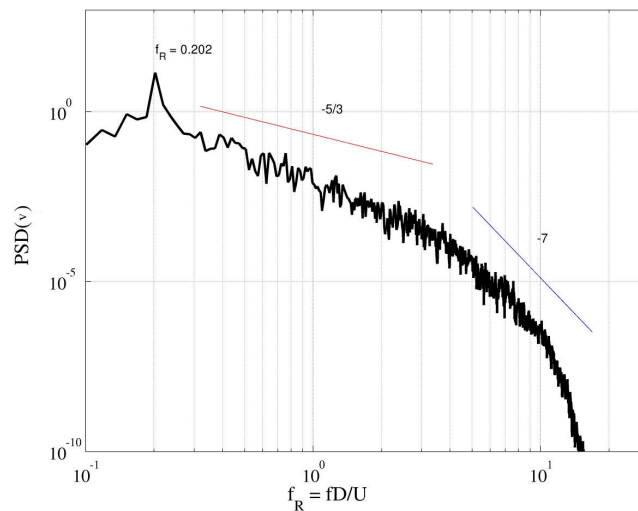


Figura 4.9: Espectro de potência do sinal de  $v(t)$  para a simulação VIII. Sinal computado na coordenada ( $x/D = 0, y/D = 2$ ).

Estes resultados em conjunto com os resultados dos trabalhos de Silvestrini e Lamballais (2000) [67], Ribeiro (2002a) [58] e Vitola (2006) [80] demonstram que o Incompact3d é capaz de simular os fenômenos hidrodinâmicos ocorridos nos regimes: sem separação e laminar ( $Re = 40$ ), de desprendimento de vórtices laminar ( $Re = 185$ ) e de desprendimento de vórtices tridimensional ( $Re = 300$  e  $Re = 1250$ ). Na seção seguinte são apresentados resultados relativos ao caso em que o cilindro encontra-se em movimento.

## 4.2 Resultados do escoamento ao redor de um cilindro em movimento forçado

A validação do código, para o caso do cilindro em movimento forçado, foi realizada com o auxílio de simulações em que o cilindro move-se em trajetórias pré-definidas. São apresentados os resultados para o cilindro se deslocando com velocidade constante (Translação Galileana) e em oscilação transversal.

### 4.2.1 Translação Galileana

Um importante teste inicial de validação, no caso em que o cilindro encontra-se em movimento, pode ser feito pela translação galileana, a qual consiste na comparação entre escoamentos em que a velocidade relativa entre o obstáculo e as partículas de fluido não é modificada. Um exemplo que melhor explica este tipo de validação foi testado no presente trabalho numa simulação realizada para  $Re = 40$  (escoamento estacionário) onde a condição de entrada é imposta por um perfil de velocidades uniforme  $U = 0,5$ , e o cilindro é submetido a um movimento forçado em sentido oposto ao do escoamento com velocidade  $u_{cil} = -0,5$ . Portanto esta simulação é fisicamente idêntica à simulação I, obedecendo as condições da translação galileana. As isolinhas de vorticidade desta simulação e da simulação I são comparadas na figura 4.10. Na região próxima ao cilindro observa-se que os resultados das duas simulações são muito semelhantes. Nota-se que a isolinha que passa na coordenada  $x/D = 6$ ,  $y/D = 5$  e sua simétrica apresentam uma pequena diferença na posição correspondente de cada isolinha. Foi verificado, na coordenada  $x/D = 5$  (Figura 4.11) um erro absoluto de  $0,024U$ , calculado pela diferença entre os perfis da componente  $u$  da velocidade .

### 4.2.2 Oscilação transversal forçada

Nesta seção foram analisados os resultados dos coeficientes hidrodinâmicos e da esteira de vórtices formada a jusante do cilindro, o qual foi submetido a um movimento forçado sobre uma trajetória na direção transversal, variando unicamente a razão frequências ( $F = f_o/f_s$ ,  $f_o$  - frequência de oscilação;  $f_s$  - frequência de desprendimento de vórtices). As simulações foram

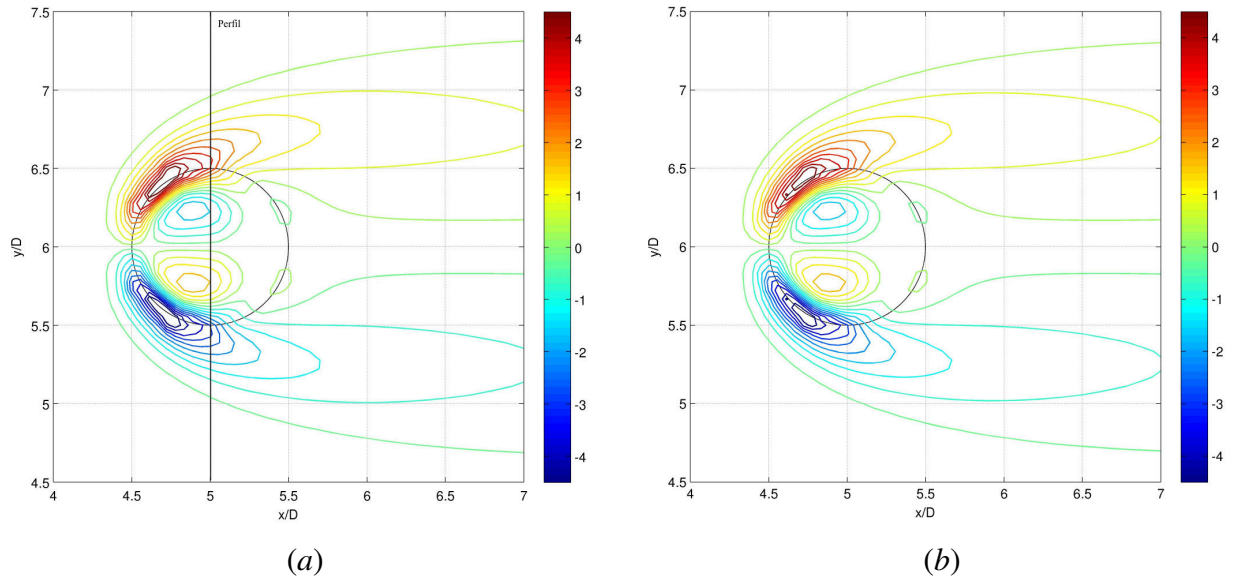


Figura 4.10: Comparação entre os campos de vorticidade gerados por: (a) simulação I com  $Re = 40$ ,  $U = 1,0$ ,  $u_{cil} = 0$ , (b) simulação com  $Re = 40$ ,  $U = 0,5$ ,  $u_{cil} = -0,5$ .

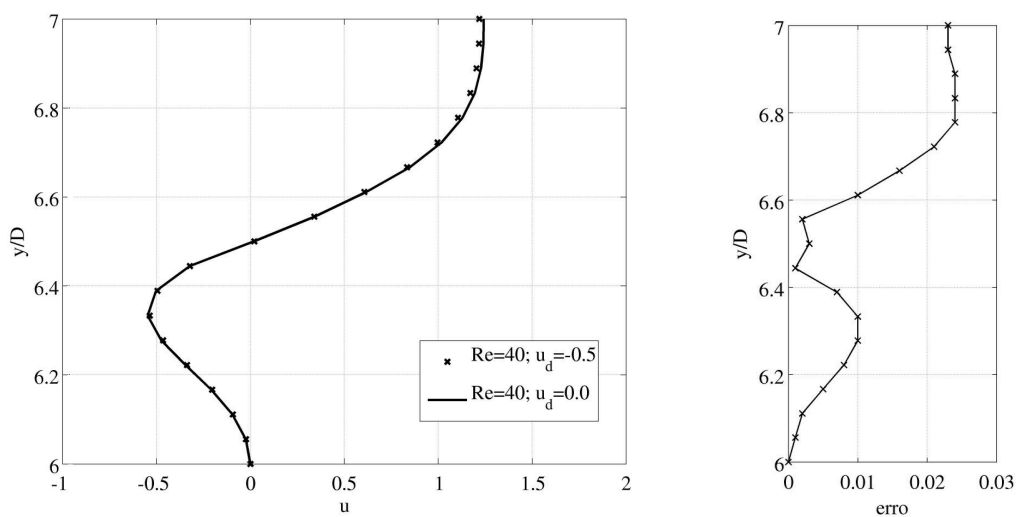


Figura 4.11: Comparações entre os perfis da componente longitudinal da velocidade das simulações com  $Re = 40$ ,  $u_d = 0$  (simulação I) e  $u_d = -0,5$ .

rodadas com  $F$  variando entre 0,8 e 1,2, para as malhas computacionais  $n_x, n_y = 361, 217$  (e 325) e os domínios  $L_x, L_y = 20D, 12D$  (e  $18D$ ). Os parâmetros  $Re = 185$  e a amplitude de oscilação  $A/D = 0,2$  foram mantidos constantes em todas as simulações.

Resultados de  $\langle C_D \rangle$  e  $C_{Lrms}$  variando com  $F$  são comparados na figura 4.12 com outros autores. No trabalho de Pinto, (2008)[54] foram realizadas simulações com uma versão anterior do código computacional `Icompact3d`, sendo que as fronteiras imersas foram impostas pela técnica de forçamento por *feedback*. Tal técnica consiste em impor uma força na equação de movimento do fluido (Eq. 3.1) que represente o obstaculo imerso, sendo esta força de sentido contrário à força exercida pelo fluido. O pico no  $\langle C_D \rangle$  e o crescimento no  $C_{Lrms}$ , quando  $F$  se aproxima da unidade, isto é  $f_o = f_s$ , caracterizam o fenômeno de *lock-in*.

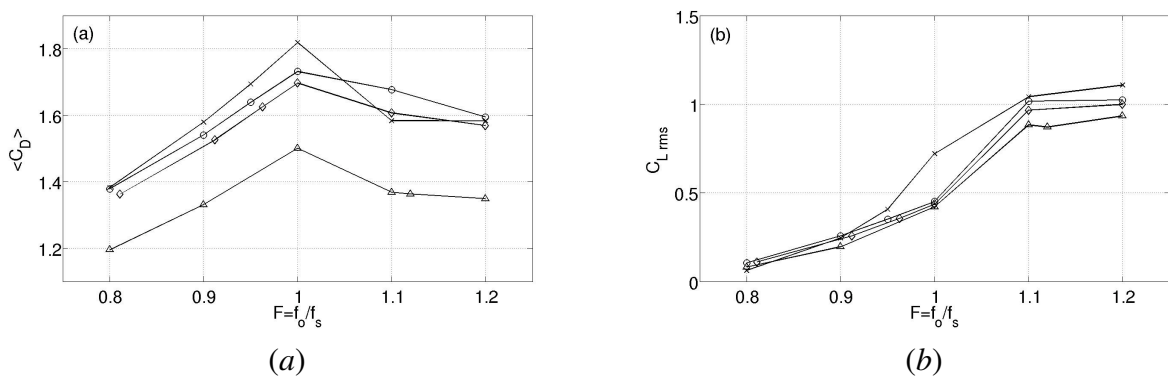


Figura 4.12: Variação dos coeficientes  $\langle C_D \rangle$  e  $C_{Lrms}$  em função de  $F$ . (a)  $\langle C_D \rangle$ , (b)  $C_{Lrms}$ .  $\times$  - Resultados do trabalho de Pinto, 2008[54] usando a técnica de forçamento por *feedback*;  $\circ$  - Presente trabalho ( $n_x, n_y = 361, 217$ ;  $L_x, L_y = 20D, 12D$ );  $\diamond$  - Presente trabalho ( $n_x, n_y = 361, 325$ ;  $L_x, L_y = 20D, 18D$ );  $\Delta$  - Simulação numérica realizada por Guilmineau e Queutey, 2002[22].

Apesar da baixa resolução da malha nas simulações, os valores do  $\langle C_D \rangle$  e  $C_{Lrms}$  apresentam-se relativamente próximos dos obtidos por Guilmineau e Queutey, 2002[22]. Nota-se que, mesmo com a variação de  $F$ , os coeficientes de força seguem a mesma forma dos resultados da literatura. Nas simulações numéricas realizadas por Placzek et al. 2009[55], foram identificadas discrepâncias semelhantes para estes coeficientes. Placzek et al., 2009[55] observaram ainda a mesma diferença para o caso do cilindro fixo, dando um indicativo de que diferentes modelos numéricos irão, conseqüentemente, apresentar discrepâncias em seus resultados. Guilmineau e Queutey, 2002[22] utilizaram em seu trabalho um método de reconstrução dos fluxos de ve-

localidade nas faces dos elementos, os quais são obtidos das equações discretizadas do balanço de massa e quantidade de movimento. De acordo com os autores este método garante segunda ordem de precisão na solução do escoamento. A diferença do  $\langle C_D \rangle$  entre as simulações II e III, para cilindro fixo, e a simulação do trabalho de Guilmineau e Queutey, 2002[22], é da ordem de 0,2 como mostra a tabela 4.2. Portanto, as diferenças apresentadas na figura 4.12 podem está associadas às técnicas numéricas empregadas em cada um dos trabalhos.

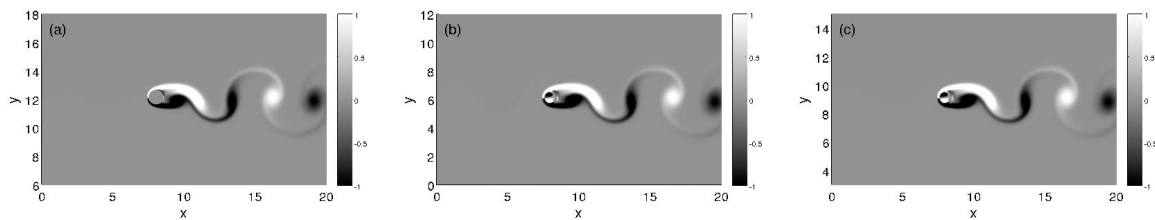


Figura 4.13: Campos instantâneos de vorticidade para  $F = 0,8$ : (a) Método de fronteiras imersas usando forçagem por *feed-back* (Pinto et al., 2010[2]); (b) Presente trabalho ( $n_x, n_y$ : 361, 217,  $L_x, L_y = 20D, 12D$ ); (c) Presente trabalho ( $n_x, n_y = 361, 325, L_x, L_y = 20D, 18D$ ).

Na figura 4.13 são apresentados campos de vorticidade correspondentes à simulações com  $F = 0,8$ . O primeiro campo (4.13(a)) apresenta o resultado de uma simulação numérica do trabalho de Pinto et al (2010)[2], onde o método de fronteiras imersas foi implementado pela técnica de forçagem por *feed-back*. Nesta técnica o campo de forças representando o corpo imerso é imposto, em função da velocidade do escoamento na fronteira, por um oscilador harmônico amortecido (Goldstein et al., 1993[18]). Os outros campos (4.13 (b) e (c)) correspondem a simulações do presente trabalho com diferentes domínios computacionais.

Com relação ao padrão de desprendimento de vórtices, não foram observadas diferenças significativas entre as simulações do presente trabalho, quando variada a frequência de oscilação. O modo de desprendimento de vórtices 2S (2 vórtices por ciclo de oscilação) foi identificado em todas as simulações. Na figura 4.14 são apresentadas comparações entre simulações com  $F = 0,8$ , da região próxima do cilindro, usando diferentes métodos de fronteiras imersas. Observa-se o efeito da baixa resolução da malha nas simulações realizadas no presente trabalho (Figuras 4.14(b) e (c)). Entretanto, os resultados da região próxima ao cilindro apresentam-se similares, como mostram as isolinhas de vorticidade.

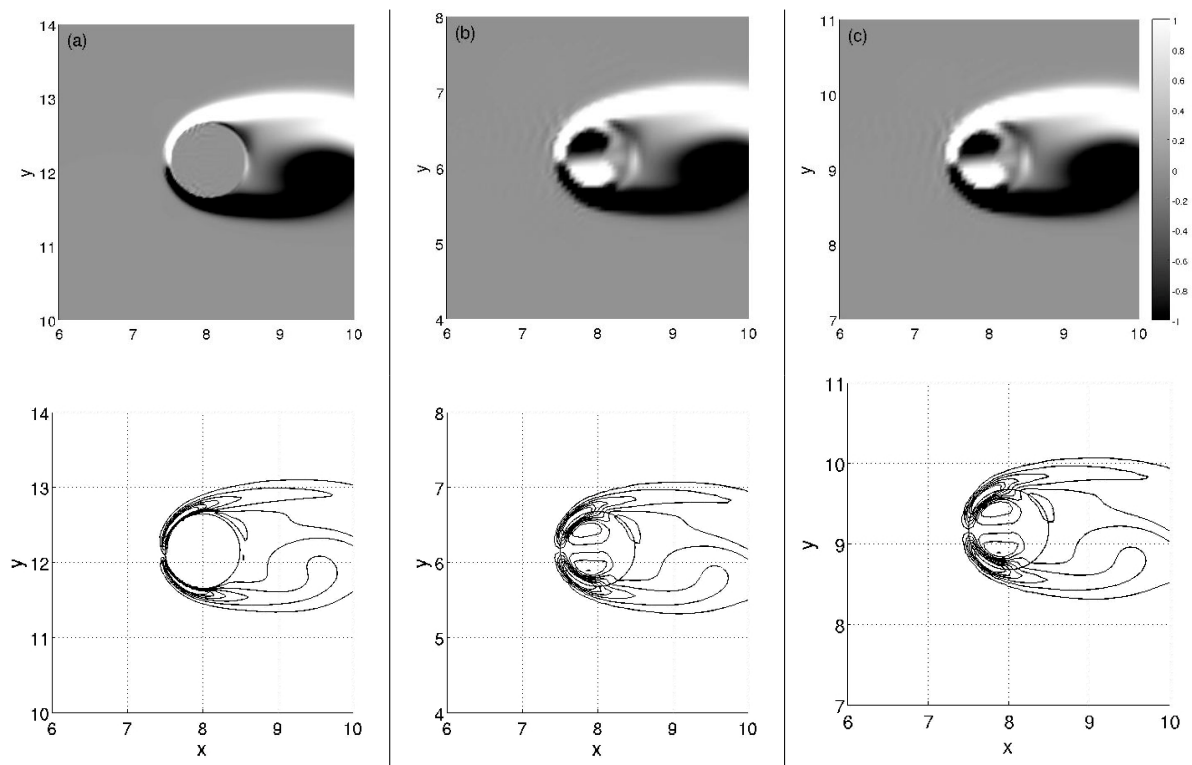


Figura 4.14: Campos instantâneos e isolinhas (isoníveis de -6 a 6 a cada 1) de vorticidade para  $F = 0.8$ : (a) Método de fronteiras imersas usando forçamento por *feed-back* (Pinto et al., 2010[2]); (b) Presente trabalho ( $n_x, n_y$ : 361, 217,  $L_x, L_y = 20D, 12D$ ); (c) Presente trabalho ( $n_x, n_y = 361, 325, L_x, L_y = 20D, 18D$ ).

## Capítulo 5

# Acoplamento do modelo dinâmico ao hidrodinâmico Incompact3d

Os resultados apresentados no presente capítulo mostram o desempenho do modelo dinâmico ao responder às ações provocadas pelos esforços externos. Foram testadas diferentes condições de entrada no modelo massa-mola amortecimento desacoplado do modelo hidrodinâmico, para verificar se o esquema numérico proposto responde bem diante de esforços similares aos encontrados no fenômeno de VIV. Em seguida são apresentados os resultados do acoplamento e testadas as condições em que o cilindro interage com o fluido. Na tabela 5.1 são listadas as simulações realizadas nesta etapa do trabalho.

### 5.1 Modelo dinâmico desacoplado

Com o objetivo de verificar a estabilidade do modelo dinâmico proposto, inicialmente foram usados como condição de entrada os resultados dos coeficientes hidrodinâmicos de sustentação

Tabela 5.1: Simulações com o modelo dinâmico desacoplado e acoplado.

Simulação IX	Modelo dinâmico desacoplado, $Re=185$
Simulação X	Modelo dinâmico desacoplado, $Re=300$
Simulação XI	Modelo dinâmico acoplado, $Re=300, VIV - 2GL$
Simulação XII	Modelo dinâmico acoplado, $Re=300, VIV - 1GL$
Simulação XIII	Oscilação forçada, $Re=300$

Tabela 5.2: Parâmetros adotados no modelo dinâmico desacoplado e os respectivos valores de acordo com a adimensionalização dos parâmetros segundo Khalak e Williamson (1999)[28].

$m^{**}$	$m^*$	$c^*$	$c$	$k^*$	$k$	$m_a^*$	$m_a$	$\zeta$	$w_n$	$f_n$	$U^*$	$\alpha$
1,571	1,0	2,5	7,5	2,0	6,0	1,571	4,712	0,499	0,798	0,127	7,87	0,997

de simulações onde o cilindro oscila forçadamente na direção transversal, com amplitude de deslocamento  $A/D = 0,2$ , razão de frequências  $f/f_s = 1$  ( $f$  - frequência de oscilação forçada;  $f_s$  - frequência de despreendimento de vórtices) e  $Re = 185$  (simulação IX) e 300 (simulação X). Estes testes foram realizados com a finalidade de verificar de que forma o modelo dinâmico responde à imposição das forças exercidas pelo fluido. Como parâmetros iniciais, foram adotados nas duas simulações:  $m^* = \pi/2$  (ou seja,  $\rho_b/\rho = 1,0$ ),  $c^* = 2,5$  e  $k^* = 2,0$ , sendo que para tais valores, o parâmetro massa-amortecimento é  $\alpha = 0,997$ , o qual corresponde à uma amplitude máxima de, aproximadamente, 0,2 (figura 2.23). Na tabela 5.2 são apresentados os parâmetros adotados no modelo dinâmico desacoplado usando o método de adimensionalização da equação 2.21, e os correspondentes valores dos parâmetros, de acordo com o método apresentado por Khalak e Williamson (1999)[28] (tabela 2.1).

A frequência angular natural ( $w_n$ ) foi estimada por:

$$w_n = \sqrt{\frac{k^*}{m^{**} + m_a^*}}, \quad (5.1)$$

obtendo-se desta a frequência natural  $f_n = w_n/2\pi$ .

No caso em que foram utilizados os coeficientes de sustentação da simulação a  $Re = 185$  (Simulação IX), observou-se que os deslocamentos apresentam-se em duas fases (Figura 5.1). A primeira fase, denominada Fase 1, foi definida como a de transição do escoamento estável para o regime de despreendimento com crescimento no coeficiente de arrasto e o gradual decréscimo do coeficiente de sustentação, se estabilizando em um patamar em torno do tempo aproximado  $t = 40$  (Figura 5.1a). A segunda fase, denominada Fase 2, corresponde ao intervalo de tempo em que os coeficientes já se encontram estabilizados e o movimento do corpo dá-se em uma trajetória bem definida em forma de oito no plano  $xy$  (Figura 5.1d). Foi definido o início desta fase em  $t = 40$ , se estendendo até o final da simulação em  $t = 200$ . Estes resultados mostram que o modelo dinâmico massa-mola amortecimento responde de forma coerente aos diferentes



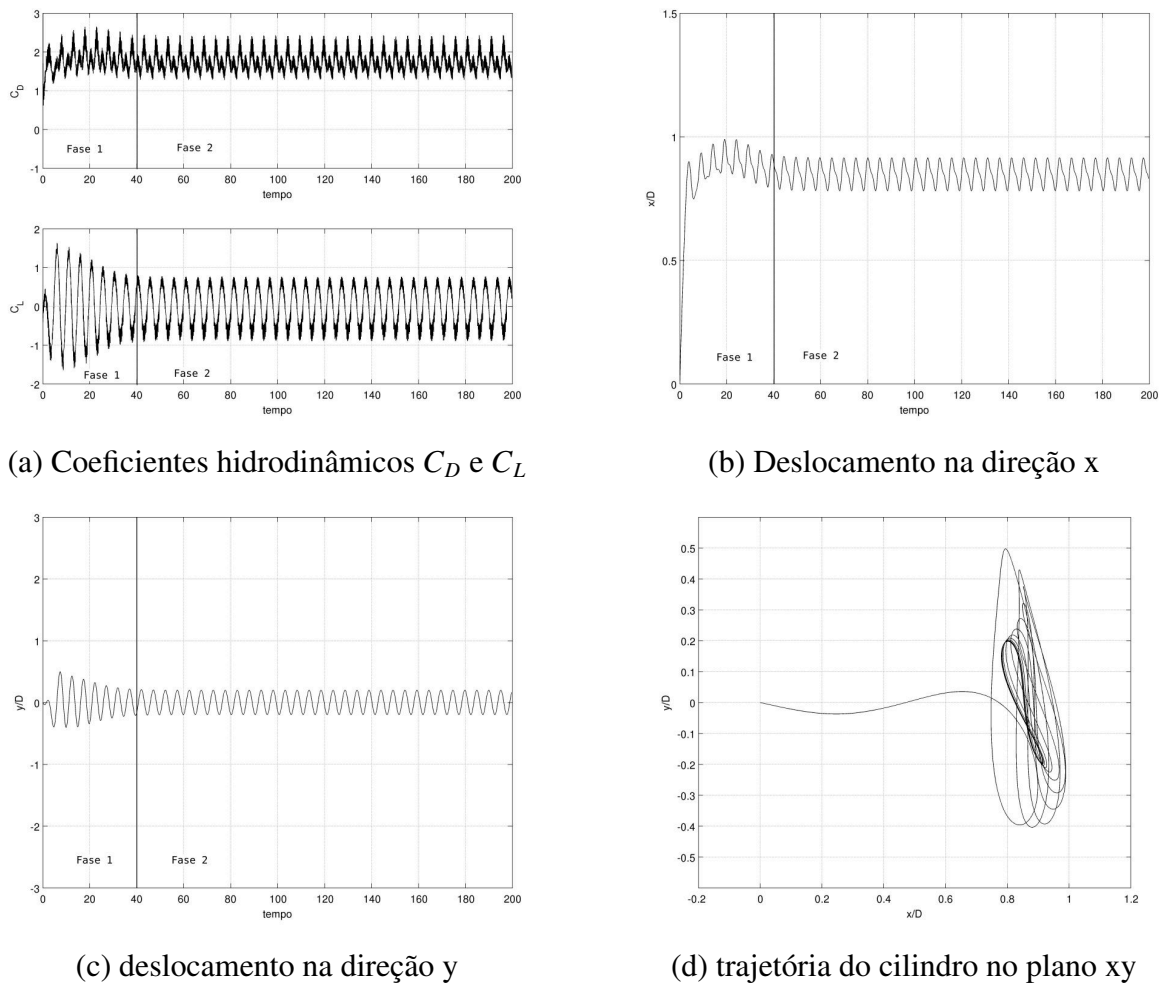


Figura 5.1: Resultados dos deslocamentos da simulação IX. (a) Coeficientes de força obtidos da simulação com oscilação transversal forçada a  $Re = 185$ ; (b) Resposta do modelo desacoplado na direção x; (c) Resposta do modelo desacoplado na direção y; (d) Trajetória percorrida no plano xy.

esforços impostos pelos coeficientes hidrodinâmicos.

O mesmo teste foi realizado com os resultados dos coeficientes de sustentação da simulação a  $Re = 300$  (simulação X). A figura 5.2 apresenta os resultados dos deslocamentos para esta simulação.

A fase inicial (Fase 1), como na simulação IX, corresponde à transição do regime de escoamento estável para o regime de desprendimento de vórtices ( $t = 0$  a  $t \approx 50$ ). Na figura 5.3(a) e (b) são apresentados a trajetória percorrida pelo cilindro nesta fase inicial e um gráfico com o deslocamento em y do cilindro oscilando em fase com a força de sustentação. Observa-se que o deslocamento diminui ao longo do tempo, em função dos esforços externos.

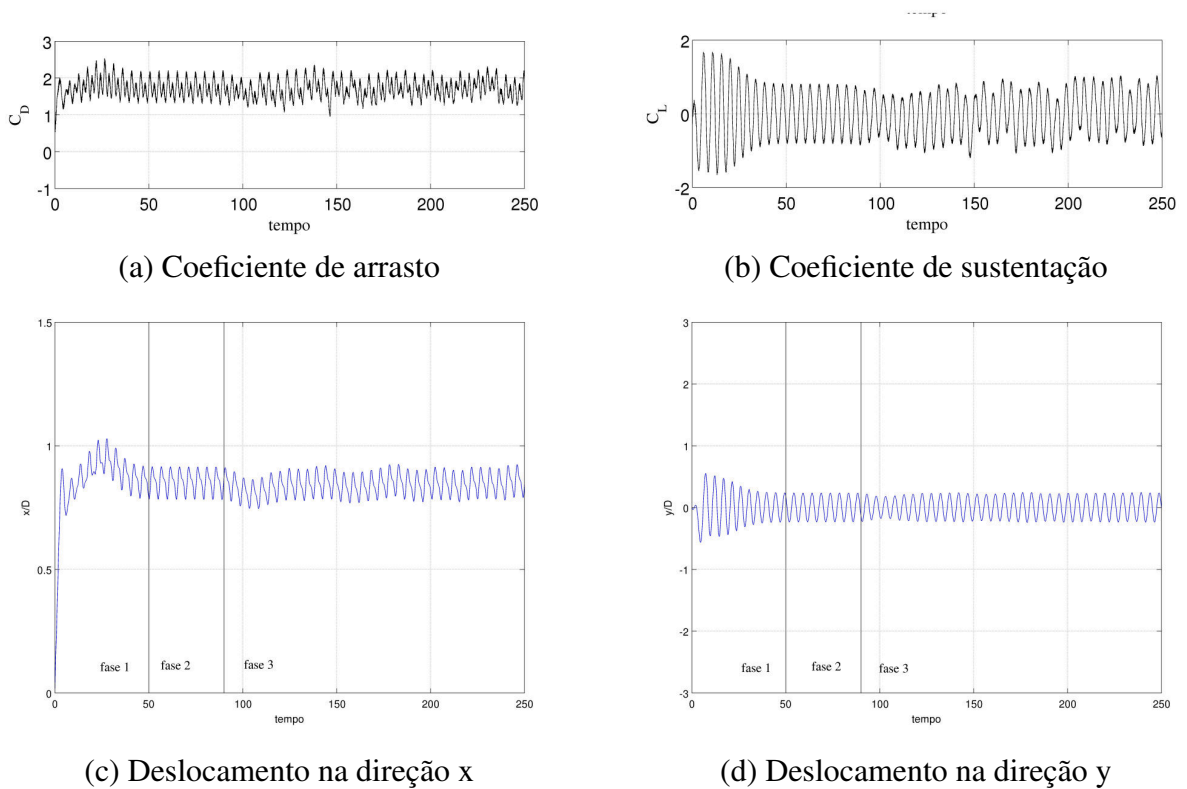


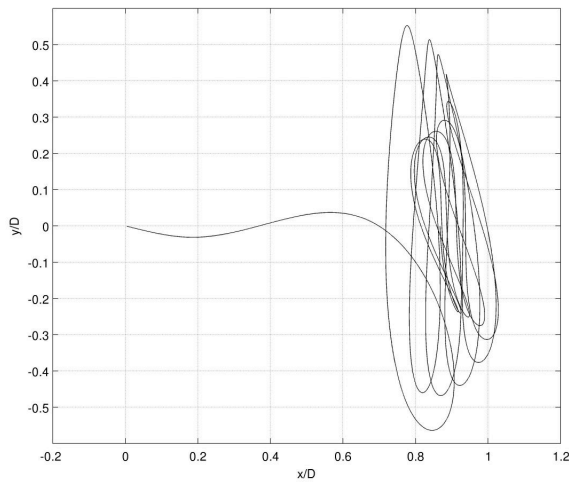
Figura 5.2: Resposta do modelo desacoplado obtida a partir dos coeficientes da simulação com oscilação transversal forçada a  $Re = 300$ .

Na segunda fase da simulação X (Fase 2,  $t \approx 50$  a  $t \approx 90$ ), o escoamento encontra-se no regime de desprendimento de vórtices laminar com o cilindro se deslocando sobre a trajetória mostrada na figura 5.3(c). Nesta fase o cilindro percorre uma curva regular com pouca diferença entre os ciclos da trajetória. A curva é assimétrica com relação ao ponto de cruzamento de cada ciclo e tem o maior comprimento da trajetória no trecho superior.

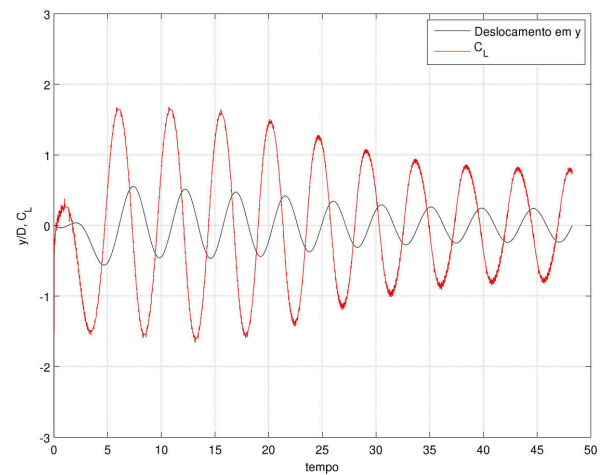
Os deslocamentos na direção  $y$  da simulação X são comparados na figura 5.4 com uma solução linear do sistema dinâmico. Tal solução foi obtida considerando a força externa  $C_L(t^*)$  na equação 2.21 como sendo senoidal ( $C_L(t^*) = C \text{sen}(2\pi f_s t)$ ), com amplitude  $C = 0,8$ , próxima da amplitude máxima do coeficiente de sustentação ( $C_{L_{max}}$ ) da simulação mostrada na figura 5.3(d). Neste caso a equação diferencial ordinária não homogênea, admite solução do tipo:

$$y(t) = Ae^{\omega_1 t} + Be^{\omega_2 t} \quad (5.2)$$

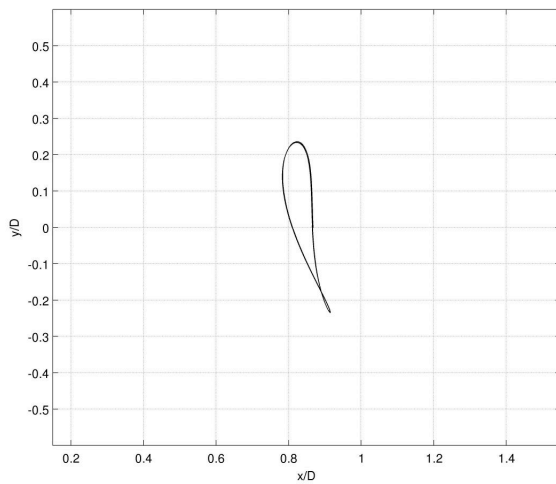
onde  $\omega_1$  e  $\omega_2$  são números complexos e  $A$  e  $B$  coeficientes a serem determinados.



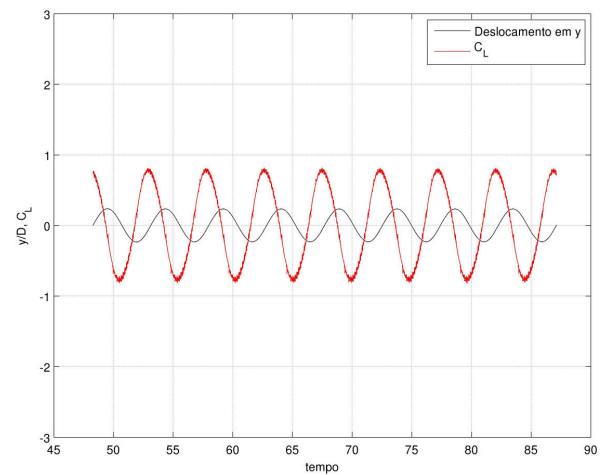
(a) Trajetória em  $xy$  - Fase 1



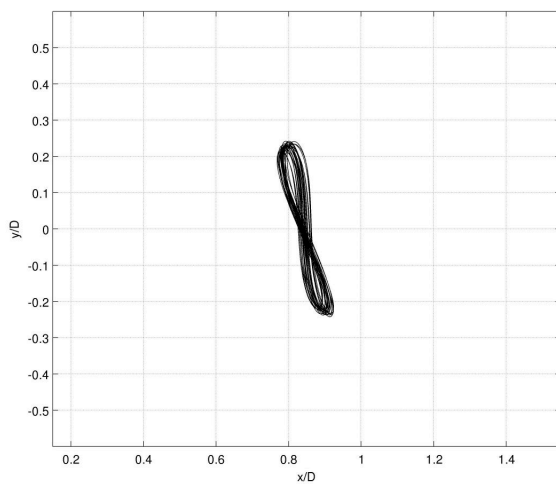
(b) Deslocamento na direção  $y$  e  $C_L$  - Fase 1



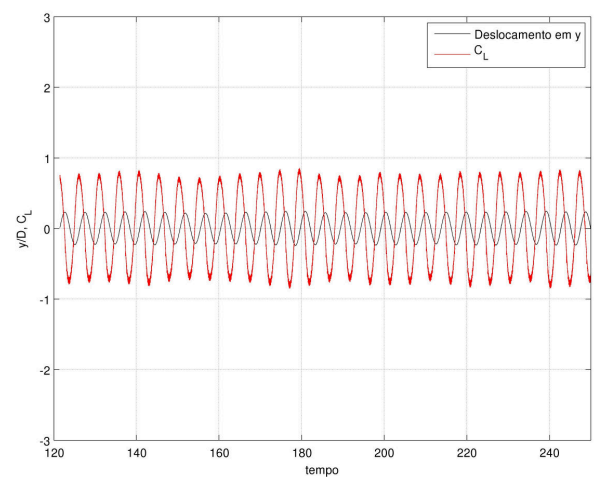
(c) Trajetória em  $xy$  - Fase 2



(d) Deslocamento na direção  $y$  e  $C_L$  - Fase 2



(e) Trajetória em  $xy$  - Fase 3



(d) Deslocamento na direção  $y$  e  $C_L$  - Fase 3

Figura 5.3: Trajetória percorrida pelo cilindro na fase inicial da simulação com o modelo desacoplado usando os coeficientes da oscilação transversal forçada a  $Re = 300$ .

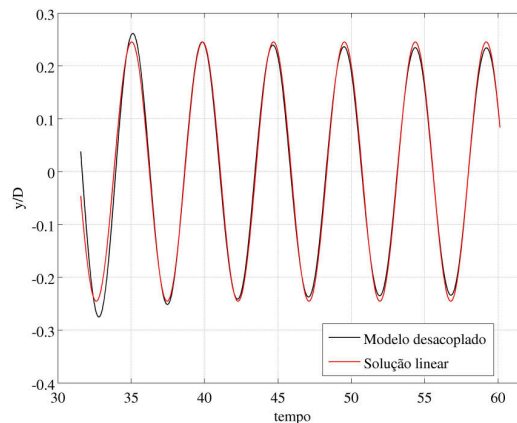


Figura 5.4: Comparação entre o modelo desacoplado e a solução linear do modelo dinâmico proposto.

Observa-se um bom ajuste do modelo em relação a solução linear com uma pequena diferença nos valores extremos.

A última fase (Fase 3) corresponde ao escoamento em regime de esteira tridimensional. Para esta fase, o cilindro percorre uma trajetória em forma de oito inclinado (Figura 5.3(e)), onde os deslocamentos, sobretudo na direção  $x$ , não mais percorrem uma única curva, como no caso da fase 2. Isto mostra que o modelo responde aos esforços, com os deslocamentos refletindo o regime tridimensional do escoamento. Observa-se, ainda, uma simetria entre os laços superior e inferior da curva.

## 5.2 Modelo dinâmico acoplado

Com base nos resultados apresentados até o momento deu-se início ao acoplamento do modelo dinâmico no código computacional Incompact3d. A simulação XI foi realizada para o cilindro em oscilação livre com dois graus de liberdade ( $VIV - 2GL$ ), com os mesmos parâmetros utilizados nos testes anteriores ( $m^{**} = \pi/2$ , ou seja,  $\rho_b/\rho = 1$ ,  $c^* = 2,5$  e  $k^* = 2$ ). Os resultados dos deslocamentos em  $x$  e  $y$  apresentados na figura 5.5 foram divididos em 4 fases com o objetivo de melhor compreender as diferentes etapas do fenômeno. Tais fases foram definidas com base nos seguintes critérios:

- Fase 1: Início do movimento com crescimento do deslocamento em  $x$  e da oscilação em

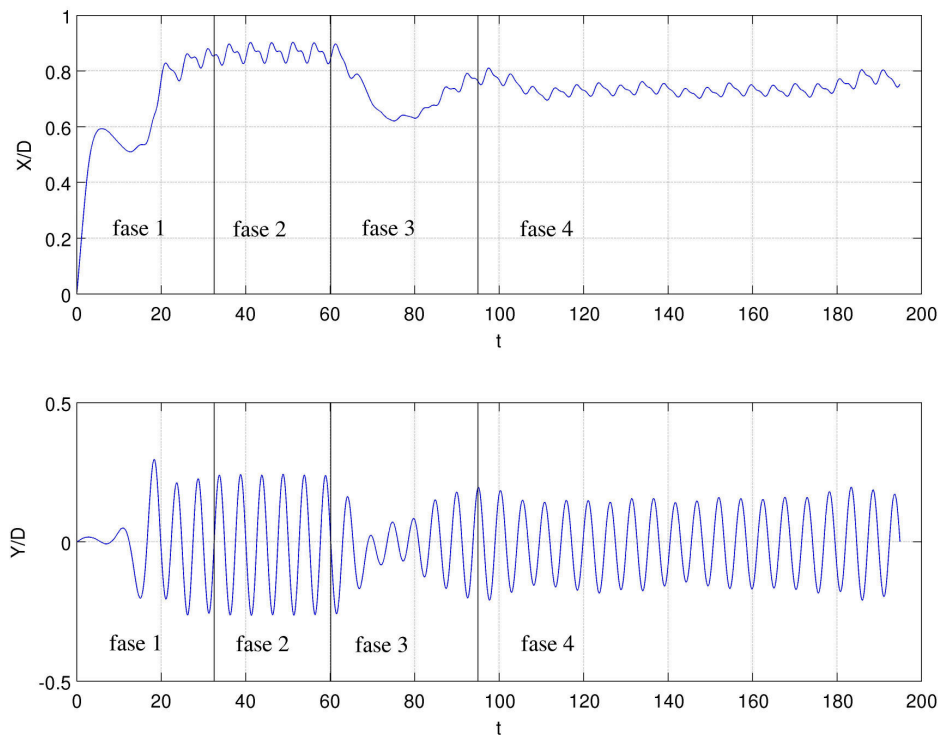


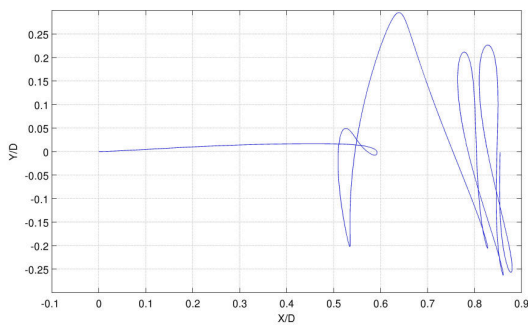
Figura 5.5: Deslocamentos em  $x$  e  $y$  na simulação XI para o cilindro com oscilação livre a  $Re = 300$ .

$y$ .

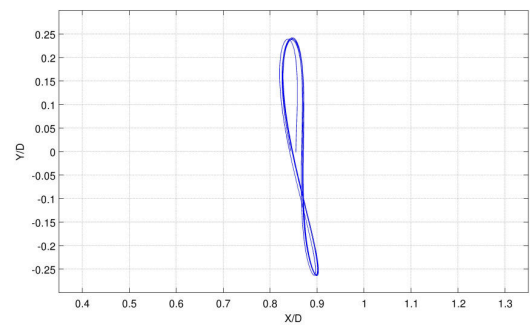
- Fase 2: Estabilização das amplitudes de deslocamento formando uma trajetória estável.
- Fase 3: Decrescimento das amplitudes de deslocamento em resposta à transição do escoamento para o regime tridimensional.
- Fase 4: Deslocamentos do cilindro respondendo aos efeitos do regime tridimensional do escoamento.

Na figura 5.6 são plotadas, de forma separada de acordo com os diferentes regimes de esteira, as trajetórias percorridas pelo cilindro correspondentes às 4 fases. Comparando com os resultados da simulação X (Figura 5.3), nota-se que a configuração das trajetórias são alteradas em função da interação fluido-obstáculo.

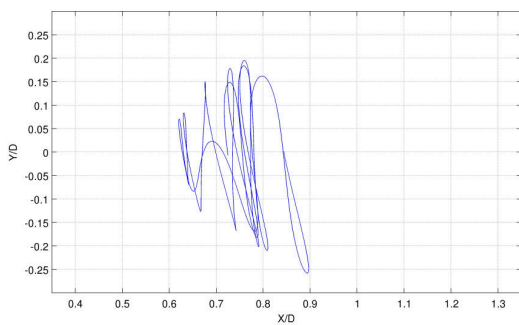
Comparando a simulação X com o caso do cilindro fixo (simulação VI), observa-se pelos campos do critério  $Q$  (Figura 5.7c)), que o início do processo de transição à turbulência da es-



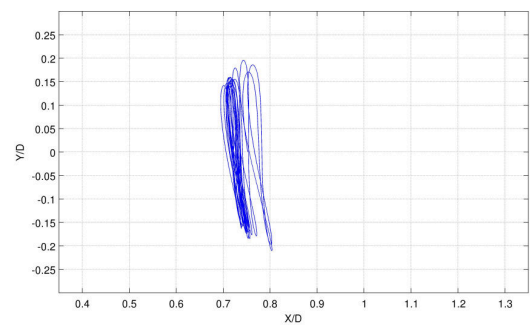
Fase 1

(a) Trajetória em  $xy$ ,  $t = 0$  a  $t = 32,56$ 

Fase 2

(b) Trajetória em  $xy$ ,  $t = 32,56$  a  $t = 60,13$ 

Fase 3

(a) Trajetória em  $xy$   $t = 60,13$  a  $t = 95,0$ 

Fase 4

(b) Trajetória em  $xy$   $t = 95,0$  a  $t = 194,9$ 

Figura 5.6: Trajetória percorrida pelo cilindro nas 4 fases da simulação XI.

teira ocorre antecipadamente em  $t = 60$  (início da fase 3). Com o objetivo de compreender este processo de transição antecipado, foi realizada uma análise comparativa entre os quatro diferentes problemas estudados até aqui: cilindro fixo (Simulação VI, apresentado no capítulo 4), em oscilação transversal forçada (Simulação XIII), em  $VIV$  com um grau de liberdade ( $VIV - 1GL$ , simulação XII) e em  $VIV$  com dois graus de liberdade ( $VIV - 2GL$ , simulação XI). Todas as simulações foram realizadas para  $Re = 300$  no intuito de comparar a formação da instabilidade tridimensional do modo B, sendo utilizados os mesmos parâmetros de malha computacional da simulação VI (ver Tabela 4.1). Estes resultados são apresentados nas próximas seções deste capítulo.

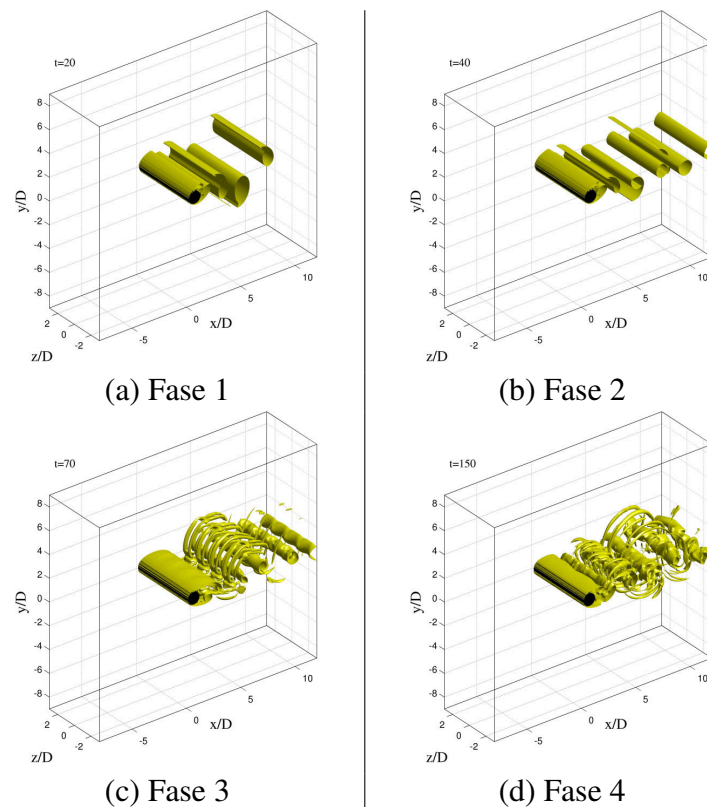


Figura 5.7: Campos instantâneos de critério  $Q$  da simulação XI. Cada campo corresponde a uma das quatro fases da simulação.

### 5.3 Análise dos coeficientes hidrodinâmicos

Foi observado que os sinais em deslocamento da simulação XI, apresentados na figura 5.5, refletem os fenômenos físicos tridimensionais do escoamento que são transferidos pelos coeficientes de força hidrodinâmicos. Tais efeitos podem ser visualizados quando estes coeficientes são graficados ao longo do eixo axial  $z$  do cilindro. A figura 5.8 mostra a variação de  $C_D$  e  $C_L$  ao longo do eixo  $z$  das simulações VI (cilindro fixo) e XIII (Oscilação forçada). Nota-se a separação em duas fases do escoamento, as quais foram denominadas de fase bidimensional (representada pelo símbolo 2D) que consiste no desprendimento de vórtices de Kármán e a fase tridimensional (representada pelo símbolo 3D) onde surgem as primeiras instabilidades longitudinais e transversais do escoamento. A transição à turbulência ocorre aproximadamente no mesmo tempo ( $t = 90$ ) para as duas simulações. É possível observar ainda que as oscilações do  $C_D$  na fase bidimensional da simulação XIII, possuem amplitudes maiores que as observadas na simulação VI.

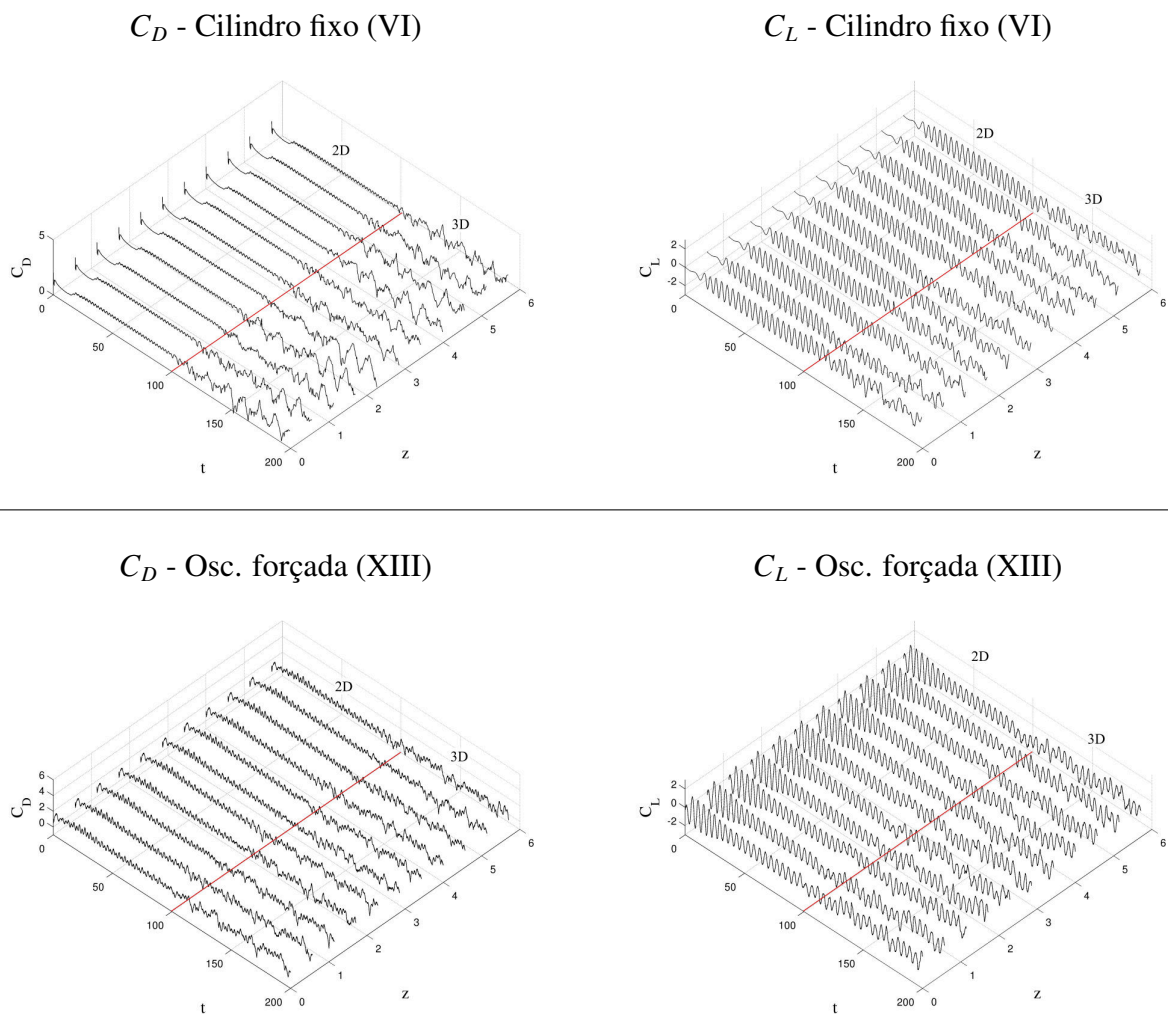


Figura 5.8: Variação no tempo e ao longo do cilindro dos coeficientes de arrasto (esquerda) e sustentação (direita) das simulações VI (acima) e XIII (abaixo).

A tabela 5.3 mostra a variabilidade estatística dos coeficientes de arrasto e sustentação para quatro simulações: VI, XIII, XII, XI, nas fases 2D e 3D. Os resultados mostram que o caso com  $1GL$  obteve o maior coeficiente de arrasto médio ( $\langle C_D \rangle$ ) para a fase 2D enquanto que a maior raiz média quadrática do coeficiente de sustentação ( $C_{L_{rms}}$ ) foi observada para o caso de cilindro fixo. Na fase 3D a simulação com oscilação forçada apresentou o maior  $\langle C_D \rangle$  enquanto que o maior  $C_{L_{rms}}$  permaneceu sendo da simulação com o cilindro fixo.

São apresentados ainda na Tabela 5.3, para efeitos de comparação, os resultados do trabalho de Mittal e Balachandar (1997), em que os resultados da fase 2D correspondem a simulações bidimensionais enquanto que os da fase 3D correspondem a simulações tridimensionais.

Na figura 5.9 foi tomada a média axial (média na direção  $z$ ) dos sinais dos coeficientes



Tabela 5.3: Coeficiente de arrasto médio ( $\langle C_D \rangle$ ) e raiz média quadrática do coeficiente de sustentação ( $C_{L_{rms}}$ ) para as fases bidimensional (2D) e tridimensional (3D) do escoamento.

Simulações	Fase 2D		Fase 3D	
	$\langle C_D \rangle$	$C_{L_{rms}}$	$\langle C_D \rangle$	$C_{L_{rms}}$
Mittal e Balachandar (1997)	1,38	0,65	1,26	0,38
Cilindro fixo (VI)	1,546	0,673	1,439	0,477
Oscilação forçada (XIII)	1,705	0,423	1,684	0,399
VIV - 1GL (XII)	1,761	0,490	1,577	0,371
VIV - 2GL (XI)	1,699	0,531	1,460	0,339

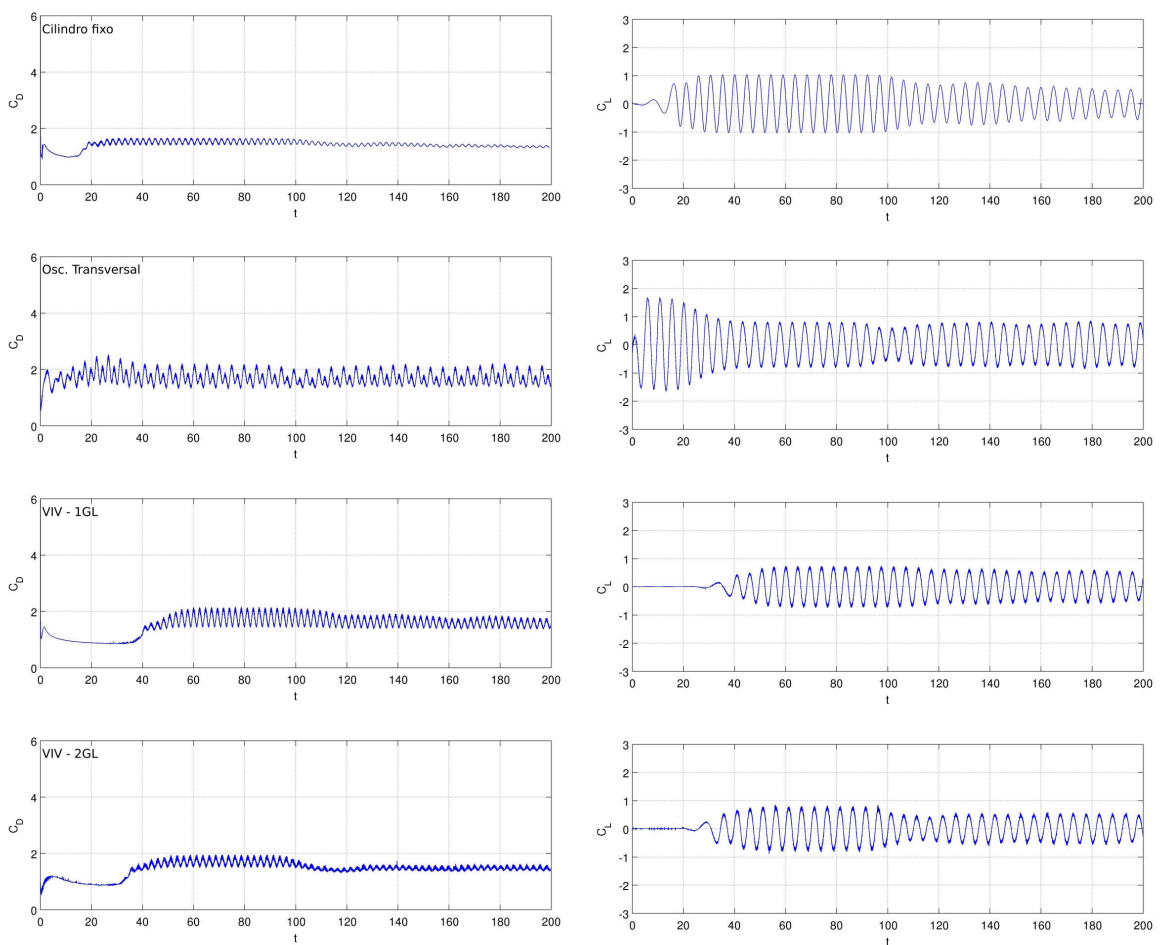


Figura 5.9: Variação temporal da média na direção axial dos coeficientes de arrasto e sustentação para as simulações VI, XIII, XII e XI (respectivamente de cima para baixo).

hidrodinâmicos. Como pode ser visto, as amplitudes de variação dos coeficientes de arrasto e sustentação são alteradas tanto em função do tempo como em comparação aos diferentes casos aqui estudados. Na fase bidimensional ( $40 \leq t \leq 100$ ), a simulação do cilindro com oscilação forçada (simulação II) apresentou os maiores picos de  $C_D$  enquanto que os picos máximos de  $C_L$  são identificados na simulação para o cilindro fixo (simulação I). Para a fase tridimensional ( $100 \leq t \leq 200$ ), uma comparação da Fig. 5.9 com os resultados dos coeficientes ao longo do eixo axial do cilindro (simulações I e II, Fig. 5.8), permite verificar que a média sobre o eixo axial eliminou as modulações dos sinais, fazendo com que a frequência de maior energia seja melhor visualizada, sendo esta a componente da frequência principal de desprendimento de vórtices.

## 5.4 Formação das instabilidades tridimensionais

Uma forma de avaliar a evolução temporal das estruturas tridimensionais do escoamento é através da evolução da enstrofia na direção axial ( $Z_z(t)$ , equação 3.39). Na figura 5.10 são apresentados os gráficos da variação de  $Z_z(t)$  para os quatro casos estudados. Este gráfico mostra que na simulação com o cilindro em  $VIV - 2GL$ , a transição é mais rápida que nos outros casos. Resultados como este evidenciam que, em problemas envolvendo o fenômeno de  $VIV$ , os parâmetros do modelo dinâmico podem influenciar na formação das esteiras de vórtices durante a transição à turbulência.

Os campos de vorticidade  $\omega_x$  para as quatro simulações são comparados na figura 5.11. Estes campos correspondem à fase de transição à turbulência com o surgimento dos primeiros vórtices longitudinais. Não são observadas grandes diferenças entre o caso do cilindro fixo e o caso do cilindro em oscilação transversal forçada (Figura 5.11 (a) e (b)). Para o caso  $VIV - 1GL$  (Figura 5.11 (c)), as instabilidades iniciais apresentam comprimento de onda maior que os outros casos.

Os gráficos da figura 5.12 mostram os espectros de energia axial (equação 4.2) para cada uma das simulações. Foram estimados, a partir destes gráficos, os valores do comprimento de onda axial, dados por  $\lambda_z = L_z/k_z$ , sendo  $k_z$  o número de onda correspondente às frequências contidas no escoamento. De acordo com Williamson (1996)[83], a escala de comprimento na

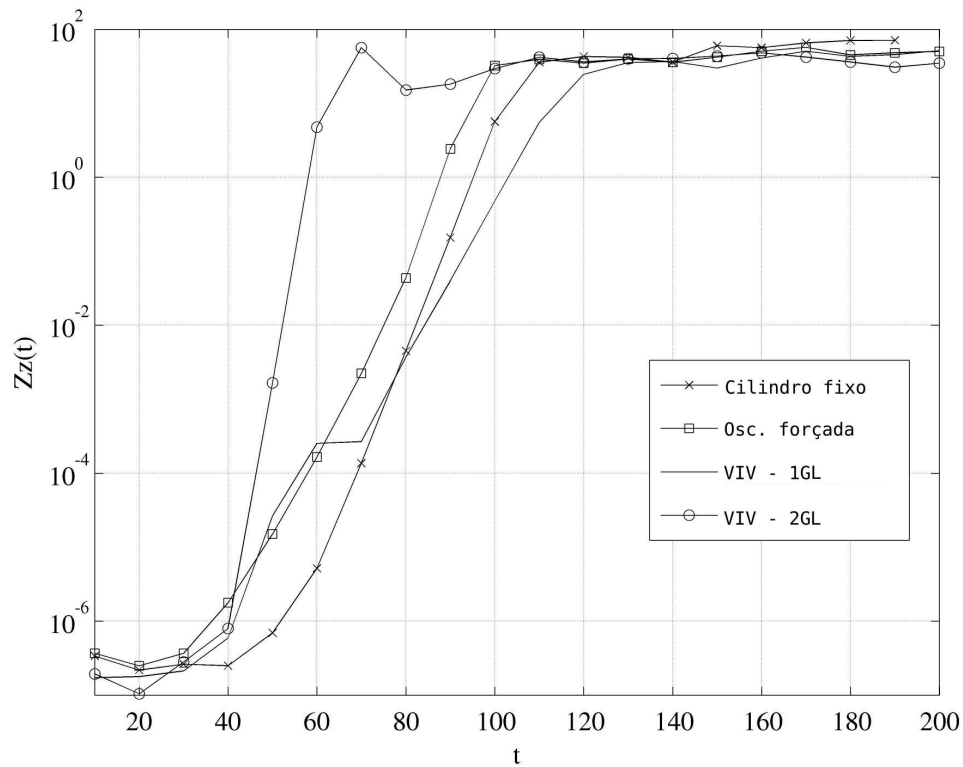


Figura 5.10: Variação da enstrofia  $Z_z(t)$  para as simulações a  $Re=300$ , com cilindro fixo, com oscilação transversal forçada e em VIV.

direção axial do modo B é da ordem de uma vez o diâmetro do obstáculo. Os valores de  $\lambda_z = 0,88$  para o caso do cilindro fixo,  $\lambda_z = 0,76$  para o caso do cilindro com oscilação transversal forçada, e  $\lambda_z = 1,5$  para o cilindro em  $2GL$  foram calculados com base nos picos máximos de energia axial apresentados na Fig. 5.12. Na simulação com  $1GL$  não são observados picos para número de onda acima de  $k_z = 2$ , portanto, o valor de  $\lambda_z$  é da ordem de 3. Os espectros de energia axial para o tempo  $t=150$  não apresentaram picos significativos o que indica uma distribuição da energia entre as diferentes escalas do escoamento.

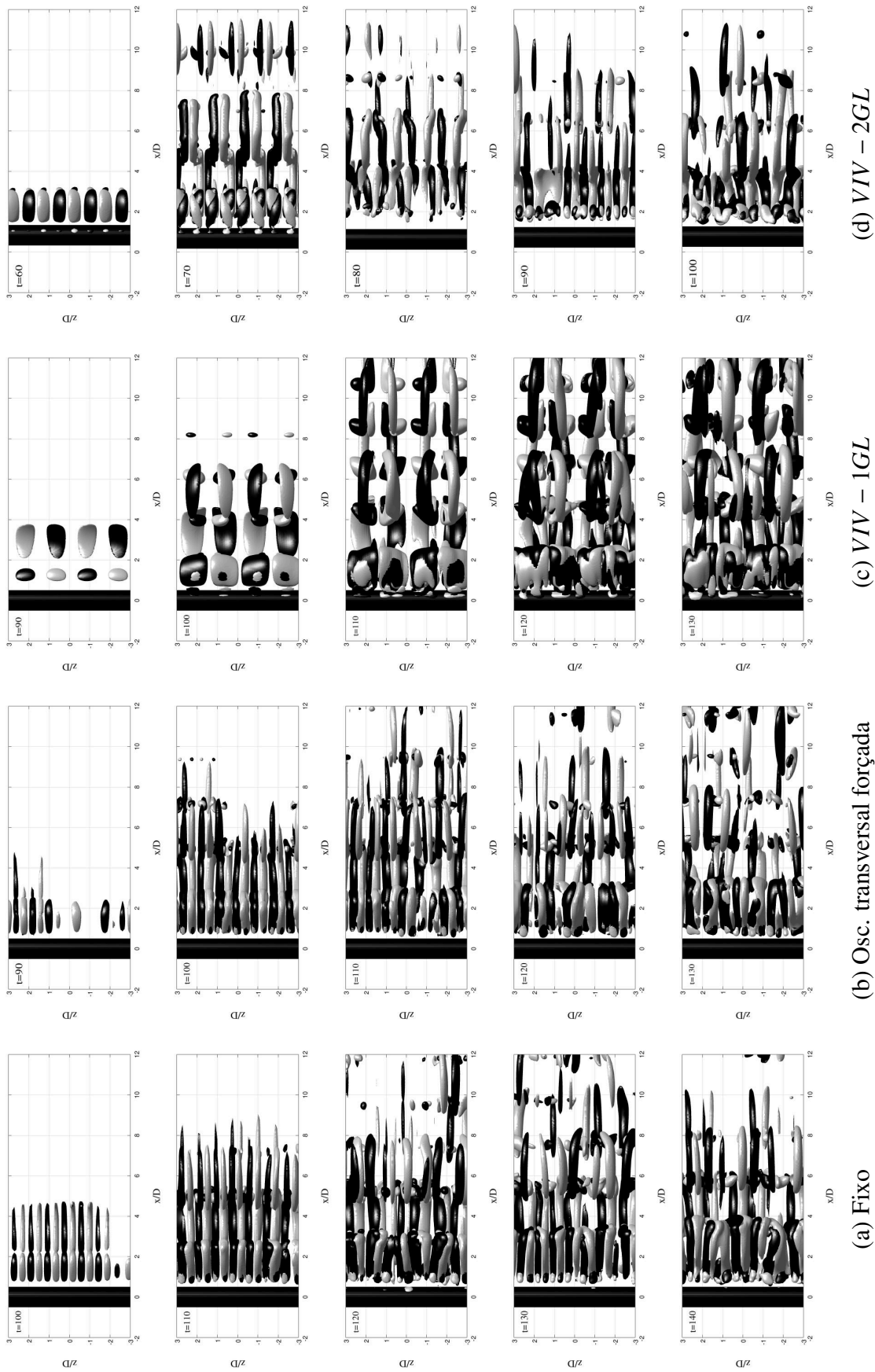


Figura 5.11: Campos instantâneos da componente longitudinal da vorticidade  $\omega_x$ .

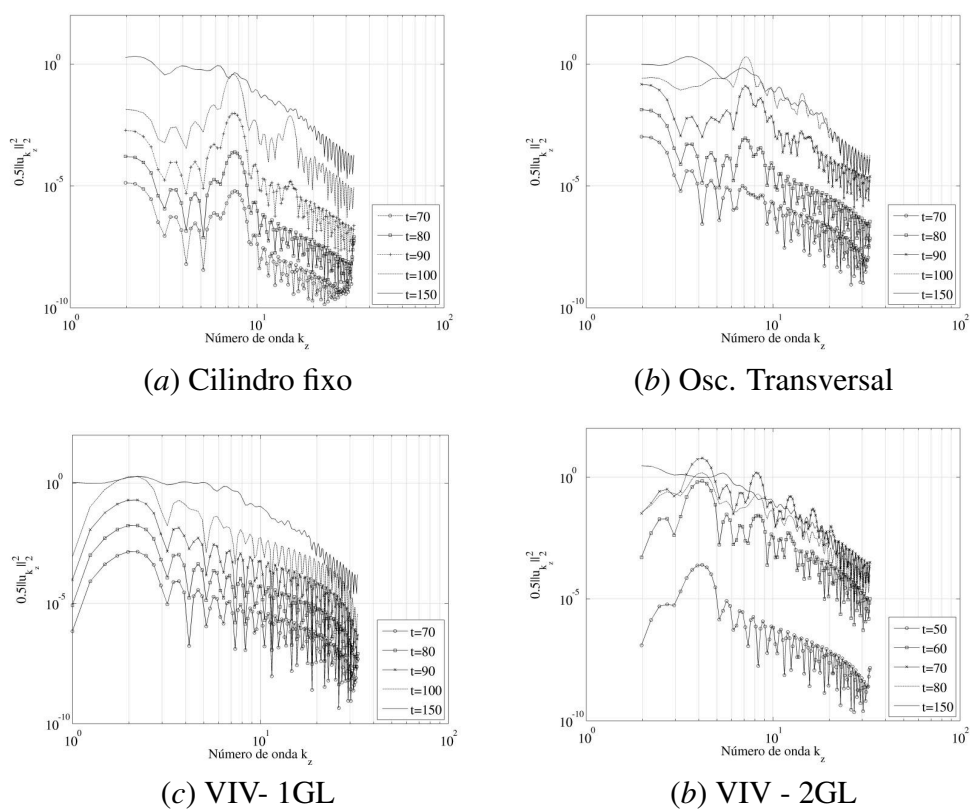


Figura 5.12: Espectro total de energia para simulações com diferentes configurações de movimento.

## Capítulo 6

# Vibração induzida por vórtices para

$$Re = 1250$$

Com o modelo dinâmico massa-mola acoplado ao código computacional `Incompact3d`, uma série de simulações foram realizadas a  $Re = 1250$ , para o caso do cilindro submetido ao fenômeno de *VIV*. O domínio e a resolução de malha utilizados nestas simulações foram os mesmos da simulação VIII (Tabela 4.1), os parâmetros do modelo dinâmico foram variados entre os diferentes ramos de excitação do sistema de acordo com o gráfico de Jauvtis e Williamson (2004)[25](Figura 2.28). Os valores da razão de massas  $m^* = 2,5$ , do fator de amortecimento  $\zeta = 0,005$  e do fator massa-amortecimento  $\alpha = 0,018$  foram mantidos constantes de forma que os resultados pudessem ser comparados com trabalhos experimentais e numéricos.

Na primeira seção deste capítulo são analisados parâmetros como o deslocamento máximo, as trajetórias percorridas e os esforços hidrodinâmicos a que o cilindro encontra-se submetido. Em seguida é feita uma análise do ponto de vista da formação da esteira de vórtices onde são verificadas as principais características em cada um dos casos estudados.

### 6.1 Deslocamentos e coeficientes hidrodinâmicos

As simulações apresentadas neste capítulo foram escolhidas com o objetivo de demonstrar a capacidade do modelo acoplado em representar os principais fenômenos ocorridos em *VIV*. Foram executadas um total de cinco simulações, sendo uma delas para o caso de *VIV* com um

grau de liberdade (1GL) e quatro para o caso de VIV com dois graus de liberdade (2GL). A tabela 6.1 apresenta os principais parâmetros utilizados em cada simulação.

Tabela 6.1: Parâmetros do modelo dinâmico e resultados estatísticos de amplitudes de deslocamento e coeficientes hidrodinâmicos das simulações para o cilindro em VIV a  $Re = 1250$ .

Simulações VIV-1GL										
Parâmetros do modelo								Resultados		
	$c^*$	$c_a$	$k^*$	$k$	$w_n$	$f_n$	$U^*$	$A_y^*$	$\langle C_D \rangle$	$C_{Lrms}$
XIV	0,076	0,229	10,15	30,45	1,359	0,216	4,62	0,66	2,01	1,89

Simulações VIV-2GL											
Parâmetros do modelo								Resultados			
	$c^*$	$c_a$	$k^*$	$k$	$w_n$	$f_n$	$U^*$	$A_x^*$	$A_y^*$	$\langle C_D \rangle$	$C_{Lrms}$
XV	0,062	0,186	6,96	20,88	1,125	0,179	5,58	0,13	0,84	2,22	1,81
XVI	0,054	0,163	5,33	15,99	1,985	0,157	6,38	0,18	1,06	2,79	1,48
XVII	0,047	0,142	3,86	11,58	0,838	0,133	7,50	0,14	0,98	1,95	0,21
XVIII	0,035	0,107	2,17	6,51	0,628	0,100	10,00	0,07	0,74	1,37	0,08

Inicialmente são analisados os resultados da simulação XIV. As curvas de variação da amplitude de deslocamento máxima ( $A_y^*$ ), mostradas na Figura 6.1, correspondem ao ajuste do gráfico de Griffin em função do número de Reynolds, proposto por Govardham e Williamson, (2006)[19](Figura 2.24). Neste gráfico é ainda apresentado o resultado de  $A_y^*$  para uma simulação em DNS, a  $Re=1000$ , usando um código de elementos espectrais (Lucor et al., 2005[40]), onde foi adotado o mesmo valor de  $U^* = 4,62$  da simulação XIV, fator massa-amortecimento nulo ( $\alpha = 0$ ) e uma razão de massas  $m^* = 2$ . O resultado obtido na simulação XIV apresenta-se próximo da curva  $Re = 1250$ , proposta por Govardham e Williamson (2006), subestimando-a em 7,6%.

Os resultados de  $A_x^*$ ,  $A_y^*$  e  $f_y^* = f_y/f_N$ , para as simulações em VIV-2GL, são mostradas na figura 6.2 junto com os resultados do trabalho experimental de Jauvtis e Williamson (2004)[25]. As simulações XV, XVI e XVIII apresentaram resultados de amplitude máxima  $A_y^*$  e  $A_x^*$  relativamente próximos dos encontrados na referência, o que não ocorre para o caso da simulação XVII. Esta simulação foi realizada para a velocidade reduzida de  $U^* = 7,5$ , valor próximo da região de superposição entre os ramos superior e inferior. Os sinais de deslocamento na direção  $x$  e  $y$ , referentes às quatro simulações envolvendo VIV – 2GL, são apresentados na figura

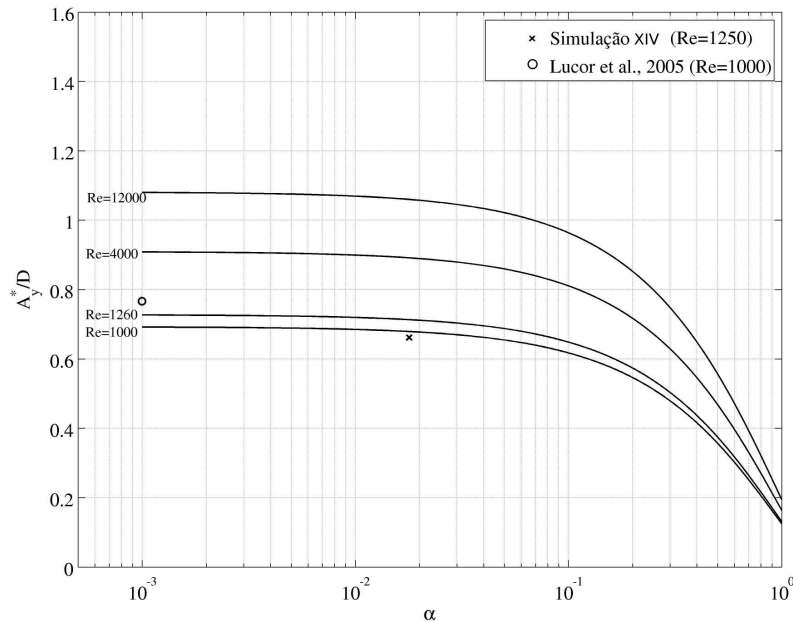


Figura 6.1: Amplitudes em função do fator massa amortecimento ( $\alpha$ ) e do número de Reynolds para o cilindro em  $VIV - 1GL$ . As curvas em função do número de Reynolds foram propostas em Govardhan e Williamson (2006)[19].

6.3. Nota-se uma modulação dos sinais, sobretudo na direção  $x$ , no caso da simulação XVII. Este comportamento, característico da zona de transição entre os ramos de excitação, foi também observado por Morse e Williamson (2010)[48], em um estudo com modelo de predição de  $VIV - 1GL$ , baseado em resultados de experimentos com oscilação transversal forçada.

Outra característica marcante nas simulações são as trajetórias percorridas pelo cilindro em cada caso. As trajetórias do cilindro obtidas nas simulações do presente trabalho são mostradas na figura 6.4. São comparados, ainda, os ângulos de fase entre os deslocamentos  $x$  e  $y$  para as diferentes simulações com os resultados do trabalho de Jauvtis e Williamson (2004)[25] na figura 6.5. Observou-se que, além das amplitudes, a fase correspondente a cada caso apresentou resultados similares. Na simulação XV foi observada uma trajetória em forma de oito enquanto que na simulação XVI, uma trajetória em forma de arco. Na duas últimas simulações (XVII e XVIII), o cilindro percorre trajetórias onde a componente horizontal  $x$  não é tão expressiva, formando uma curva semelhante ao caso de  $VIV - 1GL$ .

Com relação aos coeficientes hidrodinâmicos (Figura 6.6), observa-se, com o aumento da



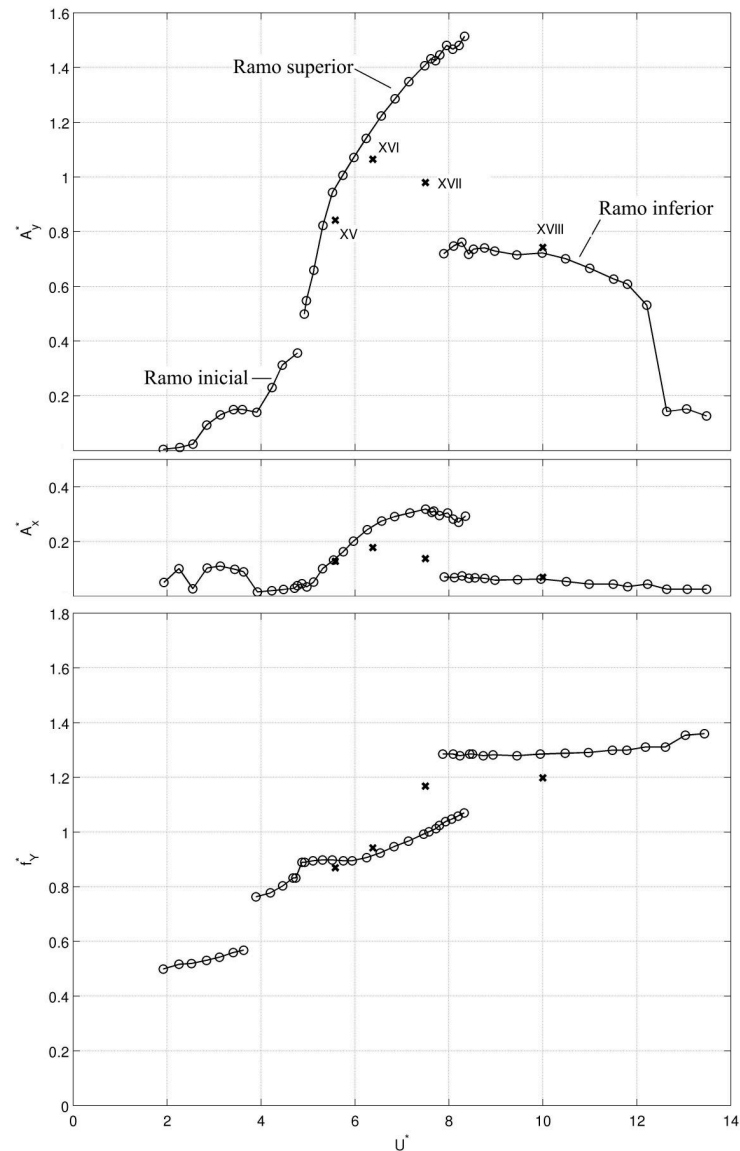


Figura 6.2: Amplitudes máximas  $A_x^*$ ,  $A_y^*$  e razão de frequências  $f_y^* = f_y/f_N$  para as simulações XV, XVI, XVII e XVIII. (– o –): Resultados do trabalho experimental realizado por Jauvtis e Williamson (2004)[25].

velocidade reduzida, um crescimento no  $\langle C_D \rangle$  entre as primeiras simulações XV e XVI - ( $U^* = 5,38$  e  $U^* = 6,38$  respectivamente), e, a partir da simulação XVII, com a entrada na zona de transição entre os ramos de excitação, o valor de  $\langle C_D \rangle$  passa a diminuir. Para o coeficiente de sustentação ( $C_{L_{rms}}$ ) nota-se um decréscimo com o aumento de  $U^*$  entre as simulações XV, XVI e XVII, e, uma diminuição nesta taxa de decréscimo entre as simulações XVII e XVIII. Estes resultados mostram a relação direta entre os esforços hidrodinâmicos e a transição entre os diferentes regimes de excitação do modelo dinâmico. À medida que as amplitudes aumentam ou

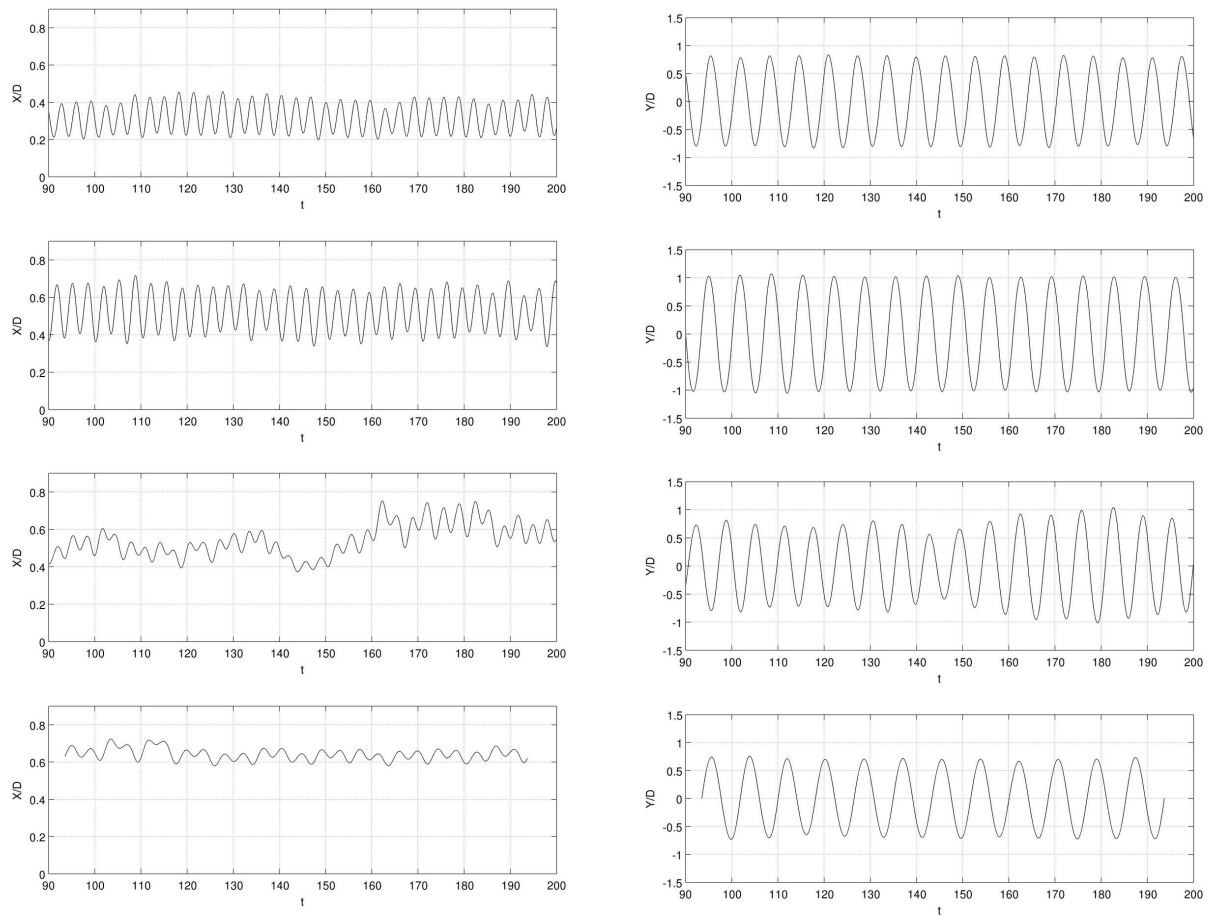


Figura 6.3: Variação dos deslocamento  $x$  (esquerda) e  $y$  (direita) ao longo do tempo correspondentes as simulações XV, XVI, XVII e XVIII (de cima para baixo).

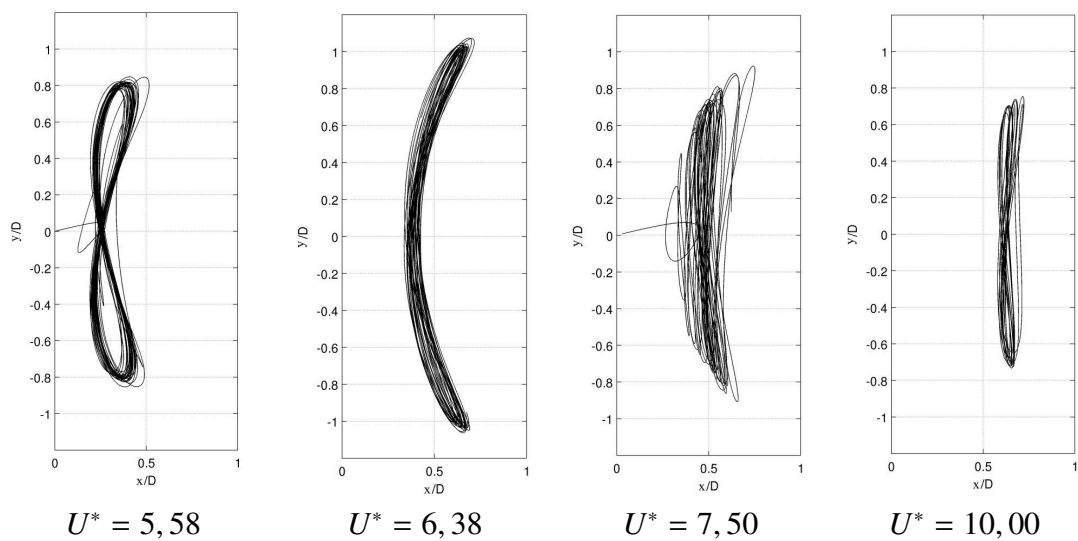


Figura 6.4: Trajetórias percorridas pelo cilindro nas simulações XV, XVI, XVII e XVIII (da esquerda para a direita respectivamente).

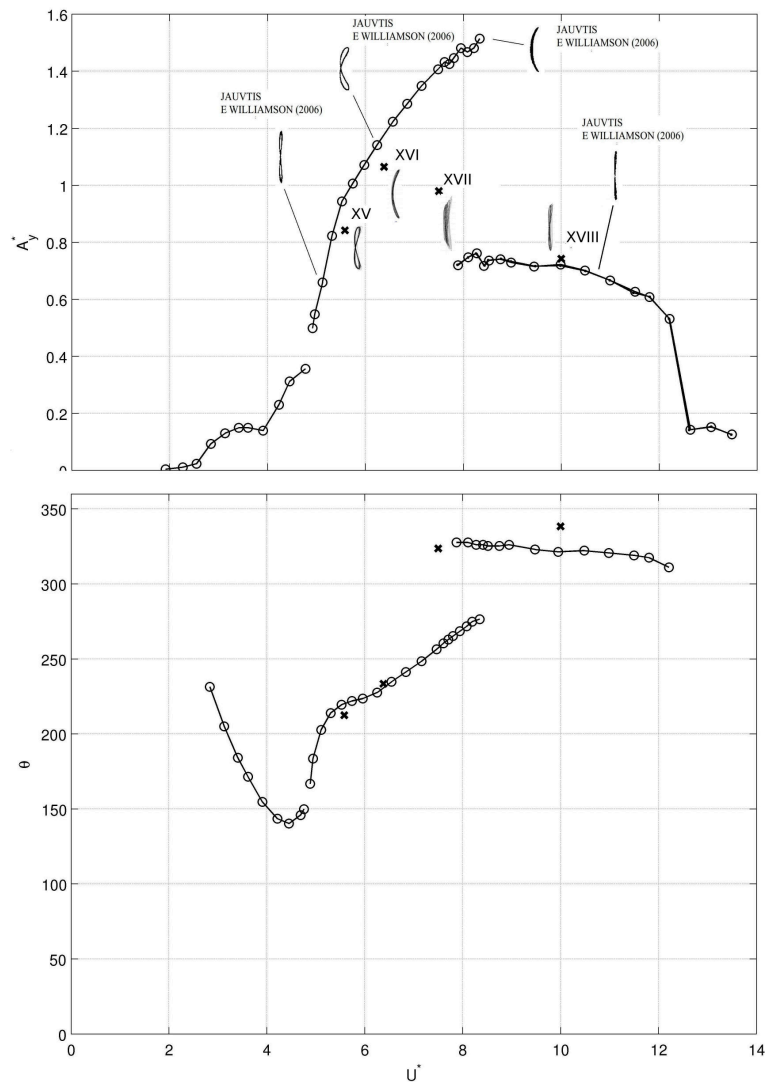


Figura 6.5: Trajetórias percorridas e ângulo de fase ( $\theta$ ) entre os deslocamentos  $x$  e  $y$  para as simulações XV, XVI, XVII e XVIII. (—  $\circ$  —): Resultados do trabalho experimental realizado por Jauvtis e Williamson (2004)[25].

diminuem, os coeficientes de força, que estão diretamente correlacionados aos deslocamentos, acompanham tais alterações.

Estes resultados mostram que o código computacional *Incompact3d* é capaz de representar o fenômeno de  $VIV - 1GL$  e  $VIV - 2GL$  com relação aos deslocamentos máximos ( $A_x^*$ ,  $A_y^*$ ), às trajetórias ( $\theta$ ) e aos coeficientes de força  $C_D$  e  $C_L$ . A seguir são apresentados os resultados da análise da hidrodinâmica do escoamento em cada simulação com a identificação das principais variações nos padrões da esteira de vórtices e nas estruturas tridimensionais do escoamento.

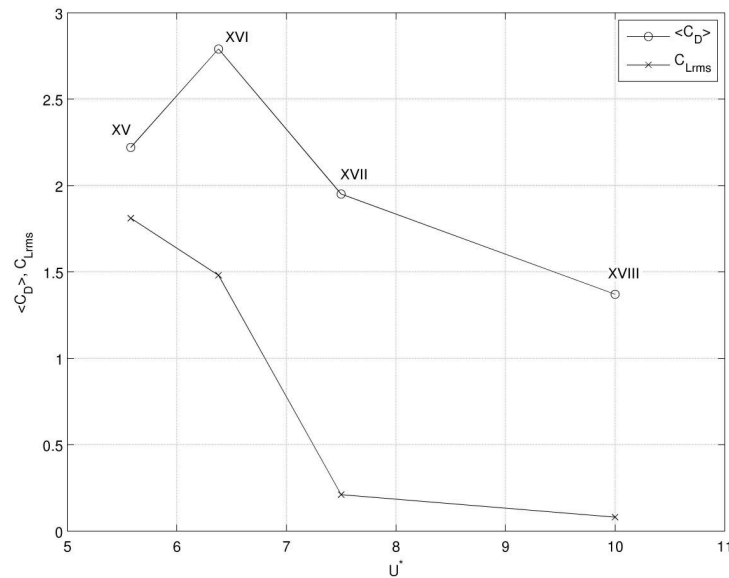


Figura 6.6: Coeficientes de força para as simulações XV, XVI, XVII e XVIII.

## 6.2 Caracterização da esteira de vórtices

Trabalhos como os de Williamson e Rohsko (1988)[86], Meneghini e Bearman (1995)[44], Khalak e Williamson (1999)[28] e Jauvtis e Williamson (2004)[25] caracterizaram os diferentes padrões de desprendimento de vórtices para o caso do cilindro em oscilação forçada e livre com um e dois graus de liberdade. Tal caracterização baseou-se principalmente na observação e análise da formação dos vórtices de maior escala no plano bidimensional  $xy$ . No sentido de contribuir com os estudos de análise e caracterização dos padrões de desprendimento, além da caracterização dos vórtices principais do escoamento, foi priorizada a análise tridimensional da formação das estruturas do escoamento e a dissipação destas ao longo do domínio espacial e do tempo. Um estudo de modelagem numérica por DNS tem como principal qualidade, a possibilidade de análise detalhada das estruturas tridimensionais formadas no escoamento. Estes resultados são de relevada importância no sentido de fornecer informações de referência para outros estudos experimentais e numéricos.

Inicialmente são apresentados campos instantâneos de vorticidade nos quais é possível ter uma visão dos padrões de desprendimento e de como a turbulência do escoamento exerce influência em tais modos. Na figura 6.7 são apresentados isocontornos de um campo instantâneo

de vorticidade referente à simulação XV. Estes campos representam, respectivamente, a raiz média quadrática em  $z$  do módulo da vorticidade ( $|\vec{\omega}|_{rms}$ , Figura 6.7a), a média em  $z$  do módulo da vorticidade ( $\langle |\vec{\omega}| \rangle$ , Figura 6.7b) e a raiz média quadrática em  $z$  da componente axial da vorticidade ( $\omega_{zrms}$ , Figura 6.7c). As expressões para o cálculo destas são dadas por:

$$|\vec{\omega}|_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n_z} (\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2)}{n_z}}, \quad (6.1)$$

$$\langle |\vec{\omega}| \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{n_z} \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2}}{n_z}, \quad (6.2)$$

$$\omega_{zrms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n_z} \omega_z^2}{n_z}}. \quad (6.3)$$

Os campos apresentados na figura 6.7 mostram que a análise de  $|\vec{\omega}|_{rms}$  é estatisticamente favorável se comparada ao campo de  $\langle |\vec{\omega}| \rangle$  quando a análise tem por objetivo evidenciar regiões de vorticidade extrema, onde possivelmente ocorre a formação dos modos principais do escoamento. No caso de uma direção específica, como a direção axial  $z$ , a plotagem dos isocontornos por  $\omega_{zrms}$  mostrou-se, em geral, mais adequada. Obviamente este parâmetro faz com que a componente de rotação na direção  $z$  seja vista mais claramente e, além disto, a raiz média quadrática representa a tendência estatística dos valores extremos da flutuação.

Na figura 6.8 são mostrados campos instantâneos de  $\omega_{zrms}$  para as simulações XV, XVI, XVII, XVIII. Estes campos estão contidos em um ciclo da trajetória percorrida pelo cilindro. Na simulação XV, acompanhando a evolução da esteira ao longo do tempo (Fig. 6.8a, de cima para baixo), é possível observar a formação inicial do padrão de desprendimento 2P, ou seja, dois pares de vórtices são desprendidos a cada ciclo. Os campos mostram ainda que estes pares de vórtices (par de vórtices inferiores 1a e 2, e par de vórtices superiores 3 e 5) se emparelham formando o padrão 2S a partir da coordenada  $x/D = 4$  ( $t = 105$ ). Os campos da simulação XVI (Fig. 6.8b) mostram também a formação de dois pares de vórtices durante um ciclo de oscilação. Porém, o segundo vórtice de cada par (vórtices inferior 2 e superior 4) possui menos intensidade se comparado ao da simulação XV (vórtice inferior 2 e superior 5, Figura 6.8a). Se comparados aos seus pares (vórtices 1a e 3), observa-se que, nas duas simulações estes vórtices

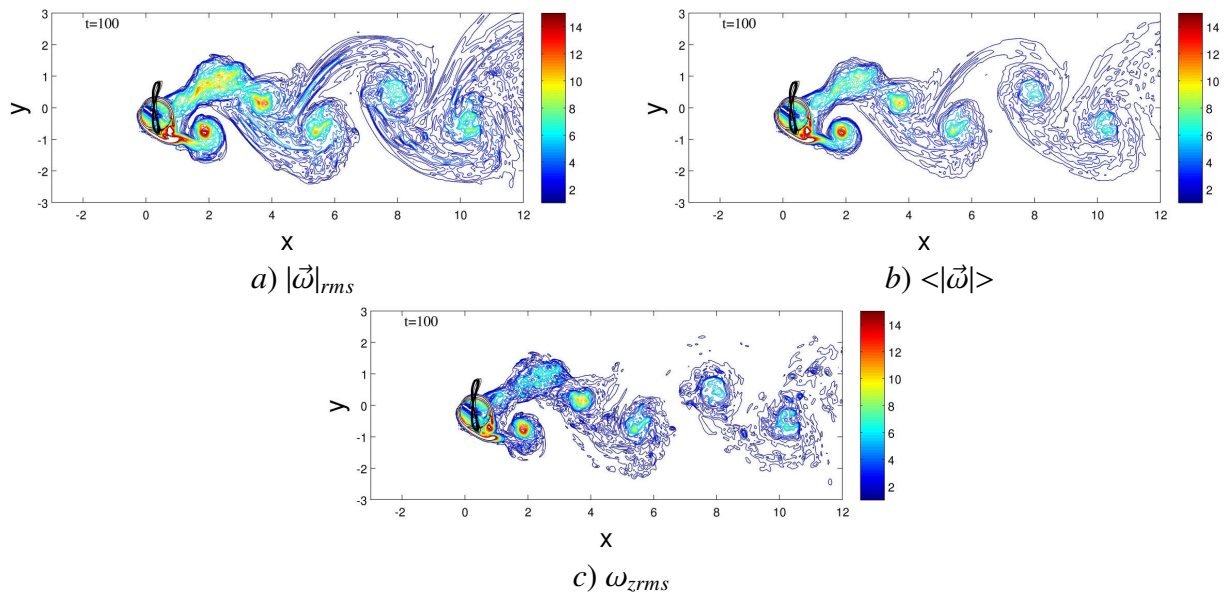


Figura 6.7: Isocontornos de vorticidade segundo diferentes estatísticas do campo de vorticidade.

perdem intensidade rapidamente à medida que se deslocam para jusante na esteira.

Nas simulações XVII e XVIII verificou-se a formação de estruturas de menor intensidade se comparadas aos primeiros casos. Estes resultados dificultam a identificação das estruturas de maior escala que formam os padrões clássicos de desprendimento. Observa-se, ainda, um alargamento da esteira e a perda de energia das estruturas à medida que os vórtices se afastam do cilindro. Os resultados dos campos de  $\omega_{zrms}$  mostram em geral que o escoamento tem uma tendência mais organizada com padrões bem definidos na região de lock-in (simulações XV e XVI). Com o afastamento desta região (Simulações XVII e XVIII) tais padrões se dissipam, e o escoamento torna-se mais turbulento.

Com o objetivo de analisar as principais componentes de frequências contidas na esteira de vórtices, foram computados os sinais da componente transversal da velocidade ( $v$ ) para todos os pontos de malha axiais ao longo de  $z/D$ , na posição ( $x/D = 2$ ,  $y/D = 1$ ). Na figura 6.9, os gráficos do lado esquerdo representam os espectros de potência de  $v$  ao longo de todo o eixo  $z$  do domínio, enquanto que, no lado direito, o espectro correspondente ao ponto ( $x/D = 2$ ,  $y/D = 1$ ,  $z/D = 3$ ), ou seja, no centro do eixo  $z$ . Observa-se na simulação XV (figura 6.9a) que a frequência de maior energia ( $f_R = 0,158$ ) no espectro é próxima da frequência de oscilação transversal do cilindro ( $f_y = 0,155$ ) e tal frequência é evidenciada ao longo de todo o eixo

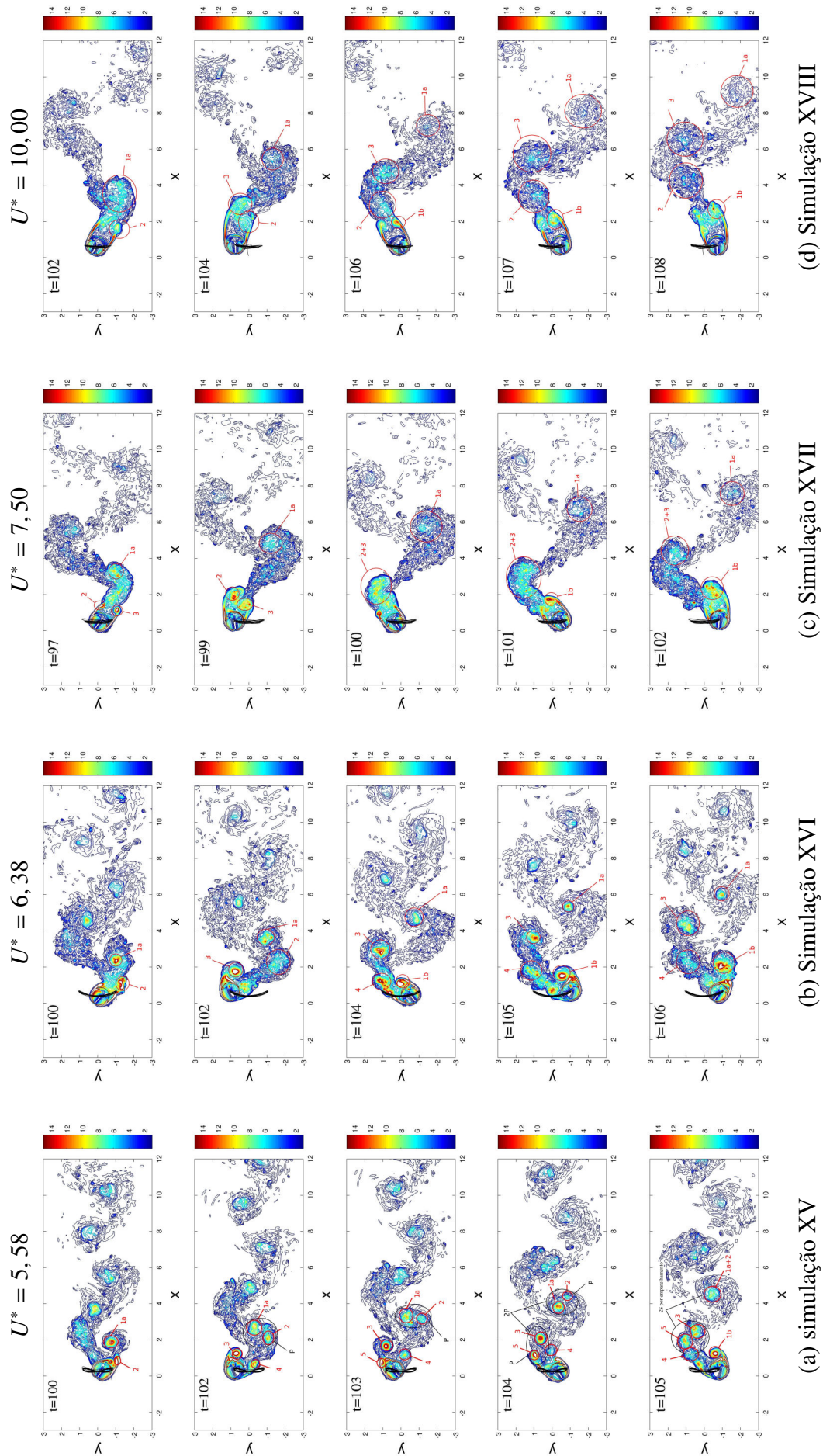


Figura 6.8: Campos instantâneos de  $\omega_{zrms}$  para um ciclo de oscilação das simulações XV, XVI, XVII e XVIII.

$z/D$  (Figura à esquerda). Analisando a isosuperfície do critério  $Q = 15$  para a simulação XV, correspondente a dois instantes de um determinado ciclo de oscilação (Figura 6.10a), verifica-se o emparelhamento dos vórtices do par superior próximo à coordenada  $(x/D = 2, y/D = 1)$ , onde foi obtido o sinal de  $v$ . Este resultado explica a forte tendência do espectro apresentado na figura 6.9a com relação à frequência de oscilação transversal do cilindro. Com o emparelhamento dos vórtices a esteira passa a ter um vórtice de cada lado por ciclo de oscilação, ou seja, um padrão  $2S$ , formado com o emparelhamento dos vórtices.

Na simulação XVI, os dois picos principais de maior frequência são mais energéticos que no caso anterior, consequência do não emparelhamento do par de vórtices superiores, como pode ser observado na figura 6.9b. O primeiro pico ( $f_R = 0,147$ ) tem valor igual ao da frequência de oscilação enquanto que os segundo ( $f_R = 0,293$ ) e terceiro ( $f_R = 0,440$ ) picos estão associados ao par de vórtices superior e às estruturas coerentes de alta frequência, observadas na figura 6.10. Nota-se na figura 6.8 que, apesar do enfraquecimento do segundo vórtice de cada par (vórtices inferior 2 e superior 4), à medida que se afastam do cilindro, na posição de coleta do sinal de  $v$  ( $x/D = 2, y/D = 1$ ) tais vórtices ainda possuem uma intensidade relativamente alta, formando o padrão  $2P$ . O segundo pico da figura 6.9b apresenta uma frequência de valor que corresponde ao dobro da frequência de oscilação transversal e o terceiro o triplo.

Para os sinais das simulações XVII e XVIII os espectros, nas respectivas figuras 6.9c e 6.9d, apresentam também um primeiro pico com valor próximo da componente de oscilação transversal do cilindro ( $f_R = 0,157$  e  $f_R = 0,117$  respectivamente) e mais dois picos que são harmônicos do primeiro como nos casos anteriores. É verificada uma intermitência das frequências ao longo de  $z$ , sobretudo na componente correspondente ao par de vórtices (2+3, figura 6.8c) da simulação XVII. Estes resultados podem ser melhor entendidos se forem observados em conjunto com os campos instantâneos de  $Q = 15$ , apresentados nas figuras 6.10c e 6.10d. Observa-se que a componente bidimensional, antes observada nas simulações XV e XVI não é tão visível nos casos XVII e XVIII. Estes resultados explicam o caráter intermitente dos espectros ao longo de  $z/D$  para o caso XVII (Figura 6.9c, à esquerda). Para a simulação XVIII os picos correspondentes aos modos principais apresentam-se menos energéticos se comparados aos dos casos anteriores. Este resultado pode ser melhor visualizado nos espectros da coluna à direita



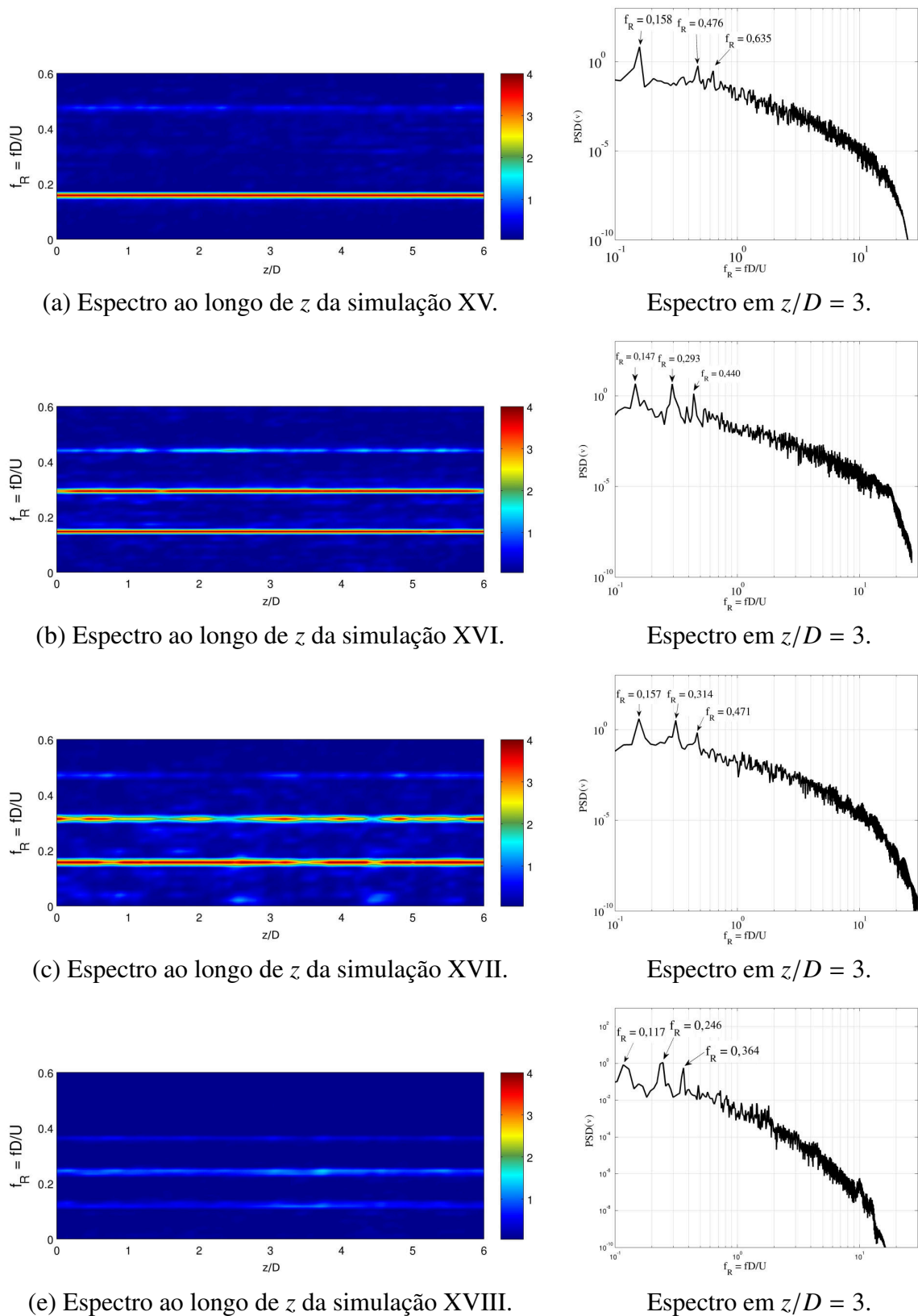


Figura 6.9: À esquerda, espectros de potência dos sinais de  $v$  ao longo de  $z$  para sondas localizadas no ponto  $(x/D = 2, y/D = 1)$ . Os gráficos à direita correspondem aos espectros de potência do sinal coletado no centro do domínio, no ponto  $(x/D = 2, y/D = 1, z/D = 3)$ .

da figura 6.9, correspondentes ao sinal de  $v$  na coordenada  $(x/D = 2, y/D = 1, z/D = 3)$  em cada simulação.

Como foi visto no capítulo 2, para valores de número de Reynolds  $Re = 1250$ , a esteira de vórtices encontra-se em regime de turbulência. Este fato pode, em certos casos, dificultar a identificação de estruturas coerentes no escoamento. A análise dos campos instantâneos de vorticidade utilizando a técnica de decomposição ortogonal própria (da língua inglesa *Proper Orthogonal Decomposition - POD*) vem sendo amplamente utilizada para identificar os principais padrões de um escoamento. Trabalhos experimentais, como os de Efstathios et al. (2007)[29], Huarte e Vernet (2010)[24] e também numéricos como em Laizet et al. (2010b)[33], utilizaram tal técnica na análise dos campos instantâneos do escoamento ao redor de obstáculos fixos e móveis e conseguiram identificar e separar os diferentes padrões de desprendimento. A *POD* baseia-se na ideia de que a flutuação do escoamento pode ser decomposta por uma combinação linear de modos ortogonais e coeficientes modais variáveis no tempo. Uma descrição clara desta teoria pode ser encontrada em Huarte e Vernet (2010)[24].

Segundo Huarte e Vernet (2010)[24], numa análise por *POD*, os autovalores são proporcionais à energia cinética da parte flutuante do escoamento. A análise das simulações foi feita sobre um total de 130 campos instantâneos, gerando o mesmo número de modos e de autovalores. Estes autovalores são apresentados na figura 6.11, normalizados de forma a representarem o percentual em relação à energia total de todos os modos. Observa-se que a energia se distribui principalmente nos primeiros 20 modos, sendo que para o caso da simulação XV, a taxa de decaimento desta energia é menor se comparada aos outros casos. Este resultado reforça o que foi observado nas análises dos campos anteriores, onde para o caso da simulação XV, os padrões principais eram melhor identificados pois a energia do escoamento está contida nestes vórtices principais. No caso das outras simulações, os campos instantâneos de vorticidade e de critério Q apresentavam-se mais difusos e, portanto, a energia se distribui mais sobre as diferentes escalas do escoamento.

São apresentados na figura 6.12 os modos 1, 3 e 5, representando os 3 primeiros pares da decomposição ortogonal do campo instantâneo de vorticidade. Observa-se que os modos se apresentam em pares com uma defasagem no comprimento de onda, como foi evidenciado em

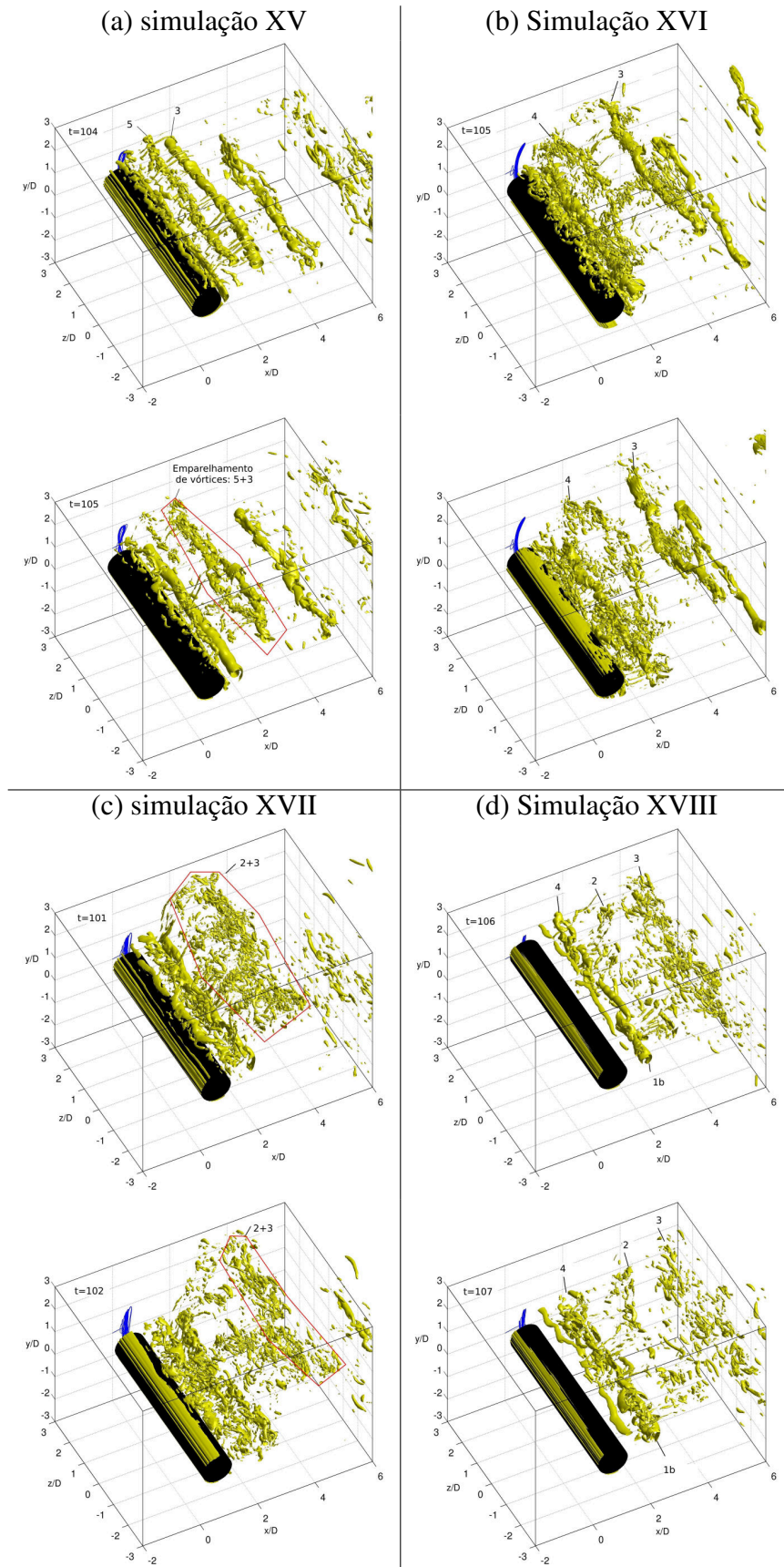
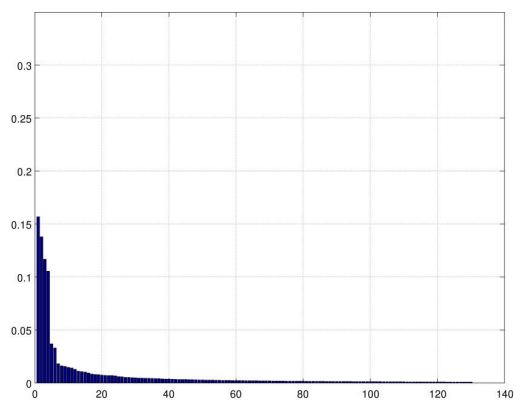


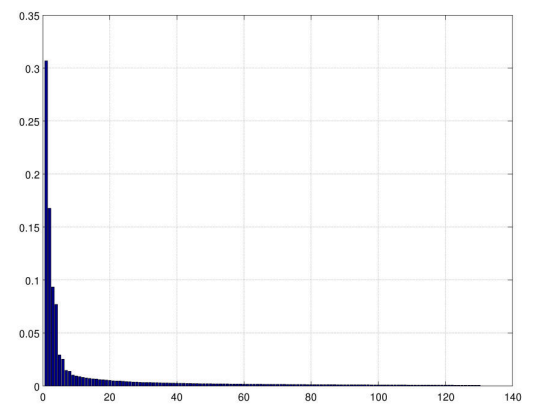
Figura 6.10: Isosuperfícies do critério  $Q$  ( $Q = 15$ ) correspondentes a dois instantes de tempo em cada simulação.

outros trabalhos (Huarte e Vernet, 2010[24]; Laizet et al., 2010[33]).

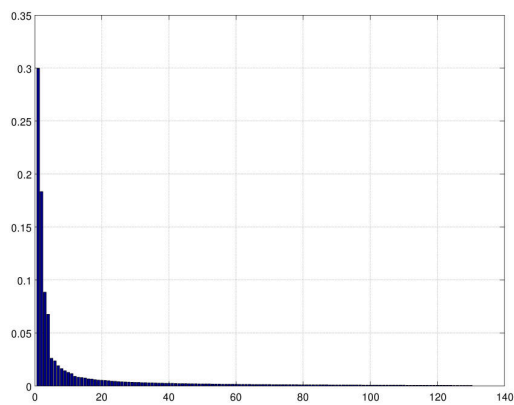
Nota-se na figura 6.12 que os modos 1 e 5 apresentam um padrão simétrico inverso em relação ao eixo central ( $y = 0$ ). Esta simetria inversa não é evidenciada no modo 3. Além disto observa-se um alargamento da esteira de vórtices, no caso do primeiro modo, à medida que  $U^*$  aumenta. Através do modo 3 é possível observar pelas isolinhas que a intensidade do modo se reduz com o aumento de  $U^*$  até a simulação XVII ( $U^* = 7,5$ ), sobretudo na região próxima ao contorno de saída ( $x/D = 12$ ). Na simulação XVIII, esta diminuição de intensidade não ocorre e é possível observar este fato na região de saída do domínio. Verifica-se também no modo 3 a separação das isolinhas entre os casos XV e XVI no modo 3, formando duas regiões de caráter simétrico. Este fato está relacionado com o fenômeno de emparelhamento observado nos campos de critério Q, apresentados na figura 6.10a.



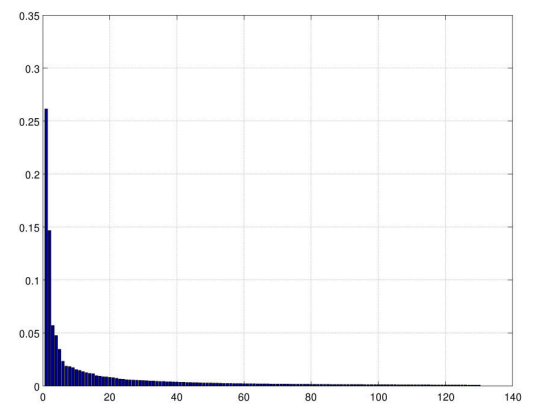
simulação XV



simulação XVI



simulação XVII



simulação XVIII

Figura 6.11: Autovalores correspondentes a cada modo *POD* das simulações XV, XVI, XVII e XVIII.

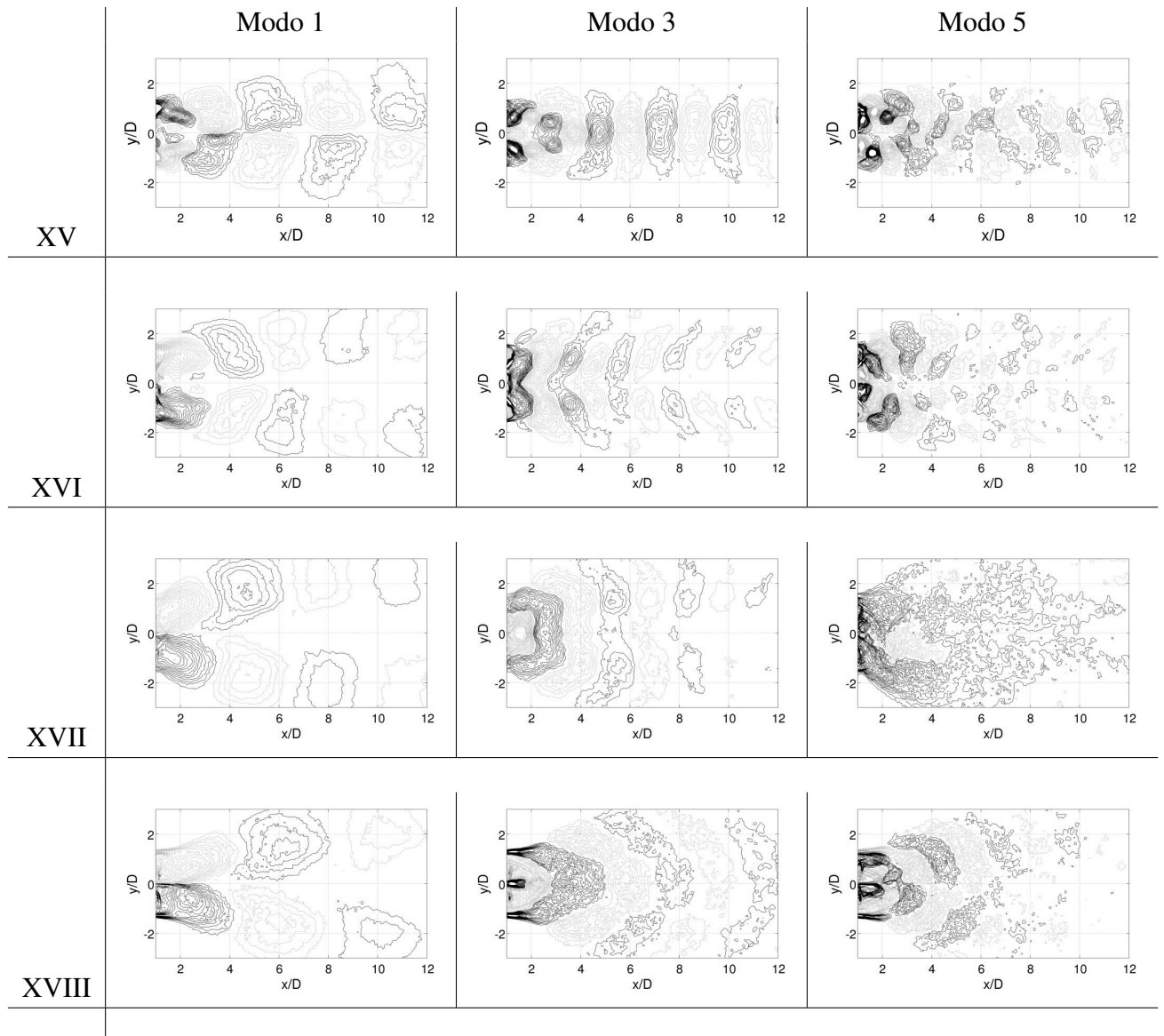


Figura 6.12: Isocontornos de vorticidade correspondentes aos modos POD 1, 3 e 5 das respectivas simulações XV ( $U^* = 5,58$ ), XVI ( $U^* = 6,38$ ), XVII ( $U^* = 7,5$ ) e XVIII ( $U^* = 10,0$ ), de cima para baixo. ( $\cdots$ ) - Isolinhas de valor negativo variando de  $-0,02$  à  $-0,001$ , a cada  $0,001$ ; ( $\_$ ) - Isolinhas de valor positivo variando de  $0,001$  a  $0,02$ , a cada  $0,001$ .

## Capítulo 7

# Conclusões e Recomendações

Neste trabalho foi estudado, por Simulação Numérica Direta, o escoamento ao redor de um cilindro submetido a Vibração Induzida por Vórtices (*VIV*). A pesquisa teve como objetivo principal analisar a influência do movimento livre de um cilindro na formação das estruturas tri-dimensionais do escoamento e a interação destas estruturas com a resposta do modelo dinâmico massa-mola amortecimento. Durante a pesquisa os seguintes questionamentos, apresentados no primeiro capítulo, foram respondidos:

- **O código computacional Incompact3d fornece resultados satisfatórios para o caso do escoamento ao redor de um cilindro em movimento?**

O código computacional Incompact3d apresentou resultados satisfatórios com relação aos casos em que o cilindro é submetido a um movimento, seja este forçado ou induzido por um sistema massa-mola amortecimento.

Para o cilindro submetido ao movimento foram estudados três casos: movimento em translação galileana, em oscilação transversal forçada e em *VIV*.

A translação Galileana consiste em um teste em que a condição de entrada do escoamento é imposta por um perfil de velocidades uniforme ( $U = 0,5$  no caso apresentado), e o cilindro é submetido a um movimento forçado em sentido oposto ao do escoamento ( $u_{cil} = -0,5$  no caso apresentado). Este tipo de problema é fisicamente idêntico ao caso em que o cilindro encontra-se fixo e a velocidade do escoamento tem a mesma magnitude da velocidade relativa da translação Galileana. A comparação dos resultados para o problema em que o regime

de escoamento é considerado estável ( $Re = 40$ ) apresentou resultados similares com relação aos campos de vorticidades e ao perfil de velocidades sobre a superfície do cilindro. Este resultado mostrou que o método de fronteiras imersas se adapta bem ao caso de obstáculos em movimento.

Foram feitos, também, alguns testes para o regime instável com desprendimento de vórtices ( $Re = 180$ ) em que o cilindro foi forçado a oscilar transversalmente em relação ao escoamento. Três métodos de fronteiras imersas foram testados e os resultados obtidos foram comparados com a literatura. Não foram observadas diferenças significativas com relação à esteira de vórtices. Os resultados das simulações foram comparados com outros trabalhos e o modelo conseguiu representar o fenômeno de *lock-in*, onde é observado o aumento dos coeficientes hidrodinâmicos quando a frequência de vibração é forçada e se aproxima da frequência de desprendimento de vórtices.

Para o caso em que o cilindro é submetido a vibração livre, foram testados os casos de *VIV* com um e dois graus de liberdade. Os resultados também mostraram que o acoplamento entre o modelo hidrodinâmico e o modelo massa-mola amortecimento consegue representar o fenômeno de sincronização ou *lock-in*, para o caso de *VIV*, onde a frequência de vibração entra em ressonância com a frequência de desprendimento de vórtices. Os padrões de desprendimento de vórtices, em função dos parâmetros do modelo dinâmico, também correspondem aos encontrados na literatura.

- **E possível o acoplamento de um modelo dinâmico massa-mola amortecimento ao modelo hidrodinâmico Incompact3d?**

Foi possível acoplar o modelo massa-mola amortecimento ao Incompact3d. Uma vez testadas diferentes formas de movimento impostas ao cilindro, para diferentes regimes do escoamento, foi iniciado o acoplamento dos modelos hidrodinâmico e dinâmico massa-mola amortecimento.

Inicialmente, foram testadas soluções dos coeficientes hidrodinâmicos do caso de oscilação transversal forçada no modelo massa-mola desacoplado. Constatou-se que o modelo massa-mola amortecimento proposto respondia bem aos sinais dos coeficientes, para diferentes regimes de escoamento, inclusive a transição entre estes regimes. Os resultados dos deslocamentos



foram também comparados com uma solução linear aproximada da equação do sistema massa-mola amortecimento mostrando-se bem ajustados.

Feitos estes testes para o modelo dinâmico massa-mola amortecimento desacoplado, partiu-se para o acoplamento deste modelo ao modelo hidrodinâmico. Quando comparados os resultados com os do modelo desacoplado, notou-se que a configuração das trajetórias são alteradas em função da interação fluido-obstáculo. Se comparado com o caso do cilindro fixo ou com o caso do cilindro em oscilação transversal, observa-se ainda, pelos campos instantâneos do critério  $Q$ , que o início do processo de transição à turbulência da esteira ocorre antecipadamente.

Foi feita uma comparação dos coeficientes hidrodinâmicos e das instabilidades tridimensionais entre os casos de Vibração Induzida por Vórtices com um grau de liberdade ( $VIV - 1GL$ ), com dois graus de liberdade ( $VIV - 2GL$ ), para o cilindro fixo e em oscilação transversal forçada. Os resultados mostraram que as condições de movimento a que o cilindro é submetido podem provocar uma variabilidade estatística significativa nos valores dos esforços hidrodinâmicos. Com relação às instabilidades tridimensionais do escoamento notaram-se mudanças na formação e nos comprimentos de onda dos vórtices longitudinais formados durante a transição à turbulência. Após a transição, os resultados mostram que a energia dos vórtices principais se distribui nas diferentes escalas do escoamento e os espectros de energia das simulações não apresentam picos significativos.

- **De que forma os padrões de desprendimento das estruturas tridimensionais do escoamento são alterados em função das condições de movimento do obstáculo e da resposta do modelo dinâmico massa-mola amortecimento?**

O modelo mostrou que, dependendo das condições do sistema dinâmico massa-mola amortecimento, a esteira de vórtices e as estruturas tridimensionais do escoamento apresentam padrões com intensidades que variam no espaço e no tempo.

Uma vez feito o acoplamento entre os modelos, foram realizadas várias simulações para o caso de  $VIV-2GL$ , a número de Reynolds  $Re = 1250$ . No caso de escoamento com este valor do número de Reynolds, a esteira de vórtices encontra-se em regime turbulento e para simulações em  $DNS$ , onde é priorizada a solução de todas as escalas do escoamento, é necessário o uso de

computadores de alto desempenho. Por esta razão, estas simulações foram realizadas no Centro de Supercomputação da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (CESUP/UFRGS).

Os parâmetros do modelo dinâmico massa-mola amortecimento foram variados de forma a representar diferentes trechos da região de *lock-in*. Os resultados dos deslocamentos máximos, trajetórias percorridas pelo cilindro e coeficientes hidrodinâmicos apresentaram resultados condizentes com outros trabalhos experimentais e numéricos encontrados na literatura.

No sentido de contribuir com os estudos de análise e caracterização dos padrões de desprendimento, além da caracterização dos vórtices principais do escoamento, foi priorizada a análise tridimensional da formação das estruturas do escoamento e a dissipação destas ao longo do domínio espacial e do tempo. Os resultados dos campos instantâneos de critério  $Q$  e da vorticidade mostraram a formação de padrões clássicos de desprendimento de vórtices correspondentes a cada ramo de excitação a que o modelo era imposto. Foi evidenciada a formação de dois pares de vórtices sendo desprendidos a cada ciclo de oscilação do cilindro, sendo que a energia associada a estes pares de vórtices mostrou-se diferenciada em função da condição do sistema massa-mola amortecimento.

Foram observadas, ainda, alterações nas estruturas tridimensionais dependendo do ramo de excitação do modelo. Nos casos em que o modelo encontrava-se no ramo superior de excitação (Simulações X e XI, correspondentes às velocidades reduzidas  $U^* = 5,58$  e  $6,38$ ), os pares de vórtices apresentam-se com energia significativa se comparados com os casos em que o problema é posicionado no ramo inferior (Simulação XIII, correspondente à velocidade reduzida de  $U^* = 10,0$ ) ou na região próxima à transição entre os referidos ramos (Simulação XII, correspondente à velocidade reduzida de  $U^* = 7,5$ ). Observaram-se, ainda, fenômenos específicos, como o emparelhamento dos vórtices na simulação X, formando um padrão com dois vórtices simples na esteira, a partir da coordenada  $x/D = 4$  afastada em relação ao cilindro. Este emparelhamento não foi evidenciado nos outros casos simulados.

Diante dos resultados até aqui alcançados, pretende-se dar continuidade a pesquisa tendo em vista as seguintes recomendações:

- **Análise da histerese entre os ramos superior e inferior e a possibilidade de simulação do ramo super-superior não evidenciado nos resultados até aqui analisados**

A partir da alteração dos parâmetros do modelo massa-mola ao longo do tempo é possível realizar simulações em que a velocidade reduzida  $U^*$  é variada de um determinado ponto a outro do ramo de excitação no qual se queira analisar os resultados. Este tipo de teste pode ser feito com o crescimento ou decréscimo de  $U^*$ , o que irá permitir a verificação dos trechos de histerese, como foi identificado no trabalho de Zhao e Cheng (2011)[87].

- **Simulações para altos valores de  $U^*$**

Poucos estudos foram feitos explorando altos valores de  $U^*$ . Estudos deste tipo permitirão verificar a existência de outros ramos de excitação em *VIV*.

- **Imposição de diferentes perfis de velocidade de entrada no domínio**

É possível testar diferentes condições de entrada para os casos de *VIV* como perfis cisalhantes, oscilatórios (representação de uma onda) ou até com intensidade turbulenta.

- **Estudos da supressão de vórtices em cilindros ou outras geometrias imersas no escoamento**

Através do método de fronteiras imersas, estudar outras configurações de cilindros e modelar diferentes formas de supressores de vórtices como, por exemplo, as placas móveis ou fixas (denominadas *Strakes*) que consistem em tiras helicoidais comumente usadas na supressão de vórtices em *risers*.

- **Escoamento ao redor de cilindros flexíveis**

Realizar o acoplamento de um modelo estrutural que forneça flexibilidade do cilindro. Inicialmente pode ser testado cilindro com alta razão de aspecto  $R = L/D$ , com flexibilidade axial e, em seguida, testar modelos mais complexos com vários graus de liberdade que representem a deformação da superfície do corpo.

- **Escoamento ao redor de grupos de cilindro em *VIV***

Simulações de grupos de cilindros rígidos submetidos a *VIV* com um e dois graus de liberdade podem ser realizadas se utilizada a nova versão do modelo hidrodinâmico *Incompact3d* (Laizet, 2010c)[34]. Esta versão do *Incompact3d*, foi paralelizada em decomposição dupla (paralelização em duas componentes) e é capaz de alcançar malhas computacionais realmente robustas permitindo a adição de grupos de cilindros no modelo.

# Referências Bibliográficas

- [1] AKERSOLUTIONS. Riser and umbilical analysis. <http://www.akersolutions.com/en/Global-menu/Products-and-Services>, Feb. 2012.
- [2] ANDA, P. S. BERWALDT, L. C. PINTO., SCETTINI, E. B. C., AND SILVESTRINI, J. H. Vortex shedding around a cylinder under forced oscillation in transversal, arch and convex eight-shaped trajectories. In *Bluff Body Flow and Vortex Induced Vibration - BBVIV 6*. (Capri Island - Italy, 2010), p. 4.
- [3] ASSI, G. R. S., MENEGHINI, J. R., ARANHA, J. A. P., BEARMAN, P. W., AND CASAPRIMA, E. Experimental investigation of flow-induced vibration interference between two circular cylinders. *J. Fluids and Structures*. **22** (2006), 819–827.
- [4] BARKLEY, D., AND HENDERSON, R. D. Three-dimensional floquet stability analysis of the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* **322** (1996), 215–241.
- [5] BEARMAN, P. W. Circular cylinder waves and vortex-induced vibrations. In *IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibration*. (Capri Island - Italy, 2010), pp. 1–4.
- [6] BIGGS, B. J. F., NIKORA, V. I., AND SNELDER, T. H. Linking scales of flow variability to lotic ecosystem structure and function. *River Research and Applications* **21** (2005), 283–298.
- [7] BISHOP, R. E. D., AND HASSAN, A. Y. The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid. *Proceeding Royal Society* **277** (1964), 51–75.
- [8] BLEVINS, R. D. *Flow-Induced Vibrations*, vol. 1. 2. ed Van Nostrand Reinhold, 1990, pp. 43–103.

- [9] BLEVINS, R. D. Models for vortex-induced vibration of cylinders based on measured forces. *J. Fluids Engine.* **131** (2009), 101203–1.
- [10] BLEVINS, R. D., AND COUGHRAM, C. S. Experimental investigation of vortex-induced vibration in one and two dimensions with variable mass, damping, and reynolds number. *J. Fluids Engine.* **131** (2009), 1–7.
- [11] BORCHE, A. *Métodos Numéricos*. Editora UFRGS, Porto Alegre, 2008.
- [12] BUARQUE, D. C. Simulação numérica direta de um escoamento turbulento em um canal de fundo ondulado. Master's thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, 2007.
- [13] CARNEVAL, R. O., MARINHO, M. G., AND SANTOS, J. M. Flexible line inspection. In *European Conference for Non-Destructive Testing*. (Berlim - Germany, 2006), pp. 1–11.
- [14] DRAZIN, M. *Flow around circular cylinder- Volume 1 Fundamentals*. Oxford University Press Inc., 1997, p. 672p.
- [15] DRAZIN, P. G., AND REID, W. H. *Hydrodynamic Stability*. 2. ed Cambridge University Press, 2004, pp. 1–27.
- [16] GIACOMELLO, M. V., ROCHA, L. A. O., SCHETTINI, E. B. C., AND SILVESTRINI, J. H. Estudo numérico do escoamento ao redor de três cilindros com transferência de calor. In *11th Brazillian Congress of Thermal Engineering and Sciences*. (Curitiba - Brasil, 2006).
- [17] GIORIA, R. S., JABARDO, P. J. S., CARMO, B. S., AND MENEGHINI, J. R. Floquet stability analysis of the flow around an oscillating cylinder. *J. Fluids and Structures.* **25** (2009), 676–686.
- [18] GOLDSTEIN, D., HANDLER, R., AND SIROVICH, L. Modeling a no-slip flow boundary with an external force field. *J. Comp. Phys.* **105** (1993), 354–366.

- [19] GOVARDHAN, R. N., AND WILLIAMSON, C. H. K. Defining the 'modified griffin plot' in vortex-induced vibration: revealing the effect of reynolds number using controlled damping. *J. Fluid Mech.* **561** (2006), 147–180.
- [20] GREEN, J. C. Futher comment on drag and reconfiguration of macrophytes. *Freshwater Biology.* **50** (2005), 2162–2166.
- [21] GUERREIRO, C. B. P. Resolução numérica das equações de navier-stokes com esquemas de diferenças finitas de quarta ordem. Master's thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Matemática. Programa de Ps-Graduação em Matemática Aplicada, Porto Alegre, 2000.
- [22] GUILMINEAU, E., AND QUEUTEY, P. A numerical simulation of vortex shedding from an oscillating circular cylinder. *J. Fluids and Structures.* **16** (2002), 773–794.
- [23] HOVER, F. S., TECHET, A. H., AND TRIANTAFYLLOU, M. S. Forces on oscillating uniform and tapered cylinders in crossflow. *J. Fluids and Structures.* **363** (1998), 97–114.
- [24] HUERA-HUARTE, F. J., AND VERNET, A. Vortex modes in the wake of an oscillating long flexible cylinder combining pod and fuzzy clustering. *Exp. Fluids* **48** (2010), 999–1013.
- [25] JAVVTIS, N., AND WILLIAMSON, H. K. The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping. *J. Fluid Mech.* **509** (2004), 23–62.
- [26] KHALAK, A., AND WILLIAMSON, C. H. K. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping. *J. Fluids and Structures.* **10** (1996), 455–472.
- [27] KHALAK, A., AND WILLIAMSON, C. H. K. Fluid forces and dynamics of hydroelastic structure with very low mass and damping. *J. Fluids and Structures.* **11** (1997), 973–982.
- [28] KHALAK, A. E., AND WILLIAMSON, C. H. K. Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping. *J. Fluids and Structures.* **10** (1999), 455–472.
- [29] KONSTANTINIDIS, E., BALABANI, S., AND YIANNESKIS, M. Bimodal vortex shedding in a perturbed cylinder wake. *Journal Physics of Fluids* **19** (2007), 011701.

- [30] KOOPMAN, G. H. The vortex wakes of vibrating cylinders at low reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **28** (1997), 501–512.
- [31] LAIZET, S., AND LAMBALLAIS, E. High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. *J. Comp. Phys.* **228** (2009), 5989–6015.
- [32] LAIZET, S., LAMBALLAIS, E., AND VASSILICOS, J. C. A numerical strategy to combine high-order schemes, complex geometry and massively parallel computing for dns of fractal generated turbulence. *Journal Computers and Fluids* **39** (2010), 471–484.
- [33] LAIZET, S., LARDEAU, S., AND LAMBALLAIS, E. Direct numerical simulation of a mixing layer downstream a thick splitter plate. *Journal Physics of Fluids* **22** (2010), 015104.
- [34] LAIZET, S., AND NING, L. Incompact3d: A power tool to tackle turbulence problems with up to  $o(10^5)$  computational cores. *Int. J. Numer. Methods Fluids* (2010).
- [35] LAMBALLAIS, E., AND SILVESTRINI, J. H. Direct numerical simulation of interaction between a mixing layer and a wake around a cylinder. *J. Turbulence* **3(28)** (2002), 1–21.
- [36] LELE, S. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comp. Phys.* **103** (1992), 16–42.
- [37] LESIEUR, M. *Turbulence in Fluids*. 4. ed Springer, 2008.
- [38] LIMA, S. F., NEVES, C. F., AND ROSAURO, N. M. L. Amortecimento de ondas gravitacionais por campos de vegetação flexível parte 1: formulação do modelo teórico. *Revista Brasileira de Recursos Hdricos* **12** (2007), 151–161.
- [39] LIMA, S. F., NEVES, C. F., AND ROSAURO, N. M. L. Amortecimento de ondas gravitacionais por campos de vegetação flexível parte 2: experimento e modelao. *Revista Brasileira de Recursos Hdricos* **12** (2007), 163–175.
- [40] LUCOR, D., FOO, J., AND KARNIADAKIS, G. E. Vortex mode selection of rigid cylinder subject to viv at low mass-damping. *J. Fluids and Structures.* **20** (2005), 483–503.



- [41] MARTINEZ, D. M. V. *Transição à Turbulência na Camada de Mistura Estavelmente Estratificada utilizando Simulação Numérica Direta e Simulação de Grandes Escalas*. PhD thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, 2006.
- [42] MEIRA, L. *O Cluster SGI Altix: Guia do Usuário*. -, Centro Nacional de Super Computação - CESUP, Porto Alegre - RS, 2011.
- [43] MENEGHINI, J. R. Mecânica de geração e desprendimento de vórtices no escoamento ao redor de cilindros. In *III Escola de Primavera em Transição e Turbulência*. (Florianópolis, 2002), pp. 217–344.
- [44] MENEGHINI, J. R., AND BEARMAN, P. W. Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder. *J. Fluids and Structures*. **9** (1995), 435–455.
- [45] MITTAL, R., AND BALACHANDAR, S. On the inclusion of three-dimensional effects in simulation of two-dimensional bluff-body wake flows. In *Proceedings of the 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*. (Vancouver, B.C., Canada, 1997), pp. 1–10.
- [46] MOIN, P. *Fundamentals of Engineering Numerical Analysis*. Cambridge University Press, Stanford University, 2001. 209p.
- [47] MORSE, T. L., AND WILLIAMSON, C. H. K. Prediction of vortex-induced vibration response by employing controlled motion. *J. Fluid Mech.* **634** (2009), 5–39.
- [48] MORSE, T. L., AND WILLIAMSON, C. H. K. Steady, unsteady and transient vortex-induced vibration predicted using controlled motion data. *J. Fluid Mech.* **649** (2010), 429–451.
- [49] NOCA, F., PARK, H. G., AND GHARIB, M. Vortex formation length of a circular cylinder ( $300 < re < 4000$ ) using dpiV. In *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*. (Washington, DC, 1998), pp. 1–7.
- [50] NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. *J. Fluids and Structures*. **17** (2002), 57–96.

- [51] OILANDGASPROCESSING.BLOGSPOT.COM. Oil and gas processing (gas section). <http://oilandgasprocessing.blogspot.com/2009/>, Feb. 2009.
- [52] PARNAUDEAU, P., AND D. HEITZ, E. LAMBALLAIS., AND SILVESTRINI, J. H. *Combination of the immersed boundary method with compact schemes for DNS of flows in complex geometry*. Kluwer academic publishers., 2003, p. 10p.
- [53] PARNAUDEAU, P., CARLIER, J., DOMINIQUE, D., AND LAMBALLAIS, E. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at reynolds number 3900. 085101–085101.
- [54] PINTO, L. C. Análise por simulação numérica do desprendimento de vórtices de um cilindro circular em movimento forçado. Master's thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, 2008.
- [55] PLACZEK, A., SIGRIST, J. F., AND HAMDOUNI, A. Numerical simulation of an oscillating cylinder in a cross-flow at low reynolds number: Forced and free oscillations. *Journal Computers and Fluids* **38** (2009), 80–100.
- [56] PRASANTH, T. K., AND MITTAL, S. Vortex-induced vibrations of a circular cylinder at low reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **594** (2008), 463–491.
- [57] RIBEIRO, P. Desprendimento de vórtices e controle em esteira de cilindros por simulação numérica direta. Master's thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós- Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, 2002.
- [58] RIBEIRO, P. A. R., SOUZA, T. F., AND SILVESTRINI, J. H. Análise do desprendimento de vórtices de dois cilindros perpendiculares ao escoamento por simulação numérica direta. In *III Escola de Primavera em Transio e Turbulncia*. (Florianopolis, 2002), pp. 16–25.
- [59] ROHSKO, A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high reynolds number. *J. Fluid Mech.* **10** (1961), 345–356.

- [60] ROSHKO, A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high reynolds number. *J. Fluid Mech.* **10** (1961), 345 – 356.
- [61] SAND-JENSEN, K. Drag and reconfiguration of freshwater macrophytes. *Freshwater Biology.* **48** (2003), 271–2283.
- [62] SARPKEYA, T. Hydrodynamic damping, flow-induced oscillations, and biharmonic response. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering* **117** (1995), 232–238.
- [63] SARPKEYA, T., AND ISAACSON, M. *Mechanics of wave forces on offshore structures.* Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1981.
- [64] SCHUTTEN, J., AND DAVY, A. J. Predicting the hydraulic forces on submerged macrophytes from current velocity, biomass and morphology. *Oecologia* **123** (2000), 445–452.
- [65] SHEARD, G. J., HOURIGAN, K., AND THOMPSON, M. C. Computations of the drag coefficients for low-reynolds-number flow past rings. *J. Fluid Mech.* **526** (2005), 257–275.
- [66] SHIELS, D., LEONARD, A., AND ROSHKO, A. Flow-induced vibration of a circular cylinder at limiting structural parameters. *J. Fluids and Structures.* **15** (2001), 3–21.
- [67] SILVESTRINI, J., AND LAMBALLAIS, E. Direct numerical simulation of wakes with virtual obstacles. In *Proceedings of the XI Congress on Numerical Methods and their Applications.* (Bariloche, 2000), pp. 13–18.
- [68] SILVESTRINI, J. H. *Turbulência, cap: Simulação numérica direta e de grandes escalas de escoamentos transicionais e turbulentos.*, vol. 2. ABCM, 2003, pp. 01–81.
- [69] SILVESTRINI, J. H., AND LAMBALLAIS, E. Direct numerical simulation of wakes with virtual cylinders. *Int. J. Comp. Fluid Dyn.* **16** (2002), 305–314.
- [70] SILVESTRINI, J. H., AND LAMBALLAIS, E. Direct numerical simulation of oblique vortex shedding from a cylinder in shear flow. *Int. J. Heat and Fluid Flow* **25** (2004), 461–470.
- [71] SKOP, R. A., AND BALASUBRAMANIAN, S. A new twist on an old model for vortex-excited vibrations. *J. Fluids and Structures.* **11** (1997), 395–412.

- [72] SONG, L., AND SONG, F. Regimes of vortex shedding from an in-line oscillating circular cylinder in the uniform flow. *Chinese Journal of Mechanics Press* **19** (2003), 118–126.
- [73] STAPPENBELT, B., AND LALJI, F. Vortex-induced vibration super-upper response branch boundaries. *International Journal of Offshore and Polar Engineering* **509** (2008), 23–62.
- [74] SUKHODOLOV, A. Comment on drag and reconfiguration of macrophytes. *Freshwater Biology*. **50** (2005), 194–195.
- [75] SUMER, B. M., AND FREDSE, J. *Hydrodynamics around Cylindrical Structures*. World Scientific Publishing, London, 1997. 530p.
- [76] TECHNIP. Flexibras tubos flexveis. <http://www.technip.com/en/our-business/subsea/flexible-pipe>, Feb. 2012.
- [77] TRITTON, D. J. *Physical Fluid Dynamics*. Oxford University Press, New York, 1988.
- [78] VASCO, J. R. G., AND MARCIEL, G. F. Interação onda-vegetação submersa: Parte 1: Modelos de dissipação de energia da onda. *Revista Brasileira de Recursos Hdricos* **12** (2007), 153–162.
- [79] VIKESTAD, K., VANDIVER, J. K., AND LARSEN, C. M. Added mass and oscillation frequency for a circular cylinder subjected to vortex-induced vibrations and external disturbance. *J. Fluids and Structures*. **14** (2000), 1071–1088.
- [80] VITOLA, D. M. V. *Influência de um Contorno Plano Sobre o Desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro circular*. PhD thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre., 2006.
- [81] VITOLA, M. A., SCHETTINI, E. B. C., AND SILVESTRINI, J. H. Vortex shedding from a cylinder in a constant-shear flow. In *Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering - ENCIT 2004*. (Rio de Janeiro - Brasil, 2004), pp. 1–9.

- [82] WILLIAMSON, C. H. K. Defining a universal and continuous strouhal-reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder. *Phys. Fluids* **31** (1988), 2742–2744.
- [83] WILLIAMSON, C. H. K. Three-dimensional wake transition. *J. Fluid Mech.* **328** (1996a), 345–407.
- [84] WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **28** (1996b), 477–539.
- [85] WILLIAMSON, C. H. K., AND GOVARDHAN, R. Vortex induced vibrations. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **36** (2004), 413–455.
- [86] WILLIAMSON, C. H. K., AND ROSHKO, A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *J. Fluids and Structures.* **2** (1988), 355–381.
- [87] ZHAO, M., AND CHENG, L. Numerical simulation of two-degree-of-freedom vortex-induced vibration of a circular cylinder close to a plane boundary. *J. Fluids and Structures.* **27** (2011), 1097–1110.