GUILHERME ROSA FRANZINI

**INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO AO
REDOR DE CILINDROS INCLINADOS, SUJEITOS A
CONDIÇÕES DE CONTORNO ASSIMÉTRICAS NAS
EXTREMIDADES**

São Paulo

2013

GUILHERME ROSA FRANZINI

**INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO AO
REDOR DE CILINDROS INCLINADOS, SUJEITOS A
CONDIÇÕES DE CONTORNO ASSIMÉTRICAS NAS
EXTREMIDADES**

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para obtenção do
título de Doutor em Ciências.

São Paulo

2013

GUILHERME ROSA FRANZINI

**INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO AO
REDOR DE CILINDROS INCLINADOS, SUJEITOS A
CONDIÇÕES DE CONTORNO ASSIMÉTRICAS NAS
EXTREMIDADES**

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para obtenção do
título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Engenharia. Naval e
Oceânica

Orientador: Prof. Dr. André L.C. Fajarra

São Paulo

2013

Este exemplar foi revisado e alterado em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, 04 de fevereiro de 2013.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

FICHA CATALOGRÁFICA

Franzini, Guilherme Rosa

Investigação experimental do escoamento ao redor de cilindros inclinados, sujeitos a condições de contorno assimétricas nas extremidades / G.R. Franzini. -- ed.rev. -- São Paulo, 2013. 330 p.

Tese (Doutorado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica.

1. Mecânica dos fluidos 2. Vórtices dos fluidos 3. Vibrações 4. Hidrodinâmica 4. Interação fluido-estrutura I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica II. t.

Este trabalho é dedicado aos meus pais Reinaldo e Maria e à minha noiva Fabiana, que sempre me deram todo o apoio necessário.

AGRADECIMENTOS

Eu gostaria de agradecer aos meus pais Reinaldo André Franzini e Maria Adosinda Rosa Franzini e meu irmão Daniel, que sempre se esforçaram, me apoiaram e me deram todo o suporte para que eu transpusesse todos os obstáculos e conseguisse a conclusão das mais variadas tarefas em todos os âmbitos da vida pessoal e profissional, que agora culmina com a presente tese de doutorado;

Obviamente, agradeço também à minha noiva Fabiana Cristina dos Santos, que durante mais de sete anos me fornece todo o carinho, incentivo e disposição para que eu sempre atinja meus (**nossos**) objetivos e que nos últimos meses tem me ajudado a conter minha crises, sempre com uma palavra de apoio e com seu amor incondicional;

Ao meu Orientador, Prof. Dr. André Luis Condino Fugarra, com quem trabalho há quase dez anos e que nunca deixou de acreditar em mim, me dar diversas oportunidades, me incentivar e muitas vezes chamar a atenção; no entanto, sempre com o propósito de me ajudar a atingir a excelência como pesquisador e também como pessoa;

Ao Prof. Dr. Celso Pupo Pesce, com quem tenho o prazer de trabalhar há quatro anos e meio, por toda a confiança que ele depositou em mim em diversos projetos de pesquisa que, sem dúvida, contribuíram e muito para minha formação pessoal; além é claro de todos os conselhos profissionais e pessoais que ele tem me dado;

Ao Prof. Dr. Julio Romano Meneghini, que além dos mais diversos conselhos profissionais que me ajudaram a ser um pesquisador melhor, confiou em meu potencial, me convidando para projetos de pesquisa também importantes em minha formação e também para fazer parte desse excepcional grupo de trabalho que é o Núcleo de Dinâmica e Fluidos, local que tenho imenso prazer em trabalhar;

Ao pessoal que cuidou dos diversos assuntos administrativos e que me ajudou bastante nessa jornada: Ivone Margarido, Lucia Messa, Marta Veris, Vitor, Lânia Camilo, Sandra, Damares e Cézar;

Ao Prof. Dr. Alexandre Nicolaos Simos, pela grande ajuda no começo do Programa de Pós-Graduação e ao Prof. Dr. Roberto Spínola Barbosa, pela oportunidade que me foi dada no distante ano de 2004, quando pude exercer a monitoria das disciplinas de

mecânica geral, fato fundamental na minha formação;

Aos demais Professores com quem pude aprender diversas lições ao longo de quase dez anos de vida na USP e no NDF: Clóvis Martins, Raul Lima, Fábio Saltara, José A.P. Aranha, Jorge Baliño, Paulo Agozzini, Nelson Achcar, Clodoaldo Ragazzo, Carlos Mazzilli, Marco Brinati e Jessé de Souza;

Aos meus amigos que deram suporte na parte experimental: Douglas Silva, parceiro e oráculo da fabricação mecânica, Carlos Freire e sua experiência em laboratório e Robson Moisés, Amin Assad, Amir Afif e Pedro Mello, fundamentais na parte de eletrônica e informática;

Aos meus amigos da parte experimental, por todas as discussões de resultados, montagens, etc; com quem divido igualmente todos os méritos da tese: Adriano Axel, César Freire, Ivan Korkischko, Rodolfo Gonçalves;

Aos meus parceiros dos longínquos tempos de graduação: Ítalo Belmonte e Gilberto Neto, pelos intermináveis momentos de diversão, conversas e pelos bem menos frequentes momentos de estudos;

Aos meus grandes amigos do jurássico período do colégio: Diógenes, Marcelo (Zuntão) e Diego, parceiros dos jogos de futebol de sexta-feira na quadra e dos jogos nos demais dias da semana em outros locais, das idas ao rodízio, churrascos e pelas jogatinas noturnas de sexta-feira, regadas a conversas que invariavelmente recaiam no mesmo assunto;

E por fim, mas nem por isso menos importante, aos meus amigos do NDF, com quem dividi o ambiente de trabalho e foram companheiros em diversas batalhas, chuletas, bifos de chorizo, idas ao boi branco e também pelo futebol semanal, responsável pela manutenção da minha saúde física e mental e, em menor escala, da minha forma física. Segue a escalação: Alfredo Neto, Juliana Siqueira, Fernanda Takafuji, Eduardo “Brad-dock” Malta, Rodrigo Provati, Rafael “Tito” Nemoto, Fabiano Imada, Rafael Gioria, Iago Barbeiro, Pedro Lavinas, Alessandro “Roque Jr.” Lima, Adson Agrico, Julio Zeppone, Stergios “Grego” Tsiloufas, Paulo Jabardo, Prof. Dr. Gustavo Assi, Prof. Dr. Bruno Carmo e o único, o REInaldo “Chaves” Orselli;

Agradecimentos também à FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo), sua assessoria científica e todos os seus funcionários pelo suporte financeiro e administrativo durante o período de vigência da bolsa de doutorado direto (processo 2008/00688 – 4).

“Um homem pode estudar por cinco razões. Para saber. Para mostrar que sabe. Para justificar sua ganância. Para instruir o próximo. Para instruir a si mesmo. Saber, por saber, é mera curiosidade. Saber, para mostrar que sabe, é vaidade. Saber, por dinheiro, ou honrarias, é comércio culpável. Saber, para instruir o próximo, é caridade. Saber, para instruir a si mesmo, é humildade. Somente os dois últimos não abusam da ciência, porque estudam para o bem.”

*Frase de São Bernardo, citada por Juan C. Egaña Arancibia
em defesa de tese de doutorado junto ao IME/USP e
transcrita do prefácio escrito pelo Prof. Celso P. Pesce para o
livro Mecânica Geral, de Luis Novaes Ferreira França e
Amadeu Zenjiro Matsumura.*

RESUMO

O escoamento ao redor de cilindros inclinados, ou escoamento oblíquo, é um problema bastante comum em diversas áreas da engenharia. Embora o escoamento ao redor de um cilindro não inclinado consista em um tópico clássico e bastante estudado no contexto da mecânica dos fluidos, os estudos investigativos do escoamento oblíquo existem em menor número. O procedimento mais adotado para o estudo do escoamento ao redor de um cilindro inclinado é o Princípio da Independência, que atesta que todas as características da esteira dependem unicamente da componente da correnteza incidente que é ortogonal ao eixo do cilindro. Visando um melhor entendimento do escoamento ao redor de cilindros rígidos e inclinados, três grupos de experimentos foram conduzidos com cilindros inclinados tanto à montante como à jusante. Cinco ângulos de inclinação, definidos entre o eixo do cilindro e a direção ortogonal à da correnteza foram ensaiados, a saber: $\theta = 0^\circ$, 10° , 20° , 30° e 45° . No primeiro grupo de experimentos, os resultados obtidos com os cilindros estacionários inclinados à montante mostraram que o coeficiente de arrasto médio concorda com os resultados da configuração de referência, desde que a componente da correnteza incidente ortogonal ao eixo do cilindro seja utilizada na normalização da força. No tocante aos experimentos dos cilindros sujeitos ao fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices com um ou dois graus de liberdade, existe um decréscimo da amplitude de oscilação dos cilindros com o aumento do ângulo de inclinação. Em todas as campanhas experimentais, foram verificadas diferenças entre os resultados obtidos com os cilindros inclinados à montante ou à jusante. Essa diferença é tão maior quanto maior for o ângulo de inclinação, e está associada à assimetria nas condições de extremidade do cilindro.

Palavras-chave: *Escoamento ao redor de cilindros inclinados. Cilindros rígidos. Investigação experimental. Vibrações induzidas pela emissão de vórtices.*

ABSTRACT

The flow around yawed cylinders, or oblique flow, is a common subject in several engineering applications. Despite the flow around a non-yawed cylinder consists on a classical and extensively investigated problem, there is a considerable lower number of investigation concerning the oblique flow. The most employed approach aiming at investigating the oblique flow is the so called Independence Principle, which states that the flow characteristics depend only on the component of the free-stream that is normal to the cylinder axis. Three groups of experiments were carried out aiming at a better understanding of the flow around yawed cylinders. Five yaw angles defined between the cylinder axis and the direction orthogonal to the free-stream were tested, namely: $\theta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ e 45° . From the first group of experiments, the results obtained with stationary cylinders yawed in the upstream orientation shown that the mean drag coefficient matches the classical results from the non-yawed cylinder, if the component of the free-stream that is orthogonal to the cylinder axis is employed in the normalization of the hydrodynamic force. Concerning vortex-induced vibrations experiments with one and two degrees-of-freedom, a decrease was observed in the maximum oscillation amplitude. For all the experiments, it was observed that the results obtained from the upstream orientation tests can be different from those obtained for the downstream orientation ones. The larger the yaw angle, the larger are the differences, which are associated to the asymmetric end conditions.

Keywords: *Flow around yawed cylinders. Rigid cylinder. Experimental investigation. Vortex-induced vibrations.*

LISTA DE FIGURAS

Figura - 1.1	Parâmetros e esquematização de uma catenária.	43
Figura - 1.2	Exemplo de catenária. T_H é a componente da tração na direção x e γ_r é o peso linear do cabo.	43
Figura - 1.3	Representação de uma nova concepção de plataformas. Extraído de Williams (2008).	44
Figura - 2.1	Modelo bidimensional de geração e desprendimento de vórtices. Extraído de Gerrard (1966).	49
Figura - 2.2	Representação esquemática da dependência da esteira com o número de Reynolds.	50
Figura - 2.3	Variação do número de Strouhal com o número de Reynolds. Extraído de Norberg (2001).	52
Figura - 2.4	Variação de c'_L com o número de Reynolds. Extraído de Norberg (2001).	53
Figura - 2.5	Elevação instantânea da superfície livre. Acima: $Fr = 0,8$; abaixo: $Fr = 0,2$. Extraído de Suh, Yang e Stern (2011).	56
Figura - 2.6	Estruturas vorticais instantâneas. Acima: $Fr = 0,8$; abaixo: $Fr = 0,2$. Extraído de Suh, Yang e Stern (2011).	57
Figura - 2.7	Amplitude e frequência de resposta, $m^* = 2,4$. Extraído de Williamson e Govardhan (2008).	61
Figura - 2.8	O diagrama de Griffin. Extraído de Skop e Balasubramanian (1997).	62
Figura - 2.9	O diagrama de Griffin, considerando apenas modelos rígidos montados em apoio elástico unidirecional. Extraído de Williamson e Govardhan (2004).	63
Figura - 2.10	Curvas de amplitude e frequência de resposta para $m^* = 7$. Extraído de Jauvtis e Williamson (2004).	65
Figura - 2.11	Curvas de amplitude e frequência de resposta para $m^* = 2,6$. Extraído	

	de Jauvtis e Williamson (2004).	66
Figura - 2.12	Comparação entre os resultados com modelo flexível e o modelo rígido montado em apoio elástico. Extraído de Pesce e Fujarra (2005).	69
Figura - 3.1	Escoamento ao redor de um cilindro inclinado.	74
Figura - 3.2	Definições das coordenadas relativas ao escoamento ao redor de um cilindro inclinado.	76
Figura - 3.3	Linhas de corrente do escoamento ao redor de um cilindro inclinado. Extraído de Zhao, Cheng e Zhou (2009).	79
Figura - 3.4	Visualização da esteira de um cilindro estacionário. $Re = 10^3$ e $\theta = 70^\circ$. Extraído de Lucor e Karniadakis (2003).	79
Figura - 3.5	Visualização da esteira de um cilindro inclinado fixo, $Re = 400$. Extraído de Willden e Guerbi (2010).	80
Figura - 3.6	Variação dos adimensionais com a inclinação θ do cilindro estacionário. Extraído de Willden e Guerbi (2010).	81
Figura - 3.7	Avaliação do número de Strouhal. Extraído de Zhou et al. (2009). ..	82
Figura - 3.8	Experimento de visualização de escoamento ao redor de um cilindro inclinado - $Re = 1,6 \times 10^2$ e $20 < L/D < 100$. Extraído de Ramberg (1983).	84
Figura - 3.9	Representações esquemáticas da esteira de um cilindro fixo inclinado.	86
Figura - 3.10	Distribuição espectral de energia ao longo do cilindro. Escoamento da esquerda para a direita. Extraído de Hogan e Hall (2011)	87
Figura - 3.11	Visualizações de escoamento com bolhas de hidrogênio: $Re = 4,5 \times 10^2$. Escoamento da esquerda para a direita. Extraído de Matsuzaki et al. (2004).	88
Figura - 3.12	Resultados numéricos de visualização de escoamento nas proximidades da extremidade do cilindro mais à montante. Exibição das linhas de corrente, isosuperfícies da componente de velocidade vertical $w = 0,5$ e pressão. Extraído de Matsuzaki et al. (2004).	89
Figura - 3.13	Visualizações de escoamento com bolhas de hidrogênio. Escoamento da direita para a esquerda. Extraído de Vlachos e Telionis (2008). . .	90
Figura - 3.14	Visualização da esteira de um cilindro em vibração induzida pela emissão de vórtices. $Re = 10^3$, $V_{R,n} = 4,96$ e $\theta = 70^\circ$. Extraído de Lucor e	

Karniadakis (2003).	92
Figura - 3.15 Variação de $C_{L,v}$ com a frequência de oscilação. f_s é a frequência de emissão de vórtices observada no cilindro estacionário inclinado. Extraído de Willden e Guerbi (2010).	94
Figura - 3.16 Visualização da esteira de um cilindro inclinado em oscilação forçada. Extraído de Willden e Guerbi (2010). Simulações numéricas.	95
Figura - 4.1 Base elástica utilizada nos ensaios.	103
Figura - 4.2 Representação esquemática das orientações de montagem.	105
Figura - 4.3 Representação esquemática da montagem. Cilindro fixo inclinado para jusante ($\theta > 0$).	106
Figura - 4.4 Conjunto de modelos utilizados.	107
Figura - 4.5 Fotos da célula de carga utilizada.	107
Figura - 4.6 Cilindro com os filamentos de metalóide afixados.	111
Figura - 4.7 Representação esquemática do uso do sistema de velocimetria por imagem de partícula.	113
Figura - 5.1 Coeficientes de arrasto e sustentação para um cilindro fixo. Extraído de Assi (2009).	116
Figura - 5.2 Coeficiente de arrasto médio. Configuração de referência.	117
Figura - 5.3 Número de Strouhal. Configuração de referência.	118
Figura - 5.4 Comprimento de correção da esteira. Regressão apresentada em Norberg (2003).	120
Figura - 5.5 Coeficiente de sustentação (RMS). Configuração de referência e comparação com a regressão de Norberg (2003).	121
Figura - 5.6 Coeficiente de sustentação (RMS). Configuração de referência ($\theta = 0^\circ$) e comparação com os resultados de Khalak e Williamson (1996) de emissão oblíqua e paralela.	122
Figura - 5.7 Séries temporais da força de sustentação - $Re \approx 1,05 \times 10^4$.	123
Figura - 5.8 Espectro de potência da força de sustentação. Extraído de Khalak e Williamson (1996).	123
Figura - 5.9 Análise com base na Transformada de Hilbert-Huang. Configuração de referência e $Re = 1,04 \times 10^4$.	124
Figura - 5.10 Amplitude instantânea de oscilação para as IMF's 2 e 3. Configuração	

de referência e $Re = 1,04 \times 10^4$.	125
Figura - 5.11 Coeficiente de arrasto médio $\overline{C_{D,n}}$.	126
Figura - 5.12 Séries temporais $C_{L,n}(t)$ e $C_{D,n}(t)$ em $Re_n \approx 9,2 \times 10^3$. De cima para baixo: $\theta = 0^\circ$, $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$.	128
Figura - 5.13 Séries temporais $C_{L,n}(t)$ e $C_{D,n}(t)$. $Re_n \approx 9,2 \times 10^3$. De cima para baixo: $\theta = 0^\circ$, $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$.	129
Figura - 5.14 “Cascata” de espectros. $\theta = 0^\circ, \pm 10^\circ$ e $\pm 20^\circ$.	131
Figura - 5.15 “Cascata” de espectros. $\theta = 0^\circ, \pm 30^\circ$ e $\pm 45^\circ$.	132
Figura - 5.16 Número de Strouhal St_n .	135
Figura - 5.17 Valor RMS do coeficiente de sustentação $C'_{L,n}$.	136
Figura - 5.18 Visualização de escoamento. Cilindro estacionário, $Re_n \approx 9 \times 10^3$.	137
Figura - 5.19 Resultados estatísticos de medição do campo de escoamento no plano horizontal. Cilindro fixo, inclinado à montante e $Re_n \approx 9 \times 10^3$.	140
Figura - 5.20 Variação do valor RMS das componentes de velocidade com a distância até a base do cilindro.	141
Figura - 5.21 Ponto de medição de velocidade.	142
Figura - 5.22 Séries temporais de velocidade $u_x(A, t)$ e $u_y(A, t)$ - Medições do campo de escoamento no plano horizontal.	144
Figura - 5.23 Espectros de energia obtidos a partir da decomposição de Koopman para os cilindros estacionários e plano horizontal iluminado.	147
Figura - 5.24 Modos de maior energia obtidos a partir da decomposição de Koopman $ \theta < 45^\circ$ para os cilindros estacionários e plano horizontal iluminado.	148
Figura - 5.25 Modos de Koopman correspondente a $fD/U_n \approx 0,08$: $\theta = -45^\circ$ e $\gamma^* \approx 4\%$ para o cilindro estacionário e plano horizontal iluminado.	149
Figura - 6.1 Séries temporais de oscilação livre: ensaios em ar. Sistema com um grau de liberdade.	157
Figura - 6.2 Séries temporais de oscilação livre: Ensaios em água parada. Sistema com um grau de liberdade.	159
Figura - 6.3 Amplitudes e frequências de oscilação: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com um grau de liberdade.	160
Figura - 6.4 Máxima amplitude de oscilação como função do número de Reynolds. Diagrama de Griffin modificado e $\alpha = 3,1 \times 10^{-3}$.	161

Figura - 6.5	Série temporal de deslocamento e de força de sustentação: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 5,85$. Sistema com um grau de liberdade.	162
Figura - 6.6	Coefficientes de força hidrodinâmica: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com um grau de liberdade.	162
Figura - 6.7	Coefficiente de massa adicional: $\theta = 0^\circ$. Sistema com um grau de liberdade.	163
Figura - 6.8	Séries temporais do ângulo de fase $\phi_y(t)$: $\theta = 0^\circ$. Sistema com um grau de liberdade.	165
Figura - 6.9	Resultados obtidos e confrontação com padrões de emissão de vórtices.	166
Figura - 6.10	Amplitudes de oscilação: Sistema com um grau de liberdade.	167
Figura - 6.11	Frequências de oscilação: Sistema com um grau de liberdade.	167
Figura - 6.12	Amplitude de oscilação como função do ângulo de inclinação do cilindro. Sistema com um grau de liberdade.	168
Figura - 6.13	Séries temporais de deslocamento: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} = 5,9$.	169
Figura - 6.14	Séries temporais de deslocamento: $\theta = \pm 45^\circ$ e $V_{R,n} = 5,9$.	170
Figura - 6.15	Coefficientes de arrasto médio $\overline{C_{D,n}}$: Sistema com um grau de liberdade.	171
Figura - 6.16	Variação do coeficiente de arrasto médio com a amplitude de oscilação: sistema com um grau de liberdade.	172
Figura - 6.17	Coefficiente de arrasto médio como função do ângulo de inclinação do cilindro. Sistema com um grau de liberdade.	173
Figura - 6.18	Valores RMS dos coeficientes de sustentação (RMS) $C'_{L,n}$: Sistema com um grau de liberdade.	174
Figura - 6.19	Coefficientes de massa adicional Ca_y : Sistema com um grau de liberdade.	174
Figura - 6.20	Séries temporais do ângulo de fase entre força de sustentação e deslocamento: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} \approx 5,9$. Sistema com um grau de liberdade.	176
Figura - 6.21	Séries temporais do ângulo de fase entre força de sustentação e deslocamento: $\theta = \pm 45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 5,9$. Sistema com um grau de liberdade.	177
Figura - 6.22	Visualização de escoamento. Vibrações induzidas pela emissão de vórtices: Sistema com um grau de liberdade, $V_{R,n} \approx 6$.	179

Figura - 6.23	Medição do campo de vorticidade ω_z . Configuração de referência e $V_R \approx 6$. Sistema com um grau de liberdade.	181
Figura - 6.24	Medição do campo de vorticidade ω_z . $\theta = -45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6$. Sistema com um grau de liberdade.	183
Figura - 7.1	Séries temporais de oscilação livre: Ensaios em ar e sistema com dois graus de liberdade.	188
Figura - 7.2	Séries temporais de oscilação livre: Ensaios em água parada e $\theta = +45^\circ$. Sistema com dois graus de liberdade.	193
Figura - 7.3	Representação esquemática do movimento de uma elipse.	194
Figura - 7.4	Amplitudes de oscilação: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com dois graus de liberdade.	196
Figura - 7.5	Frequências de oscilação: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com dois graus de liberdade.	197
Figura - 7.6	Coeficientes de força hidrodinâmica: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com dois graus de liberdade.	198
Figura - 7.7	Coeficientes de massa adicional: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com dois graus de liberdade.	199
Figura - 7.8	Séries temporais de oscilação: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 9,47$. Sistema com dois graus de liberdade.	201
Figura - 7.9	Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 2,3$. Sistema com dois graus de liberdade.	201
Figura - 7.10	Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.	202
Figura - 7.11	Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 9,2$. Sistema com dois graus de liberdade.	202
Figura - 7.12	Amplitudes de oscilação. Sistema com dois graus de liberdade.	204
Figura - 7.13	Frequências de oscilação. Sistema com dois graus de liberdade.	205
Figura - 7.14	Amplitude de oscilação como função do ângulo de inclinação do cilindro. Sistema com dois graus de liberdade.	206
Figura - 7.15	Séries temporais de oscilação: $V_{R,n} \approx 3,2$. Sistema com dois graus de liberdade.	207

Figura - 7.16 Séries temporais de oscilação: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6,4$. Sistema com dois graus de liberdade.	209
Figura - 7.17 Séries temporais de oscilação: $\theta = \pm 45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.	211
Figura - 7.18 Trajetórias no plano (x^*, y^*) . Configuração de referência e cilindros inclinados para jusante : $2,3 < V_{R,n} < 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.	212
Figura - 7.19 Trajetórias no plano (x^*, y^*) . Configuração de referência e cilindros inclinados para montante: $2,3 < V_{R,n} < 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.	213
Figura - 7.20 Trajetórias no plano (x^*, y^*) . Configuração de referência e cilindros inclinados para jusante: $6,7 < V_{R,n} < 8$. Sistema com dois graus de liberdade.	214
Figura - 7.21 Trajetórias no plano (x^*, y^*) . Configuração de referência e cilindros inclinados para montante: $6,7 < V_{R,n} < 8$. Sistema com dois graus de liberdade.	215
Figura - 7.22 “Cascatas” de espectros: $\theta = 0^\circ, \pm 10^\circ$ e $\pm 20^\circ$. Sistema com dois graus de liberdade.	218
Figura - 7.23 “Cascatas” de espectros: $\theta = 0^\circ, \pm 30^\circ$ e $\pm 45^\circ$. Sistema com dois graus de liberdade.	219
Figura - 7.24 Coeficientes de arrasto médio e e valores RMS dos coeficientes de sustentação. Sistema com dois graus de liberdade.	220
Figura - 7.25 Variação do coeficiente de arrasto médio com a amplitude de oscilação na direção y . Sistema com dois graus de liberdade.	221
Figura - 7.26 Coeficiente de arrasto médio como função do ângulo de inclinação do cilindro. Sistema com dois graus de liberdade.	222
Figura - 7.27 Coeficientes de massa adicional. Sistema com dois graus de liberdade	224
Figura - 7.28 Trajetórias no plano $(y^*, C_{L,n})$. Configuração de referência e cilindros inclinados para jusante: $2,3 < V_{R,n} < 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.	226
Figura - 7.29 Trajetórias no plano $(y^*, C_{L,n})$. Configuração de referência e cilindros inclinados para montante: $2,3 < V_{R,n} < 6,2$	227

Figura - 7.30	Trajetoórias no plano $(y^*, C_{L,n})$. Configuração de referência e cilindros inclinados para jusante: $6,7 < V_{R,n} < 8$. Sistema com dois graus de liberdade.	228
Figura - 7.31	Trajetoórias no plano $(y^*, C_{L,n})$. Configuração de referência e cilindros inclinados para montante: $6,7 < V_{R,n} < 8$. Sistema com dois graus de liberdade.	229
Figura - 7.32	Defasagem entre força de arrasto e deslocamento da direção paralela � correnteza: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} \approx 2,3$. Sistema com dois graus de liberdade.	230
Figura - 7.33	Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6,4$. Sistema com dois graus de liberdade.	232
Figura - 7.34	Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = \pm 45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.	233
Figura - 7.35	Visualização de escoamento. Vibrações induzidas pela emissão de v�r- tices: Sistema com dois grau de liberdade. $V_{R,n} \approx 6$	235
Figura - 7.36	Medição do campo de vorticidade ω_z . Configuração de referência e $V_R \approx 6$. Sistema com dois graus de liberdade.	237
Figura - 7.37	Medição do campo de vorticidade ω_z . $\theta = -45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6$. Sistema com dois graus de liberdade.	238
Figura - 7.38	Campos de vorticidade instantâneos ω_z obtidos para $\theta = -45^\circ$. Com- para��o entre os sistemas com um e dois graus de liberdade.	239
Figura - 8.1	Exemplo de configuração <i>lazy-wave</i> estudada por Takafuji (2010). Con- figuração sem correnteza.	244
Figura - 8.2	Divisão da <i>lazy-wave</i> por trechos.	245
Figura - 8.3	Representação esquemática das condições de estudo.	246
Figura - 8.4	Séries temporais consideradas na aplicação. Orientação de montante.	247
Figura - 8.5	Séries temporais consideradas na aplicação. Orientação de jusante.	248
Figura - B.1	Apoios elásticos de dois graus de liberdade existentes no canal de água recirculante. Base pendular rígida (� esquerda) e base de haste flexível (� direita).	274
Figura - B.2	Fluxograma de cálculo do algoritmo genético.	277

Figura - B.3	Esquema da base de dois graus de liberdade.	279
Figura - B.4	Vibração lateral de uma massa concentrada suportada por duas lâminas idênticas.	280
Figura - B.5	Formas modais, extraídas da análise pelo Método dos Elementos Finitos.	283
Figura - B.6	Pontos de análise de tensões e representação do problema estrutural.	285
Figura - B.7	Problema estrutural implementado no algoritmo.	286
Figura - B.8	Carregamentos elementares.	286
Figura - B.9	Representação esquemática da permutação de duas soluções.	290
Figura - B.10	Resultados ao longo de 30 gerações.	291
Figura - B.11	Solução numérica do problema de autovalor.	294
Figura - B.12	Coeficiente de força nas direções transversal e paralela à correnteza: $m^* = 2,6$ e $(m^* + C_a^{pot})\zeta \approx 1,13 \times 10^{-2}$. Extraído de Jauvtis e Williamson (2004)	295
Figura - B.13	Resultados da análise estática - Caso I	296
Figura - B.14	Resultados da análise estática - Caso II	297
Figura - B.15	Análise não-linear de flambagem.	298
Figura - B.16	Resultados da análise dinâmica.	300
Figura - B.17	Enrijecedor superior do suporte.	301
Figura - C.1	Amplitudes e frequências de oscilação na direção transversal à correnteza: Configuração de referência. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	304
Figura - C.2	Coeficientes de força hidrodinâmica: Configuração de referência. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	305
Figura - C.3	Coeficientes de massa adicional: Configuração de referência. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	306
Figura - C.4	Amplitudes de oscilação: $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	308
Figura - C.5	Amplitudes de oscilação: $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	309

Figura - C.6	Frequências de oscilação: $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	311
Figura - C.7	Frequências de oscilação: $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	312
Figura - C.8	Coefficientes de arrasto médio: $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	314
Figura - C.9	Coefficientes de arrasto médio: $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	315
Figura - C.10	Valores RMS dos coeficientes de sustentação: $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade. .	317
Figura - C.11	Valores RMS dos coeficientes de sustentação: $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade. .	318
Figura - C.12	Coefficientes de massa adicional Ca_y : $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	319
Figura - C.13	Coefficientes de massa adicional Ca_y : $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.	321

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	Grupos adimensionais. Adaptado de Khalak e Williamson (1999).	 59
Tabela 3.1	Número de Strouhal St_n em função da inclinação do modelo. Dados extraídos de Zhou et al. (2009).	 83
Tabela 3.2	Validade do PI, segundo diversos autores.	 98
Tabela 4.1	Dados dos modelos.	 104
Tabela 4.2	Intervalo entre dois disparos consecutivos do canhão de laser. Experimentos com o cilindro estacionário.	 112
Tabela 4.3	Intervalo entre dois disparos consecutivos do canhão de laser. Experimentos de VIV com um grau de liberdade.	 112
Tabela 4.4	Intervalo entre dois disparos consecutivos do canhão de laser. Experimentos de VIV com dois graus de liberdade.	 112
Tabela 6.1	Ensaio de decaimento em ar: Sistema com um grau de liberdade.	 157
Tabela 6.2	Ensaio de decaimento em água - Sistema com um grau de liberdade.	. 158
Tabela 7.1	Ensaio de decaimento em ar: Sistema com dois graus de liberdade.	.. 189
Tabela 7.2	Ensaio de decaimento em água: Sistema com dois graus de liberdade.	191
Tabela 7.3	Parâmetros da configuração de referência - Presente experimento e dados de Jauvtis e Williamson (2004).	 195
Tabela 8.1	Parâmetros e propriedades da <i>lazy-wave</i> estudada por Takafuji (2010).	244
Tabela 8.2	Trechos e ângulos de inclinação considerados.	 245
Tabela 8.3	Resumo das características dinâmicas de cada trecho da <i>lazy-wave</i> analisado. Condição I e velocidade reduzida $V_R = U_\infty/f_N D \approx 6,2$.	 251
Tabela 8.4	Resumo das características dinâmicas de cada trecho da <i>lazy-wave</i> analisado. Condição II e velocidade reduzida $V_R = U_\infty/f_N D \approx 6,2$.	 252
Tabela B.1	Materiais e propriedades utilizadas no algoritmo genético.	 278
Tabela B.2	Constantes adotadas no algoritmo genético.	 278

Tabela B.3 Comparação entre os resultados obtidos por séries de Ritz e via Método
dos Elementos Finitos.282

Tabela B.4 Materiais, dimensões e alguns atributos da solução escolhida. 292

Tabela B.5 Materiais, dimensões e alguns atributos do modelo numérico. 292

LISTA DE SÍMBOLOS

Alfabeto Grego

α	Parâmetro de massa e de amortecimento, $\alpha = (m^* + Ca^{pot})\zeta$
β	Ângulo de emissão da esteira, medido com relação ao eixo do cilindro
γ_L	Razão entre os valores RMS do coeficiente de sustentação seccional e aquele obtido para uma seção de comprimento l_c
γ_K	Energia do K -ésimo modo de Koopman
γ_K^*	Energia do K -ésimo modo de Koopman, normalizada pela energia total
$\Delta\tau$	Intervalo entre dois disparos consecutivos de laser
ζ	Coefficiente de amortecimento estrutural, segundo definição do Prof. Charles Williamson, $\zeta_s = c_s/2\sqrt{k(m_s + ma^{pot})}$
ζ_s	Coefficiente de amortecimento estrutural, $\zeta_s = c_s/2\sqrt{km_s}$
θ	Ângulo de inclinação do cilindro, definido entre o eixo do mesmo e a direção da aceleração gravitacional
Λ_1	Comprimento de correlação da esteira
ρ	Densidade do fluido, valor adotado de $\rho = 10^3 kg/m^3$
ν	Viscosidade cinemática do fluido, valor adotado de $\nu = 10^{-6} m^2/s$
ϕ_x	Defasagem entre a parcela flutuante da força de arrasto e a parcela flutuante do deslocamento na direção paralela à correnteza
ϕ_y	Defasagem entre força de sustentação e deslocamento na direção transversal à correnteza
$\vec{\omega}$	Vetor vorticidade
ω_s	Frequência angular de emissão de vórtices, $\omega_s = 2\pi f_s$

ω_x	Componentes do vetor vorticidade na direção definida pelo versor $\vec{i}$
ω_y	Componentes do vetor vorticidade na direção definida pelo versor $\vec{j}$
ω_z	Componentes do vetor vorticidade na direção definida pelo versor $\vec{k}$
$F(.)$	Transformada de Fourier

Alfabeto Romano

A	Distância entre os <i>end-plates</i> , normalizada pelo diâmetro do cilindro, $A = H/D$
A_x	Amplitude de oscilação na direção definida pelo versor $\vec{i}$
A_x^*	Amplitude de oscilação na direção definida pelo versor $\vec{i}$, normalizada pelo diâmetro do cilindro, $A_x^* = A_x/D$
A_y	Amplitude de oscilação na direção definida pelo versor $\vec{j}$
A_y^*	Amplitude de oscilação na direção definida pelo versor $\vec{j}$, normalizada pelo diâmetro do cilindro, $A_y^* = A_y/D$
Ca^{pot}	Coefficiente de massa adicional potencial, $Ca^{pot} = ma^{pot}/m_d$
Ca_x	Coefficiente de massa adicional na direção paralela à correnteza
Ca_y	Coefficiente de massa adicional na direção transversal à correnteza
C_D	Coefficiente de arrasto total, $C_D = 2F_D/\rho U_\infty^2 DL$
$C_{D,0}$	Coefficiente de arrasto obtido para o cilindro não inclinado
$\overline{C_D}$	Coefficiente de arrasto médio total
$\overline{c_D}$	Coefficiente de arrasto médio seccional
$C_{D,n}$	Coefficiente de arrasto total baseado na componente da velocidade incidente que é normal ao eixo do cilindro, $C_{D,n} = 2F_D/\rho U_n^2 DL$
$\overline{C_{D,n}}$	Coefficiente de arrasto médio total, baseado na componente da velocidade incidente que é normal ao eixo do cilindro
C_D^{PI}	Coefficiente de arrasto previsto pelo Princípio da Independência, $C_D^{PI} = C_{D,0} \cos^2 \theta$
C_L	Coefficiente de sustentação total, $C_L = 2F_L/\rho U_\infty^2 DL$

$C_{L,0}$	Coefficiente de sustentação obtido para o cilindro não inclinado
C'_L	Valor RMS do coeficiente de sustentação total
c'_L	Valor RMS do coeficiente de sustentação seccional
$C'_{L,n}$	Valor RMS do coeficiente de sustentação total, baseado na componente da velocidade incidente que é normal ao eixo do cilindro
$C_{L,n}$	Coefficiente de sustentação total baseado na componente da velocidade incidente que é normal ao eixo do cilindro, $C_{L,n} = 2F_L/\rho U_n^2 DL$
C_L^{PI}	Coefficiente de sustentação previsto pelo Princípio da Independência, $C_L^{PI} = C_{L,0} \cos^2 \theta$
$C_{L,v}$	Parcela da força de sustentação em fase com a velocidade do corpo
$\widehat{C}_L$	Amplitude da força de sustentação
c_s	Constante de amortecimento estrutural
$c_{v,x}$	Coefficiente de amortecimento hidrodinâmico na direção paralela à correnteza
$c_{v,y}$	Coefficiente de amortecimento hidrodinâmico na direção transversal à correnteza
D	Diâmetro do cilindro
e	Espessura da parede do cilindro
F_D	Força de arrasto total
f_{dx}	Frequência dominante de oscilação na direção paralela à correnteza
f_{dy}	Frequência dominante de oscilação na direção transversal à correnteza
f_{dx}^*	Frequência adimensional dominante de oscilação na direção paralela à correnteza, $f_{dx}^* = f_{dx}/f_N$
f_{dy}^*	Frequência adimensional dominante de oscilação na direção transversal à correnteza, $f_{dy}^* = f_{dy}/f_N$
F_L	Força de sustentação total
$\widehat{F}_L$	Amplitude da força de sustentação total
f_N	Frequência natural do sistema, obtida em água parada

f_N^{AR}	Frequência natural do sistema, obtida em ar
f_o	Frequência de oscilação do movimento imposto
Fr	Número de Froude, $Fr = U_\infty/\sqrt{gD}$
Fr_{ld}	Número de Froude baseado no comprimento de linha d'água, $Fr_{ld} = U_\infty/\sqrt{gD}\sqrt{\cos\theta}$
Fr_n	Número de Froude baseado na componente da velocidade incidente que é normal ao eixo do cilindro, $Fr_n = U_n/\sqrt{gD}$
f_s	Frequência de emissão de vórtices
f_{sp}	Frequência de amostragem
f^*	Frequência adimensional, $f^* = f/f_N$
g	Módulo da aceleração gravitacional, valor adotado de $g = 9,81m/s^2$
H	Distância entre os <i>end-plates</i>
$\mathbf{H}(\cdot)$	Transformada de Hilbert
$\vec{i}$	Versor que define a direção da correnteza incidente
$\vec{j}$	Versor que define a direção transversal à correnteza incidente
$\vec{k}$	Versor que define a aceleração gravitacional, $\vec{g} = -g\vec{k}$
k	Rigidez do sistema
L	Comprimento imerso do cilindro
l_c	Comprimento do segmento do cilindro sobre o qual foram medidas as forças hidrodinâmicas
L_f	Comprimento de formação dos vórtices
L/D	Razão de aspecto
L_t	Comprimento total do cilindro
m_0	Momento espectral de ordem 0
ma^{pot}	Valor potencial da massa adicional, considerando um cilindro circular imerso em fluido sem fronteiras

ma_x	Massa adicional na direção paralela à correnteza
ma_y	Massa adicional na direção transversal à correnteza
m_d	Massa de fluido deslocado pelo corpo
m_s	Massa estrutural oscilante
m^*	Parâmetro de massa reduzida, $m^* = m_s/m_d$
N	Número de ocorrências
N_K	Número de modos de Koopman
Re	Número de Reynolds
Re_n	Número de Reynolds baseado na componente da velocidade incidente que é normal ao eixo do cilindro, $Re_n = U_n D/\nu$
R_{LL}	Função de correlação da esteira ao longo da envergadura do cilindro
s	Coordenada curvilínea
S_G	Parâmetro de Skop-Griffin, $S_G = 2\pi^3 St^2(m^*\zeta)$
Sc	Número de Scruton, $2m_s\zeta_s/\rho LD^2$
St	Número de Strouhal, $f_s D/U_\infty$
St_0	Número de Strouhal obtido para o cilindro não inclinado
St_n	Número de Strouhal baseado na componente da velocidade incidente que é normal ao eixo do cilindro, $St_n = f_s D/U_n$
St_β	Número de Strouhal relativo à emissão oblíqua
St^{PI}	Número de Strouhal previsto pelo Princípio da Independência, $St^{PI} = St_0 \cos \theta$
t	Tempo
t_v	Instantes de tempo nas visualizações de escoamento
t_v^*	Instantes de tempo adimensionais nas visualizações de escoamento
$\vec{u}$	Vetor velocidade
U_n	Componente da velocidade incidente que é normal ao eixo do cilindro

U_∞	Velocidade média do escoamento ao longe
u_x	Componente do vetor velocidade na direção dada pelo versor $\vec{i}$
$\overline{u_x}$	Média temporal de u_x
u'_x	Valor RMS de u_x
u_y	Componente do vetor velocidade na direção dada pelo versor $\vec{j}$
$\overline{u_y}$	Média temporal de u_y
u'_y	Valor RMS de u_y
u_z	Componente do vetor velocidade na direção dada pelo versor $\vec{k}$
$\overline{u_z}$	Média temporal de u_z
u'_z	valor RMS de u_z
U_t	Componente da velocidade incidente que é paralela ao eixo do cilindro
V_R	Velocidade reduzida, $V_R = U_\infty/f_N D$
$V_{R,n}$	Velocidade reduzida baseada na componente da velocidade incidente que é normal ao eixo do cilindro, $V_{R,n} = U_n/f_N D$
x	Deslocamento do corpo na direção definida pelo versor $\vec{i}$
x^*	Deslocamento do corpo na direção definida pelo versor $\vec{i}$, normalizado pelo diâmetro do cilindro, $x^* = x/D$
y	Deslocamento do corpo na direção definida pelo versor $\vec{j}$
y^*	Deslocamento do corpo na direção definida pelo versor $\vec{j}$, normalizado pelo diâmetro do cilindro, $y^* = y/D$

LISTA DE SIGLAS

CF	Cilindro fixo
CFI	Cilindro flexível
COF	Cilindro em oscilação forçada
DEP	Densidade Espectral de Potência
EPUSP	Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
Exp	Experimental
FAPESP	Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo
FINEP	Financiadora de Estudos e Projetos
GL	Grau de liberdade
IMF	<i>Intrinsic mode function</i>
MEF	Método dos Elementos Finitos
NDF	Núcleo de Dinâmica e Fluidos
Num	Numérico
PI	Princípio da Independência
PNV	Departamento de Engenharia Naval e Oceânica
RMS	<i>Root-mean square</i>
VIE	Vibrações induzidas pelo escoamento
VIP	Velocimetria por imagem de partícula
VIV	Vibrações induzidas pela emissão de vórtices

SUMÁRIO

Objetivos e organização da tese.....	39
1 Introdução.....	41
2 Revisão bibliográfica	47
2.1 Panorama geral das vibrações induzidas pelo escoamento.....	47
2.2 Escoamento ao redor de um cilindro estacionário.....	48
2.2.1 Efeitos do número de Reynolds	50
2.2.2 Breve discussão sobre os efeitos de extremidade	54
2.3 Cilindro livre para oscilar na direção transversal à correnteza	57
2.3.1 Previsão de máxima amplitude de vibração - o diagrama de Griffin e o diagrama de Griffin modificado.....	61
2.4 Cilindro livre para oscilar nas direções transversal e paralela à correnteza .	64
2.5 Cilindros flexíveis	67
3 Escoamento ao redor de cilindros inclinados	73
3.1 O Princípio da Independência	74
3.2 Uma justificativa teórica para o Princípio da Independência	75
3.3 Cilindros fixos e inclinados	78
3.3.1 Discussão dos efeitos de extremidade do cilindro	83
3.4 Cilindros inclinados oscilantes	91
3.5 Cilindros flexíveis inclinados	96
3.6 Verificação da validade do Princípio da Independência e identificação de lacunas existentes na literatura	97

4	Materiais e métodos experimentais e de análise dos resultados	101
4.1	Metodologia experimental e de análise	101
4.1.1	Instrumentação utilizada	107
4.2	Técnicas de análise de sinais	108
4.3	Técnica de visualização de escoamento	110
4.4	Medição do campo de velocidade - Uso da técnica de velocimetria por imagem de partícula (VIP)	111
5	Experimentos com o cilindro estacionário	115
5.1	Configuração de referência	115
5.2	Comparação entre os resultados com os cilindros inclinados	126
5.3	Visualização de escoamento	136
5.4	Medições do campo de velocidades	139
5.5	Aplicação da decomposição de Koopman	145
5.6	Considerações finais do Capítulo	149
6	Experimentos com um grau de liberdade	155
6.1	Ensaio de caracterização	155
6.1.1	Caracterização em ar	156
6.1.2	Caracterização em água parada	158
6.2	Configuração de referência	159
6.3	Comparação entre os resultados com os cilindros inclinados	166
6.3.1	Amplitude e frequência de oscilação	166
6.3.2	Coeficientes de força hidrodinâmica	170
6.3.3	Ângulos de fase	175
6.4	Visualizações de escoamento	178
6.5	Medições dos campos de velocidades	180
6.6	Considerações finais do capítulo	184

7 Experimentos com dois graus de liberdade.....	187
7.1 Ensaios de caracterização	187
7.1.1 Caracterização em ar	188
7.1.2 Caracterização em água parada	190
7.2 Configuração de referência	194
7.3 Comparação entre os resultados com os cilindros inclinados.....	203
7.3.1 Amplitude e frequência de oscilação	203
7.3.2 Coeficientes de força hidrodinâmica	220
7.3.3 Ângulos de fase	230
7.4 Visualizações de escoamento	234
7.5 Medições dos campos de velocidade	236
7.6 Considerações finais do capítulo	240
8 Exemplo de aplicação em uma <i>lazy-wave</i>	243
8.1 Configuração estudada e hipóteses adotadas	243
8.2 Condição I.....	249
8.3 Condição II	250
9 Conclusões finais e perspectivas de trabalhos futuros.....	255
Referências	263
Apêndice A – O canal de água recirculante.....	271
Apêndice B – Desenvolvimento da base elástica utilizada.....	273
B.1 Concepção do aparato	273
B.2 Uso do algoritmo genético	276
B.2.1 Determinação das frequências naturais - Discretização e solução do problema de autovalor	280

B.2.1.1	Aplicação do método e comparação com análise via Método dos Elementos Finitos (MEF)	282
B.2.1.2	A massa modal do sistema	283
B.2.2	Cálculos Estruturais	284
B.2.2.1	Cálculo de tensões e de flambagem	287
B.2.3	Avaliação das massas	288
B.2.4	Classificação das Soluções	288
B.2.5	Permutação das soluções	290
B.2.6	Resultados obtidos	291
B.3	Análises empregando o Método dos Elementos Finitos	292
B.3.1	Análise modal	293
B.3.2	Análise estrutural estática	295
B.3.3	Análise estática de flambagem	298
B.3.4	Análise harmônica	299
B.4	Detalhamento construtivo e montagem	300

Apêndice C – Comparação entre os resultados obtidos nos experimentos com um e dois graus de liberdade **303**

C.1	Configuração de referência	303
C.2	Comparação entre os resultados com os cilindros inclinados	306
C.2.1	Amplitude e frequência de oscilação	306
C.2.2	Coeficientes de força hidrodinâmica	313

Apêndice D – Decomposição de Koopman..... **323**

D.1	Conceitos gerais	323
D.2	Exemplo de aplicação a um sistema linear	324
D.3	Método de Arnoldi para sistemas lineares	325
D.4	Algoritmo	327

D.5	Análise modal não linear	327
Apêndice E – Publicações oriundas da pesquisa		329
E.1	Artigos apresentados em anais de conferências	329
E.2	Artigos aceitos ou submetidos a periódicos indexados	330

OBJETIVOS E ORGANIZAÇÃO DA TESE

A presente tese de doutorado, desenvolvida junto ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Naval e Oceânica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo¹, tem como objetivo mostrar que as características do escoamento ao redor de um cilindro inclinado podem não ser dependentes unicamente da componente da correnteza que é ortogonal ao eixo do cilindro.

Para tanto, foram conduzidos experimentos em um canal de água recirculante com cilindros rígidos e inclinados no plano que contém a correnteza. Os experimentos conduzidos abrangeram tanto cilindros estacionários, quanto sujeitos ao fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV). A tese também é composta por uma revisão bibliográfica crítica sobre o tema, bem como pela apresentação e discussão dos resultados experimentais.

Visando uma melhor organização, o texto está estruturado em nove Capítulos. No primeiro deles é apresentada uma introdução ao tema, explicitando algumas condições práticas que motivem o estudo do escoamento ao redor de cilindros inclinados.

No Capítulo 2, é realizada uma revisão bibliográfica geral do fenômeno de geração e desprendimento de vórtices ao redor de cilindros. A discussão de alguns resultados disponíveis na literatura é feita para cilindros estacionários, seguindo para modelos rígidos montados em apoio elástico e finalizada com a discussão para modelos flexíveis.

O terceiro Capítulo é dedicado exclusivamente à revisão bibliográfica do escoamento ao redor de cilindros cujo eixo não é ortogonal à direção do escoamento incidente. Ao final deste Capítulo, são identificadas algumas lacunas no conhecimento existente acerca do assunto na literatura e que podem ser eventualmente preenchidas com o auxílio da tese aqui apresentada.

No quarto Capítulo, a metodologia experimental de cada campanha de ensaios e os procedimentos de análise dos resultados das séries temporais são descritos em detalhes.

Os três Capítulos seguintes apresentam a metodologia experimental e a discussão dos resultados experimentais. O Capítulo 5 é dedicado à campanha experimental

¹PNV/EPUSP

com os cilindros estacionários, seguido por dois Capítulos dedicados aos experimentos com modelos rígidos montados em base elástica desenvolvida especificamente para esse doutorado.

O oitavo Capítulo é dedicado à aplicação de parte dos resultados obtidos no âmbito da presente tese a um problema encontrado na prática da engenharia oceânica.

Por fim, são tecidas conclusões acerca dos resultados obtidos e também apresentadas possíveis vertentes de estudo que podem servir como ramificações ou continuidade da presente tese.

1 INTRODUÇÃO

As vibrações induzidas pelo escoamento abrangem uma ampla classe de problemas relacionados à interação fluido-estrutura e que possuem importância em diversas áreas da engenharia. Um problema particular das vibrações induzidas pelo escoamento é o fenômeno de vibração induzida pela emissão vórtices (VIV).

Em linhas gerais, o VIV¹ consiste em um fenômeno não-linear de caráter auto-excitado e auto-limitado, com amplitudes máximas restritas a valores da ordem da dimensão característica da seção transversal da estrutura. No caso de cilindros circulares, a dimensão característica é o diâmetro.

Do ponto de vista puramente científico, o VIV configura um problema de interação fluido-estrutura fascinante, no qual as dinâmicas da estrutura e do fluido são acopladas.

Por outro lado, do ponto de vista prático, o VIV se mostra presente em vários problemas dos mais diversos campos da engenharia. Na engenharia civil, a dinâmica dos estais de pontes pode ser bastante afetada pela presença dessas vibrações. Na engenharia mecânica, o fenômeno se mostra importante, por exemplo, em trocadores de calor. No campo da engenharia oceânica, estruturas como os *risers*² têm no VIV um elemento fundamental em sua dinâmica.

Embora não seja tão impactante do ponto de vista de amplitude de movimento, o caráter auto-limitado do VIV pode ser fundamental na estimativa de vida útil de uma estrutura, por questões relativas à fadiga mecânica.

Devido a sua complexidade e importância, o fenômeno de VIV tem sido objeto de estudo de numerosos projetos envolvendo centros de pesquisa e Universidades ao redor do mundo.

¹Embora a sigla VIV esteja relacionada às vibrações induzidas pela emissão de vórtices, o uso do artigo definido “o” está relacionado ao termo implícito “fenômeno”. Ao longo de toda a tese será adotado o artigo masculino definido.

²*Risers* são estruturas amplamente empregadas em engenharia oceânica e que têm como uma de suas funções principais o transporte de óleo do fundo do mar e da plataforma.

No que tange ao grupo de pesquisa da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (EPUSP), os projetos de pesquisa financiados pela FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) e FINEP (Financiadora de Estudos e Projetos) possibilitaram o estudo de diversos aspectos do fenômeno, além da implantação da infraestrutura laboratorial disponível.

Embora o estudo do VIV conte com esforços do meio acadêmico e tecnológico, alguns aspectos do fenômeno ainda carecem de estudos. Dentre esses aspectos, podem ser destacados:

- Influência do número de Reynolds na resposta;
- Coexistência entre modos de vibrar de uma estrutura;
- Efeito do agrupamentos de cilindros;
- Efeito da razão de aspecto;
- Efeito do escoamento desenvolvido nas extremidades do cilindro;
- Influência do ângulo de inclinação do cilindro.

Embora todos esses aspectos possuam interesse técnico-científico, a presente tese visa apenas a investigação do escoamento ao redor de cilindros inclinados, depositando maior foco na abordagem experimental. Estão contidos no escopo do trabalho o escoamento ao redor de cilindros fixos e também o estudo do fenômeno de VIV em cilindros rígidos e elasticamente apoiados.

Em diversos problemas de interação fluido-estrutura encontrados na prática da engenharia, o eixo da estrutura não é ortogonal à direção da corrente incidente. No caso da engenharia oceânica, as configurações estática e dinâmica de *risers* podem ser modelada como uma catenária, como exposto, por exemplo, na tese de livre docência de Pesce (1997).

A Figura 1.1 apresenta, de maneira esquemática, os parâmetros de uma catenária imersa em um perfil de escoamento não uniforme, como é típico de operações de exploração petrolífera no mar. O exemplo apresentado na Figura 1.2 mostra que o ângulo de inclinação ao longo da catenária pode variar em um intervalo de 0 a cerca de 80 graus com relação à horizontal.

Figura 1.1: Parâmetros e esquematização de uma catenária.

Figura 1.2: Exemplo de catenária. T_H é a componente da tração na direção x e γ_r é o peso linear do cabo.

Outro problema encontrado na engenharia oceânica em que o escoamento não incide de maneira ortogonal ao eixo da estrutura está relacionado à dinâmica de unidades flutuantes, conforme pode ser visto na Figura 1.3. O artigo de Williams (2008) descreve o projeto conceitual de uma plataforma do tipo TLP³, cujas colunas consistem de elementos não ortogonais à superfície livre. Dentre as justificativas para a adoção dessa concepção está o menor movimento induzido pela passagem de ondas.

Figura 1.3: Representação de uma nova concepção de plataformas. Extraído de Williams (2008).

No problema da referida concepção de plataformas, o escoamento ao redor de cilindros inclinados pode excitar o fenômeno conhecido como movimento induzido pela emissão de vórtices (MIV), outro foco da pesquisa do grupo da EPUSP. A inclinação das colunas neste caso também pode ter um efeito mitigador do MIV. Embora o tema da presente tese se mostre importante em dois problemas relacionados à engenharia oceânica, existem diferenças importantes entre eles.

O efeito do escoamento gerado nas extremidades do cilindro tende a ser minimizado no estudo de *risers* devido ao fato de que essas estruturas possuem grande razão de aspecto, tipicamente $L/D > 10^3$. Por outro lado, o ângulo de inclinação dessas estruturas não é constante ao longo de seu comprimento.

Já no problema da unidade flutuante, a baixa razão de aspecto (tipicamente

³Do inglês, *tension leg platform*.

$L/D < 5$), somada à assimetria das condições de extremidade complica sobremaneira seu estudo. Conforme o leitor poderá ver no Capítulo 3, dedicado à revisão bibliográfica do escoamento ao redor de cilindros inclinados, os efeitos do escoamento gerado nas extremidades do cilindro inclinado podem influenciar a esteira vorticiosa desenvolvida ao longo de todo o seu comprimento. Note que o escoamento desenvolvido nas extremidades, a influência da razão de aspecto, bem como o efeito da inclinação do cilindro, consistem em tópicos ainda em aberto no tema de vibrações induzidas pela emissão de vórtices.

Após a apresentação de alguns problemas que motivem o estudo do escoamento ao redor de um cilindro inclinado, cabe uma breve introdução sobre como o problema é comumente estudado. No caso de uma estrutura cujo eixo não é ortogonal à direção da correnteza incidente, o procedimento de análise mais adotado é o Princípio da Independência⁴. Em linhas gerais, esse princípio atesta que as características do escoamento ao redor de um corpo de revolução inclinado são definidas apenas por sua componente normal ao eixo da mesma.

Pesquisadores têm focado seu interesse no tema de cilindros inclinados há mais de seis décadas. Estão disponíveis na literatura tanto trabalhos que busquem justificativas teóricas para o Princípio da Independência, como aqueles de Sears (1948) e Marshall (2003), quanto trabalhos que busquem identificar um ângulo crítico a partir do qual o referido princípio se mostre inválido.

Os trabalhos que buscam identificar um limite de validade para o Princípio da Independência foram conduzidos segundo diversas frentes de pesquisa. Dentre os trabalhos experimentais, podem ser citados os experimentos em túneis de vento de Hanson (1966) e van Atta (1968), as vibrações induzidas pela emissão de vórtices observadas por King (1977), o estudo experimental com cilindros estacionários e oscilantes de Ramberg (1983) e as medições de escoamento de Zhou et al. (2009).

Com o aumento da capacidade de processamento dos computadores, os estudos numéricos com cilindros inclinados ganharam força na última década, gerando publicações como os trabalhos de Lucor e Karniadakis (2003), Zhao, Cheng e Zhou (2009), Willden e Guerbi (2010) e Bourguet, Karniadakis e Triantafyllou (2012). Cumpre ressaltar que, respectivamente, os dois últimos trabalhos foram selecionados para apresentações orais nas conferências *BBVIV6-Bluff Bodies Wakes and Vortex-Induced Vibrations* e *FIV 2012 - International Conference on Flow-Induced Vibrations Conference (& Flow-Induced Noise)*,

⁴Uma descrição detalhada do Princípio da Independência e a revisão bibliográfica do escoamento ao redor de cilindros inclinados é feita no Capítulo 3.

dois dos principais simpósios na área. A presença de trabalhos de diversos grupos em conferências de importância reconhecida no meio indica o interesse da comunidade científica pelo tema.

Mesmo com esses trabalhos disponíveis na literatura, ainda não há um consenso sobre a existência e o valor de um ângulo crítico a partir do qual o Princípio da Independência perde validade. Uma questão ainda mais fundamental, e em aberto, consiste na descrição precisa e completa da esteira formada no escoamento ao redor de um cilindro inclinado. Uma particularidade inerente a todo experimento e que também carece de estudos é o efeito que o escoamento nas extremidades do cilindro desempenha na organização da esteira. Na revisão bibliográfica específica sobre o escoamento ao redor de cilindros inclinados, esses aspectos levantados serão retomados em detalhes para que, posteriormente, sejam discutidos à luz dos resultados experimentais obtidos.

A importância prática do tema, somada às lacunas citadas, motivaram a concepção de um conjunto de experimentos cujos resultados podem ajudar na melhor compreensão do assunto. Portanto, a análise crítica dos resultados utilizando diversas técnicas compõem a presente tese de doutorado.

Por meio da medição e da análise das séries temporais de força hidrodinâmica e de deslocamento do cilindro, afirma-se que o Princípio da Independência não se mostra válido para descrição das grandezas características da interação fluido-estrutura, em especial para ângulos de inclinação superiores a 30° com relação à direção ortogonal àquela da correnteza incidente. Como exemplos de tais resultados, podem ser destacadas a diminuição na máxima amplitude de oscilação e também a diferença entre os resultados obtidos nas orientações de montante e de jusante. O leitor interessado na discussão desses e de outros aspectos (alguns contra-intuitivos) ficará atento aos Capítulos 5, 6 e 8.3, onde as campanhas experimentais e os respectivos resultados são apresentados em detalhes.

Conforme mencionado, antes da discussão dos resultados obtidos no âmbito da presente tese, faz-se necessária uma revisão bibliográfica que ajude a estabelecer tanto os resultados já existentes na literatura quanto contextualizar a pesquisa conduzida. Essa revisão bibliográfica será apresentada nos Capítulos 2 e 3 da tese e abrange conceitos relativos ao escoamento ao redor de cilindros inclinados e não inclinados, sendo essa última condição o foco do Capítulo seguinte.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Panorama geral das vibrações induzidas pelo escoamento

O problema de vibrações induzidas pelo escoamento (VIE) consiste em um ponto de fundamental importância em diversas áreas da engenharia. Em aerodinâmica, a dinâmica da estrutura da asa de uma aeronave é bastante afetada por um fenômeno conhecido como *flutter*.

Na engenharia civil, estruturas como torres de chaminés e fundações de pontes estão imersas em um campo de escoamento, o que as leva a experimentar forças oscilatórias devidas ao desprendimento alternado dos vórtices.

Já no campo da engenharia naval e oceânica, existe um número bastante grande de estruturas cuja dinâmica é afetada pelas VIE, como por exemplo *risers* e plataformas monocolunas ou semi-submersíveis.

As fontes de excitação das VIE podem ser agrupadas seguindo a nomenclatura adotada em Naudascher e Rockwell (2005). Segundo essa referência, a excitação pode ser classificada em três grupos básicos:

- **Excitação devida a mecanismos externos** (*Extraneously induced excitation*) é caracterizada por flutuações nos campos de velocidade ou pressão, e que independem da instabilidade ou do movimento (exceto pelos termos de massa adicional e amortecimento fluido). Um exemplo de excitação dessa natureza se faz presente em um cilindro imerso na esteira de um segundo cilindro.
- **Excitação induzida por instabilidade** (*Instability-induced excitation*) está associada a mecanismos de instabilidade do escoamento provocado pela presença de um corpo. A geração e desprendimento de vórtices ao redor de uma estrutura circular fixa leva ao aparecimento de uma força de sustentação que se enquadra nessa classe.

- **Excitação induzida por movimento** (*Movement-induced excitation*) ocorre quando o movimento de um corpo modifica o campo de pressões do escoamento de forma a que surjam forças fluidas que modificam a dinâmica da estrutura em questão. Um exemplo dessa natureza de excitação é o *flutter* de fólios.

Obviamente, existem estruturas que estão sujeitas a uma excitação que pode surgir da combinação de duas ou mais das fontes anteriores. Um exemplo importante e que é foco da tese de doutorado consiste nas vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV), onde uma estrutura elástica¹ imersa em um campo de escoamento sofre ação de uma força hidrodinâmica, que pode ser modelada de forma harmônica e monocromática. Caso a frequência dessa força seja próxima de uma frequência natural da estrutura, esta passa a oscilar, o que acaba por modificar o fenômeno de geração e desprendimento de vórtices responsável pelo início das oscilações.

Finalizada essa breve apresentação das vibrações induzidas pelo escoamento, as próximas Seções visam explicitar os fundamentos teóricos do fenômeno de geração e desprendimento de vórtices em cilindros rígidos fixos (ou estacionários) e livres para oscilar, sempre sujeitos a escoamento com incidência normal ao eixo do cilindro, suposto de seção circular.

Obedecendo uma ordem crescente em complexidade, segue uma discussão acerca do VIV em cilindros flexíveis, onde o escoamento incide ortogonal ao eixo da estrutura. A revisão bibliográfica referente ao problema do escoamento ao redor de cilindros inclinados será feita no capítulo 3.

2.2 Escoamento ao redor de um cilindro estacionário

O escoamento de um fluido real² ao redor de uma estrutura caracteriza-se por uma fina camada próxima à superfície da mesma conhecida como camada limite. Na região externa à camada limite, os efeitos da viscosidade do fluido podem ser desprezados, ao passo que desempenham um papel capital em seu interior.

Na superfície de um corpo, a viscosidade faz com que haja a condição de não escorregamento³. Essa condição impõe que, nos pontos da superfície do corpo, a velocidade relativa entre fluido e corpo seja nula.

¹Uma estrutura elástica pode ser entendida nesse trabalho tanto como um cilindro rígido montado em apoio elástico, quanto um cilindro flexível.

²Um fluido real é entendido aqui como aquele que possui viscosidade não nula.

³Essa condição também é chamada de Princípio da Aderência Completa.

No caso de escoamento ao redor de uma seção circular, verifica-se a presença de um gradiente adverso de pressão. Esse gradiente, em conjunto com a presença do atrito, tende a desacelerar o fluido até o ponto em que ocorra uma inversão no sentido da velocidade, caracterizando assim a separação do escoamento. A dedução desse fato pode ser encontrada, por exemplo, na tese de livre docência de Meneghini (2002).

Embora dependente do número de Reynolds Re (mais adiante definido), o ponto de separação do escoamento ocorre por volta de 80 graus com relação ao ponto de estagnação frontal e está associado à formação de duas camadas cisalhantes livres. Assim, em virtude do cilindro apresentar a separação do escoamento em grande parte da sua superfície, ele é denominado genericamente de corpo rombudo.

Essas camadas cisalhantes interagem entre si e acabam sendo responsáveis pela geração e desprendimento alternado de vórtices. O trabalho de Gerrard (1966) descreve um modelo bidimensional para a formação da esteira vorticiosa. Segundo esse trabalho, o escoamento acaba por se dividir em três caminhos, conforme esquematizado na Figura 2.1.

Figura 2.1: Modelo bidimensional de geração e desprendimento de vórtices. Extraído de Gerrard (1966).

A parcela de escoamento que segue pelo caminho “a” diminui a intensidade do vórtice formado no lado oposto; a porção de fluido que segue para a direção “b” é atraída pela região de alta circulação do lado oposto até que ela acabe interrompendo a alimentação de circulação do vórtice, fazendo com que ele atinja sua circulação final e se desprenda da camada cisalhante. Por fim, a porção que segue pelo caminho “c” contribui para a formação do novo vórtice, agora alimentado pela camada cisalhante oposta, fechando o mecanismo de geração da esteira.

Finalizada a apresentação do mecanismo de geração de vórtices ao redor de um

cilindro, segue a apresentação de alguns efeitos do número de Reynolds na dinâmica da esteira vorticosa.

2.2.1 Efeitos do número de Reynolds

No caso de um corpo sem cantos-vivos ou pontos fixos de separação (caso de um cilindro circular), a geração e desprendimento de vórtices na esteira passa a ser função do número de Reynolds (Re), dado por:

$$Re = \frac{U_{\infty} D}{\nu} \quad (2.1)$$

Onde U_{∞} é a velocidade do escoamento incidente, D é o diâmetro do cilindro e ν é a viscosidade cinemática do fluido. A Figura 2.2 apresenta os regimes da esteira como função do valor do número de Reynolds.

Figura 2.2: Representação esquemática da dependência da esteira com o número de Reynolds.

Para a condição em que $Re < 5$, observa-se que o escoamento é simétrico com relação à montante e jusante do cilindro, apresentando dois pontos de estagnação.

Aumentado-se o número de Reynolds para o intervalo entre 5 e 40, a separação do escoamento ocorre de maneira que as camadas cisalhantes livres não sejam tangentes

à superfície do corpo e de tal forma que surjam dois vórtices estacionários de circulação oposta. Um novo incremento no valor de Re ($40 < Re < 50 \approx 70$) modifica o ponto de separação, fazendo com que as camadas cisalhantes tangenciem à superfície do corpo. Acima de um valor crítico do número de Reynolds, a esteira passa a apresentar comportamento oscilatório. Esse valor crítico é bastante dependente do nível de perturbações externas.

Acima de $Re = 90$, as camadas cisalhantes começam a se enrolar, dando início ao processo de desprendimento de vórtices de maneira regular. No intervalo $90 < Re < 150$, o regime de formação da esteira é denominado de laminar.

O regime denominado subcrítico é compreendido entre $300 < Re < 1,5 \times 10^5$ e é caracterizado pelo ponto de separação do escoamento ocorrendo em um ângulo de aproximadamente 80° com relação ao ponto de estagnação frontal. Nesse regime, o ponto de transição para a turbulência na camada limite é deslocado mais para montante.

O regime crítico ($2 \times 10^5 < Re < 7 \times 10^5$) é caracterizado por uma drástica mudança das características da esteira. O ponto de separação do escoamento é bastante próximo, embora anterior, ao ponto de transição de turbulência. Observa-se também uma tendência de as camadas cisalhantes livres aderirem novamente à superfície do cilindro.

Finalmente, no regime pós-crítico, a transição para a turbulência ocorre antes do ponto de separação do escoamento. A turbulência na camada limite acaba por aumentar sua energia cinética, tornando-a capaz de ser mais resistente ao gradiente adverso de pressão, responsável pela separação do escoamento. Nesse regime, o ponto de separação ocorre em um ângulo superior a 100° com relação ao ponto de estagnação frontal, fazendo com que a esteira seja novamente organizada.

Em virtude das características da esteira serem dependentes do valor do número de Reynolds, é de se esperar uma variação dos coeficientes de arrasto médio ($\overline{C_D}$) e sustentação⁴ (C'_L), bem como do número de Strouhal (St). Neste ponto, é importante definir estes parâmetros como:

⁴Usualmente, o coeficiente de sustentação é representado pelo valor RMS de sua série temporal.

$$St = \frac{f_s D}{U_\infty} \quad (2.2)$$

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho U_\infty^2 DL} \quad (2.3)$$

$$C_L = \frac{2F_L}{\rho U_\infty^2 DL} \quad (2.4)$$

Onde L é o comprimento imerso do cilindro, f_s é a frequência de emissão de vórtices, F_D é a força de arrasto e F_L a força de sustentação.

O trabalho de Norberg (2001) discute aspectos relacionados à força de sustentação e à dinâmica da esteira de um cilindro estacionário. A Figura 2.3 mostra a variação do número de Strouhal com o número de Reynolds, no qual pode-se notar que, para uma larga faixa de Re , o número de Strouhal é aproximadamente constante e igual a $St = 0,20$.

Figura 2.3: Variação do número de Strouhal com o número de Reynolds. Extraído de Norberg (2001).

A Figura 2.4 ilustra a variação da raiz quadrada do valor quadrático médio do coeficiente de sustentação seccional (c'_L) com o número de Reynolds. Para o regime turbulento, observam-se mudanças drásticas no valor de c'_L , enquanto a variação do número de Strouhal é bastante suave. No intervalo $1 \times 10^3 < Re < 1 \times 10^4$, é possível notar que a regressão proposta por Norberg é caracterizada por valores muito baixos de c'_L (tipicamente $c'_L \approx 0,05$), seguida de uma tendência de aumento. Nesse mesmo intervalo de números de Reynolds, existe uma grande dispersão entre os resultados obtidos pelos diversos autores

que compõem a Figura em análise.

Cumprе ressaltar que os resultados de c'_L publicados na Figura 2.4 e as regressões experimentais apresentadas em Norberg (2003) referem-se somente a resultados seccionais do coeficiente de sustentação, de forma que a comparação com resultados obtidos por meio da força hidrodinâmica total (C'_L) deve ser feita com muita cautela, conforme será discutido na Seção 5.1. Cumprе também ressaltar que, por conta dos gabaritos do laboratório e da metodologia de seleção do diâmetro do modelo⁵, o intervalo de números de Reynolds característico das campanhas experimentais é $4 \times 10^3 < Re < 1,4 \times 10^4$, o que configura uma dificuldade adicional nas análises dos resultados por conta da dispersão dos dados da literatura.

Figura 2.4: Variação de c'_L com o número de Reynolds. Extraído de Norberg (2001).

Essa discussão encerra a presente Subseção. O leitor que tiver interesse em uma leitura mais aprofundada acerca da dependência das características da esteira vorticiosa com o número de Reynolds pode consultar os artigos de Williamson (1989, 1996), Norberg (2001, 2003) e os livros de Blevins (2001), Zdravkovich (2003b, 2003a) e Païdoussis, Price e Langre (2011).

A próxima Subseção tem como foco principal uma breve discussão acerca dos efeitos que o escoamento gerado pelas extremidades do cilindro desempenha na esteira. A opção por uma Subseção específica para esse fim reside no fato de que a esteira vorticiosa pode apresentar uma forte dependência das condições de extremidade do cilindro inclinado. Dessa forma, a apresentação de alguns conceitos relativos ao problema de escoamento ao redor de um cilindro não inclinado pode ajudar na melhor compreensão da

⁵A metodologia de seleção do modelo é apresentada no apêndice B da tese.

discussão que será feita oportunamente na Seção 3.3.1, dedicada somente ao problema de escoamento oblíquo.

2.2.2 Breve discussão sobre os efeitos de extremidade

Particularmente, duas condições de extremidade serão discutidas no presente texto. A primeira condição é a existência de *end-plates*, que são placas posicionadas próximas ou anexadas à extremidades do cilindro, com o intuito de modificar localmente o escoamento. A segunda condição de extremidade é a existência da interface água-ar, ou superfície livre. O enfoque em tais condições se deve ao fato de elas serem as mais próximas daquelas presentes nos experimentos realizados.

No artigo de Szepessy e Bearman (1992), é descrita uma extensa campanha experimental conduzida com o objetivo de estudar os efeitos das distâncias entre os *end-plates* no intervalo de número de Reynolds $8 \times 10^3 < Re < 1,4 \times 10^5$. Dentre as principais conclusões extraídas do artigo, os autores apontam que os efeitos da razão de aspecto na força de sustentação são fortemente dependentes do número de Reynolds.

Mesmo no caso de um cilindro não inclinado, a esteira formada pode ser emitida de maneira não paralela ao eixo da estrutura. Os artigos de Williamson (1989) e Hammache e Gharib (1991) estudam experimentalmente os efeitos da inclinação dos *end-plates* no ângulo de inclinação da esteira. Segundo Williamson (1989), os modos de emissão paralelo e oblíquo são intrínsecos do escoamento próximo ao cilindro e advêm de condições de contorno distintas. Não obstante, os artigos relacionam as descontinuidades na curva $St(Re)$ à emissão oblíqua, de modo que o uso da relação $St_0 = St_\beta / \cos\beta$ (β é o ângulo de emissão da esteira e St_β é o número de Strouhal relativo à emissão oblíqua) elimina as descontinuidades, conforme proposto por Williamson (1989). Note que esse resultado consiste no uso da componente normal da correnteza incidente.

Os efeitos da superfície livre no problema do escoamento ao redor de um cilindro fixo não inclinado e que transpassa a superfície livre já foram estudados tanto no âmbito experimental quanto numérico. Para uma melhor avaliação dos efeitos de superfície livre, o número de Froude $Fr = U_\infty / \sqrt{gD}$ deve ser levado em conta nas análises. O número de Froude é um indicativo da deformação da superfície livre, de modo que, quanto maior seu valor, maior a deformação a ele associada.

Uma primeira análise do comportamento do vetor vorticidade $\vec{\omega}$ na superfície livre pode ser conduzida seguindo o procedimento adotado em Gharib e Weigand (1996),

considerando-a indeformável (isto é, se movimenta tal qual um corpo rígido em translação pura), plana e perfeitamente limpa⁶. Maiores detalhes acerca da interação entre vorticidade e superfície livre também podem ser encontrados nos artigos de Rood (1994) e Lang e Gharib (2000).

Considere que (x, y) seja o plano que contém a superfície livre indeformada e também o vetor vorticidade $\vec{\omega} = \omega_x \vec{i} + \omega_y \vec{j} + \omega_z \vec{k}$, que possui componentes:

$$\begin{aligned}\omega_x &= \frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ \omega_y &= \frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \\ \omega_z &= \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y}\end{aligned}\tag{2.5}$$

Admitindo as características mencionadas acima para a superfície livre, nela são obtidas as seguintes relações:

$$\begin{aligned}u_z &= \text{constante} \\ \frac{\partial u_z}{\partial x} &= \frac{\partial u_z}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} &= \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0\end{aligned}\tag{2.6}$$

Levando as relações 2.6 às Equações 2.5, obtém-se, então:

$$\omega_x = \omega_y = 0\tag{2.7}$$

A Equação 2.7 indica que, na superfície livre descrita, só existe a componente ω_z . Fisicamente, a conexão dos vórtices se dá de maneira perpendicular a superfície livre.

Do ponto de vista de simulações numéricas, os resultados apresentadas nos artigos de Suh, Yang e Stern (2011) e Yu, Avital e Williams (2008) mostram que, nas proximidades da superfície livre, o processo de emissão dos vórtices é mais afetado (podendo até ser suprimido) quanto maior o número de Froude, que, por sua vez, está relacionado à deformação da mesma. A mitigação do fenômeno de desprendimento de vórtices está relacionada ao aumento da distância entre as camadas cisalhantes livres. A Figura 2.5,

⁶Por superfície livre limpa, deve ser entendido que ela não resiste à distorção. Esse nome foi importado da literatura de língua inglesa *clean*, utilizada no artigo de Gharib e Weigand (1996).

extraída de Suh, Yang e Stern (2011), apresenta a elevação instantânea da superfície livre para números de Froude iguais a 0,2 e 0,8.

Figura 2.5: Elevação instantânea da superfície livre. Acima: $Fr = 0,8$; abaixo: $Fr = 0,2$. Extraído de Suh, Yang e Stern (2011).

Note que a profundidade da depressão formada à jusante do cilindro é muito mais pronunciada no caso de maior valor do número de Froude. Além disso, a rugosidade da superfície livre na simulação com $Fr = 0,8$ está relacionada à presença de estruturas vorticosas logo abaixo da interface água-ar. Tais estruturas vorticais são paralelas à interface, enquanto que a clássica esteira de von Kármán predomina longe da interface, conforme pode ser visualizado na Figura 2.6, também extraída de Suh, Yang e Stern (2011). Na simulação com $Fr = 0,2$, os vórtices paralelos à superfície livre são menos pronunciados por conta da menor deformação da mesma. Os vórtices em forma de colar também se tornam mais pronunciados com o aumento do número de Froude.

A discussão da influência das condições de extremidade do cilindro existentes no conjunto de experimentos que compõem a tese de doutorado encerra a Seção destinada à revisão bibliográfica do escoamento ao redor de cilindros estacionários. Obviamente, a leitura completa dos artigos citados fornece um panorama muito mais amplo do que aquele apresentado no presente texto. Dessa forma, as três Seções seguintes deste Capítulo dedicam-se à apresentação de alguns conceitos gerais do VIV. A próxima Seção destina-se ao caso no qual o cilindro pode oscilar somente na direção transversal à correnteza.

Figura 2.6: Estruturas vorticiais instantâneas. Acima: $Fr = 0,8$; abaixo: $Fr = 0,2$. Extraído de Suh, Yang e Stern (2011).

2.3 Cilindro livre para oscilar na direção transversal à correnteza

Os estudos experimentais com cilindros rígidos oscilando podem ser conduzidos em duas frentes. Uma delas consiste nas oscilações forçadas, onde são prescritos movimentos de amplitude e frequência bem definidas, por meio de dispositivos específicos. A outra frente consiste em montar o modelo em uma base elástica e monitorar a resposta obtida. A base elástica geralmente permite a oscilação do cilindro apenas na direção transversal à correnteza ou, de maneira simultânea, nas direções transversal e paralela à correnteza. A revisão bibliográfica descrita adiante contempla apenas o caso de cilindros montados em base elástica.

Conforme já mencionado, o movimento do corpo modifica drasticamente a esteira formada. Segundo o artigo de Bearman (1984), dentre essas mudanças destacam-se o aumento no comprimento de correlação e o controle da frequência de emissão pela frequência de movimento do corpo.

Na condição de escoamento onde a frequência de emissão de vórtices f_s é próxima à frequência natural da estrutura f_N , ocorre o fenômeno de sincronização ou *lock-in*. Williamson e Govardhan (2004) oferecerem uma definição alternativa de sincronização, na qual a frequência de oscilação da esteira é próxima da frequência de movimento do corpo. Por se tratar de um fenômeno ressonante, na condição de *lock-in* são observadas as maiores amplitudes de oscilação, o que também pode ser explicado pelo aumento no comprimento de correlação.

Um modelo bastante simples, porém ilustrativo do problema de VIV em um cilindro rígido montado em base elástica, pode ser dado por um sistema clássico de segunda ordem, regido pela equação:

$$m_s \ddot{y} + c_s \dot{y} + ky = F_L(t) \quad (2.8)$$

O lado esquerdo da Equação 2.8 está relacionado às características da estrutura, como sua massa m_s , a constante de amortecimento c_s e a rigidez k . Já o lado direito contém a força de sustentação total no modelo $F_L(t)$. Na condição de sincronização, diversos textos, como por exemplo, Khalak e Williamson (1999) assumem como boa aproximação um comportamento harmônico para essa força, de modo que:

$$F_L(t) = \widehat{F}_L \sin(\omega_s t + \phi_y) \quad (2.9)$$

$$y(t) = A_y \sin(\omega_s t) \quad (2.10)$$

Utilizando os parâmetros adimensionais descritos na Tabela 2.1, as seguintes expressões podem ser obtidas:

$$A^* = \frac{1}{4\pi^3} \frac{C_L \sin \phi_y}{\zeta(m^* + Ca^{pot})} \left(\frac{V_R}{f^*} \right)^2 f^* \quad (2.11)$$

$$f^* = \sqrt{\frac{m^* + Ca^{pot}}{m^* + Ca_y}} \quad (2.12)$$

A análise da Equação 2.11 mostra que o ângulo de fase ϕ_y desempenha um papel fundamental na amplitude de resposta. Nas vibrações induzidas pela emissão de vórtices, somente são observados valores para os quais $\sin \phi_y > 0$, o que fisicamente significa que o trabalho realizado pelo fluido sobre o corpo é positivo.

Tabela 2.1: Grupos adimensionais. Adaptado de Khalak e Williamson (1999).

Grandeza	Símbolo	Expressão
Parâmetro de massa reduzida	m^*	$\frac{m_s}{\pi D^2 L/4}$
Coeficiente de amortecimento	ζ	$\frac{c_s}{2\sqrt{k(m_s+ma^{pot})}}$
Frequência natural em água	f_N	$\sqrt{\frac{k}{m+ma^{pot}}}$
Velocidade reduzida	V_R	$\frac{U_\infty}{f_N D}$
Amplitude adimensional	A^*	$\frac{A_y}{D}$
Frequência adimensional	f^*	$\frac{f}{f_N}$
Coeficiente de arrasto	C_D	$\frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL}$
Coeficiente de sustentação	C_L	$\frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL}$
Número de Reynolds	Re	$\frac{U_\infty D}{\nu}$

O termo Ca^{pot} é o coeficiente de massa adicional relacionado ao termo potencial do escoamento (suposto um fluido de domínio sem fronteiras), e assume o valor unitário. O termo de massa adicional Ca_y pode ser entendido como a parcela da força de sustentação em fase com a aceleração do corpo.

O comportamento do valor de Ca_y é bastante distinto do valor potencial, de modo que ele é função tanto da amplitude, quanto da frequência de oscilação do cilindro. O artigo de Vikestad, Vandiver e Larsen (2000) calcula a massa adicional para esse problema por meio de um procedimento no domínio do tempo, segundo a equação:

$$Ca_y = -\frac{8}{nT\rho D^2 L(\omega A_y)^2} \int_t^{t+nT} F_L \ddot{y} dt \quad (2.13)$$

O mesmo trabalho apresenta uma tendência decrescente e monotônica da curva de Ca_y como função da velocidade reduzida, cruzando um valor nulo em $V_R \approx 8$ e tendendo uma valor assintótico $Ca_y = -1$ para $V_R > 12$. Um trabalho posterior sobre o tema da massa adicional foi publicado pelo grupo de pesquisas da EPUSP, Fajarra e Pesce (2002), onde é apresentada uma forma de obtenção da massa adicional no domínio da frequência, por meio da Transformada de Fourier (F). Nesse caso, o coeficiente de massa adicional é dado por:

$$Ca_y = \frac{-4}{\rho\pi D^2 L} \text{Real} \left(\frac{F[F_L]}{F[\ddot{y}]} \right) \quad (2.14)$$

Apesar das diferenças nas concepções dos experimentos, os resultados de massa adicional calculados via domínio do tempo aderem aos resultados obtidos via domínio da frequência, com a vantagem de uma ligeira melhoria na obtenção do valor assintótico $Ca_y = -1$.

Esse valor assintótico merece uma discussão um pouco mais aprofundada e será baseada nos resultados da dissertação de mestrado de Cunha (2005) e no subsequente artigo publicado por Cunha et al. (2006). Por meio do estudo de três modelos fenomenológicos descritivos do fenômeno de VIV, os autores concluem que a massa adicional é o resultado mais robusto previsto pelos modelos fenomenológicos estudados. A assíntota $Ca_y \rightarrow -1$ é observada para todos os tipos de osciladores descritivos do fluido, incluindo o oscilador linear. Dessa forma, a referida assíntota é característica de qualquer sistema dinâmico excitado com frequência muito acima daquela de ressonância.

Outro aspecto notável do VIV diz respeito à existência de ramos distintos na curva

de amplitude de resposta. Para baixos valores do parâmetro $m^*\zeta$, três ramos distintos podem ser observados, conforme descrito no trabalho de Khalak e Williamson (1999).

O primeiro ramo⁷ é denominado “*initial branch*” e corresponde às baixas amplitudes de resposta, tipicamente abrangendo valores de velocidade reduzida $3 < V_R < 4$. No intervalo $4 < V_R < 7$, o ramo de resposta é denominado “*upper branch*”, no qual são observadas as maiores amplitudes de oscilação. Por fim, o “*lower branch*” se estende de $V_R \approx 7$ a $V_R \approx 11$ e caracteriza-se como um ramo no qual a amplitude de oscilação é praticamente constante. O término do “*lower branch*” coincide com a dessincronização e a consequente queda da amplitude de oscilação. A Figura 2.7 apresenta esses ramos de resposta.

Figura 2.7: Amplitude e frequência de resposta, $m^* = 2,4$. Extraído de Williamson e Govardhan (2008).

Para baixos valores de m^* , é observado também que o *lock-in* ocorre para um valor de f^* maior que a unidade. Para experimentos com $m^* = 2,4$, por exemplo, o artigo de Williamson e Govardhan (2004) apresenta resultados de frequência de oscilação em $f^* = 1,4$.

2.3.1 Previsão de máxima amplitude de vibração - o diagrama de Griffin e o diagrama de Griffin modificado

Uma última questão a ser apresentada acerca do fenômeno de VIV em cilindros rígidos com um grau de liberdade diz respeito às máximas amplitudes de resposta observada. A

⁷Assim como outras nomenclaturas em língua inglesa adotadas ao longo do texto, os ramos de resposta constituem um jargão da área.

presente revisão bibliográfica apresentará duas formas de previsão, o diagrama de Griffin e o diagrama de Griffin modificado.

Ambas as formas de previsão buscam avaliar, por meio da compilação de resultados oferecidos por diversos autores, a máxima amplitude de oscilação como função de alguns parâmetros importantes no VIV, como por exemplo, m^* e ζ . O procedimento mais antigo é o diagrama de Griffin, elaborado por Griffin e co-autores durante a década de 70. Esse diagrama exibe a máxima amplitude de oscilação em função do parâmetro de Skop-Griffin⁸, S_G , dado por:

$$S_G = 2\pi^3 St^2 (m^* \zeta) \quad (2.15)$$

Onde St é o número de Strouhal para o cilindro fixo. A Figura 2.8 traz a curva de máxima amplitude de oscilação em função de S_G .

Figura 2.8: O diagrama de Griffin. Extraído de Skop e Balasubramanian (1997).

Uma versão melhorada do gráfico foi apresentada em Williamson e Govardhan (2004), contemplando apenas cilindros rígidos montados em apoio elástico e livres para oscilar na direção transversal à correnteza. A Figura 2.9 apresenta essa versão do diagrama de Griffin.

Com a consideração de apenas uma configuração experimental, torna-se mais direta a comparação com os dados publicados por diversos pesquisadores devidamente

⁸Conforme nomenclatura apresentada em Khalak e Williamson (1999). Note que o parâmetro de Skop-Griffin é proporcional ao parâmetro de massa-amortecimento $m^* \zeta$.

Figura 2.9: O diagrama de Griffin, considerando apenas modelos rígidos montados em apoio elástico unidirecional. Extraído de Williamson e Govardhan (2004).

citados no trabalho de Williamson e Govardhan (2004). Também é possível a avaliação das amplitudes do “*lower-branch*” e do “*upper branch*” separadamente.

O diagrama de Griffin modificado foi proposto no trabalho Govardhan e Williamson (2006). No referido trabalho, os autores estudaram os efeitos da variação de m^* e de ζ de maneira independente, por meio de um atuador que permite trabalhar o nível de amortecimento desejado. Além disso, a influência do número de Reynolds na máxima amplitude de oscilação também foi foco desse estudo. Um resultado importante obtido foi outra regressão para a máxima amplitude, agora levando em conta não apenas o parâmetro de massa-amortecimento, como também os efeitos do número de Reynolds.

Essa expressão consiste no produto de duas funções de uma única variável. Neste caso, a função $g(\alpha)$ é dependente dos parâmetros de massa reduzida e de amortecimento, uma vez que $\alpha = (m^* + Ca^{pot})\zeta$, e a função $f(Re)$ tem como argumento o número de Reynolds, de modo que a máxima amplitude de oscilação é dada por:

$$A_{MAX}^* = g(\alpha)f(Re) = (1 - 1,12\alpha + 0,30\alpha^2) \log_{10}(0,41Re^{0,36}) \quad (2.16)$$

O diagrama de Griffin modificado é uma ferramenta bastante útil na comparação de resultados obtidos com aqueles disponíveis na literatura. Conforme será visto no Capítulo 6, dedicado aos experimentos de VIV com um grau de liberdade, existe uma boa aderência entre a máxima amplitude obtida no ensaio com o cilindro não inclinado e a previsão do diagrama de Griffin modificado.

2.4 Cilindro livre para oscilar nas direções transversal e paralela à correnteza

Conforme visto na Seção anterior, estudos com cilindros rígidos montados em apoio elástico com liberdade de oscilação apenas na direção transversal ao escoamento têm sido conduzidos por décadas. Entretanto, somente nos últimos anos focou-se em estudos com cilindros livres para oscilar em duas direções, ou, de maneira equivalente, sistemas com dois graus de liberdade. Mesmo artigos abrangentes no tópico de VIV, como por exemplo, Sarpkaya (2004) e Williamson e Govardhan (2008), dedicam um espaço reduzido a sistemas com dois graus de liberdade, quando comparados ao problema de um grau de liberdade.

Os trabalhos de Jauvtis e Williamson (2003, 2004) detalham os resultados experimentais obtidos para um cilindro rígido livre para oscilar nas direções transversal e paralela à correnteza⁹.

O apoio elástico empregado consiste de uma placa suspensa por meio de quatro cabos presos ao teto do laboratório, levando a um sistema totalmente simétrico em termos de inércia e rigidez, o que, em outras palavras, implica em valores de m^* e de ζ idênticos nas duas direções.

O trabalho de Jauvtis e Williamson (2004) apresenta resultados para duas faixas de m^* . Para $m^* > 6$, região de valores moderados deste parâmetro segundo definição dos próprios autores, as amplitudes de oscilação na direção transversal àquela da correnteza são praticamente as mesmas para o cilindro com um ou dois graus de liberdade. No entanto, para a região de baixos valores do parâmetro de massa reduzida ($m^* < 6$), mudanças importantes na resposta ocorrem.

Considerando sistemas de baixo parâmetro de massa reduzida, uma das mudanças verificadas comparando os resultados obtidos com o sistema de um grau de liberdade, é o deslocamento do pico de amplitude para um valor de velocidade reduzida $V_R \approx 8$. Além disso, o pico de amplitude na direção y tem seu valor aumentado de maneira importante, atingindo $A_y^* = 1,50$. A amplitude na direção x , mínima no caso de m^* moderado, agora atinge um valor significativo $A_x^* = 0,30$. Esse fato já havia sido observado na análise experimental do VIV em cilindros flexíveis, conforme será melhor descrito na próxima Seção do presente Capítulo.

⁹Por questão de conveniência, o presente texto também pode adotar a nomenclatura x e y para as direções paralela e transversal à correnteza.

(a) Amplitude de resposta.

(b) Frequência de resposta.

Figura 2.10: Curvas de amplitude e frequência de resposta para $m^* = 7$. Extraído de Jauvtis e Williamson (2004).

Essas amplitudes elevadas de oscilação estão associadas a um novo ramo de resposta, denominado “*super-upper branch*”, por sua vez ligado a um padrão de emissão de vórtices denominado $2T$, no qual duas trincas de vórtices são emitidas em cada ciclo.

A influência do parâmetro m^* na resposta de um cilindro livre para oscilar em dois graus de liberdade também foi estudada no trabalho de Stappenbelt e O’Neill (2007), da

(a) Amplitude de resposta.

(b) Frequência de resposta.

Figura 2.11: Curvas de amplitude e frequência de resposta para $m^* = 2,6$. Extraído de Jauvtis e Williamson (2004).

Universidade da Austrália. Nesse trabalho, apresentam-se curvas de amplitude e frequência resposta, parametrizadas em m^* , tanto para cilindros livres para oscilar somente na direção y somente quanto nas direções x e y ¹⁰.

¹⁰Cabe ressaltar que as curvas obtidas a partir de cilindros com um ou dois graus de liberdade foram

Os resultados de Stappenbelt e O'Neill (2007) recuperam aqueles obtidos anteriormente por Jauvtis e Williamson (2004), segundo os quais o efeito da vibração na direção paralela à correnteza podem ser desprezados para valores de m^* superiores a um certo limite. A discrepância existe quando da definição do valor de transição, enquanto o grupo de pesquisadores da Austrália chegaram a $m^* = 8,5$, essa transição ocorre para $m^* = 6$ segundo o grupo de pesquisa da Universidade de Cornell.

Dentre as razões aventadas pela diferença de comportamento, sugere-se que somente o valor do parâmetro de massa não o explique por completo, sendo talvez necessária a consideração do nível de amortecimento ζ dos aparatos. Stappenbelt e Lalji (2008) mostraram, por intermédio de uma investigação experimental onde o parâmetro de massa era sistematicamente alterado, que o produto $m^*\zeta$ é responsável pela presença do “*super upper branch*” e, portanto, pela influência do grau de liberdade na direção paralela à correnteza na dinâmica do cilindro. Os autores estabelecem o valor crítico $m^*\zeta = 6,6 \times 10^{-2}$, abaixo do qual as oscilações na direção x modificam significativamente a resposta no grau de liberdade ortogonal.

Embora haja essa pequena divergência, os grupos de pesquisa da Austrália e de Cornell concordam que os códigos numéricos de previsão do VIV em estruturas oceânicas devam atentar para os efeitos da oscilação na direção x em suas rotinas, uma vez que o valor de m^* dessas estruturas é próximo da unidade.

Conforme mencionado, a questão dos efeitos da presença de um grau de liberdade a mais na oscilação ainda carece de estudos visando uma maior confiabilidade na aplicação em modelos semi-empíricos, de modo que os resultados obtidos no âmbito da presente pesquisa também podem ser úteis nesse sentido.

A próxima Seção da revisão bibliográfica tem como objetivo a apresentação de alguns aspectos do fenômeno de VIV em cilindros flexíveis, uma condição mais próximas daquela encontrada na engenharia oceânica e de dinâmica mais complexa.

2.5 Cilindros flexíveis

Dando continuidade à revisão bibliográfica, segue a apresentação de alguns resultados importantes do VIV em cilindros flexíveis, estruturas que possuem uma dinâmica mais rica do que as condições já apresentadas e que constituem uma condição mais próxima à encontrada, por exemplo, na dinâmica de *risers*. Alguns aspectos particulares de corpos

construídas com base no mesmo aparato experimental.

flexíveis, como por exemplo, a presença de dois ou mais modos naturais coexistindo, os efeitos de variação temporal da tração e a presença de ondas progressivas, constituem problemas em aberto no tópico de VIV¹¹.

Antes do início da apresentação de alguns resultados relativos às vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros flexíveis, cabe um comentário. Os trabalhos aqui descritos focam apenas a condição de escoamento que incidem de maneira ortogonal ao eixo da estrutura, embora uma condição bastante comum encontrada na prática da engenharia oceânica seja a catenária. Nesse tipo de estrutura, além da presença de dois ou mais modos de vibração passíveis de excitação pelo fenômeno, o ângulo de inclinação da seção varia ao longo do comprimento. A título de alerta, o Capítulo 8 da presente tese faz uma aplicação dos resultados obtidos com os cilindros inclinados no problema do escoamento ao redor de um *riser* em configuração do tipo *lazy-wave*. Além disso, cumpre informar ao leitor que o grupo de pesquisas da EPUSP também vem conduzindo pesquisas no intuito de estudar o fenômeno de VIV em uma catenária.

No artigo de Pesce e Fuarra (2000), um modelo flexível montado em balanço, com valor de $m^* = 2,4$ e $(m^* + Ca^{pot})\zeta = 1,6 \times 10^{-2}$, foi instrumentado com extensômetros de modo a se obter a curva de amplitude e frequência como função da velocidade reduzida para o primeiro modo de vibrar do modelo. À época, os autores mostraram a existência de um ramo de resposta caracterizado por uma máxima amplitude superior àquela comumente observada nos experimentos com um grau de liberdade, além do deslocamento do ponto onde esse máximo era observado para velocidades reduzidas próximas a $V_R = 8$.

Pesce e Fuarra (2005) posteriormente identificaram esse ramo de grandes amplitudes como sendo o “*super upper branch*” que Jauvtis e Williamson (2004) observaram para um cilindro rígido montado em base elástica com dois graus de liberdade e de parâmetro $(m^* + Ca^{pot})\zeta = 1,3 \times 10^{-2}$. Dessa forma, existe uma importante similaridade na curva de resposta obtidas com os cilindros rígido e flexível em valores semelhantes do parâmetro $(m^* + Ca^{pot})\zeta$. A Figura 2.12 apresenta a comparação entre esses experimentos.

O artigo de Fuarra et al. (2001) apresenta resultados experimentais de um cilindro flexível também em balanço, entretanto com rigidez na direção do escoamento muito maior do que aquela na direção transversal a ele. A diferença de rigidez entre as duas direções fez com que o modelo tenha oscilação predominante na direção transversal à correnteza incidente, embora tenha sido observado um ramo de resposta para valores

¹¹Embora o problema de modulação da tração (e, por consequência, da frequência natural) seja um tópico ainda carente de respostas, esse aspecto não será abordado na revisão bibliográfica aqui realizada.

Figura 2.12: Comparação entre os resultados com modelo flexível e o modelo rígido montado em apoio elástico. Extraído de Pesce e Fugarra (2005).

altos de velocidade reduzida, tipicamente em $V_R > 12$.

Outra linha de experimentos com modelos flexíveis é aquela composta por testes conduzidos em campo, e portanto sem um controle tão rigoroso dos parâmetros quanto os ensaios em laboratório. O trabalho de Vandiver et al. (2005) apresenta resultados de um longo cilindro flexível rebocado em um lago. Dentre os principais resultados obtidos pelos pesquisadores, destaca-se a presença de um número grande de modos naturais (entre o oitavo e o vigésimo quarto) no espectro de resposta correspondente às oscilações na direção transversal à correnteza. Dessa forma, a análise modal da estrutura passa a ser uma importante ferramenta na análise dos resultados.

O artigo Vandiver, Jaiswal e Jhingran (2009) é um trabalho experimental semelhante, no qual alguns aspectos ainda carentes de respostas são levantados. Um desses aspectos está relacionado à presença de ondas estruturais flexionais e progressivas ao invés de ondas estacionárias. Essas ondas progressivas são favorecidas pelo fato de o modelo ser dominado pela rigidez geométrica e, portanto, associada ao esforço axial.

Uma classe de experimentos de VIV em cilindros flexíveis que tem sido explorada nos últimos anos é aquela baseada em um cilindro imerso em uma correnteza apenas em parte de seu comprimento. Chaplin et al. (2005a, 2005b) apresentam os resultados

experimentais de um modelo tracionado, juntamente com a previsão por meio de códigos numéricos elaborados por diversos grupos de pesquisa mundiais, incluindo um código desenvolvido na EPUSP.

Na mesma linha de experimentos, Huera-Huarte e Bearman (2009a, 2009b) apresentam resultados relativos à resposta do cilindro, como amplitudes e frequências de oscilação nas direções do escoamento e transversal a ele, além da estimativa do coeficiente de arrasto e de visualização da esteira vorticiosa.

Além dos experimentos no qual o cilindro é sujeito a escoamento apenas em uma porção de seu comprimento, existem diversos estudos nos quais o perfil de correnteza é não uniforme ao longo da envergadura do cilindro. Uma motivação para essa classe de estudos reside no fato de que a correnteza oceânica varia tanto em direção quanto em intensidade ao longo da profundidade. Diversos artigos estudam esse tipo de problema, dentre os quais podem ser destacados os trabalhos de Willden e Graham (2001), Srinil (2011) e Bourguet, Karniadakis e Triantafyllou (2011).

O artigo de de Lima et al. (2007) utiliza o Método dos Vórtices Discretos (MVD) discretos para avaliar a resposta de um SCR (*steel catenary riser*) ao VIV e o consequente dano por fadiga. Conforme mencionado anteriormente, o caráter auto-excitado do VIV faz com que a questão da fadiga seja bastante importante no estudo da vida útil de estruturas de prospeção de petróleo.

Yamamoto et al. (2004) e Meneghini et al. (2004) também utilizam o MVD no estudo numérico de cilindros flexíveis sujeitos ao VIV. Uma das comparações feitas nesses trabalhos é aquela na qual os resultados de amplitude são confrontadas com o experimento em balanço de Fujarra (1997). Embora a tendência das curvas de amplitude como função da velocidade reduzida sejam as mesmas, o pico de amplitude observado nas simulações atinge um valor máximo intermediário entre “*upper branch*” e o “*lower branch*” experimentais.

A discussão acerca de alguns resultados disponíveis da literatura acerca do fenômeno de VIV em cilindros flexíveis não inclinados encerra o presente Capítulo. Cumpre ressaltar que os assuntos explorados no presente Capítulo ainda reservam mais detalhes. Entretanto, fez-se a opção pela apresentação somente dos aspectos gerais do fenômeno. Aos leitores com interesse em tópicos não contemplados na revisão bibliográfica aqui descrita, cabe o convite à leitura dos livros de Blevins (2001), Zdravkovich (2003a, 2003b), Naudascher e Rockwell (2005) e Païdoussis, Price e Langre (2011).

Finalizada a revisão bibliográfica dos conceitos gerais acerca do escoamento ao redor de cilindros não inclinados, o Capítulo seguinte é dedicado especificamente à discussão de aspectos particulares do escoamento oblíquo ao redor de cilindros circulares.

3 ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDROS INCLINADOS

Visando uma melhor organização da tese, as Seções que compõem o presente Capítulo apresentam a mesma estrutura utilizada na revisão bibliográfica descrita no Capítulo anterior. Este Capítulo tem início com a apresentação do Princípio da Independência (PI) e das hipóteses que garantem sua validade. Em seguida, é feita uma revisão bibliográfica acerca do escoamento oblíquo ao redor de cilindros estacionários, seguida pela descrição do fenômeno de VIV. Para cada uma dessas condições de estudo, são apresentados aspectos tanto relativos à configuração da esteira, quanto ao cálculo de algumas grandezas por meio do Princípio da Independência.

Após a apresentação das características do escoamento ao redor de cilindros inclinados, segue uma discussão acerca da validade ou não do Princípio da Independência, segundo trabalhos existentes na literatura. Ao término do Capítulo, pretende-se identificar as lacunas de conhecimento existentes na literatura e que podem ser melhor compreendidas com o texto aqui apresentado.

Cumpre ressaltar que, embora a seção transversal sobre a qual incide o escoamento tenha a forma elíptica, existe uma tendência de associar o escoamento ao redor de um cilindro inclinado como equivalente ao problema de um cilindro de seção elíptica não inclinado. Conforme apresentado nos experimentos com cilindros estacionários elípticos descritos em Shirakashi, Hasegawa e Wakiya (1986) e no livro de Zdravkovich (2003a), bem como experimentos de VIV com cilindros da mesma natureza apresentados em Franzini et al. (2009), esse fato não é verdadeiro devido à inexistência de componente axial do escoamento incidente. Dessa forma, a revisão bibliográfica de cilindros de seção elíptica, embora de interesse ao meio acadêmico e tecnológico, está fora do escopo do presente texto.

3.1 O Princípio da Independência

O tratamento usual dado ao problema do escoamento ao redor de um corpo de revolução cujo eixo é inclinado com relação à correnteza incidente U_∞ é baseado no denominado Princípio da Independência (PI), Lei dos Cossenos ou Princípio da Decomposição Normal. Segundo esse princípio, as características do escoamento são definidas unicamente pela componente da velocidade que é normal ao eixo do corpo, U_n . Ao longo do presente texto, o ângulo de inclinação θ é medido entre a direção ortogonal àquela da correnteza incidente e o eixo do cilindro, conforme ilustra a Figura 3.1.

Figura 3.1: Escoamento ao redor de um cilindro inclinado.

Como consequência do Princípio da Independência, na esteira de um cilindro inclinado, espera-se que os vórtices sejam emitidos de maneira paralela ao eixo do cilindro. Dessa forma, as visualizações do escoamento têm se mostrado ferramenta importante na comprovação ou não dessa conjectura, conforme será apresentado mais adiante.

A redefinição de algumas grandezas, por meio do PI, torna-se imediata nos casos da velocidade reduzida corrigida $V_{R,n}$ e do número de Reynolds corrigido Re_n ¹, segundo as seguintes equações:

$$V_{R,n} = \frac{U_n}{f_N D} = V_R \cos \theta \quad (3.1)$$

$$Re_n = \frac{U_n D}{\nu} = Re \cos \theta \quad (3.2)$$

A definição de outras grandezas para o caso de um cilindro inclinado como, por exemplo, o número de Strouhal St_n e os coeficientes de arrasto $C_{D,n}$ e sustentação $C_{L,n}$

¹Ao longo do presente texto, a nomenclatura $()_n$ indicará a grandeza tomada considerando a componente da correnteza incidente normal ao eixo do cilindro. As definições da forma $()_0$ fazem referência aos coeficientes obtidos para o modelo não inclinado, portanto com $\theta = 0^\circ$.

corrigidos, são mais sutis e, portanto, merecem um destaque maior.

Sejam f_s a frequência de emissão de vórtices no escoamento ao redor de um cilindro inclinado e St_0 o número de Strouhal para o modelo não inclinado ($\theta = 0^\circ$), de acordo com o artigo Willden e Guerbi (2010), sabe-se que:

$$f_s = \frac{St_0 U_n}{D} = \frac{St_0 U_\infty \cos \theta}{D} \iff \frac{f_s D}{U_\infty} = St^{PI} = St_0 \cos \theta \quad (3.3)$$

Um procedimento análogo, descrito no mesmo artigo, pode ser utilizado para definir os coeficientes de arrasto e sustentação de um cilindro, resultando em:

$$C_D^{PI} = C_{D,0} \cos^2 \theta \quad (3.4)$$

$$C_L^{PI} = C_{L,0} \cos^2 \theta \quad (3.5)$$

Outra avaliação do número de Strouhal para o cilindro inclinado é definida no trabalho de Zhou et al. (2009). Na definição dos referidos autores, a frequência de emissão de vórtices é adimensionalizada por meio da componente U_n do escoamento, levando a:

$$St_n = \frac{f_s D}{U_n} = \frac{f_s D}{U_\infty \cos \theta} \quad (3.6)$$

O cálculo dos adimensionais constituem, juntamente com os métodos de visualização de escoamento, ferramentas importantes na verificação da validade ou não do Princípio da Independência. A descrição dos resultados de diversos autores utilizando esses métodos é foco das Seções de 3.3 a 3.5.

3.2 Uma justificativa teórica para o Princípio da Independência

O objetivo da presente Seção é apresentar uma justificativa teórica via simplificação da equação de Navier-Stokes, baseada na ordem de grandeza dos termos. Essa simplificação, proposta no artigo de Sears (1948), é válida considerando-se um cilindro inclinado de comprimento infinito e a presença de uma camada limite laminar.

As três coordenadas utilizadas na definição do problema consistem em uma componente curvilínea s ao longo da superfície lateral do cilindro, uma componente n normal

a essa superfície e uma componente z , paralela ao eixo do cilindro, conforme explicitado na Figura 3.2.

Figura 3.2: Definições das coordenadas relativas ao escoamento ao redor de um cilindro inclinado.

As equações de Navier-Stokes e da continuidade² para essas coordenadas são escritas na forma do sistema:

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial s} + u_n \frac{\partial u_s}{\partial n} + u_z \frac{\partial u_s}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_s}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 u_s}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 u_s}{\partial z^2} \right) \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_n}{\partial s} + u_n \frac{\partial u_n}{\partial n} + u_z \frac{\partial u_n}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_n}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 u_n}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 u_n}{\partial z^2} \right) \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_z}{\partial s} + u_n \frac{\partial u_z}{\partial n} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial s} + \frac{\partial u_n}{\partial n} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (3.10)$$

Idealizando o cilindro com comprimento infinito, as derivadas das grandezas com relação à coordenada z são nulas. Empregando também as hipóteses clássicas na formulação das equações da camada limite do escoamento ao redor de um cilindro, o sistema pode ser reescrito de maneira simplificada como:

²Ao longo de todo o texto, somente serão considerados escoamentos incompressíveis.

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial s} + u_n \frac{\partial u_s}{\partial n} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_s}{\partial n^2} \right) \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_z}{\partial s} + u_n \frac{\partial u_z}{\partial n} = \nu \left(\frac{\partial^2 u_t}{\partial n^2} \right) \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial s} + \frac{\partial u_n}{\partial n} = 0 \quad (3.14)$$

Introduzindo mudanças de variáveis análogas àquelas apresentadas na tese de livre docência de Meneghini (2002), dadas por:

$$\xi = \frac{s}{D} \quad \eta = \sqrt{Re_n} \frac{n}{D} \quad t' = t \frac{U_n}{D} \quad p' = \frac{p}{\rho U_n^2} \quad (3.15)$$

$$u_s = U_n f(\xi, \eta, t') \quad u_n = \frac{U_n h(\xi, \eta, t')}{\sqrt{Re_n}} \quad u_z = U_t f(\xi, \eta, t') \quad (3.16)$$

A forma final do sistema de equações é:

$$\frac{\partial f}{\partial t'} + f \frac{\partial f}{\partial \xi} + h \frac{\partial f}{\partial \eta} = -\frac{\partial p'}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial \eta} = 0 \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial g}{\partial t'} + f \frac{\partial g}{\partial \xi} + h \frac{\partial g}{\partial \eta} = \frac{\partial^2 g}{\partial \eta^2} \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{\partial h}{\partial \eta} = 0 \quad (3.20)$$

Sears (1948) observa que o sistema final de equações guarda muitas similaridades com o sistema obtido para o cilindro não inclinado. Tais equações mostram que, de posse das componentes u_s e u_n obtidas para o cilindro orientado segundo $\theta = 0^\circ$, a componente do escoamento na direção axial é dada pela integração de uma equação linear, justificando desta forma a nomenclatura *Princípio da Independência*.

Existem, no entanto, algumas limitações na aplicação da teoria descrita, dentre as quais o livro de Zdravkovich (2003b) destaca:

- A teoria da camada limite laminar não é válida a partir do ponto de separação do escoamento, desta forma, restringindo a validade do Princípio da Independência à

região compreendida entre os pontos de estagnação frontal e de separação;

- O estudo do escoamento ao redor de um cilindro de comprimento infinito pode ser inviável de ser realizado experimentalmente;
- Assumindo que a instabilidade da camada limite ocorra em um valor de número de Reynolds crítico Re_c para cilindros não inclinados e que o escoamento ao redor de um cilindro inclinado esteja sujeito às mesmas perturbações, é de se esperar que o número de Reynolds crítico nessa situação seja $Re_{cn} = Re_c \cos \theta$. No entanto, a presença da componente axial do escoamento modifica o valor de Re_{cn} .

As deduções e comentários tecidos ao longo da presente Seção devem ser levados em conta na análise dos resultados do escoamento ao redor de um cilindro inclinado. No caso particular de trabalhos experimentais, as condições de extremidade devem ser analisadas com cautela, dado que elas podem introduzir localmente efeitos tridimensionais no escoamento. A Seção seguinte apresenta alguns aspectos relacionados ao escoamento ao redor de cilindros inclinados e fixos, na qual uma Subseção é inteiramente dedicada à discussão dos efeitos de extremidade.

3.3 Cilindros fixos e inclinados

A esteira formada por um cilindro inclinado apresenta algumas particularidades quando comparada com as características da esteira de um cilindro não inclinado e se mostra dependente das condições de extremidade do mesmo.

Um primeiro aspecto sobre o campo de escoamento ao redor de cilindros inclinados é a presença de uma componente na direção do eixo da estrutura, tornando o escoamento ao redor da mesma intrinsecamente tridimensional. A Figura 3.3 apresenta as linhas de corrente do escoamento ao redor de um cilindro inclinado segundo um ângulo $\theta = 45^\circ$. Após a passagem pela superfície do cilindro, as linhas de corrente tendem a se curvar, com parte do fluido percorrendo uma certa distância ao longo do mesmo.

Um outro aspecto que pode ser destacado reside no fato de que a esteira pode ser emitida de maneira não paralela ao eixo do cilindro, conforme resultado de simulações numéricas do tipo DNS apresentado na Figura 3.4. No problema de escoamento oblíquo, as condições da extremidade do cilindro são extremamente importantes na organização da esteira e, portanto, do ângulo β no qual os vórtices são emitidos (definido entre os

eixos do cilindro e do tubo vortical). Um maior detalhamento dos efeitos da extremidade do cilindro será conduzido na Seção 3.3.1.

Figura 3.3: Linhas de corrente do escoamento ao redor de um cilindro inclinado. Extraído de Zhao, Cheng e Zhou (2009).

Figura 3.4: Visualização da esteira de um cilindro estacionário. $Re = 10^3$ e $\theta = 70^\circ$. Extraído de Lucor e Karniadakis (2003).

A Figura 3.5 apresenta as esteiras de um cilindro inclinado em $\theta = 40^\circ, 60^\circ$ e 80° , obtidas por meio de simulações numéricas sob condições de contorno periódicas empregando o método dos elementos espectrais e apresentadas no trabalho de Willden e Guerbi (2010). Para $\theta = 40^\circ$, a esteira observada é bastante similar àquela correspondente ao cilindro não inclinado (ver Figura 3.5(a)), com os tubos de vórtices ligeiramente ondulados,

praticamente paralelos ao eixo do cilindro e configurando o padrão de emissão $2S$. Nota-se também a presença minoritária de vórtices alinhados com a direção do escoamento.

Figura 3.5: Visualização da esteira de um cilindro inclinado fixo, $Re = 400$. Extraído de Willden e Guerbi (2010).

Para o cilindro inclinado segundo $\theta = 60^\circ$ (ver Figura 3.5(b)) observa-se uma melhoria na organização da esteira e a presença de dois valores de inclinação β dos tubos de vórtices, comportamento que já fora observado nos experimentos descritos em Ramberg (1983). Willden e Guerbi (2010) apontam um ângulo de emissão $\beta = 11^\circ$ para $\theta = 60^\circ$ e $Re = 400$. Esse valor é bastante próximo ao resultado de Lucor e Karniadakis (2003) para $\theta = 70^\circ$ e $Re = 10^3$.

Na condição de inclinação $\theta = 80^\circ$, os vórtices são emitidos de maneira praticamente ortogonal ao eixo do cilindro ($70^\circ < \beta < 82^\circ$), conforme pode ser visto na 3.5(c). Essa emissão de vórtices praticamente ortogonal ao eixo do cilindro configura um regime característico do intervalo de ângulos de inclinação $70^\circ < \theta < 80^\circ$, conforme mencionado por Willden e Guerbi (2010).

Além das características topológicas da esteira, a verificação do Princípio da Independência no caso de cilindros estacionários também é feita por meio da avaliação de adimensionais, conforme apresentado na Seção 3.1. Dentre esses adimensionais, podem ser destacados o número de Strouhal e os coeficientes de força hidrodinâmica.

Hanson (1966) apresenta resultados experimentais em túnel de vento de um fio circular inclinado. Para ângulos de inclinação no intervalo $\theta < 68^\circ$, o autor verifica a validade da relação proposta por Roshko para cálculo do número de Strouhal em cilindros não inclinados, desde que o número de Reynolds seja calculado com base na componente do escoamento normal ao eixo do cilindro. Dessa forma, tem-se que:

$$St_n = \frac{f_s D}{U_\infty \cos \theta} = 0,212 - \frac{4,5}{Re_n}, \quad \theta < 68^\circ \quad (3.21)$$

Posteriormente, van Atta (1968) verificou que a descontinuidade observada por Hanson para $\theta = 68^\circ$ está possivelmente associada à sincronização entre a frequência de emissão dos vórtices e uma das frequências naturais do cilindro.

Willden e Guerbi (2010) utilizaram as definições das Equações 3.3 e 3.5 para cálculo dos adimensionais. Com base nas mesmas, sabe-se que nos casos em que o Princípio da Independência é válido, a relação entre o número de Strouhal previsto St^{PI} e o avaliado St deve ser muito próxima da unidade. O mesmo raciocínio deve ser aplicado na análise dos coeficientes de força hidrodinâmica.

Figura 3.6: Variação dos adimensionais com a inclinação θ do cilindro estacionário. Extraído de Willden e Guerbi (2010).

Baseados nos resultados apresentados na Figura 3.6, os autores observam que, para ângulos de inclinação superiores a 40° , as relações definidas acima diferem consideravelmente da unidade, indicando uma violação do Princípio da Independência. Também é possível observar que, para inclinações $\theta > 60^\circ$, os valores previstos de número de Strouhal e coeficiente de arrasto são subestimados em uma porcentagem substancial. Embora o coeficiente de sustentação também seja subestimado, essa porcentagem é menor quando comparada aos demais adimensionais.

Neste mesmo contexto, outro trabalho que pode ser destacado é o de Zhou et al. (2009), no qual as componentes do campo de velocidades na esteira são medidas experimentalmente. A Figura 3.7 apresenta os resultados experimentais da função densidade espectral da componente transversal da velocidade na esteira de cilindros inclinados. Esses resultados mostram que considerar o número de Strouhal corrigido pela componente da velocidade normal ao eixo do cilindro (Equação 3.6) faz com que as curvas praticamente não dependam da inclinação θ do cilindro.

Figura 3.7: Avaliação do número de Strouhal. Extraído de Zhou et al. (2009).

Uma inspeção mais detalhada da Figura 3.7 revela algumas outras particularidades da esteira de um cilindro inclinado. A primeira delas diz respeito a presença de superharmônicos (segundo e terceiro, mais especificamente) para o caso do cilindro não inclinado ($\theta = 0^\circ$) e inclinado em $\theta = 15^\circ$, não sendo observados nas demais inclinações estudadas. Esse resultado também foi obtido nos experimentos que compõem o presente texto e será discutido oportunamente no Capítulo 5.

O aumento do ângulo de inclinação tem outros dois efeitos importantes no espectro mostrado. O primeiro deles é o aumento da largura de banda do espectro em torno da frequência dominante³, ou seja, da frequência de desprendimento de vórtices. O outro ponto a ser destacado é deslocamento do pico de intensidade para valores maiores da frequência de desprendimento, o que aumenta o valor do número de Strouhal St_n .

³ Esse efeito também é observado nos artigos Zhao, Cheng e Zhou (2009) e Smith, Moon e Kao (1972).

A Tabela 3.1 traz os valores do número de Strouhal St_n citados no corpo do artigo de Zhou et al. (2009). Para $\theta < 15^\circ$, a diferença dos valores de St_n com relação ao modelo vertical é inferior às incertezas experimentais, avaliadas em 8%. Para $\theta = 45^\circ$, a diferença é de cerca de 15%, o que os autores indicam ser um indício de que o Princípio da Independência não seja mais válido.

Tabela 3.1: Número de Strouhal St_n em função da inclinação do modelo. Dados extraídos de Zhou et al. (2009).

θ	St_n
0°	0,195
15°	0,202
30°	0,206
45°	0,224

Conforme mencionado ao longo da presente Seção, os efeitos tridimensionais provocados pelo escoamento gerado nas extremidades de um cilindro inclinado podem modificar a esteira de vórtices. Dessa forma, a próxima Subseção é inteiramente dedicada à apresentação de resultados pertencentes à literatura que exploram esses efeitos.

3.3.1 Discussão dos efeitos de extremidade do cilindro

No escopo do presente texto, as extremidades do cilindro estão sujeitas a condições de contorno assimétricas, conforme será melhor discutido no Capítulo 4. A extremidade inferior do cilindro está bastante próxima de uma parede no qual a velocidade do fluido deve ser nula, enquanto que a sua extremidade superior transpassa a superfície livre.

No problema do escoamento ao redor de um cilindro inclinado estacionário, o escoamento ao redor das extremidades desempenha um papel fundamental nas características da esteira vorticosa. Ramberg (1983) é um dos trabalhos mais importantes no tema e ilustra, via experimentos de visualização de escoamento, a esteira formada para vários ângulos de inclinação θ , conforme apresentado na Figura 3.8.

Para o modelo não inclinado, ou com baixa inclinação, os tubos de vórtices não são perfeitamente retos e paralelos ao eixo do cilindro. Com o aumento do ângulo de inclinação, a esteira tende a apresentar uma melhor organização, porém é inclinada de um valor diferente daquela do modelo. O incremento nos valores de θ faz com que a esteira se divida em dois modos com ângulos de inclinação e frequência distintos.

Figura 3.8: Experimento de visualização de escoamento ao redor de um cilindro inclinado - $Re = 1,6 \times 10^2$ e $20 < L/D < 100$. Extraído de Ramberg (1983).

Um novo aumento do ângulo de inclinação promove um desprendimento do tubo de vórtices na região de transição entre os referidos modos, formando na porção superior do cilindro (correspondente à extremidade mais a montante) uma estrutura anexada à parede do cilindro e praticamente alinhada à direção do escoamento. Conforme a inclinação aumenta, o comprimento do cilindro afetado por tal estrutura também aumenta.

Os ângulos de emissão β apresentam sensibilidade tanto com a condição de montagem experimental, quanto com o número de Reynolds. No já citado trabalho experimental de Ramberg (1983), o modelo é montado em um túnel de vento e submetido a escoamento com número de Reynolds $Re = 1,6 \times 10^2$ com diversas condições de *end-plate*. O autor observa que, na porção superior do modelo (correspondente à extremidade do cilindro que se encontra mais à montante do escoamento), o ângulo β é substancialmente distinto da inclinação do cilindro, conforme pode ser observado na Figura 3.8. O artigo de Thakur, Liu e Marshall (2004) apresenta resultados experimentais com o cilindro montado em um carro de reboque e observa que a esteira, na mesma porção do modelo, é inclinada de um ângulo inferior a θ . A Figura 3.9 ilustra, de maneira esquemática, algumas configurações da esteira de um cilindro fixo inclinado.

As diferentes esteiras observadas por Ramberg (1983) e Thakur, Liu e Marshall (2004) junto à extremidade do cilindro mais à montante do escoamento foram justificadas neste último trabalho. No caso de um cilindro rebocado, a velocidade relativa da parede do laboratório é ligeiramente diferente daquela de convecção dos vórtices. Dessa forma, como os vórtices devem terminar nas paredes, estes formam um ângulo menor do que a inclinação do cilindro junto à extremidade. Por outro lado, no caso de um experimento em túnel de vento, a velocidade de convecção dos vórtices é a velocidade relativa entre esses elementos e a parede, dando origem a um ângulo maior nas proximidades da extremidade. Conforme o próprio artigo de Thakur, Liu e Marshall (2004) atesta, o melhor entendimento do mecanismo descrito depende de um estudo mais focado na interação vórtice-parede, fugindo do escopo do referido trabalho.

Ramberg (1983) testou ainda diversas formas das extremidades do cilindro (cônicas, hemisféricas e *end-plates*). No caso da extremidade do cilindro reta e paralela à parede, a transição entre os modos (ou regimes) de emissão de vórtices é observada para um ângulo de inclinação no intervalo $30^\circ < \theta < 40^\circ$, em $Re = 1,6 \times 10^2$. Outro aspecto estudado pelo autor é a obtenção de emissão de vórtices paralela ao eixo do cilindro, mesmo para um cilindro inclinado e sob a variação do ângulo do *end-plate*, em um procedimento mais tarde adotado nos experimentos com cilindros não inclinados de Williamson (1989)

Figura 3.9: Representações esquemáticas da esteira de um cilindro fixo inclinado.

e Hammache e Gharib (1991).

Embora utilizando uma montagem experimental bastante distinta e uma única condição de extremidade (a saber, um semi-elipsóide), além de números de Reynolds mais elevados ($Re = 7,2 \times 10^3$, $1,35 \times 10^4$ e $2,76 \times 10^4$) e razão de aspecto $L/D = 23,3$, os resultados experimentais descritos em Snarski (2004) indicam a transição em $\theta \approx 38^\circ$ do regime de emissão de vórtices clássico para o regime do vórtice anexado ao cilindro, em concordância com os resultados de Ramberg (1983). O referido trabalho aponta ainda a transição do regime de vórtice anexado para um regime de camada limite axial em $\theta \approx 68^\circ$.

As medições experimentais da flutuação do campo de pressão na parede de um cilindro inclinado em função da envergadura do cilindro são discutidas nos artigos Hogan e Hall (2010, 2011). Nos referidos trabalhos, os autores demonstram a existência de estru-

turas de escoamento bem organizadas, formadas na extremidade do cilindro posicionada mais à montante e que são responsáveis por modificações qualitativas no conteúdo espectral. Conforme pode ser visto na Figura 3.10, as referidas estruturas de escoamento são caracterizadas por baixas frequências, tipicamente da ordem de $fD/U_n \approx 0,05$. Outro aspecto levantado pelos autores é a diminuição do comprimento de correlação da esteira e de sua organização e intensidade com o aumento da inclinação do cilindro.

Figura 3.10: Distribuição espectral de energia ao longo do cilindro. Escoamento da esquerda para a direita. Extraído de Hogan e Hall (2011)

A influência do comprimento do cilindro inclinado na esteira vorticosa foi estudado de maneira indireta no artigo experimental de Matsuzaki et al. (2004), no qual os autores investigam, por meio de visualizações de escoamento, os efeitos conjuntos da distância H entre os *end-plates* e da inclinação do cilindro. A Figura 3.11 mostra que, para $\theta = 0^\circ$ e $A = H/D = 30$, a esteira vorticosa formada é regular, com formato de arco nas extremidades, por conta do decréscimo de velocidade nas proximidades dos *end-plates*. Ainda considerando o cilindro não inclinado, a diminuição da distância entre os *end-plates* promove uma gradativa desorganização da esteira de von Kármán.

Na condição de inclinação $\theta = -20^\circ$ e $A = 30$, a esteira de von Kármán abrange a totalidade do cilindro. A diferença entre o ângulo de emissão e a inclinação θ do cilindro advém do fato que, nas proximidades do *end-plate* inferior, a emissão dos vórtices é atrasada. Considerando ainda o ângulo de inclinação $\theta = -20^\circ$, porém com $A = 15$, a esteira vorticosa persiste apenas na porção superior do cilindro. Uma nova diminuição

da distância entre os *end-plates* para $A = 10$ diminui o comprimento do cilindro onde a emissão de vórtices é observada.

O comportamento da esteira quando o cilindro é inclinado em $\theta = -30^\circ$ é semelhante ao relatado no parágrafo anterior para $A = 30$ e $A = 15$. Porém, para $A = 10$, a interação do escoamento axial ou secundário com a estrutura fluída formada na extremidade do cilindro à montante é intensificada, levando a uma quebra da esteira de von Kármán.

Figura 3.11: Visualizações de escoamento com bolhas de hidrogênio: $Re = 4,5 \times 10^2$. Escoamento da esquerda para a direita. Extraído de Matsuzaki et al. (2004).

A interação do escoamento secundário com a estrutura fluída formada na extremidade de montante também foi foco de estudo no artigo de Matsuzaki et al. (2004), entretanto por meio de simulações numéricas. A Figura 3.12, extraída daquela referência, investiga os detalhes do escoamento próximo à extremidade do cilindro para $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -20^\circ$ e $Re = 4,5 \times 10^2$. Para o caso não inclinado (Figura 3.12(a)), praticamente não se observa a geração de escoamento secundário. Por outro lado, na simulação com o modelo inclinado, além da geração de uma região maior com velocidade na direção vertical, a estrutura de escoamento formada na extremidade interage com a esteira de von Kármán e com o próprio escoamento secundário, podendo levar à ruptura dos vórtices da esteira clássica.

Figura 3.12: Resultados numéricos de visualização de escoamento nas proximidades da extremidade do cilindro mais à montante. Exibição das linhas de corrente, isosuperfícies da componente de velocidade vertical $w = 0,5$ e pressão. Extraído de Matsuzaki et al. (2004).

Por fim, o trabalho experimental de Vlachos e Telionis (2008) é extremamente importante no entendimento dos resultados obtidos no âmbito da presente pesquisa, uma vez que as condições de extremidade do cilindro são bastante próximas daquelas mais adiante descritas, ou seja, com a extremidade superior transpassando a superfície livre e a extremidade inferior próxima à parede na qual o Princípio da Aderência Completa é respeitado.

Três valores do número de Froude não corrigidos Fr foram ensaiados no intervalo de números de Reynolds $1,7 \times 10^3 < Re < 6 \times 10^3$, com razão de aspecto $L/D = 20$ e 3 ângulos de inclinação $\theta = 0^\circ$ e $\theta = \pm 30^\circ$ ⁴. A Figura 3.13 apresenta resultados de visualização de escoamento utilizando bolhas de hidrogênio⁵.

⁴Valores negativos do ângulo de inclinação estão relacionados à orientação de montante, na qual a extremidade inferior do cilindro está mais à montante do escoamento do que sua porção inferior.

⁵No artigo, Vlachos e Telionis (2008) apresentam 3 fotos para cada condição de inclinação e de número

Figura 3.13: Visualizações de escoamento com bolhas de hidrogênio. Escoamento da direita para a esquerda. Extraído de Vlachos e Telionis (2008).

Segundo os autores, as diferenças qualitativas da esteira se devem às distintas condições de extremidade do cilindro. Nos experimentos com o cilindro não inclinado, a esteira de vórtices é mais afetada quanto maior o número de Froude, em conformidade com resultados já discutidos em simulações numéricas.

Para os experimentos com o cilindro inclinado na orientação de montante, a influência da estrutura de escoamento formada na extremidade inferior do cilindro na esteira é muito maior do que os efeitos da superfície livre. Na orientação de jusante, o efeito é inverso, a influência da superfície livre é preponderante na esteira e crescente com o aumento do número de Froude, chegando a 5 diâmetros no caso com $Fr = 1,06$.

Nesse ponto, cabe uma discussão relacionando à validade do Princípio da Independência e os efeitos de extremidade do cilindro. Conforme discutido na Seção 3.2, o Princípio da Independência é intrinsecamente bidimensional, enquanto que os efeitos de extremidade do cilindro (que, por sua vez, são mais pronunciados quanto maior o ângulo de inclinação) impõem variações na direção axial, gerando um escoamento tridimensional. Dessa forma, é de se esperar que, quanto maior a influência das extremidades do cilindro, menos o Princípio da Independência se mostrará útil na correção das diversas grandezas.

3.4 Cilindros inclinados oscilantes

Os trabalhos que serviram como base para a revisão bibliográfica relativa à presente Seção contemplam apenas oscilações na direção transversal ao escoamento. Comparada ao caso do um cilindro inclinado estacionário, a esteira de um cilindro em oscilação apresenta algumas diferenças que serão apresentadas e discutidas, formando uma base teórica que ajude a explicar os resultados experimentais obtidos.

Um primeiro aspecto a ser notado é que, ao contrário do caso do cilindro estacionário (caracterizado pelo aparecimento de um ângulo de emissão β distinto da inclinação θ), a esteira de um cilindro livre para oscilar é capaz de se organizar de maneira paralela ao eixo do cilindro, conforme mostra a Figura 3.14.

As simulações numéricas apresentadas em Lucor e Karniadakis (2003) mostram que, na região do *lock-in*, a esteira é praticamente paralela ao eixo do cilindro e configura o padrão $2S$ de emissão na condição de velocidade reduzida $V_{R,n} = 4,96$. A emissão paralela na condição de *lock-in* também é observada nos experimentos de oscilação forçada de

de Froude, ressaltando que o melhor entendimento do fenômeno é possível apenas com a visualização dos filmes completos.

Figura 3.14: Visualização da esteira de um cilindro em vibração induzida pela emissão de vórtices. $Re = 10^3$, $V_{R,n} = 4,96$ e $\theta = 70^\circ$. Extraído de Lucor e Karniadakis (2003).

Ramberg (1983).

Ramberg (1983) também apresenta uma discussão relacionada ao ângulo β de emissão no caso de um cilindro em oscilação forçada. Segundo o autor, no caso de um cilindro não inclinado, a captura da esteira é acompanhada da emissão paralela dos vórtices, o que é um indicativo da correlação da força de sustentação ao longo do comprimento do cilindro.

Ainda no artigo Ramberg (1983), o autor enfatiza que a validade do Princípio da Independência na descrição da vibração induzida pela emissão de vórtices de um cilindro inclinado é consequência da captura da esteira. Um cilindro inclinado em oscilação pode capturar tanto a frequência de emissão de vórtices, quanto o ângulo de emissão β , de modo que quando as amplitudes forem elevadas, o ângulo de emissão dos vórtices seja igual à inclinação θ do cilindro e a frequência de emissão de vórtices é igual à frequência prevista pelo PI no caso do cilindro estacionário com emissão paralela.

Essa frequência prevista pelo Princípio da Independência não é aquela observada na condição de um cilindro estacionário inclinado, uma vez que a esteira formada pode

não ser paralela ao eixo do cilindro, conforme visto na Seção 3.3.

Willden e Guerbi (2010) estudam numericamente um cilindro inclinado em $\theta = 0^\circ$, 40° , 60° e 80° em oscilação forçada com frequência f_o e amplitude $0,30D$. O objeto de estudo foi a variação da parcela do coeficiente de sustentação em fase com a velocidade $C_{L,v}$, definida pela Equação 3.22.

$$C_{L,v} = \widehat{C}_L \sin \phi_y, \quad (3.22)$$

Onde $\widehat{C}_L$ e ϕ_y são, respectivamente, a amplitude da força de sustentação e o ângulo de fase entre a força e o deslocamento. Segundo a tese de livre docência de Meneghini (2002), as vibrações auto-excitadas são observadas somente na condição em que $\sin \phi_y > 0$.

A Figura 3.15 apresenta os resultados de $C_{L,v}$ como função da frequência de oscilação prescrita. A Figura 3.16 mostra a esteira formada ao redor do cilindro inclinado para diversas configurações de inclinação θ e frequências de oscilação.

Para o cilindro não inclinado (Figura 3.15(a)), a região de excitação é definida no intervalo $0,50 < f_o/f_s < 1,1$ com o pico ocorrendo em $f_o/f_s = 1,05$, e com a esteira mostrando similaridades com o caso do cilindro estacionário. Na condição em que a inclinação do cilindro é $\theta = 40^\circ$, caso em que o Princípio da Independência é válido segundo os autores, a banda de excitação é mais larga e a esteira é formada paralela ao eixo do cilindro. Cumpre ressaltar que, no caso do cilindro estacionário, observa-se um alargamento da banda de frequência com o aumento da inclinação, ver Zhou et al. (2009).

Com o cilindro inclinado em $\theta = 60^\circ$, o cilindro experimenta dois regimes de excitação baseados nos valores de $C_{L,v}$. O primeiro regime apresenta uma banda mais larga e é centrado em $f_o/f_s = 0,75$, correspondendo à configuração da esteira paralela ao eixo do cilindro.

Admitindo que o Princípio da Independência seja válido, que o pico de $C_{L,v}$ ocorra na condição $f_o = f_s^{PI}$ e também St_0 valendo 0,20 e $St = 0,13$ (ver Figura 3.6(a)), tem-se:

$$\frac{f_o}{f_s} = \frac{f_o}{f_s^{PI}} \times \frac{f_s^{PI}}{f_s} = \frac{St^{PI}}{St} = \frac{St_0 \cos 60^\circ}{St} \approx 0,78 \quad (3.23)$$

Para $\theta = 60^\circ$, o valor obtido é próximo ao correspondente ao pico de $C_{L,v}$ observado e o intervalo $0,50 < f_o/f_s < 0,85$ é denominado por Willden e Guerbi (2010)

Figura 3.15: Variação de $C_{L,v}$ com a frequência de oscilação. f_s é a frequência de emissão de vórtices observada no cilindro estacionário inclinado. Extraído de Willden e Guerbi (2010).

de Regime Induzido pelo Princípio da Independência,⁶ por apresentar características dinâmicas semelhantes ao caso não inclinado. Ainda segundo Willden e Guerbi (2010), o Princípio da Independência é um resultado da emissão paralela dos vórtices, corroborando as conclusões descritas em Ramberg (1983).

Ainda na condição em que $\theta = 60^\circ$, existe um outro pico na curva seccional de $C_{L,v}$, correspondente a $f_o/f_s = 1$. Esse regime, caracterizado por uma esteira organizada segundo um ângulo β distinto da inclinação do cilindro (Figura 3.16(c)), é denominado Excitação Induzida pela Emissão Oblíqua (*Slantwise Shedding-Induced Excitation*, conforme nomenclatura adotada em Willden e Guerbi (2010)).

A última inclinação trabalhada é $\theta = 80^\circ$, que exibe uma banda de excitação de pequena intensidade ao redor de $f_o/f_s = 0,30$. Conduzindo um raciocínio análogo ao elaborado para $\theta = 60^\circ$ e utilizando $St = 0,12$, obtêm-se (ver Figura 3.6(a)):

⁶No artigo, os autores utilizam a nomenclatura *Independence Principle Induced Excitation Regime*.

Figura 3.16: Visualização da esteira de um cilindro inclinado em oscilação forçada. Extraído de Willden e Guerbi (2010). Simulações numéricas.

$$\frac{f_o}{f_s} = \frac{f_o}{f_s^{PI}} \times \frac{f_s^{PI}}{f_s} = \frac{St^{PI}}{St} = \frac{St^0 \cos 80^\circ}{St} \approx 0,30 \quad (3.24)$$

Esse resultado mostra que, embora o Princípio da Independência seja válido em termos da frequência de oscilação, a emissão oblíqua é observada para $\theta = 80^\circ$. Esse resultado está em desacordo com o trabalho de Ramberg (1983), que atesta que, para que o PI seja válido, o ângulo de emissão deve ser o mesmo da inclinação do modelo.

No que tange ao fenômeno de VIV de um cilindro inclinado montado em base elástica com um grau de liberdade, o artigo de Nakagawa, Kishida e Igarashi (1998) apresenta resultados experimentais em túnel de vento para cilindros inclinados segundo $\theta = 0^\circ$, 15° , 30° e 45° , parametrizados em função do número de Scruton⁷. Segundo os autores, o emprego do Princípio da Independência para comparação dos resultados obtidos com os modelos inclinados, para um dado número de Scruton, deve satisfazer os seguintes critérios:

⁷O número de Scruton é dado por $Sc = \frac{2 * m_s \zeta_a}{\rho L D^2}$.

- O intervalo de velocidades reduzidas corrigidas $V_{R,n}$ no qual o *lock-in* ocorre devem ser similares;
- A relação de amplitudes entre um cilindro inclinado e o cilindro vertical deve ser $\left(\frac{A}{D}\right)_\theta = \left(\frac{A}{D}\right)_0 \cos \theta$;
- A variação do ângulo de fase ϕ_y com $V_{R,n}$ deve ser invariante com o ângulo de inclinação do cilindro;
- A relação entre os coeficientes de sustentação do modelo inclinado e vertical deve ser dada por $C_{L,\theta} = C_{L,0} \cos^2 \theta$

Cumpramos ressaltar que, no referido artigo, o parâmetro de massa-amortecimento é bastante alto, de sorte que as máximas amplitudes de oscilação reportadas são da ordem de $0,1D$. Nos experimentos conduzidos no escopo da presente tese, o parâmetro de massa reduzida m^* foi selecionado a fim de serem obtidas amplitudes de oscilação da ordem de um diâmetro.

O artigo de Jain e Modarres-Sadeghi (2012) discute os resultados experimentais obtidos com um cilindro rígido, também montado em apoio elástico unidirecional, com ângulos de inclinação $\theta = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$ e $\theta = 65^\circ$. O parâmetro de massa dos referidos experimentos é $m^* = 6,5$. Os autores não observam distinção entre os casos de inclinação $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 45^\circ$, com a máxima amplitude de oscilação atingindo $0,6D$.

Nos experimentos com $\theta = 65^\circ$, além da faixa de velocidades reduzidas $V_{R,n} = V_R \cos \theta$ onde a sincronização ocorre ser mais estreita e da máxima amplitude de oscilação ser ligeiramente inferior àquela observada no caso $\theta = 0^\circ$, verifica-se a existência de sincronização na faixa $V_{R,n} > 15$. Outro aspecto ressaltado pelos autores é o fato de que o uso de $V_{R,n}$ colapsa o início da faixa clássica de sincronização para todos os ângulos ensaiados.

3.5 Cilindros flexíveis inclinados

King (1977) é um trabalho de cunho experimental sobre os efeitos da inclinação no cilindro flexível em um canal de águas. As condições de contorno utilizadas foram de duplo engaste na direção transversal à correnteza e bi-articulado na direção paralela à mesma. Verifica-se experimentalmente que a região de *lock-in* é bem descrita quando é empregada a velocidade reduzida corrigida pelo Princípio da Independência $V_{R,n}$. Esse fato também

havia sido verificado nos experimentos com modelos rígidos montados em base elástica. Na direção transversal à correnteza, a diferença nos níveis de amplitude observados possivelmente está associada à diferença de valores da razão de aspecto L/D para cada ângulo de inclinação θ .

As amplitudes para o modelo inclinado são menores do que aquelas previstas em função de um parâmetro de estabilidade k_s ⁸, possivelmente por efeitos tridimensionais advindos da condição de montagem experimental. Outro aspecto importante é que, na faixa de ângulo de inclinação ensaiada ($\theta < 45^\circ$), não se observou diferença com relação ao modelo inclinado para montante ou jusante.

O escoamento oblíquo ao redor de cilindros flexíveis foi objeto de estudos numéricos de Bourguet, Karniadakis e Triantafyllou (2012). Nesse artigo, os autores realizam simulações numéricas do tipo DNS na condição de número de Reynolds $Re = 5 \times 10^2$, com razão de aspecto $L/D = 50$ e ângulo de inclinação $\theta = 60^\circ$. Dentre os resultados observados, pode ser destacado o fato de as amplitudes de oscilação nas direções transversal e paralela à correnteza serem próximas àsquelas obtidas com as simulações do cilindro não inclinado. Conforme o leitor poderá notar no Capítulo 8.3, os resultados obtidos no âmbito da presente tese demonstram um decréscimo na máxima amplitude de oscilação com o aumento do ângulo de inclinação.

3.6 Verificação da validade do Princípio da Independência e identificação de lacunas existentes na literatura

Conforme mencionado nas Seções anteriores do presente Capítulo, o limite de validade do Princípio da Independência varia de acordo com as particularidades de cada trabalho. O foco da presente Seção é resumir os valores críticos de inclinação θ_{crit} (quando existirem) para a validade do PI, segundo os diversos trabalhos consultados.

A Tabela 3.2 apresenta os valores críticos de inclinação, a forma de abordagem, a condição de estudo e o critério utilizado. As abordagens numéricas são referenciadas pela sigla “Num”, enquanto os experimentos pela sigla “Exp”. As condições de estudo podem ser cilindro fixo (“CF”), cilindro em oscilação forçada (“COF”) ou cilindro flexível (“CFI”).

Ao término da revisão bibliográfica específica do escoamento ao redor de cilindros

⁸King (1977) apresenta a definição formal do parâmetro de estabilidade k_s , entretanto ela é proporcional ao parâmetro $m^*\zeta$.

Tabela 3.2: Validade do PI, segundo diversos autores.

Trabalho	Abordagem	Condição	Critério	θ_{crit}
Hanson (1966)	“Exp”	“CF”	St_n	68°
King (1977)	“Exp”	“CFI”	faixa de <i>lock-in</i>	-
Zhou et al. (2009)	“Exp”	“CF”	St_n	40°
Zhao, Cheng e Zhou (2009)	“Num”	“CF”	St_n	60°
Willden e Guerbi (2010)	“Num”	“CF”	St^{IP} , C_D^{IP} e C_L^{IP}	$40^\circ < \theta_{crit} < 60^\circ$

inclinados foi possível a identificação de algumas lacunas na literatura, dentre as quais podem ser destacadas:

- Melhor descrição do escoamento, especialmente aquele oriundo das extremidades do cilindro;
- Resultados experimentais do fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices em um cilindro rígido montado em base elástica, tanto com liberdade de oscilação somente na direção transversal à corrente incidente, quanto com liberdade de oscilação simultânea nas direções paralela e transversal à correnteza;
- Medições da força hidrodinâmica total no cilindro, em especial quando sujeito às vibrações induzidas pela emissão de vórtices;
- Efeitos da orientação de inclinação do cilindro;
- Estabelecimento de um critério, ou um conjunto deles, que identifique a validade do Princípio da Independência;
- Valor do ângulo de inclinação a partir do qual a decomposição normal não se mostra válida.

Por meio de um enfoque majoritariamente experimental, o texto que se segue auxilia no entendimento das questões acima listadas. Para tanto, experimentos com cilindros fixos e também elasticamente apoiados foram concebidos e realizados. No caso dos experimentos com cilindros fixos, o enfoque foi na identificação dos coeficientes de força hidrodinâmica e na definição do número de Strouhal com base na componente da velocidade da correnteza normal ao eixo do cilindro.

Por sua vez, os experimentos com foco no fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices fornecem as curvas de amplitude e frequência de oscilação e dos coeficientes de força hidrodinâmica baseados apenas no uso da componente U_n , além da apresentação das séries temporais do ângulo de fase entre força e deslocamento, que indicam o grau de sincronização entre movimento do corpo e a esteira de vórtices. Os resultados experimentais e as correspondentes discussões serão apresentadas oportunamente nos Capítulos 5, 6 e 8.3.

A identificação das lacunas de conhecimento que podem ser melhor compreendidas com o auxílio da presente tese encerra o Capítulo de revisão bibliográfica dedicada somente ao problema do escoamento oblíquo. Antes da apresentação e da discussão dos resultados experimentais, faz-se necessário o detalhamento dos materiais e métodos experimentais e das técnicas de análise de sinais empregadas. Esse é o foco do próximo Capítulo.

4 MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS E DE ANÁLISE DOS RESULTADOS

O presente Capítulo da tese visa apresentar em detalhes a metodologia experimental e as técnicas de análise de sinais empregadas. Tem início com a concepção dos experimentos, a forma de comparação dos resultados para as diversas configurações e também com a apresentação dos materiais a serem utilizados nos mesmos.

A Seção subsequente é destinada à definição dos procedimentos de análise dos sinais, onde são explicitados os métodos de obtenção de todos os resultados experimentais. Por fim, são apresentados os procedimentos de visualização e medição do escoamento.

4.1 Metodologia experimental e de análise

Visando a melhor identificação dos efeitos que a inclinação de um cilindro promove no escoamento, foram concebidos três grandes grupos experimentais distintos, descritos em ordem crescente de complexidade. A única direção de inclinação do modelo se dá no plano vertical que contém a correnteza incidente. Dois fatores são responsáveis pela opção de inclinações somente no plano citado.

A primeira e mais importante delas reside no fato de que a inclinação simultânea no plano horizontal imporia mais um parâmetro a se considerar, complicando ainda mais as análises e dificultando a extração de conclusões. O segundo aspecto está relacionado aos gabaritos do laboratório, que faz com que grandes valores de inclinação simultânea nos planos vertical e horizontal impliquem em uma proximidade da extremidade do cilindro com a parede do canal. Dessa forma, embora ângulos de inclinação no plano horizontal também possuam interesse acadêmico-tecnológico, estão fora do escopo da presente tese, sendo sugeridos como ramificações da pesquisa. O leitor que tenha interesse nos efeitos combinados de inclinação nos dois planos pode consultar, por exemplo, tanto os resultados experimentais e a discussão do artigo de Matsumoto et al. (2001) quanto os estudos numéricos descritos em Yeo e Jones (2008).

A principal forma de correlação dos resultados empregada é o uso do Princípio da Independência nos diversos adimensionais obtidos, ou seja, adimensionalizar todas as grandezas utilizando apenas a componente da correnteza normal ao eixo do cilindro. Algumas condições experimentais foram complementadas com visualizações de escoamento e medições do campo de velocidades, conforme será apresentado na Seção 4.3 do presente Capítulo.

O primeiro grupo de experimentos é aquele onde os modelos são rigidamente presos ao canal de água recirculante do NDF¹. Nesse grupo, a medição das forças hidrodinâmicas possibilita, para cada ângulo de inclinação, a determinação de diversos adimensionais de interesse no estudo do fenômeno, como por exemplo, o coeficiente de arrasto médio $\overline{C_D}$, o valor RMS² do coeficiente de sustentação C'_L e o número de Strouhal St . Essa última grandeza foi calculada, na maior parte dos casos, via frequência dominante³ extraída da análise espectral da série temporal de força de sustentação. Em algumas ocasiões, o número de Strouhal também foi avaliado com base na frequência dominante, porém extraída da série temporal de velocidade em um determinado ponto da esteira.

Os dois grupos seguintes estão relacionados a experimentos com modelos rígidos e montados em uma base elástica projetada especialmente para ensaios contidos no escopo da tese. A metodologia de projeto do dispositivo foi baseada no uso de algoritmo genético e na análise numérica utilizando o Método dos Elementos Finitos (MEF). Detalhes acerca da metodologia podem ser encontrados no apêndice B.

No segundo grupo de ensaios, o modelo tem liberdade de oscilação somente na direção transversal à correnteza incidente, sendo, por isso, referenciados como experimentos com um grau de liberdade. O terceiro grupo, de dinâmica mais complexa, é composto de experimentos com modelos livres para oscilar nas direções da corrente incidente e transversal a ela, sendo nomeados ao longo da tese como experimentos com dois graus de liberdade. Cumpre ressaltar que os experimentos com um e dois graus de liberdade foram conduzidos utilizando o mesmo aparato elástico, de sorte que diferenças advindas de concepções diversas para a base elástica tendam a ser minimizadas. A Figura 4.1(a) traz uma representação esquemática do arranjo experimental envolvendo os cilindros montados em apoio elástico, enquanto que as Figuras 4.1(b) e 4.1(c) apresentam as fotografias dos modelos montados em base elástica com um e dois graus de liberdade.

¹Maiores detalhes sobre o canal de água recirculante podem ser encontrados no apêndice A.

²Do inglês *root-mean-square*. Por se tratar de uma nomenclatura amplamente difundida em dinâmica de sistema, essa grandeza será descrita no texto com sua sigla em língua inglesa.

³No presente texto, esse termo deve ser entendido como a componente que apresenta a maior densidade de energia.

frequência dominante obtida da análise espectral das séries temporais de deslocamento⁴. A medição de forças hidrodinâmicas possibilita a obtenção dos coeficientes de arrasto médio e o valor RMS do coeficiente de sustentação. O cálculo de tais coeficientes será melhor discutido mais adiante, bem como o cálculo do coeficiente de massa adicional.

Para uma dada condição de inclinação θ , todas as campanhas utilizam o mesmo modelo cilíndrico. As dimensões do cilindro também foram definidas por meio do algoritmo genético empregado no projeto da base elástica e adaptadas para comportar o uso da célula de carga descrita na Seção 4.1.1. As características do modelo são encontradas na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Dados dos modelos.

Diâmetro externo - D [mm]	44,45
Espessura da parede - e [mm]	1,58
Comprimento total - L_t [mm]	590
Comprimento imerso - L [mm]	570
Massa por unidade de comprimento [kg/m]	0,67
Material	Alumínio

Cinco valores de inclinação foram ensaiados, a saber: $\theta = 0^\circ$, $\theta = 10^\circ$, $\theta = 20^\circ$, $\theta = 30^\circ$ e $\theta = 45^\circ$. Cada ângulo de inclinação foi ensaiado tanto na orientação de montante como na de jusante. Por orientação de montante, entende-se que a extremidade inferior do modelo esteja mais a montante no escoamento do que a extremidade superior, ver Figura 4.2. A nomenclatura do presente texto adota valores negativos de inclinação para essa orientação. A Figura 4.3 apresenta uma representação esquemática da montagem experimental. Note que, em todas as condições de inclinação estudadas, o eixo do cilindro permanece no plano definido pelos versores $\vec{i}$ e $\vec{k}$.

Para cada ângulo de inclinação, foi empregado um modelo construído com um chanfro de forma a que sua extremidade inferior seja mantida paralela ao fundo do canal de água recirculante, conforme pode ser visualizado na fotografia dos modelos apresentada na Figura 4.4. A distância entre o fundo do modelo e o fundo do canal é inferior a $0,5D$.

Em todas as campanhas experimentais, o primeiro ensaio conduzido foi sempre aquele com o modelo não inclinado ($\theta = 0^\circ$). Essa condição será referida ao longo do texto como **configuração de referência** e servirá como base de comparação, tanto com resultados obtidos com cilindros não inclinados e pertencentes à literatura, como também

⁴Conforme poderá ser notado ao longo da tese, a frequência dominante pode não ser suficiente para a descrição dos fenômenos em estudo.

Figura 4.2: Representação esquemática das orientações de montagem.

para os ensaios com os cilindros inclinados. Para cada valor de inclinação, os modelos foram ensaiados na condição de jusante ($\theta > 0^\circ$) e montante ($\theta < 0^\circ$). Essa última condição, esquematizada na Figura 4.3 é aquela na qual a extremidade inferior do modelo está mais à jusante do que aquela próxima à superfície livre.

A comparação entre os resultados obtidos para as diversas inclinações são realizadas por meio da avaliação de todas as grandezas admitindo, *a priori*, como válido o Princípio da Independência. Dessa forma, o número de Strouhal e os coeficientes de arrasto e sustentação corrigidos são expressos pelas expressões que seguem.

$$St_n = \frac{f_s D}{U_n} = \frac{f_s D}{U_\infty \cos \theta} \quad (4.1)$$

$$C_{D,n} = \frac{2F_D}{\rho U_n^2 L D} = \frac{2F_D}{\rho (U_\infty \cos \theta)^2 L D} \quad (4.2)$$

$$C_{L,n} = \frac{2F_L}{\rho U_n^2 L D} = \frac{2F_L}{\rho (U_\infty \cos \theta)^2 L D} \quad (4.3)$$

A velocidade reduzida, o número de Reynolds e o número de Froude corrigidos são obtidos por meio da aplicação direta da componente da velocidade de escoamento normal ao eixo do cilindro, resultando nas seguintes expressões:

$$V_{R,n} = \frac{U_n}{f_N D} = \frac{U_\infty}{f_N D} \cos \theta = V_R \cos \theta \quad (4.4)$$

$$Re_n = \frac{U_n D}{\nu} = \frac{U_\infty D}{\nu} \cos \theta = Re \cos \theta \quad (4.5)$$

$$Fr_n = \frac{U_n}{\sqrt{g D}} = \frac{U_\infty \cos \theta}{\sqrt{g D}} = Fr \cos \theta \quad (4.6)$$

Figura 4.3: Representação esquemática da montagem. Cilindro fixo inclinado para jusante ($\theta > 0$).

Nesse ponto, cabe uma discussão acerca do cálculo do número de Froude. A utilização do Princípio da Independência, ou seja, da componente da correnteza que é ortogonal ao eixo do cilindro, resulta na Equação 4.6. Por outro lado, na engenharia naval, o número de Froude é calculado com base no comprimento de linha d'água, dado no presente estudo por $D/\cos\theta$. Dessa forma, o número de Froude baseado nessa última dimensão é dado por:

$$Fr_{ld} = \frac{U_{\infty}}{\sqrt{g \frac{D}{\cos\theta}}} = \frac{U_{\infty} \sqrt{\cos\theta}}{\sqrt{gD}} = Fr \sqrt{\cos\theta} \quad (4.7)$$

Não existe na literatura um consenso acerca de qual definição adotar para o número de Froude. O único artigo visitado na revisão bibliográfica que estuda os efeitos conjuntos da inclinação do cilindro e da superfície livre é o trabalho de Vlachos e Telionis (2008). Neste artigo, os efeitos da superfície livre são caracterizados pelo número de Froude $Fr = \frac{U_{\infty}}{\sqrt{gD}}$. No presente texto, a grandeza Fr_n será adotada na composição das curvas de resposta.

Figura 4.4: Conjunto de modelos utilizados.

4.1.1 Instrumentação utilizada

As séries temporais de deslocamento foram medidas por transdutores laser LEUZE, modelo ODSL 8/V4. A medição dos esforços hidrodinâmicos foi obtida por meio de uma célula de carga ATI, modelo Mini40, apresentada na Figura 4.5(a). A montagem realizada permitiu a medição da força total sobre o modelo, isto é, o equivalente a uma integral de esforços seccionais ao longo do comprimento do cilindro.

(a) Célula de carga utilizada.

(b) Exemplo de montagem em base elástica.

Figura 4.5: Fotos da célula de carga utilizada.

Nos casos onde o cilindro foi montado em base elástica (Figura 4.5(b)), a medição da célula de carga referiu-se a um referencial acelerado (não inercial). Dessa forma, para uma dada direção, a força medida pela célula de carga (F_{NI}) é composta da parcela hidrodinâmica F e uma parcela inercial F_{in} . Sendo d o deslocamento do corpo na direção

considerada e m_b a massa dos elementos posicionados abaixo da célula de carga⁵, o cálculo da força hidrodinâmica F é dado por:

$$F = F_{NI} - F_{in} = F_{NI} + m_b \ddot{d} \quad (4.8)$$

O cálculo numérico da aceleração $\ddot{d}(t)$ foi realizado por meio de um procedimento baseado na Transformada de Fourier, segundo a Equação 4.9.

$$\ddot{d} = F^{-1}[-\omega^2 F[d]] \quad (4.9)$$

A aquisição dos sinais de força e deslocamento provenientes dos sensores foi feita por meio de um módulo HBM, com frequência de amostragem $f_{sp} = 100Hz$. A medição do sinal de vazão foi realizada por um sensor Siemens, modelo Sitrans F M Magflo MAG5000 acoplado a um módulo de aquisição National Instruments. O quociente entre a vazão e a área da seção determina a velocidade de escoamento média U_∞ .

Todos os experimentos foram conduzidos por meio do incremento da vazão de água por intermédio de um inversor de frequência. Cada corrida experimental tem duração de 180s.

Após a definição dos materiais e métodos experimentais, a próxima Seção do Capítulo tem como objetivo a apresentação das técnicas de análise de sinais empregadas.

4.2 Técnicas de análise de sinais

As amplitudes de deslocamento A_y^* e A_x^* foram obtidas a partir da média dos 10% maiores valores extremos da série temporal. Por sua vez, as frequências de oscilação f_{dy} e f_{dx} consideradas correspondem àquelas que contêm a maior quantidade de energia na Densidade Espectral de Potência (*DEP*) das séries temporais de deslocamento. Salvo quando mencionado o contrário, a *DEP* é calculada a partir de séries temporais adimensionais como, por exemplo, $x^*(t)$ ou $C_L(t)$. Nesses casos, a unidade da *DEP* é a mesma do tempo (*s*) e será suprimida dos gráficos exibidos ao longo do texto.

O valor médio do coeficiente de sustentação $\overline{C_D}$ foi obtido por meio de sua média temporal. O cálculo do valor RMS do coeficiente de sustentação pressupõe sinal ergódico e foi calculado a partir de seu momento espectral de ordem zero, via das Equações 4.10 e

⁵Não inclui a massa adicional.

4.11.

$$m_0 = \int_0^\infty S_{C_L}(f)df \quad (4.10)$$

$$C'_L = \sqrt{m_0} \quad (4.11)$$

Embora para sinais de média nula (caso do coeficiente de sustentação no presente estudo) o RMS seja igual ao desvio padrão da série temporal, o procedimento descrito possibilita de maneira bastante rápida o cálculo de C'_L em torno de uma determinada frequência de oscilação, bastando, para isso, considerar os extremos de integração na banda desejada.

Na análise dos experimentos com um grau de liberdade, o cálculo da massa adicional foi realizado via procedimento no domínio da frequência na forma da Equação 2.14, proposta no artigo Fugarra e Pesce (2002).

No caso dos experimentos com dois graus de liberdade, foram calculados os coeficientes de massa adicional nas direções paralela à correnteza (Ca_x) e transversal a ela (Ca_y) por meio de uma análise no domínio da frequência baseada na Transformada de Fourier ($F(\cdot)$) através das Equações 4.12 e 4.13.

$$\frac{F[F_D]}{F[x]} = ma_x\omega^2 - jc_{v,x}\omega \quad (4.12)$$

$$\frac{F[F_L]}{F[y]} = ma_y\omega^2 - jc_{v,y}\omega \quad (4.13)$$

Por se tratar de uma análise espectral e, portanto, serem função da frequência, os resultados discutidos ao longo da tese contemplam àqueles calculados na frequência dominante obtida a partir da análise espectral das séries de deslocamento correspondentes.

Também foi avaliada a defasagem ϕ_y entre força de sustentação e deslocamento na direção transversal à correnteza. No caso dos experimentos com dois graus de liberdade, além da defasagem entre força de sustentação e deslocamento na direção transversal à correnteza, calculou-se o ângulo de fase entre a parcela oscilatória da força de arrasto e a parcela oscilatória do deslocamento na direção paralela à correnteza (ϕ_x).

O cálculo dos ângulos de fase foram realizados por meio da Transformada de Hilbert dos sinais ($\mathbf{H}(\cdot)$). A Transformada de Hilbert oferece a amplitude e a fase instantânea

do sinal em consideração. No caso genérico da força $F(t)$ e do deslocamento $d(t)$ em uma determinada direção, obtém-se:

$$\mathbf{H}(d) = a_F(t)e^{j\phi_F(t)} \quad (4.14)$$

$$\mathbf{H}(F) = a_d(t)e^{j\phi_d(t)} \quad (4.15)$$

A série temporal da defasagem entre força e deslocamento é dada simplesmente por $\phi_F(t) - \phi_d(t)$. Embora o ângulo de fase possa ser calculado por meio da Transformada de Fourier, essa análise fornece um único valor de fase para toda a série temporal, enquanto que o uso da Transformada de Hilbert permite a identificação da evolução temporal dessa grandeza.

A opção pelo cálculo da série temporal se justifica pelo conceito de sincronização apresentada no livro Pikovsky, Rosenblum e Kurths (2001)⁶, totalmente dedicado ao tema. Nesse texto, os autores atestam que, quando o oscilador e sua forçante estão sincronizados, a diferença de fase entre eles permanece constante ao longo da série temporal.

No estudo de vibrações induzidas pela emissão de vórtices, a série temporal $\phi_y(t)$ pode fornecer um indicativo do nível de sincronização entre o movimento do corpo e a oscilação da esteira. Nos resultados apresentados ao longo do texto, as séries temporais de defasagem são exibidas no intervalo entre -90° e 270° . Histogramas contendo o número de ocorrências também suportam a análise.

4.3 Técnica de visualização de escoamento

A visualização do escoamento consiste em uma ferramenta complementar às análises das séries temporais de deslocamento e força hidrodinâmica. Visando a identificação de aspectos qualitativos do escoamento ao longo da envergadura do cilindro inclinado, a técnica escolhida para uso nos três grupos de experimentos foi a fixação de filamentos flexíveis. O movimento de tais filamentos indica a direção instantânea do escoamento e pode ser registrado por meio de uma câmera filmadora. O foco das visualizações de escoamento conduzidas no âmbito da presente tese é identificar a presença de escoamento secundário (ou axial) nos experimentos com condição de inclinação $\theta = \pm 45^\circ$. Obviamente, também foram realizadas visualizações nas configurações de referência como base de comparação.

⁶O autor também usa a nomenclatura em língua inglesa *phase locking*.

Para os experimentos conduzidos no âmbito da presente tese, filamentos metalóides com 600mm de comprimento e largura aproximada de 3mm foram fixados em diversos pontos ao longo da envergadura do cilindro, sempre no ponto de estagnação frontal do mesmo. A diferença entre duas cotas z nos quais o filamento é fixado é de aproximadamente $22,2\text{mm}$, correspondente a $0,5D$. A Figura 4.6 apresenta tanto uma representação esquemática, quanto uma fotografia de um modelo preparado para os ensaios de visualização de escoamento. Todos os experimentos foram filmados utilizando uma câmera Casio, modelo Exilim *EX – F1*.

Figura 4.6: Cilindro com os filamentos de metalóide afixados.

Cumprе ressaltar que alguns aspectos acerca do escoamento são melhor entendidos com a observação dos vídeos completos, e não apenas das fotografias. O leitor que tiver interesse em tais filmes, pode consultar os arquivos digitais anexados a esse texto.

Conforme mencionado, a técnica de visualização de escoamento descrita na presente Seção permite a identificação de aspectos qualitativos do escoamento ao longo da envergadura do cilindro. A descrição de uma técnica que possibilita a medição de escoamento no plano horizontal é foco da próxima Seção do presente Capítulo.

4.4 Medição do campo de velocidade - Uso da técnica de velocimetria por imagem de partícula (VIP)

Visando um melhor entendimento dos fenômenos em estudo, foram realizadas medições do campo de velocidades tanto no caso dos experimentos com os cilindros estacionários quanto nos experimentos que têm como foco o fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices. No caso dos cilindros estacionários, as medições foram realizadas na condição em que o número de Reynolds é $Re_n \approx 9 \times 10^3$. Já os experimentos de

VIV tiveram as medições feitas na velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 6$ e consideram apenas os ângulos de inclinação $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -45^\circ$.

As medições do campo de escoamento foram realizadas utilizando o sistema de velocimetria por imagem de partícula (VIP)⁷, descrito no apêndice A. Todas as medições utilizaram uma única câmera, munida de uma lente Nikon, modelo AF Nikkor $f/1.4D$ e distância focal de $50mm$. Partículas de poliamida e diâmetro $11\mu m$ foram empregadas como marcadores do escoamento. Para todos os experimentos foi utilizada a máxima taxa de aquisição suportada pelo sistema ($f_{sp} = 14,8Hz$). O intervalo $\Delta\tau$ entre dois disparos consecutivos de laser foi ajustado para cada velocidade de escoamento incidente U_∞ , conforme apresentado nas Tabelas 4.2, 4.3 e 4.4.

Tabela 4.2: Intervalo entre dois disparos consecutivos do canhão de laser. Experimentos com o cilindro estacionário.

θ [graus]	U_∞ [m/s]	Re_n	$\Delta\tau$ [μs]
0	0,21	9×10^3	5000
-10	0,21	9×10^3	5000
-20	0,22	9×10^3	5000
-30	0,24	9×10^3	4000
-45	0,28	9×10^3	4000

Tabela 4.3: Intervalo entre dois disparos consecutivos do canhão de laser. Experimentos de VIV com um grau de liberdade.

θ [graus]	U_∞ [m/s]	$V_{R,n}$	$\Delta\tau$ [μs]
0	0,18	6	5000
-45	0,25	6	4500

Tabela 4.4: Intervalo entre dois disparos consecutivos do canhão de laser. Experimentos de VIV com dois graus de liberdade.

θ [graus]	U_∞ [m/s]	$V_{R,n}$	$\Delta\tau$ [μs]
0	0,19	6	5000
-45	0,28	6	4500

A aplicação da técnica de VIP foi conduzida visando a obtenção do campo de velocidades no plano $z = \text{constante}$. O campo de velocidades é medido no sistema

⁷Essa técnica também é conhecida por sua sigla em língua inglesa PIV - *Particle image velocimetry*.

$(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$, definido na Figura 4.7(a), de forma que o vetor velocidade seja dado por $\vec{u} = u_x \vec{i} + u_y \vec{j} + u_z \vec{k}$.

A condição de medição consistiu da iluminação, pelo sistema laser, de um plano horizontal distante $243mm$ (aproximadamente $5,5D$) do fundo do canal. A Figura 4.7(b) apresenta uma representação esquemática do referido experimento, que permite avaliar⁸ as componentes $u_x(x, y, t)$ e $u_y(x, y, t)$ no plano considerado. O intuito dessa visualização é a identificação do padrão de emissão de vórtices e de alguns parâmetros típicos, como por exemplo, o campo de vorticidade $\omega_z \vec{k}$ nesse plano.

No entanto, esse tipo de visualização não permite a obtenção dos campos quando o cilindro encontra-se na orientação de jusante, por conta da sombra projetada pelo cilindro inclinado nessa condição. Conforme será melhor discutidos nos Capítulos 5, 6 e 8.3, os efeitos tridimensionais da esteira são bastante pronunciados no caso em que $\theta = -45^\circ$, de sorte que os resultados obtidos para o plano em questão podem não ser extrapoláveis para toda a envergadura do cilindro.

Figura 4.7: Representação esquemática do uso do sistema de velocimetria por imagem de partícula.

Antes da apresentação dos resultados obtidos com os cilindros estacionários, cabe discutir brevemente duas técnicas que serão aplicadas aos campos medidos com a técnica de VIP. A primeira delas foi aplicada sobre os campos obtidos nos experimentos com os cilindros estacionários e é denominada de decomposição de Koopman. Trata-se de uma ferramenta de análise modal não linear que permite a identificação de padrões e frequências de emissão de vórtices a partir de uma sequência de campos instantâneos. O leitor que tiver interesse nesse método é convidado a consultar o apêndice D da presente

⁸Todos os experimentos de medição de escoamento referem-se ao sistema de coordenadas apresentado na Figura 4.7(a).

tese.

Já nos campos obtidos a partir dos ensaios com os cilindros oscilando, o procedimento adotado consistiu na obtenção da média na fase⁹. Nesse procedimento, o campo em uma determinada fase da oscilação é calculado a partir de uma média dos campos obtidos naquela fase considerando todos os ciclos registrados. O cálculo da fase em cada ciclo é baseado no máximo valor da função de correlação. Esse procedimento permite um melhor tratamento dos elementos vorticais espúrios, que acabam sendo filtrados no cálculo da média.

Apresentados os materiais e procedimentos experimentais, bem como as técnicas de análise de sinais empregadas, os três próximos Capítulos serão dedicados à discussão dos resultados experimentais. O primeiro Capítulo dedicado aos resultados experimentais é aquele que tem como foco os cilindros estacionários.

⁹Nesse contexto, a fase é um determinado ponto no ciclo de oscilação do cilindro, não podendo ser confundida com a diferença de fase entre força e deslocamento.

5 EXPERIMENTOS COM O CILINDRO ESTACIONÁRIO

Este primeiro Capítulo de resultados experimentais contempla os ensaios com o cilindro estacionário. Para essa condição experimental, foram avaliados o coeficiente de arrasto médio, o valor RMS do coeficiente de sustentação e o número de Strouhal, utilizando-se os procedimentos descritos no Capítulo 4.

Seis Seções compõem este Capítulo, sendo a primeira delas dedicada à comparação entre os resultados obtidos na configuração de referência e aqueles disponíveis na literatura. A Seção seguinte discute os resultados das grandezas obtidas assumindo a validade do Princípio da Independência. A terceira Seção apresenta os resultados de visualização do escoamento ao longo da envergadura do cilindro. Em seguida, discutem-se os resultados de medição do campo de velocidades em um plano seccional ao cilindro, mencionado no Capítulo anterior. Na quinta Seção são apresentados e discutidos resultados obtidos por intermédio da aplicação da decomposição de Koopman aos campos adquiridos com a técnica de VIP. Por fim, são feitas considerações finais acerca dos resultados apresentados no escopo desse Capítulo.

5.1 Configuração de referência

Os experimentos com o cilindro fixo não inclinado foram conduzidos em uma faixa de número de Reynolds compreendida entre 4×10^3 e $1,4 \times 10^4$. Esse intervalo de números de Reynolds é caracterizado pelo aparecimento de instabilidades nas camadas cisalhantes livres.

O livro de Zdravkovich (2003a) detalha ainda mais a discussão, classificando a região $1 \times 10^3 - 2 \times 10^3 < Re < 20 \times 10^3 - 40 \times 10^3$ como TrSL2¹. Na região TrSL2, as camadas cisalhantes são formadas por uma sequência de pequenas estruturas de escoamento

¹O autor adota a sigla TrSL para o termo *Transition-in-shear-layers state*. A nomenclatura TrSL2 refere-se ao termo *intermediate subcritical flow*.

e tomam forma semelhante a de uma corrente. Além do livro citado, o leitor que estiver interessado em uma discussão mais aprofundada sobre as características da esteira como função do número de Reynolds pode recorrer à abrangente discussão tecida no artigo de Williamson (1996).

Figura 5.1: Coeficientes de arrasto e sustentação para um cilindro fixo. Extraído de Assi (2009).

Os resultados experimentais para o cilindro não inclinado serão comparados principalmente à luz da curva apresentada na Figura 5.1 e dos resultados apresentados nos artigos de Norberg (2001, 2003).

A primeira grandeza a ser analisada é o coeficiente de arrasto médio $\overline{C_D}$, cuja curva obtida experimentalmente encontra-se na Figura 5.2. Na região correspondente a $Re < 9 \times 10^3$, observa-se uma ligeira tendência de acréscimo nesse coeficiente, enquanto que, para $Re > 9 \times 10^3$, essa grandeza assume um valor praticamente constante $\overline{C_D} \approx 1,1$. Esses resultados aderem bem à curva correspondente da Figura 5.1.

A curva do número de Strouhal St é apresentada na Figura 5.3. Como esperado, observa-se um valor praticamente constante e igual a $St = 0,20$ para toda a faixa de números de Reynolds ensaiados. Outro aspecto observado é a boa aderência dos resultados experimentais com a regressão² apresentada no artigo de Norberg (2003), dada por:

²Essa regressão é válida no intervalo $1,6 \times 10^3 < Re < 1,5 \times 10^5$.

Figura 5.2: Coeficiente de arrasto médio. Configuração de referência.

$$St = 0,1853 + 0,0261e^{-0,9x^{2,3}} \quad (5.1)$$

Onde $x = \log_{10} \frac{Re}{1,6 \times 10^3}$.

A última comparação a ser feita entre os resultados obtidos na configuração de referência e aqueles pertencentes à literatura está relacionada à curva do valor RMS do coeficiente de sustentação. No entanto, antes do início dessa discussão, deve-se observar as diferenças no modo de obtenção da referida grandeza, bem como a apresentação de um procedimento que permita a realização dessa comparação.

A variação de c'_L com o número de Reynolds apresentada na Figura 2.3 (ver Capítulo 2) é extraída de Norberg (2001) e contempla resultados seccionais do valor RMS do coeficiente de sustentação. Norberg (2003) propõe, ainda, a seguinte regressão para valores seccionais:

$$c'_L = \begin{cases} 0,045 + 3x^{4,6}, & 1,6 \times 10^3 < Re < 5,4 \times 10^3 \\ 0,52 - 0,06x^{-2,6}, & 5,4 \times 10^3 < Re < 2,2 \times 10^5 \end{cases} \quad (5.2)$$

Figura 5.3: Número de Strouhal. Configuração de referência.

Importante destacar que x tem a mesma definição daquela apresentada na curva referente ao número de Strouhal.

A diferença entre os valores seccionais e integrais do coeficiente de sustentação advém do fato de não haver uma correlação total da esteira ao longo do comprimento do cilindro. Conforme apontado no artigo Norberg (2003), em sua discussão sobre os métodos de medição dos esforços, montagens que se valem de uma medida integral de esforços contam com distorções no escoamento, provocadas pelas condições de contorno. Embora no presente trabalho a extremidade inferior do modelo esteja próxima ao fundo do canal, essas distorções são inevitáveis. Uma outra fonte de assimetria do escoamento advém da presença da superfície livre, condição de contorno na extremidade superior do modelo. Conforme será melhor discutido na Seção 5.3, os vídeos de visualização de escoamento mostram que a esteira vorticiosa não é perfeitamente correlacionada ao longo da envergadura do cilindro.

No entanto, é possível a conversão de valores integrais do valor RMS do coeficiente de sustentação em valores seccionais, desde que a função de correlação da esteira ao longo da envergadura $R_{LL}(s)$ seja conhecida, conforme comentado nos artigos de Norberg (2003) e Ribeiro (1992). No entanto, a função de correlação não foi construída no escopo

desse trabalho, de sorte que, novamente, deve-se lançar mão de regressões encontradas na literatura.

O primeiro passo para a conversão de valores integrais para valores seccionais da flutuação do coeficiente de sustentação é a avaliação do fator γ_L , que pode ser entendido como a razão entre os valores RMS do coeficiente de sustentação de um segmento de comprimento l_c e o valor seccional. Norberg (2003) apresenta a seguinte expressão para o cálculo de γ_L :

$$\gamma_L = \frac{C'_L}{c'_L} = \frac{2}{l_c} \sqrt{\int_0^{l_c} (l_c - s) R_{LL}(s) ds} \quad (5.3)$$

Onde $R_{LL}(s)$ é a função de correlação. Norberg (2003) afirma que, para números de Reynolds $Re > 8 \times 10^3$, essa função pode ser bem aproximada por $R_{LL}(s) = e^{\frac{-s}{\Lambda_1}}$, onde Λ_1 é o comprimento de correlação, cuja regressão proposta no mesmo artigo oferece os seguintes valores:

$$\frac{\Lambda_1}{D} = \begin{cases} 7,6 \left(\frac{Re}{1,72 \times 10^3} \right)^{0,60}, & 1,72 \times 10^3 < Re < 5,1 \times 10^3 \\ 14,6 \left(\frac{Re}{5,1 \times 10^3} \right)^{-2,3}, & 5,1 \times 10^3 < Re < 8,0 \times 10^3 \\ 2,6 \left(\frac{Re}{2,4 \times 10^5} \right)^{-0,20}, & 8,0 \times 10^3 < Re < 2,40 \times 10^5 \end{cases} \quad (5.4)$$

A Figura 5.4 apresenta a regressão na faixa de números de Reynolds dos experimentos. O máximo valor do comprimento de correlação é $\Lambda_1 \approx 15D$ e ocorre em $Re = 5,1 \times 10^3$. Note que esse valor não é fisicamente realizável no escopo do presente trabalho, uma vez que a razão de aspecto é $L/D \approx 13$.

Em virtude do comprimento de correlação sugerido pela regressão ser incompatível com os dados do experimento conduzido no âmbito da pesquisa, as regressões apresentadas no artigo de Norberg (2003) devem ser utilizadas com cuidado. Por questão de simplicidade, o presente texto adotará como modelo para a função de correlação aquela que segue uma lei exponencial. O referido artigo verifica que tal função é uma boa aproximação dos dados experimentais para números de Reynolds superiores a $Re > 8 \times 10^3$. Cabe a ressalva de que o mesmo artigo apresenta regressões mais complexas para $Re < 8 \times 10^3$. Utilizando a função de correlação baseada em uma lei exponencial, a seguinte expressão pode ser obtida:

Figura 5.4: Comprimento de correção da esteira. Regressão apresentada em Norberg (2003).

$$\gamma_L = \frac{\sqrt{2}}{a} (e^{-a} + a - 1)^{1/2} \quad (5.5)$$

Onde $a = \frac{l_c}{\Lambda_1}$.

Ao término da discussão acerca das diversas formas de obtenção de C'_L , bem como a proposição de uma correção que permita a comparação entre os resultados experimentais obtidos e aqueles da literatura, a Figura 5.5 apresenta a variação do valor RMS do coeficiente de sustentação com o número de Reynolds e a comparação com a regressão descrita em Norberg (2003).

Embora tanto os resultados obtidos diretamente quanto os corrigidos sigam a mesma tendência da regressão, as diferenças são bastante grandes. A título de exemplificação, para $Re = 1,4 \times 10^4$ o valor corrigido c'_L é cerca de 56% do valor previsto pela regressão proposta. No entanto, dois aspectos devem ser ressaltados acerca dessa comparação. O primeiro deles é a grande dispersão dos dados na faixa de número de Reynolds do experimento, conforme pode ser visto na Figura 2.4. O outro é a adoção de uma regressão experimental para realização da conversão do valor integral C'_L para o valor seccional c'_L .

Alternativamente, a Figura 5.6 foi construída para comparar os valores de C'_L (não

Figura 5.5: Coeficiente de sustentação (RMS). Configuração de referência e comparação com a regressão de Norberg (2003).

corrigidos pela Equação 5.5) com os resultados experimentais de Khalak e Williamson (1996). Nesse trabalho, os autores avaliam o coeficiente de sustentação via medição da força hidrodinâmica total agindo ao longo do modelo, fazendo uso de uma célula de carga montada na extremidade fora da água, uma montagem bastante semelhante àquela adotada no escopo da pesquisa aqui discutida. Dois valores de razão de aspecto foram investigadas, nominalmente $L/D = 8,5$ e $L/D = 10$. Os autores apresentam, ainda, resultados para duas condições de contorno na extremidade inferior do modelo, sendo uma delas favorecendo a emissão paralela dos vórtices e a outra a emissão oblíqua. É possível notar que nos resultados de Khalak e Williamson (1996) existe uma diferença marcante nos valores RMS do coeficiente de sustentação obtido para as condições de emissão paralela e oblíqua.

Essa segunda forma de comparação mostra uma aderência melhor do que a comparação com a regressão a partir de valores seccionais.

A análise da configuração de referência será concluída com a comparação entre a série temporal do coeficiente de sustentação obtida experimentalmente para $Re \approx 1,05 \times 10^4$ e aquelas apresentadas em Khalak e Williamson (1996). Estas séries podem ser

Figura 5.6: Coeficiente de sustentação (RMS). Configuração de referência ($\theta = 0^\circ$) e comparação com os resultados de Khalak e Williamson (1996) de emissão oblíqua e paralela.

visualizadas na Figura 5.7.

A série temporal obtida para a configuração de referência (Figura 5.7(a)) apresenta importantes modulações de amplitude, ao longo dos 180s de aquisição. Por sua vez, a série temporal extraída de Khalak e Williamson (1996) relativa ao caso de emissão paralela aparentemente apresenta pequena modulação de amplitude- a janela de tempo apresentada abrange apenas cerca de 16 ciclos de oscilação. Note as diferenças, tanto em termos de amplitude, quanto de características do sinal, entre as condições de emissão paralela e oblíqua.

Essa comparação pode ser enriquecida comparando-se a distribuição dos conteúdos espectrais dos resultados de Khalak e Williamson (1996), apresentados na Figura 5.8, e daqueles obtidos nessa pesquisa. Embora as intensidades não possam ser comparadas diretamente, visto que o espectro apresentado por Khalak e Williamson (1996) refere-se à força de sustentação, existe um espalhamento de energia ao redor da frequência dominante, tanto nos resultados obtidos pelo autor do texto quanto aqueles obtidos por Khalak & Williamson na condição de emissão paralela.

Dados o caráter não-estacionário e as modulações de amplitude observadas na

(a) Configuração de referência. $Re = 1,04 \times 10^4$. (b) Resultados extraídos de Khalak e Williamson (1996) - $Re = 1,06 \times 10^4$.

Figura 5.7: Séries temporais da força de sustentação - $Re \approx 1,05 \times 10^4$.

Figura 5.8: Espectro de potência da força de sustentação. Extraído de Khalak e Williamson (1996).

série temporal da Figura 5.7(a), a aplicação da Transformada de Hilbert-Huang oferece informações complementares à análise baseada nos espectros obtidos por meio da Transformada de Fourier.

A Figura 5.9 apresenta as IMF's e o Espectro de Hilbert-Huang do sinal. A análise das *Intrinsic Mode Functions* (Figura 5.9(a)) mostra que o sinal original é composto fundamentalmente das IMF's 2 e 3. Note que a IMF 2 apresenta os trechos do sinal com maiores amplitudes, especialmente no intervalo entre 120s e 135s.

Essa maior amplitude também é refletida no Espectro de Hilbert-Huang (Figura 5.9(b)), dado que os maiores níveis de amplitude do sinal (representados por “cores quentes”) estão representados nesse intervalo de tempo. Cumpre ressaltar que, embora o sinal apresente modulações de amplitude ao longo do intervalo registrado, a frequência de os-

(a) *Intrinsic Mode Functions.*

(b) Espectro de Hilbert-Huang.

Figura 5.9: Análise com base na Transformada de Hilbert-Huang. Configuração de referência e $Re = 1,04 \times 10^4$.

cilação é praticamente constante³ ao redor de um valor correspondente a $St \approx 0,20$. Esse resultado está de acordo com aqueles apresentados na Figura 5.3, obtidos com base na frequência dominante de oscilação.

³Essa informação não é oferecida pela análise baseada na Transformada de Fourier.

Visando uma melhor comparação com os resultados de Khalak e Williamson (1996), a Figura 5.10 apresenta as séries de amplitude instantânea $a(t)$ do coeficiente de sustentação, considerando apenas as IMF's 2 e 3. O uso do fator $\sqrt{2}$ pode ser explicado por meio de um resultado clássico da teoria de análise de sinais, o qual diz que a relação entre a amplitude de um sinal harmônico e monocromático e seu valor RMS é exatamente o fator em questão.

Figura 5.10: Amplitude instantânea de oscilação para as IMF's 2 e 3. Configuração de referência e $Re = 1,04 \times 10^4$.

Nos trechos onde as maiores oscilações são observadas, a relação $\frac{a(t)}{\sqrt{2}}$ é aproximadamente igual a 0,30, valor esse obtido por Khalak e Williamson (1996) para C'_L em $Re = 1,06 \times 10^4$. Esse resultado indica que, nos trechos de maior energia do sinal, os resultados do valor RMS do coeficiente de sustentação apresentam boa aderência com a literatura.

Dessa forma, tendo em vista toda a discussão conduzida na presente Seção, pode-se considerar que a configuração de referência para o caso do cilindro estacionário constitui-se em uma base de dados confiável para a comparação com os resultados obtidos a partir dos cilindros inclinados. Essa comparação será feita na próxima Seção desse Capítulo.

5.2 Comparação entre os resultados com os cilindros inclinados

Seguindo a mesma ordem de apresentação dos resultados na configuração de referência, a Figura 5.11 apresenta os coeficientes de arrasto médio $\overline{C_{D,n}}$, obtidos considerando na normalização da força apenas a componente da velocidade normal ao eixo do cilindro $U_n = U_\infty \cos \theta$. Note que esse procedimento está em acordo com o Princípio da Independência.

Um primeiro aspecto observado é a diferença nos valores do coeficiente de arrasto médio nas orientações de montante e de jusante, sendo aqueles superiores para todos os ângulos de inclinação ensaiados. Essa diferença entre os resultados obtidos com as orientações de montagem é maior com o aumento do ângulo de inclinação, um resultado que também se repetirá nos capítulos 6 e 8.3.

Figura 5.11: Coeficiente de arrasto médio $\overline{C_{D,n}}$.

Na condição de montante, verificou-se uma boa correspondência entre os resultados obtidos com os cilindros inclinados e o modelo não inclinado; desta forma indicando a validade do uso da componente U_n no cálculo do coeficiente de arrasto médio, especialmente na faixa de números de Reynolds $Re_n > 8 \times 10^3$.

Por outro lado, na orientação de jusante, o aumento da inclinação do cilindro levou a uma diminuição do coeficiente de arrasto médio. Nos experimentos com $\theta = +45^\circ$ e $Re_n > 8 \times 10^3$, o coeficiente $\overline{C_{D,n}}$ é cerca de 20% inferior ao caso não inclinado.

As Figuras 5.12 e 5.13 ilustram as séries temporais de arrasto e sustentação obtidas no caso de número de Reynolds corrigido pelo Princípio da Independência, $Re_n \approx$

$9,2 \times 10^3$. Na análise da série temporal do coeficiente de sustentação relativa ao modelo não inclinado, a correspondente análise espectral⁴ indica um espectro de banda estreita, com frequência dominante $f_d D/U_\infty \approx 0,2$ ($f_d \approx 0,94 Hz$). A série temporal do coeficiente de arrasto para essa condição de inclinação apresenta variações lentas de amplitude, com frequência cerca de dez vezes menor do que a frequência dominante do espectro de $C_L(t)$. O valor médio $\overline{C_D} \approx 1$ concorda com os resultados da literatura, conforme discutido na seção 5.1.

A série temporal do coeficiente de sustentação relativa à condição de inclinação de 10° para jusante guarda semelhanças com o caso não inclinado. Embora a energia na frequência dominante seja ligeiramente inferior àquela do caso não inclinado, o espectro é de banda estreita em torno de $f_d D/U_n \approx 0,2$. Por outro lado, o conteúdo espectral da série obtida para $\theta = -10^\circ$ indica uma dispersão da energia no intervalo $0,17 < fD/U_n < 0,23$.

Um novo aumento no ângulo de inclinação, agora para 20° , promove mudanças significativas no conteúdo espectral da série $C_{L,n}(t)$. Na orientação para jusante, ocorre um espalhamento da energia no intervalo $0,20 < fD/U_n < 0,25$. Já a série temporal obtida no experimento para montante exibe uma componente espectral com frequência de aproximadamente $0,15 Hz$ (ou $0,03$ na normalização empregada). No intervalo exibido nos espectros, observa-se que, assim como observado nos ensaios com $\theta = -20^\circ$, a energia é dispersa no intervalo $0,17 < fD/U_n < 0,23$.

Nos experimentos com o cilindro inclinado em 30° , um comportamento não monotônico com o aumento do ângulo de inclinação é verificado. Ao contrário do que fora observado na análise do experimento com $\theta = +20^\circ$, a análise espectral de $C_{L,n}(t)$ para o cilindro inclinado segundo $\theta = +30^\circ$ apresenta um pico claramente definido em $f_d D/U_n \approx 0,2$. Na condição de montante, embora modulações de baixa frequência ainda sejam observáveis, a série temporal do coeficiente de sustentação é dominada por oscilações com frequências típicas da faixa de emissão de vórtices. Ao contrário da condição de jusante, o conteúdo espectral é disperso na faixa de frequências $0,15 < fD/U_n < 0,23$.

Na condição de inclinação 45° para jusante, o espectro correspondente à força de sustentação apresenta energia na faixa $0,10 < fD/U_n < 0,25$, sem a existência de uma raia de energia com frequência destacada. Por outro lado, na condição de montante, são observados saltos em $t \approx 100s$ e $t \approx 135s$, nos quais há uma mudança abrupta no valor de $C_{L,n}(t)$.

⁴A opção por só exibir o conteúdo espectral da série no intervalo $0,10 < fD/U_\infty < 0,40$ reside no fato desse ser o intervalo que contém a faixa de frequências típicas da emissão de vórtices.

$C_{D,n}(t)$

Montante

 $C_{L,n}(t)$ $C_{D,n}(t)$

Jusante

 $C_{L,n}(t)$

Figura 5.12: Séries temporais $C_{L,n}(t)$ e $C_{D,n}(t)$ em $Re_n \approx 9,2 \times 10^3$. De cima para baixo: $\theta = 0^\circ$, $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$.

Figura 5.13: Séries temporais $C_{L,n}(t)$ e $C_{D,n}(t)$. $Re_n \approx 9,2 \times 10^3$. De cima para baixo: $\theta = 0^\circ$, $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$.

A discussão das séries temporais e dos conteúdos espectrais indicam mudanças não só em termos de amplitude de oscilação da força de sustentação, mas também mudanças relacionadas à distribuição espectral da energia. Visando fornecer uma visão mais geral dos resultados, as Figuras 5.14 e 5.15 mostram, em um gráfico tridimensional, a distribuição da raiz quadrada da densidade espectral de potência como função da frequência adimensional fD/U_n e do número de Reynolds Re_n .

Pode-se notar uma diminuição da energia e o alargamento da banda espectral com o aumento do ângulo de inclinação, em concordância com diversos resultados da literatura.

Para inclinações inferiores a 20° , os espectros possuem energia apenas nas vizinhanças da frequência $fD/U_n \approx 0,2$, para todos os números de Reynolds ensaiados. Esse fato comprova que o uso do Princípio da Independência fornece, para esse ângulo de inclinação, o resultado clássico do número de Strouhal $St_n \approx 0,20$, amplamente encontrado na literatura. Ver discussão na seção 5.1 desse mesmo capítulo.

A partir de 20° de inclinação, as “cascatas” obtidas para a condição de montante apresentam energia em componentes associadas a baixas frequências, $fD/U_n < 0,05$, comportamento mais pronunciado na condição de $\theta = -45^\circ$. A justificativa para esse fato pode ser encontrada na literatura.

No artigo de Hogan e Hall (2011), medidas experimentais da flutuação de pressão na parede de um cilindro inclinado a $\theta = 30^\circ$ para montante indicam que, nas proximidades da extremidade do cilindro mais à montante, o escoamento apresenta fortes tridimensionalidades e o espectro é dominado por frequências inferiores a $fD/U = 0,05$.

Note que, nos resultados obtidos pelos referidos pesquisadores e apresentados na Figura 3.10(b), a vizinhança da extremidade inferior do cilindro (cerca de $5D$) apresenta espectro sem um pico claramente definido, embora o seu valor máximo seja próximo a $fD/U \approx 0,05$. Conforme o ponto de medição é avançado ao longo da envergadura do cilindro, o pico correspondente a $fD/U \approx 0,2$ vai se tornando mais visível. Cumpre ressaltar que, nas medições feitas com o cilindro não inclinado (Figura 3.10(a)), o espectro possui um pico bem definido na frequência clássica de Strouhal, independente da cota analisada. Segundo Hogan e Hall (2011), as oscilações de baixa frequência observadas na extremidade mais a montante estão associadas a estruturas bem organizadas que se desenvolvem por alguns diâmetros ao longo do comprimento.

Observando novamente as “cascatas” de espectros, algumas considerações podem

Figura 5.14: “Cascata” de espectros. $\theta = 0^\circ, \pm 10^\circ$ e $\pm 20^\circ$.

(a) $\theta = 0^\circ$

(b) $\theta = -30^\circ$

(c) $\theta = -45^\circ$

(d) $\theta = 0^\circ$

(e) $\theta = +30^\circ$

(f) $\theta = +45^\circ$

Figura 5.15: “Cascata” de espectros. $\theta = 0^\circ, \pm 30^\circ$ e $\pm 45^\circ$.

ser tecidas à luz dos resultados de Hogan e Hall (2011). No caso da “cascata” relativa ao experimento com $\theta = -20^\circ$, os picos observados em $fD/U_n \approx 0,2$ e $fD/U_n < 0,05$ estão associados, respectivamente, à esteira clássica de von Kármán e às estruturas desenvolvidas na extremidade inferior do cilindro. A identificação de um espectro de onde duas estruturas de escoamento distintas possam ser inferidas reside no fato de que, por se tratar de um espectro obtido via uma medida integral de esforços seccionais ao longo do comprimento do cilindro, a informação da ação de todas as estruturas diferentes é registrada. Uma análise similar pode ser conduzida para o caso com $\theta = -30^\circ$, embora o nível energético da estrutura de baixa frequência seja inferior ao caso com $\theta = -20^\circ$.

O experimento com inclinação $\theta = -45^\circ$ apresenta um espectro distinto dos demais casos estudados. A magnitude das oscilações de baixa frequência são muito superiores àquelas observadas na faixa de frequências características da esteira de von Kármán. Neste caso, uma discussão mais aprofundada se faz necessária.

Um primeiro aspecto a ser considerado é o aumento do comprimento de influência da estrutura de escoamento formada na extremidade mais a montante do cilindro com o aumento do ângulo de inclinação, conforme apresentado nas visualizações de escoamento de Ramberg (1983), Matsuzaki et al. (2004) (ver Figura 3.11) e na discussão do livro de Zdravkovich (2003b).

O segundo aspecto importante é uma mudança qualitativa na esteira de vórtices. Segundo o trabalho de Snarski (2004), amparado pelas visualizações de Ramberg (1983), existe uma mudança de regime da esteira verificada em $\theta \approx 38^\circ$, segundo a qual a emissão de von Kármán é substituída por um regime caracterizado pela presença de elementos vorticais anexados ao cilindro e praticamente alinhados com a direção do escoamento, o que causa a supressão da emissão de vórtices.

Desta forma, o cilindro inclinado em $\theta = -45^\circ$ é submetido a dois efeitos que acabam por tornar o escoamento bastante distinto do escoamento clássico ao redor de um cilindro não inclinado, de modo que a emissão de vórtices seja praticamente não observável.

Por outro lado, os resultados obtidos com o cilindro inclinado em $\theta = +45^\circ$ exibem energia no intervalo de frequências $0,10 < fD/U_n < 0,20$. O nível de energia observado no referido intervalo é maior na orientação de jusante do que na de montante. Com exceção do caso de inclinação $\theta = +45^\circ$, todos os espectros são centrados ao redor de $fD/U_n \approx 0,20$. Para esse ângulo de inclinação, o espectro apresenta intensidade de energia bastante baixa e dispersa de maneira praticamente homogênea entre $0,10 < fD/U_\infty <$

0,20, indicando que não há um regime regular de emissão de vórtices. Conforme será melhor discutido na seção 5.3, os experimentos de visualização de escoamento indicam uma presença dominante de um escoamento axial junto à base do cilindro, indicando uma esteira distinta daquela observada na configuração de referência.

Como os resultados experimentais obtidos na condição de montante podem ser explicados com auxílio de resultados previamente descritos na literatura, a pergunta que cabe está relacionada às justificativas para as diferenças observadas entre as condições de montante e de jusante. A resposta para essa pergunta está relacionada à assimetria nas condições de extremidade do cilindro, que apresenta sua porção inferior próxima ao fundo do canal de água recirculante e sua porção superior cruzando a interface água-ar.

Os resultados experimentais de visualização e medição do escoamento descritos em Vlachos e Telionis (2008) foram obtidos em uma condição experimental bastante próxima daquela adotada nesse texto, embora apenas as inclinações $\theta = 0^\circ$ e $\theta = \pm 30^\circ$ e os números de Froude não corrigidos $Fr = 0,3, 0,65$ e $Fr = 1,06$ tenham sido foco de investigação pelos autores. Uma das conclusões mais fortes do referido trabalho reside no fato de que, na condição de montante o efeito do vórtice formado junto à porção inferior do cilindro tem ação em cerca de 25% do comprimento, afetando a esteira vorticosa de maneira mais intensa que a superfície livre. Cumpre ressaltar que o importante efeito do vórtice da extremidade inferior está em acordo com os resultados de Ramberg (1983) e de Hogan e Hall (2010, 2011), embora esses trabalhos experimentais tenham sido conduzidos com a mesma condição de contorno em ambas as extremidades.

Já na condição de experimento para jusante, os efeitos se processam de maneira contrária. A região afetada pelo escoamento na extremidade inferior do cilindro é restrita a uma região com cerca de um diâmetro, enquanto que a esteira pode sofrer influência da superfície livre em cerca de 50% de seu comprimento. Como esperado, a influência da interface água-ar é tanto maior quanto maior for o número de Froude do escoamento, conforme pode ser visto na Figura 3.13 (seção 3.3.1).

Como os experimentos aqui conduzidos apresentam número de Froude corrigido pelo Princípio da Independência no intervalo $0,14 < Fr_n < 0,48$, os efeitos de superfície livre tendem a ser reduzidos, conforme pode ser visualizado na Figura 3.13 e também nos resultados numéricos apresentados nos artigos Yu, Avital e Williams (2008) e Suh, Yang e Stern (2011). Esse fato justifica a semelhança na distribuição espectral dos experimentos com os cilindros inclinados para jusante (e em ângulos até 30°) e os resultados obtidos na configuração de referência.

Devido ao fato da energia apreciável na faixa de frequências de geração e desprendimento de vórtices ser observada para os ângulos de inclinação inferiores a 45° , tanto o número de Strouhal, quanto o valor RMS do coeficiente de sustentação são exibidos desconsiderando os resultados para $\theta = \pm 45^\circ$. Esses gráficos são exibidos, respectivamente, nas Figuras 5.16 e 5.17.

Considerando a análise espectral da série temporal da força de sustentação integrada ao longo do comprimento do cilindro e o alargamento da banda espectral em torno de uma frequência dominante, o uso da componente U_n para o cálculo do número de Strouhal colapsa os resultados no intervalo $0,18 < St_n < 0,22$ nas duas orientações de inclinação, ou seja, na faixa de valores característica do resultados obtido para um cilindro não inclinado. Cumpre ressaltar que os resultados do número de Strouhal apresentados na Figura 5.16 correspondem a uma medida integral ao longo do comprimento do cilindro, sendo que a análise de resultados seccionais de força ou velocidade podem conduzir a resultados diferentes, como pode ser encontrado nas discussões dos artigos de Vlachos e Telionis (2008) e Hogan e Hall (2011).

Figura 5.16: Número de Strouhal St_n .

De maneira semelhante ao observado nos resultados do número de Strouhal, a aplicação da componente U_n da correnteza incidente também se mostra útil para colapsar os resultados do valor RMS do coeficiente de sustentação $C'_{L,n}$, embora um aspecto deva ser ressaltado. No caso de um cilindro não-inclinado, o valor C'_L indica a intensidade da flutuação da força de sustentação, que por sua vez oscila com a frequência de Strouhal $St \approx 0,20$. No caso dos cilindros inclinados, o “derramamento” de energia em outras frequências pode elevar o valor RMS do sinal, embora não seja necessariamente relacionado

à intensidade da força de sustentação na frequência de emissão de vórtices.

Figura 5.17: Valor RMS do coeficiente de sustentação $C'_{L,n}$.

A apresentação dos resultados relativos ao valor RMS do coeficiente de sustentação encerra a análise das séries temporais de força hidrodinâmica para o cilindro estacionário. A próxima seção deste capítulo é dedicada à visualização de escoamento ao longo da envergadura do modelo, na qual é possível a identificação de alguns aspectos qualitativos complementares às análises conduzidas até aqui.

5.3 Visualização de escoamento

A Figura 5.18 apresenta fotografias de visualização de escoamento para os cilindros inclinados segundo $\theta = \pm 45^\circ$, bem como para a configuração de referência. Para cada condição de inclinação, são exibidas fotos em três instantes de tempo $t_v^* = t_v f_s$. Em todos os experimentos de visualização de escoamento, o número de Reynolds é $Re_n \approx 9 \times 10^3$ e $Fr_n \approx 0,3$. A opção por esses valores se justifica pelo fato do artigo de Vlachos e Telionis (2008) apresentar resultados de visualização de escoamento conduzidas com número de Froude $Fr = 0.3$ e em uma condição experimental próxima daquela adotada no presente trabalho. Cumpre ressaltar que a visualização dos filmes que seguem em anexo constitui uma melhor ferramenta de análise, complementar às fotografias.

Considerando que o número de Strouhal é $St = 0,20$, a frequência de emissão de vórtices é $f_s = St U_n / D = 0,9 Hz$. Assim, os instantes t_v^* representados abrangem praticamente um ciclo esperado de emissão de vórtices e são $t_v^* = 7,17$, $t_v^* = 7,53$ e $t_v^* = 7,83$.

Figura 5.18: Visualização de escoamento. Cilindro estacionário, $Re_\eta \approx 9 \times 10^3$.

A primeira análise de visualização de escoamento a ser conduzida é aquela correspondente à configuração de referência ($\theta = 0^\circ$). Para essa condição do cilindro, a direção dos filamentos é predominantemente a mesma da correnteza incidente. Os efeitos do escoamento gerado próximo à extremidade inferior do modelo são restritos a cerca de $1D$ a partir da mesma.

Um outro aspecto que merece ser ressaltado é o fato de que existe uma diferença de fase na oscilação dos filamentos, indicando que não existe uma correlação total da esteira na envergadura do cilindro. Esse aspecto já fora apontado como sendo um dos responsáveis pela diferença entre os valores RMS do coeficiente de sustentação total C'_L e os valores seccionais publicados em Norberg (2003). Conforme será melhor discutido nos Capítulos 6 e 8.3, as vibrações induzidas pela emissão de vórtices aumentam o comprimento de correlação da esteira, fazendo com que a diferença de fase de oscilação dos filamentos seja menor do que no caso do cilindro estacionário. O filme correspondente às três configurações de referência ilustra claramente esse aspecto.

Considerando agora a condição de inclinação $\theta = -45^\circ$, as fotografias correspondentes mostram que a direção dos filamentos e, portanto, a direção média do escoamento incidente não é perpendicular ao eixo do cilindro. Outro aspecto identificado pela visualização de escoamento conduzida é o fato de que, junto à base do cilindro, existe um intenso escoamento axial, o que leva alguns filamentos a se posicionarem praticamente alinhados com a geratriz do modelo.

Também é visível nessas fotografias uma estrutura de escoamento desenvolvida junto à sua extremidade inferior, que corresponde àquela mais à montante no escoamento. Tais estruturas são alongadas na direção da correnteza incidente e correspondem àquelas observadas nas simulações numéricas descritas em Gioria et al. (2012). Essa estrutura de escoamento também é observada nos experimentos onde existe o fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices, conforme será melhor discutido nos Capítulos 6 e 8.3.

Finalmente, observando as fotografias relativas à condição de inclinação $\theta = +45^\circ$, a investigação qualitativa do escoamento também possibilita a identificação de diferenças entre as orientações de montante e de jusante. Ao contrário do observado na condição $\theta = -45^\circ$, o escoamento secundário se origina na extremidade próxima à superfície livre e percorre a geratriz do cilindro até sua extremidade inferior.

Devido à assimetria das condições de extremidade do cilindro, é de se esperar que existam diferenças no escoamento secundário gerado em cada uma das orientações de montagem. No caso em estudo, o escoamento secundário observado na orientação

de montante, isto é, gerado na extremidade do cilindro próxima a uma parede onde o Princípio da Aderência Completa deve ser respeitado, é mais intenso do que aquele obtido no experimento com orientação de jusante. Isso pode ser notado através do filme relativo ao escoamento ao redor de cilindros estacionários, no qual é possível ver que o movimento dos filamentos se dá praticamente junto à base do cilindro na orientação de montante. Já na orientação de jusante, os filamentos apresentam uma componente de movimento na direção alinhada à correnteza incidente.

Conforme discutido no Capítulo 4, os experimentos de visualização de escoamento com os filamentos de metalóide permitem a avaliação qualitativa do escoamento ao longo da envergadura do cilindro. A medição do campo de velocidades em uma seção transversal do cilindro foi conduzida tendo como objetivo identificar os padrões de emissão envolvidos. Essa classe de experimentos de visualização de escoamento será melhor discutida na Seção subsequente.

5.4 Medições do campo de velocidades

A Figura 5.19 apresenta os resultados de operações estatísticas (média e RMS) realizadas sobre toda a aquisição, cuja duração total foi de 23s. Esses resultados foram, então, adimensionalizados pela componente U_n da correnteza incidente e pelo diâmetro D do cilindro.

Na configuração de referência, as linhas de corrente média mostram claramente a formação de duas “bolhas” recirculantes próximas à base do cilindro, bem como as camadas cisalhantes livres, com vorticidade ω_z média de mesma magnitude, porém com sentidos opostos. A magnitude do valor RMS da componente de velocidade u_y fornece um indicativo da intensidade da esteira vorticiosa e também do comprimento de formação dos vórtices L_f .

Figura 5.19: Resultados estatísticos de medição do campo de escoamento no plano horizontal. Cilindro fixo, inclinado à montante e $Re_n \approx 9 \times 10^3$.

O aumento do ângulo de inclinação para montante, de 0° para 30° , promove mudanças qualitativas na esteira que não são previstas pelo Princípio da Independência. As “bolhas” recirculantes são formadas mais distantes da base do cilindro, até que, em $\theta = -30^\circ$, essas não são observadas, ao menos na cota z considerada na medição. As camadas cisalhantes livres tendem a apresentar um comprimento maior, além de um decréscimo na intensidade de sua vorticidade média $\overline{\omega_z}$, na medida em que há um aumento da inclinação. A diminuição da intensidade da esteira também pode ser inferida a partir dos resultados de u'_x , que tem seu máximo valor diminuído e ocorrendo mais à jusante do escoamento, indicação de um aumento do comprimento de formação dos vórtices.

Visando quantificar o comprimento de formação L_f , a Figura 5.20 apresenta a variação do valor RMS das componentes da velocidade com a distância até a base do cilindro, tomadas na linha de centro, seguindo o procedimento previamente adotado, por exemplo, no artigo Korkischko e Meneghini (2011). Nesse artigo, os autores adotam o comprimento de formação como aquele no qual verifica-se o primeiro pico do valor RMS da componente de velocidade transversal à correnteza. Os artigos de Szepessy e Bearman (1992) e Williamson (1996) adotam um procedimento parecido para o cálculo do comprimento de formação, no entanto, considerando o máximo valor de u'_x .

Figura 5.20: Variação do valor RMS das componentes de velocidade com a distância até a base do cilindro.

Considerando o caso não inclinado, o máximo de u'_y é aproximadamente $0,7U_\infty$ e ocorre em $x/D \approx 1,2$. Para comparação, o artigo Korkischko e Meneghini (2011) apresenta como resultados para $Re = 10^4$ um valor máximo de u'_y próximo a $0,65U_\infty$, verificado em $x/D \approx 0,5$. Para número de Reynolds $Re = 1,3 \times 10^4$, Szepessy e Bearman (1992) publicam o máximo valor $u'_x = 0,35D$ ocorrendo em $x/D \approx 0,80$. Considerando

os resultados relativos à configuração de referência, o máximo valor de u'_x é próximo a 0,3 e ocorre em $x/D = 0,8$. Esses resultados mostram a boa aderência entre os resultados obtidos no âmbito da presente pesquisa e aqueles da literatura.

Na condição de inclinação $\theta = -10^\circ$, o máximo valor da flutuação da componente u_y é ligeiramente inferior ao do caso não inclinado, atingindo $u'_y \approx 0,65U_n$ em $x/D \approx 1,5$. Para as inclinações $\theta = -20^\circ$ e $\theta = -30^\circ$, o comprimento de formação foi avaliado em $L_f \approx 2D$. Para esses valores de inclinação, a intensidade da flutuação da componente da velocidade transversal à direção da correnteza incidente é diminuída para cerca de 50% daquela observada no cilindro não inclinado na proximidade da base do cilindro, $x/D < 0,5$. A diminuição do máximo valor de u'_y está relacionado ao decréscimo da intensidade da esteira com o aumento da inclinação, conforme descrito anteriormente por outros pesquisadores.

As séries temporais de velocidade de um ponto “A”, localizado conforme a Figura 5.21, também foram analisadas do ponto de vista dos respectivos espectros. Tais análises complementam os resultados obtidos a partir das séries temporais de força de sustentação apresentados na Figura 5.16. Cabe salientar que a definição do número de Strouhal é classicamente feita a partir da flutuação da velocidade em um determinado ponto. Dessa forma, a extração da série temporal de velocidade a partir da medição pela técnica de VIP é análoga à inserção de um anemômetro de filme quente; embora com taxa de aquisição e tempo de duração inferiores.

Figura 5.21: Ponto de medição de velocidade.

A Figura 5.22 apresenta as séries temporais de velocidade da esteira e os respectivos espectros. Os resultados para inclinações $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -10^\circ$ mostram séries temporais harmônicas e monocromáticas, com frequência dominante bem definida, correspondente ao resultado clássico de $St \approx 0,20$ e em concordância com a análise conduzida utilizando os sinais de força de sustentação.

(a) $u_x(t)$: $\theta = 0^\circ$. (b) $u_y(t)$: $\theta = 0^\circ$. (c) $u_x(t)$: $\theta = -10^\circ$. (d) $u_y(t)$: $\theta = -10^\circ$. (e) $u_x(t)$: $\theta = -20^\circ$. (f) $u_y(t)$: $\theta = -20^\circ$.

Figura 5.22: Séries temporais de velocidade $u_x(A, t)$ e $u_y(A, t)$ - Medições do campo de escoamento no plano horizontal.

A partir de 20° de inclinação, as séries temporais perdem seu caráter harmônico, de modo que a existência de várias componentes de frequência passa a ser observada no espectro, em especial, componentes de frequência $fD/U_n < 0,10$, configurando um resultado que também foi observado nas análises espectrais conduzidas com os sinais advindos da medição de força hidrodinâmica total. Para as condições de inclinação $\theta = -20^\circ$ e $\theta = -30^\circ$, os espectros correspondentes às séries temporais $u_y(A, t)$ apresentam um pico bem definido em uma frequência bastante próxima a $fD/U_n = 0,20$, com as contribuições das frequências mais baixas apresentando menores intensidades.

Por outro lado, para $\theta = -45^\circ$, a contribuição das frequências mais baixas se tornam mais significativas do que aquelas relacionadas à faixa de emissão de vórtices, indicando que, ao menos na cota vertical na qual o plano do laser foi empregado, o escoamento é determinado por estruturas distintas da esteira clássica de von Kármán.

Ao término da apresentação de resultados estatísticos relativos aos campos de velocidade medidos, a próxima Seção do Capítulo terá como foco a análise modal do escoamento com o uso da decomposição de Koopman.

5.5 Aplicação da decomposição de Koopman

A aplicação da decomposição de Koopman foi utilizada sobre as medições do campo de velocidades com dois objetivos. O primeiro deles foi oferecer uma medida de frequência de oscilação correspondente a todo o campo medido, ao invés do resultado obtido a partir da série temporal extraída de um ponto específico. O segundo objetivo foi identificar a forma de emissão dos vórtices na seção onde a técnica de VIP foi aplicada. Cumpre relembrar que as idéias gerais da decomposição de Koopman estão descritas no apêndice D.

A Figura 5.23 apresenta os espectros de energia normalizada γ_K^* , obtidos a partir da aplicação da decomposição de Koopman nos campos construídos via técnica de VIP no plano horizontal. A energia normalizada diz respeito à contribuição relativa de cada um dos N_K modos, conforme a expressão:

$$\gamma_K^* = \frac{\gamma_K}{\sum_{K=1}^{N_K} \gamma_K} \quad (5.6)$$

O espectro relativo ao caso não inclinado, Figura 5.23(a), indica a presença de maior energia em $fD/U_\infty \approx 0,20$, fato em total concordância com os demais resultados

apresentados no presente Capítulo. Também é notável a presença dos subharmônicos em $fD/U_\infty \approx 0,40$ e $fD/U_\infty \approx 0,60$.

O incremento do ângulo de inclinação para $\theta = -20^\circ$ à montante ainda oferece como frequência dominante $fD/U_n \approx 0,20$. Esse resultado indica que, no ângulo de inclinação em questão, o Princípio da Independência se mostra útil para correção do número de Strouhal obtido via frequência dominante de oscilação da esteira, calculada segundo a decomposição de Koopman.

Porém, um novo aumento do ângulo de inclinação para $\theta = -30^\circ$ promove mudanças no espectro de energia, apresentando uma dispersão de energia no intervalo de frequências adimensionais $0,15 < fD/U_n < 0,25$, com um valor dominante em $fD/U_n = 0,17$. Esse resultado mostra uma ligeira queda no número de Strouhal calculado por meio da decomposição de Koopman, entretanto condizente com os resultados obtidos na análise considerando a força de sustentação total, Seção 5.2. Desta forma, para $\theta = -30^\circ$ o uso da componente U_n ainda se mostra uma ferramenta útil no cálculo do número de Strouhal na seção do cilindro estacionário em estudo.

(a) Energia normalizada - $\theta = 0^\circ$ (b) Energia normalizada - $\theta = -10^\circ$ (c) Energia normalizada - $\theta = -20^\circ$ (d) Energia normalizada - $\theta = -30^\circ$ (e) Energia normalizada - $\theta = -45^\circ$

Figura 5.23: Espectros de energia obtidos a partir da decomposição de Koopman para os cilindros estacionários e plano horizontal iluminado.

Já para o cilindro inclinado segundo $\theta = -45^\circ$, o espectro de Koopman é praticamente monotônico decrescente, sem a presença marcante de uma frequência de oscilação.

Para os ângulos de inclinação inferiores a 45° , a Figura 5.24 apresenta o modo de Koopman (considerando o campo $u_x(x, y, t)$) correspondente à maior energia normalizada. Para todas as inclinações apresentadas, o padrão de emissão é bastante similar, com duas estruturas fluídas lado a lado e com valores opostos da componente u_x do campo de velocidades. Desta forma, o padrão de emissão na esteira, identificado na seção em estudo dos cilindros inclinados em até 30° para montante, não difere substancialmente do resultado obtido para o cilindro não inclinado.

Figura 5.24: Modos de maior energia obtidos a partir da decomposição de Koopman $|\theta| < 45^\circ$ para os cilindros estacionários e plano horizontal iluminado.

Por outro lado, para $\theta = -45^\circ$, a Figura 5.25 indica a presença de estruturas fluídas não simétricas, anexadas ao cilindro e alongadas na direção do escoamento. Tais estruturas, características da extremidade do cilindro mais à montante e relacionadas a

frequências adimensionais $fD/U_n < 0,1$, foram identificadas em visualizações de escoamento apresentadas neste Capítulo e também no artigo de Ramberg (1983), além de se mostrarem presentes nas medições de flutuação de pressão de Hogan e Hall (2011). Embora essa estrutura já tenha sido observada em trabalhos da literatura, cabe salientar que a recuperação simultânea de sua topologia e da frequência via análise modal do escoamento não foi encontrada pelo presente autor em nenhum outro trabalho.

Figura 5.25: Modos de Koopman correspondente a $fD/U_n \approx 0,08$: $\theta = -45^\circ$ e $\gamma^* \approx 4\%$ para o cilindro estacionário e plano horizontal iluminado.

A apresentação dos resultados obtidos a partir da aplicação da decomposição de Koopman encerra a discussão acerca dos resultados obtidos com os cilindros inclinados estacionários. A Seção subsequente é responsável por ressaltar os aspectos mais importantes discutidos no presente Capítulo.

5.6 Considerações finais do Capítulo

O conjunto de experimentos realizados com os cilindros inclinados estacionários abrangeu a medição da força hidrodinâmica total atuante sobre os modelos no intervalo de número de Reynolds $4 \times 10^3 < Re_n < 1,4 \times 10^4$, a visualização do escoamento ao longo da envergadura do cilindro e a medição do campo de escoamento com uso da técnica de velocimetria por imagem de partícula (VIP). As visualizações e medições de escoamento, no entanto, foram conduzidas apenas para número de Reynolds $Re_n \approx 9 \times 10^3$.

No caso do cilindro não inclinado e para toda a faixa de números de Reynolds ensaiada, o coeficiente de arrasto médio obtido foi $\overline{C_D} \approx 1$, resultado em concordância com aqueles disponíveis na literatura. O número de Strouhal calculado com base na frequência dominante, obtida a partir dos espectro das séries temporais de força de sustentação total,

se mostrou praticamente constante em $St \approx 0,20$, recuperando o resultado clássico de mecânica dos fluidos.

A análise do coeficiente de sustentação e comparação com artigos disponíveis na literatura (a saber, o artigo de Norberg (2003)) mereceram uma discussão mais aprofundada. A curva c'_L versus Re apresentada em Norberg (2003) e a regressão proposta consideram medidas seccionais da força, portanto, um procedimento de medição distinto daquele conduzido no escopo do presente trabalho. A utilização de procedimentos de correção baseados em regressões empíricas, embora suscite a mesma tendência da regressão proposta pelo autor, apresentam diferenças no valor RMS do coeficiente de sustentação. No entanto, a comparação com os resultados experimentais obtidos por meio da medição de força total, e discutidos em Khalak e Williamson (1996), apresenta uma maior aderência, de modo que os resultados obtidos na configuração de referência aqui estudada representam uma base de comparação confiável para os resultados com os modelos inclinados.

Para todos os ângulos de inclinação à montante, os resultados do coeficiente de arrasto médio, obtidos lançando mão do Princípio da Independência, $\overline{C_{D,n}}$, apresentam boa aderência com os resultados não inclinados. Para ângulos de inclinação superiores a $\theta = 20^\circ$, observam-se diferenças entre os resultados de $\overline{C_{D,n}}$ nas condições de montante e jusante, sendo menores aqueles obtidos para essa última configuração.

As séries temporais do coeficiente de sustentação total, $C_{L,n}(t)$, apresentam conteúdos espectrais bastante distintos, dependendo da orientação de inclinação do cilindro. Considerando ângulos de inclinação inferiores a 30° na orientação de montante, a “cascata” de espectros apresenta energia em frequências adimensionais, fD/U_n , inferiores àquelas características do regime de emissão de vórtices. Na orientação de jusante, essas frequências não são tão evidentes.

Para a condição de inclinação $\theta = -45^\circ$, a energia nas baixas frequências adimensionais (tipicamente $fD/U_n \approx 0,05$) se mostram dominantes com relação às frequências características do regime de emissão de vórtices e próximas a $fD/U_n = 0,20$. Para o mesmo ângulo de inclinação, porém na orientação de jusante, as baixas frequências não compõem de maneira apreciável a “cascata” de espectros, sendo que a energia é distribuída de maneira praticamente uniforme no intervalo $0,10 < fD/U_n < 0,20$, indicando a ausência de um regime regular de emissão de vórtices. Como o valor RMS do coeficiente de sustentação está relacionado à força de sustentação que surge com a geração e desprendimento de vórtices, a curva $C_{L,n}$ versus Re_n não é exibida para os ângulos

$$\theta = \pm 45^\circ.$$

As baixas frequências observadas nos espectros relativos à orientação de montante estão relacionadas à estruturas de escoamento formadas na extremidade do cilindro posicionada mais à montante do escoamento, conforme apresentado no artigo de Hogan e Hall (2011). Tais estruturas são praticamente alinhadas ao escoamento e podem ser vistas no trabalho experimental de Ramberg (1983) e nas simulações numéricas realizadas como suporte à presente tese e publicadas em Gioria et al. (2012). As séries temporais de força de sustentação seccionais obtidas na simulação numérica na região de influência dessa estrutura fluída indicam força de sustentação não nula, fato também verificado experimentalmente no ensaio com $\theta = -45^\circ$. Obviamente, em um intervalo de simulação ou experimento suficientemente longo, a tendência é que o valor médio $\overline{C_{L,n}}$ se anule. Ainda sob essas condições, a análise da série temporal do coeficiente de arrasto indica que a formação da referida estrutura de escoamento aumenta localmente o valor de seu valor médio com relação ao resultado clássico da mecânica dos fluídos, $\overline{c_{d,n}} \approx 1$.

A assimetria das condições de extremidade do cilindro advém da própria montagem experimental. Quando a orientação de montagem obedece ângulos negativos, a extremidade do cilindro que se encontra mais à montante no escoamento é próxima do fundo do canal de água recirculante. Por outro lado, quando a montagem é na orientação de jusante, a extremidade do cilindro mais à montante no escoamento está próxima da superfície livre. A superfície livre é deformável e impõe apenas a condição de impenetrabilidade, enquanto que, na parede inferior o Princípio da Aderência Completa deve ser respeitado. Essa assimetria favorece o aparecimento de estruturas de escoamento distintas nas duas orientações, assim justificando as diferenças nos resultados obtidos, em particular aqueles relacionados aos coeficientes de força hidrodinâmicas. Visando uma melhor identificação do escoamento ao longo da envergadura do cilindro, experimentos de visualização do escoamento foram conduzidos utilizando filamentos partindo do ponto de estagnação frontal do cilindro.

As visualizações de escoamento realizadas com os filamentos possibilitaram a identificação do escoamento secundário intenso nos casos de inclinação $\theta = \pm 45^\circ$. Além do escoamento secundário, as referidas visualizações possibilitaram identificar diferenças no escoamento desenvolvido junto à extremidade inferior do cilindro. Na orientação de montante, a estrutura de escoamento alongada na direção da correnteza e obtida na simulação numérica de Gioria et al. (2012) foi observada experimentalmente.

Em virtude do cilindro apresentar condições de extremidade assimétricas, também

nas visualizações o escoamento secundário é diferente nas duas orientações de montagem. Isso justifica as diferenças entre os resultados obtidos para as orientações de montante e de jusante. Dessa forma, embora apenas aspectos qualitativos tenham sido investigados pelos experimentos de visualização de escoamento com os filamentos de metalóide, esses já se mostraram uma ferramenta complementar às análises realizadas com as séries temporais de força hidrodinâmica.

Obviamente, resultados quantitativos do escoamento ao longo da envergadura podem e devem ser melhor explorados com o auxílio de simulações numéricas, que consistem em uma nova proposta de extensão da pesquisa conduzida no âmbito da presente tese. O único aspecto quantitativo investigado diz respeito às medições do campo de escoamento por meio da técnica de VIP em uma seção horizontal dos cilindros inclinados à montante. Esse estudo quantitativo também pode ser melhor explorado na continuidade da pesquisa.

A aplicação da decomposição de Koopman aos campos de velocidade obtidos com a técnica de VIP se mostrou bastante útil no sentido da identificação do padrão de emissão de vórtices, bem como na estimativa da frequência de oscilação da esteira considerando todo o campo medido. Para os experimentos com medição do campo de velocidades com inclinação inferior a 45° , o padrão de vorticidade obtido a partir do modo com maior energia é o clássico $2S$, segundo a nomenclatura da literatura. Para essas condições de inclinação, o número de Strouhal calculado com base nas frequências relativas ao modo com maior energia estão no intervalo $0,17 < St_n < 0,20$. Esse resultado indica que, ao menos na seção do cilindro onde a medição com a técnica VIP foi feita, o Princípio da Independência se mostra válido para o cálculo do número de Strouhal.

Para a condição de inclinação $\theta = -45^\circ$, o modo de Koopman relativo à frequência adimensional $fD/U_n \approx 0,08$ indica a formação de estruturas fluídas anexadas ao cilindro e alongadas na direção da correnteza, de modo que, ao menos na seção de medição com a técnica de VIP, a esteira é fortemente influenciada pelos efeitos da extremidade mais à montante do cilindro. Devido ao fato do Princípio da Independência estar calcado em hipóteses bidimensionais, conforme apontado nos artigos de Sears (1948) e Marshall (2003), é de se esperar que, quanto mais pronunciado forem os efeitos tridimensionais do escoamento, maior serão as diferenças nas esteiras entre as esteiras de um cilindro inclinado e um não inclinado. Como consequência das diferenças das esteiras, é de se esperar que os diversos adimensionais que as definem sejam distintos.

Como maiores contribuições do Capítulo, destacam-se a identificação das diferenças nos resultados de força hidrodinâmica obtidos entre as orientações de montante e de

jusante e a associação dessas diferenças com a assimetria nas condições de contorno. Já é bem estabelecido na literatura que as condições de extremidade têm papel importante na esteira de um cilindro inclinado, no entanto, muitos dos trabalhos consultados têm como foco condições de contorno simétricas.

Outro aspecto trabalhado no Capítulo e que consiste em uma contribuição aparentemente inédita é a aplicação da decomposição do escoamento ao redor de um cilindro inclinado em modos de Koopman. Tal procedimento ajudou na identificação de um modo correspondente à estrutura de escoamento formada na extremidade mais a montante do escoamento.

Finalizada a discussão acerca dos experimentos com os cilindros fixos e inclinados, o próximo aspecto investigado consiste no fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices nos cilindros inclinados, livres para oscilar somente na direção transversal à correnteza. Tal investigação será descrita em detalhes no próximo Capítulo.

6 EXPERIMENTOS COM UM GRAU DE LIBERDADE

Após a apresentação e discussão dos resultados obtidos com os cilindros inclinados e estacionários, o foco agora é o fenômeno das vibrações induzidas pela emissão de vórtices. Desta forma, o presente capítulo apresenta os resultados para o cilindro rígido montado em base elástica com liberdade de oscilação somente na direção transversal à correnteza. Por questão de organização, o capítulo se subdivide em seis seções. Na primeira delas discutem-se os resultados de caracterização do sistema em ar e em água parada.

A discussão conduzida na segunda seção é focada na comparação entre os resultados experimentais obtidos com o modelo não inclinado (configuração de referência) e aqueles disponíveis na literatura. A terceira seção do capítulo é dedicada à apresentação e discussão dos resultados obtidos com os cilindros inclinados e as correspondentes comparações com a configuração de referência utilizando o Princípio da Independência. Na quarta seção, os resultados qualitativos da visualização do escoamento por intermédio dos filamentos ao longo da envergadura do cilindro são apresentados. Na seção subsequente, é conduzida uma discussão acerca das medições do campo de velocidades obtidas com a técnica de VIP.

Por fim, na sexta seção, são tecidas algumas considerações finais acerca dos resultados obtidos com os cilindros inclinados livre para oscilar apenas na direção transversal à correnteza.

6.1 Ensaios de caracterização

Os ensaios de caracterização envolvem experimentos de oscilação livre (ou decaimentos), nos quais uma condição inicial de deslocamento é prescrita à estrutura. A série temporal de deslocamento resultante consiste na solução homogênea da equação diferencial de movimento que rege o sistema.

Para estudos de vibrações induzidas pela emissão de vórtices, os ensaios em oscilação livre devem ser conduzidos em duas condições. A primeira condição visa a obtenção do coeficiente de amortecimento estrutural ζ_s . Para tanto, os ensaios de oscilação livre foram conduzidos em ar, isto é, na ausência de qualquer interação com a água, e posicionando um bloco de massa equivalente à massa do modelo na placa inferior da base elástica e que é responsável pela fixação do modelo. Os máximos locais do sinal de deslocamento foram identificados e o valor de ζ_s foi calculado com o uso do método do decremento logarítmico de um sistema linear, procedimento clássico em dinâmica de sistemas.

A segunda condição de caracterização envolve os ensaios de decaimento em água parada, isto é, na ausência de correnteza incidente. Essa condição experimental permite a avaliação da frequência natural em água parada f_N , que é aquela empregada no cálculo da velocidade reduzida. A frequência natural em água é distinta da frequência natural em ar f_N^{AR} em virtude da massa adicional e do amortecimento hidrodinâmico, sendo essa diferença importante no estudo de sistemas de baixo valor do parâmetro de massa reduzida m^* .

Em virtude do cilindro estar sofrendo ação da força hidrodinâmica, rigorosamente falando, as oscilações registradas nesse experimento não correspondem à solução homogênea da equação de movimento. No entanto, por se tratar de uma nomenclatura comum no tema, o presente texto adotará a mesma nomenclatura do ensaio de oscilação livre no ensaio em água parada.

6.1.1 Caracterização em ar

A Figura 6.1 apresenta a série temporal de deslocamento obtida de um ensaio de oscilação livre em ar e a correspondente análise espectral. O espectro de banda estreita indica que não foram excitadas frequências naturais devido a outros modos naturais, atendendo a um requisito de projeto da base elástica. A envoltória obtida por meio do método do decremento logarítmico se ajustou bem aos extremos do trecho do sinal analisado, fornecendo um valor do coeficiente de amortecimento estrutural $\zeta_s = 0,1\%$ para as três repetições do experimento. A Tabela 6.1 apresenta os resultados de frequência natural e do coeficiente de amortecimento estrutural para todas as repetições.

Para uma melhor comparação com os dados da literatura, fez-se necessária uma pequena correção no coeficiente de amortecimento estrutural. Os dados experimentais descritos nos trabalhos do grupo do Prof. Williamson utilizam a seguinte definição:

$$\zeta = \frac{c_s}{2\sqrt{k(m + ma^{pot})}} \quad (6.1)$$

Onde ma^{pot} é a massa adicional calculada com o coeficiente clássico de massa adicional potencial de um cilindro $Ca^{pot} = 1$. A correção a ser feita visando compatibilizar as grandezas é bastante simples, conforme descrito na Equação 6.2.

$$\frac{\zeta_s}{\zeta} = \frac{\frac{c_s}{2\sqrt{km}}}{\frac{c_s}{2\sqrt{k(m+ma^{pot})}}} = \sqrt{\frac{m^* + Ca^{pot}}{m^*}} \quad (6.2)$$

Substituindo o valor do parâmetro $m^* = 2,6$, obtém-se $\zeta = 8,5 \times 10^{-4}$ para o conjunto de experimentos detalhados nesse capítulo e, portanto, $\alpha = (m^* + Ca^{pot})\zeta = 3,1 \times 10^{-3}$.

Figura 6.1: Séries temporais de oscilação livre: ensaios em ar. Sistema com um grau de liberdade.

Tabela 6.1: Ensaios de decaimento em ar: Sistema com um grau de liberdade.

Repetição	$f_{dy}[Hz]$	$\zeta_s[\%]$	$f_N^{AR}[Hz]$
1	0,88	0,1	0,88
2	0,88	0,1	
3	0,88	0,1	

6.1.2 Caracterização em água parada

As frequências naturais adotadas nas adimensionalizações são apresentadas na Tabela 6.2, obtidas a partir da média entre 3 ensaios de decaimento obtidos em água parada. É possível notar a pouca variação da frequência natural com o aumento da inclinação do cilindro.

Tabela 6.2: Ensaios de decaimento em água - Sistema com um grau de liberdade.

θ	Repetição	$f_{dy}[Hz]$	$f_N[Hz]$
0°	1	0,63	0,63
	2	0,63	
	3	0,63	
-10°	1	0,63	0,63
	2	0,63	
	3	0,73	
+10°	1	0,70	0,63
	2	0,63	
	3	0,63	
-20°	1	0,64	0,64
	2	0,64	
	3	0,64	
+20°	1	0,64	0,64
	2	0,64	
	3	0,64	
-30°	1	0,64	0,64
	2	0,64	
	3	0,64	
+30°	1	0,64	0,64
	2	0,64	
	3	0,64	
-45°	1	0,63	0,63
	2	0,63	
	3	0,63	
+45°	1	0,63	0,63
	2	0,63	
	3	0,63	

Esse fato indica que a massa adicional verificada nos experimentos de decaimento¹ é praticamente independente do ângulo de inclinação do cilindro. Cumpre ressaltar que,

¹Cabe salientar que os experimentos de decaimento foram realizados na ausência de correnteza.

na análise dos ensaios de decaimento no caso com dois graus de liberdade, as massas adicionais influenciam os resultados de frequências naturais de maneiras distintas, dependendo do ângulo de inclinação do cilindro. Esse fato será melhor discutido no capítulo 8.3.

A Figura 6.2 apresenta as séries temporais de deslocamento obtidas a partir dos ensaios de decaimento em água parada para o modelo não inclinado e o modelo inclinado em $\theta = +45^\circ$. A análise dessas séries temporais mostra que, nos ensaios de caracterização conduzidos em água parada, nenhuma outra frequência natural foi excitada em uma faixa de frequências de até $7Hz$. Esse fato é altamente desejável para que a sincronização ocorra somente no modo natural de interesse (deslocamento de corpo rígido do cilindro).

Figura 6.2: Séries temporais de oscilação livre: Ensaios em água parada. Sistema com um grau de liberdade.

6.2 Configuração de referência

Os resultados obtidos para o modelo não inclinado serão comparados com aqueles apresentados nos artigos de Khalak e Williamson (1997, 1999). O aparato experimental utilizado pelos autores é significativamente distinto do descrito no escopo do presente texto. Naquele trabalho, trata-se de uma base elástica composta por uma placa na qual o modelo é montado, presa a duas guias lineares que deslizam por mancais. A injeção de ar comprimido nesses mancais confere baixo amortecimento estrutural ao sistema.

A razão de aspecto e o parâmetro de massa reduzida utilizadas nos trabalhos do Prof. Williamson são, respectivamente, $L/D = 8,5 - 10$ e $m^* = 3,3$. Esses valores são próximos aos aqui empregados, $L/D \approx 13$ e $m^* = 2,6$.

As curvas de amplitude e frequência de resposta são apresentadas na Figura 6.3. Na curva de amplitude de oscilação (Figura 6.3(a)), nota-se uma aderência bastante boa entre os resultados. Em virtude do sistema em estudo apresentar baixo valor do parâmetro $m^*\zeta$, a curva de resposta é composta de três ramos, conforme bem estabelecido na literatura e descrito nos artigos Khalak e Williamson (1997, 1999) e Williamson e Govardhan (2004).

Figura 6.3: Amplitudes e frequências de oscilação: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com um grau de liberdade.

Para o intervalo de velocidades reduzidas $V_R < 4$, observa-se o "initial branch". Esse ramo de resposta corresponde ao início do processo de sincronização e é caracterizado por amplitudes de oscilação inferiores a $0,3D$. As maiores amplitudes de oscilação são observadas no intervalo de velocidades reduzidas $4 < V_R < 8$, característico do "upper branch". Por fim, o ramo de resposta observado no intervalo $V_R > 8$ é denominado de "lower branch" e tem amplitude de oscilação praticamente constante, igual a $A_y^* = 0,6$. No "upper branch", a máxima amplitude de oscilação é ligeiramente superior àquela obtida por Khalak e Williamson (1999), fato justificado pelo menor valor do parâmetro $m^*\zeta$ dos experimentos conduzidos no âmbito da pesquisa descrita nesse texto.

Buscando refinar a análise acerca da máxima amplitude de oscilação registrada, pode ser conduzida uma comparação com a previsão do diagrama de Griffin modificado, segundo a Equação 2.16. Considerando que a maior amplitude de oscilação tenha ocorrido na velocidade reduzida $V_R = 6$ (correspondente a $Re \approx 7,5 \times 10^3$), a regressão experimental do referido diagrama oferece como máximo de amplitude um valor igual a um diâmetro, conforme ilustrado na Figura 6.4. Dessa forma, também foi verificada a consistência da

máxima amplitude de oscilação registrada na configuração de referência².

Figura 6.4: Máxima amplitude de oscilação como função do número de Reynolds. Diagrama de Griffin modificado e $\alpha = 3,1 \times 10^{-3}$.

A curva de frequência adimensional de resposta, exibida na Figura 6.3(b), não segue o clássico conceito de sincronização $f_{dy} \approx f_N$. Para o parâmetro de massa empregado nos experimentos, a definição de sincronização que melhor representa o fenômeno é aquela apresentada no artigo de Williamson e Govardhan (2004). Segundo os autores, a sincronização é a condição onde a frequência de oscilação é próxima da frequência de emissão de vórtices.

A Figura 6.5 foi construída visando ilustrar como essa última definição de sincronização se aplica à configuração de referência. A frequência dominante de oscilação da série temporal $y^*(t)$ é a mesma daquela observada no conteúdo espectral da série temporal do coeficiente de sustentação. Admitindo que a força de sustentação tenha como frequência dominante aquela de emissão dos vórtices, têm-se que $f_s \approx f_{dy}$.

As variações dos coeficiente de arrasto médio $\overline{C_D}$ e do valor RMS do coeficiente de sustentação C_L' são apresentadas na Figura 6.6 como função da velocidade reduzida. Os resultados relativos ao coeficiente de arrasto médio $\overline{C_D}$ (Figura 6.6(a)) apresentam a mesma tendência dos resultados da literatura, embora os valores sejam ligeiramente diferentes. Essa diferença pode estar associada às montagens e procedimentos distintos de medição dos esforços.

No intervalo de velocidades reduzidas característico do “*upper branch*” é observada uma amplificação importante do coeficiente de arrasto médio, cujo valor atinge cerca de

²Ressalta-se que a configuração de referência descrita no presente capítulo consiste no experimento com o cilindro não inclinado e com liberdade de oscilação na direção transversal à correnteza. Os resultados obtidos com os cilindros inclinados serão comparados com essa configuração de referência.

Figura 6.5: Série temporal de deslocamento e de força de sustentação: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 5,85$. Sistema com um grau de liberdade.

três vezes o obtido para um cilindro estacionário. Essa amplificação do coeficiente de arrasto é um processo característico da oscilação do cilindro, conforme reportado nos artigos de Sarpkaya (1995) e Khalak e Williamson (1999).

Figura 6.6: Coeficientes de força hidrodinâmica: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com um grau de liberdade.

A curva do valor RMS do coeficiente de sustentação, apresentada na Figura 6.6(b), adere muito bem aos resultados disponíveis na literatura. O formato da curva indica que existe excitação fluída apenas onde a sincronização existe.

Por fim, os resultados relativos ao coeficiente de massa adicional Ca_y são apre-

sentados na Figura 6.7. A curva experimental possui o mesmo aspecto dos resultados encontrados na literatura como, por exemplo, nos artigos de Vikestad, Vandiver e Larsen (2000) e Fajarra e Pesce (2002). Na faixa de velocidades característica do “*initial branch*”, os valores de Ca_y são muito acima daqueles esperados pela teoria potencial. A transição do “*initial branch*” para o “*upper branch*” é caracterizada por uma queda monotônica da massa adicional, cruzando um valor nulo na transição para o “*lower branch*”, até atingir a assíntota em $Ca_y = -1$ para $V_R > 10$.

Figura 6.7: Coeficiente de massa adicional: $\theta = 0^\circ$. Sistema com um grau de liberdade.

Conforme mencionado na revisão bibliográfica apresentada no capítulo 2 e apresentado na dissertação de Cunha (2005) e no artigo de Cunha et al. (2006), a assíntota $Ca_y = -1$ pode ser explicada sob a ótica da dinâmica de um sistema linear. Para esse tipo de sistema, a parcela da força em fase com a aceleração, devidamente normalizada pela aceleração do corpo, constituindo uma grandeza análoga à massa adicional, também apresenta uma assíntota em -1 para frequências muito maiores do que a de ressonância. O mesmo tipo de comentário vale para alguns osciladores não lineares estudados no âmbito dessas duas últimas referências.

Até esse ponto foram discutidos aspectos relacionados ao deslocamento e às forças hidrodinâmicas, entretanto, sem nenhuma menção ao ângulo de fase ϕ_y entre essas grandezas. Esse parâmetro é bastante importante na dinâmica do sistema, dado que ele indica a energia transferida do fluido para o corpo, como descrito em detalhes na tese de livre docência de Meneghini (2002).

Na dinâmica linear de sistemas de um grau de liberdade, a diferença de fase entre força e deslocamento é de 0° para frequências muito inferiores à ressonância e de 180° para frequências muito superiores a ela. No caso de sistemas pouco amortecidos (caso

do sistema elástico em estudo), ocorre uma variação brusca do ângulo de fase de 0° para 180° , passando obrigatoriamente por 90° no ponto de ressonância³.

No contexto de dinâmica de sistemas, a sincronização entre dois sinais ocorre quando a diferença de fase entre eles é invariante no tempo. Nesse caso, o desvio padrão da série temporal do ângulo de fase é uma medida qualitativa do processo de sincronização entre a emissão de vórtices e o movimento do corpo, conforme a definição apresentada na seção 4.2.

A Figura 6.8 apresenta as séries temporais dos ângulos de fase para o cilindro não inclinado. Na velocidade reduzida $V_R = 5,14$, correspondente a um ponto no “*upper branch*”, o valor do ângulo de fase tem média constante aproximadamente nula e uma pequena variação ao longo do tempo.

A série temporal $\phi_y(t)$ obtida para velocidade reduzida $V_R = 5,85$ é apresentada na Figura 6.8(b). Embora essa condição também corresponda a uma resposta do sistema no “*upper branch*”, existe uma maior dispersão dos valores em torno da média $\phi_y \approx 0^\circ$. São notáveis os saltos entre $\phi_y \approx 0^\circ$ e $\phi_y \approx 180^\circ$, indicando uma condição de transição entre o “*upper branch*” e o “*lower branch*”. Essa regime intermitente é ainda mais pronunciado na condição de velocidade reduzida $V_R = 6,52$, conforme apresentado na Figura 6.8(c).

A última série temporal de $\phi_y(t)$ discutida na presente seção corresponde à velocidade reduzida $V_R = 9,19$ e é apresentada na Figura 6.8(d). Na referida velocidade reduzida, o ramo de resposta ao qual o sistema corresponde é o “*lower branch*” e tem como característica o ângulo de fase aproximadamente constante igual a $\phi_y = 180^\circ$. Esse resultado indica que, após a transição do “*upper branch*” para o “*lower branch*”, o comportamento do ângulo de fase é semelhante ao de um sistema linear excitado com frequência superior à frequência de ressonância. A pouca variação temporal do ângulo de fase fornece indícios de não existirem saltos entre ramos de resposta.

Antes do encerramento da presente seção, cabe uma inferência acerca dos padrões de emissão de vórtices excitados no experimento descrito. Essa inferência é feita por meio do mapa de emissão de vórtices proposto em Williamson e Roshko (1988). A Figura 6.9 apresenta a confrontação dos resultados com o referido mapa.

A abscissa do gráfico é a velocidade reduzida verdadeira V_R/f_{dy}^*St , ao invés da velocidade reduzida clássica V_R . Note que a velocidade reduzida verdadeira se reduz apenas ao quociente entre a frequência de emissão de vórtices e a frequência dominante

³A passagem por um ângulo de fase de 90° na ressonância independe do amortecimento do sistema linear

Figura 6.8: Séries temporais do ângulo de fase $\phi_y(t)$: $\theta = 0^\circ$. Sistema com um grau de liberdade.

de oscilação do cilindro. Por sua vez, a ordenada do mapa é a amplitude adimensional de oscilação, A_y^* .

A confrontação dos resultados obtidos com o mapa de padrões de emissão indica que, no “*initial branch*”, o padrão de emissão é o $2S$, no qual dois vórtices são emitidos em cada ciclo de oscilação. Nos ramos de resposta “*upper branch*” e “*lower branch*”, existe a indicação que dois pares de vórtices sejam emitidos em cada ciclo de oscilação, configurando assim o padrão $2P$.

Cumprе ressaltar que o mapa de emissão foi construído com base na visualização do campo de escoamento. O campo de velocidades foi medido experimentalmente por meio da técnica de velocimetria por imagem de partícula e será oportunamente discutido na seção 6.5 do presente capítulo. Essa seção fará uma comparação entre os campos

Figura 6.9: Resultados obtidos e confrontação com padrões de emissão de vórtices.

obtidos para a configuração de referência e o cilindro inclinado em 45° à montante e exporá algumas diferenças observadas entre essas duas condições.

Por fim, a boa concordância entre os resultados discutidos na presente seção e aqueles disponíveis na literatura mostra que os experimentos conduzidos com o cilindro não inclinado constituem uma base de dados confiável para a discussão acerca das diferentes respostas obtidas para os cilindros inclinados. Tal discussão será conduzida na próxima seção.

6.3 Comparação entre os resultados com os cilindros inclinados

6.3.1 Amplitude e frequência de oscilação

Os resultados experimentais da amplitude e frequência de oscilação são apresentados, respectivamente, nas Figuras 6.10 e 6.11, como função da velocidade reduzida corrigida $V_{R,n}$. Uma primeira análise dessas curvas possibilita notar que existem diferenças entre os resultados obtidos para as condições de montante e jusante.

Um segundo aspecto que também pode ser notado é o fato de que o uso da componente da correnteza incidente que é perpendicular ao eixo do cilindro faz com que o início da sincronização e o pico de amplitude possuam boa aderência entre os resultados obtidos na configuração de referência e todas as condições de inclinação, em especial na orientação de montante. Esse resultado já fora observado nos experimentos com um cilindro flexível em King (1977), bem como nos experimentos com cilindros rígidos montados em base elástica com um grau de liberdade, discutidos em Jain e Modarres-

Sadeghi (2012).

Figura 6.10: Amplitudes de oscilação: Sistema com um grau de liberdade.

As curvas de amplitude e de frequência de resposta obtidas para a orientação de montante são apresentadas, respectivamente, nas Figuras 6.10(a) e 6.11(a). A análise das curvas demonstra uma boa aderência com aquela obtida na configuração de referência, embora exista um ligeiro decréscimo da máxima amplitude de oscilação para as inclinações negativas. A queda no valor de amplitude após o pico é menos pronunciada nos casos de inclinação $\theta = -30^\circ$ e $\theta = -45^\circ$.

Figura 6.11: Frequências de oscilação: Sistema com um grau de liberdade.

Já com os resultados obtidos na condição de jusante, o aumento da inclinação de $\theta = 0^\circ$ para $\theta = +20^\circ$ promove uma diminuição na largura do “upper branch”. Nas

condições em que $\theta = +30^\circ$ e $\theta = +45^\circ$, esse ramo de resposta não é observado. A Figura 6.11(b) mostra que as frequências de oscilação correspondentes a esses dois ângulos de inclinação do cilindro são ligeiramente superiores àsquelas observadas na configuração de referência.

A Figura 6.12 foi construída visando a melhor discussão da variação da amplitude de oscilação A_y^* com o ângulo de inclinação do cilindro. Para tanto, as amplitudes de oscilação são exibidas em um gráfico de barras considerando três valores de velocidades reduzidas: $V_{R,n} \approx 4$, $V_{R,n} \approx 6,2$ e $V_{R,n} \approx 8$. Essas velocidades reduzidas correspondem, respectivamente, a pontos experimentais no “*initial branch*”, no “*upper branch*” próximo ao pico de oscilação e no “*lower branch*” da configuração de referência.

Figura 6.12: Amplitude de oscilação como função do ângulo de inclinação do cilindro. Sistema com um grau de liberdade.

A inspeção dessa figura mostra que as amplitudes de oscilação obtidas na orientação de jusante são superiores àsquelas advindas nos experimentos com orientação de montante na velocidade reduzida correspondente ao “*initial branch*”. No ponto correspondente ao “*upper branch*”, a forma de apresentação dos resultados oferecida pela Figura 6.12 permite análises de maneira mais imediata do que aquelas advindas da clássica curva A_y^* versus $V_{R,n}$, exibida na Figura 6.10. Para a velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 6,2$, além das oscilações referentes à orientação de montante serem sempre superiores àsquelas obtidas com o cilindro à jusante, existe um decréscimo da amplitude de oscilação com o aumento do ângulo de inclinação para as duas orientações, sendo esse decréscimo monotônico com o aumento do ângulo de inclinação.

Por fim, no ponto correspondente ao “*lower branch*”, as amplitudes de oscilação relativas à orientação de jusante possuem aproximadamente o mesmo valor e são menores do que aquela obtida na configuração de referência. Já no caso dos cilindros inclinados na orientação de montante, as amplitudes de oscilação para as condições de inclinação $\theta = -10^\circ$ e $\theta = -20^\circ$ são próximas àquela do cilindro não inclinado, enquanto que existe um aumento dessa grandeza para os casos com $\theta = -30^\circ$ e $\theta = -45^\circ$. Apresentados os resultados de amplitude e frequência de oscilação, a discussão que segue tem como foco as séries temporais de deslocamento e os correspondentes conteúdos espectrais. Tais análises buscam justificar as diferenças observadas nos valores de amplitude de oscilação.

As séries temporais de deslocamento para a velocidade reduzida corrigida $V_{R,n} = 5,9$ são apresentadas na Figura 6.13 e visam discutir melhor as diferenças observadas entre os resultados obtidos para o cilindro inclinado em 30 graus. Embora os espectros de ambas as condições sejam de banda estreita, uma dispersão maior de energia é verificada no experimento de jusante, indicando que o processo de sincronização é melhor definido na condição de montante. Esse aspecto será revisitado durante a análise do ângulo de fase entre força e deslocamento, objeto de estudo da subseção 6.3.3.

Figura 6.13: Séries temporais de deslocamento: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} = 5,9$.

A Figura 6.14 possibilita uma análise semelhante para o caso do cilindro inclinado a 45° . O espectro obtido da série temporal da condição de montante (Figura 6.14(a)) é de banda estreita e com energia concentrada no entorno de uma única frequência. Por outro lado, o espectro relativo à condição de jusante mostra uma dispersão maior de energia em torno da frequência dominante $f_{dy}^* \approx 1,20$. Conforme será discutido nas próximas seções do capítulo, o conteúdo espectral da série temporal do coeficiente de sustentação

e o ângulo de fase entre força e deslocamento auxiliam o melhor entendimento desses resultados.

Figura 6.14: Séries temporais de deslocamento: $\theta = \pm 45^\circ$ e $V_{R,n} = 5,9$.

6.3.2 Coeficientes de força hidrodinâmica

Os resultados experimentais do coeficiente de arrasto médio, obtidos considerando apenas a componente do escoamento normal ao eixo do cilindro na normalização, são apresentados na Figura 6.15. Um primeiro aspecto identificado é a amplificação da força de arrasto média na região de sincronização, em conformidade com o observado com o cilindro não inclinado.

A análise dessa curva de maneira isolada induz à ideia de que um efeito da inclinação do cilindro é a diminuição do coeficiente de arrasto médio. Esse fato é verdadeiro, entretanto cabem algumas ressalvas que serão feitas ao longo da presente subseção.

A aplicação do Princípio da Independência, isto é, o uso da componente U_n da correnteza incidente na normalização da força de arrasto média recupera o clássico resultado observado em um cilindro fixo não inclinado $\overline{C_D} \approx 1$, para os intervalos de velocidade reduzida onde a sincronização entre movimento do corpo e esteira vorticiosa não é observada ($V_{R,n} < 3$ e $V_{R,n} > 9$). Nesse último intervalo de velocidades reduzidas, as amplitudes de oscilação são superiores a $0,4D$, indicando que a amplificação da força de arrasto média está relacionada tanto com a amplitude de movimento, quanto com a existência de sincronização.

Os valores do coeficiente de arrasto médio decrescem com o aumento do ângulo de

Figura 6.15: Coeficientes de arrasto médio $\overline{C_{D,n}}$: Sistema com um grau de liberdade.

inclinação do cilindro, embora o decréscimo da amplitude de oscilação deva ser considerado junto com esse resultado. Assim, como as máximas amplitudes de oscilação observadas na condição de jusante são inferiores àquelas obtidas para a condição de montante, o coeficiente $\overline{C_{D,n}}$ também é inferior para a orientação de jusante.

Como estabelecido na literatura (ver, por exemplo, os artigos Sarpkaya (1995) e Khalak e Williamson (1999), bem como o livro de Blevins (2001)) o movimento do cilindro acaba por amplificar o coeficiente de arrasto médio. Tendo em mente esse aspecto, a Figura 6.16 foi construída buscando ilustrar a dependência entre o coeficiente de arrasto médio, obtido utilizando a componente da correnteza incidente normal ao eixo do cilindro, e a amplitude de oscilação.

Na condição de montante, Figura 6.16(a), a função $\overline{C_{D,n}}(A_y^*)$ (relação entre o coeficiente de arrasto médio e a amplitude de oscilação) mostra uma boa aderência para todos os ângulos de inclinação ensaiados. Esse fato indica que o mecanismo hidrodinâmico que relaciona a força de arrasto média com a amplitude de oscilação do cilindro se mantém praticamente independente da inclinação do cilindro. Dessa forma, a inclinação do cilindro para montante promove um decréscimo do coeficiente de arrasto médio, decorrente do decréscimo na amplitude de oscilação.

Uma análise semelhante pode ser conduzida na condição de jusante (Figura 6.16(b)). Em concordância com os resultados de amplitude de oscilação, a relação $\overline{C_{D,n}}(A_y^*)$ se mostra bastante dependente do ângulo de inclinação do cilindro.

Antes da explicação para essa diferença, cabe o seguinte comentário. Para o caso

Figura 6.16: Variação do coeficiente de arrasto médio com a amplitude de oscilação: sistema com um grau de liberdade.

de um cilindro não inclinado, o artigo de Franzini et al. (2012) mostra que a existência de sincronização promove um aumento nos valores dos coeficientes de força. Desta forma, a diferença entre as funções $\overline{C_{D,n}}(A_y^*)$ pode estar relacionada a diferentes níveis de sincronização entre a força de sustentação e o movimento do corpo. A análise relativa ao ângulo de fase ϕ_y será discutida oportunamente na subseção 6.3.3 Entretanto, pode-se adiantar que as diferentes relações $\overline{C_{D,n}}(A_y^*)$ advêm de diferentes níveis de sincronização existentes nas orientações de montante e de jusante. O leitor poderá notar que, na análise dos experimentos com dois graus de liberdade a ser conduzida no próximo capítulo, o mesmo comportamento será observado.

Antes do encerramento da discussão acerca do coeficiente de arrasto médio, uma análise por meio de um gráfico de barras semelhante àquele introduzido na subseção 6.3.1 é interessante. A variação do coeficiente $\overline{C_{D,n}}$ com o ângulo de inclinação pode ser encontrada na Figura 6.17.

Na velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 4$, os resultados para todas as condições de inclinação são próximos do resultado obtido para um cilindro estacionário, com poucas diferenças entre as orientações de montante e jusante. Isso se deve ao fato de que o sistema ainda não corresponde à condição de *lock-in*.

No “*upper branch*”, a presença de sincronização (e, portanto, de oscilação do cilindro) amplifica o coeficiente de arrasto médio. Conforme discutido na análise da Figura 6.12, as amplitudes de oscilação na orientação de montante são superiores àsquelas referentes à orientação de jusante. Isso leva o leitor a imaginar, corretamente, que o

Figura 6.17: Coeficiente de arrasto médio como função do ângulo de inclinação do cilindro. Sistema com um grau de liberdade.

coeficiente de arrasto médio também seja superior nesta primeira orientação.

Finalmente, na velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 8$, os resultados obtidos na orientação de jusante tendem a se aproximar do resultado clássico de um cilindro estacionário. A explicação para isso se deve ao fato de que a transição do “*upper branch*” para o “*lower branch*” e a consequente perda de sincronização entre deslocamento do cilindro e oscilação da esteira é antecipada na orientação de jusante. Essa conclusão acerca da antecipação da referida transição, tecida com base no coeficiente de arrasto médio, também foi feita mediante análise do ângulo de fase entre força de sustentação e deslocamento do cilindro. Esse tipo de análise será conduzida em detalhes na subseção 6.3.3.

Por sua vez, os resultados para o valor RMS do coeficiente de sustentação são apresentados na Figura 6.18. A aplicação da componente da correnteza U_n no cálculo do referido coeficiente se mostrou bastante útil tanto na correção da faixa de velocidades reduzidas na qual a sincronização ocorre, quanto nos valores de $C'_{L,n}$. Esse último fato pode ser observado na boa aderência entre as curvas para todas as inclinações, tanto para as orientações de montante como para as de jusante, com a ressalva de que a faixa de velocidades reduzidas na qual existe excitação mostra-se mais larga na condição de inclinação $\theta = -45^\circ$.

Nesse ponto, o leitor pode imaginar uma aparente contradição. Embora os valores RMS do coeficiente de sustentação sejam bastante próximos para todas as inclinações, as amplitudes de oscilação são bastante distintas entre as diversas condições de inclinação.

Figura 6.18: Valores RMS dos coeficientes de sustentação (RMS) $C'_{L,n}$: Sistema com um grau de liberdade.

Essa questão será melhor compreendida analisando as séries temporais de diferença de fase entre força e deslocamento.

Por fim, o último coeficiente de força hidrodinâmica estudado foi o coeficiente de massa adicional Ca_y , cujos resultados são apresentados na Figura 6.19. A exemplo do que já havia sido observado nos resultados de amplitude de oscilação, Figura 6.10, o uso da componente da correnteza que é ortogonal ao eixo do cilindro no cálculo da velocidade reduzida é bastante eficaz.

Figura 6.19: Coeficientes de massa adicional Ca_y : Sistema com um grau de liberdade.

Adicionalmente a esse resultado, é possível notar que os valores do coeficiente de

massa adicional concordam com aqueles referentes à configuração de referência para todas as condições de inclinação inferiores a 45° e para $V_{R,n} > 4$.

Esse aspecto é esperado e pode ser explicado à luz dos resultados já discutidos acerca da boa correção das faixas de velocidade reduzidas nas quais os distintos ramos de resposta são observados; lembrando que a massa adicional é proporcional ao ângulo de fase ϕ_y entre força hidrodinâmica e deslocamento do corpo. A explicação para isso reside no fato de que o ângulo ϕ_y e outras características da interação fluido-estrutura dependem do ramo de resposta no qual o sistema dinâmico se encontra e de que esses já se mostraram bem corrigidos pelo uso da componente U_n da correnteza incidente no cálculo da velocidade reduzida.

Note que, a exemplo da discussão apresentada na revisão bibliográfica do capítulo 2 e na análise da configuração de referência do presente capítulo, o fato de que $Ca_y \rightarrow -1$ para todas as condições de inclinação inferiores a 45° indica que o sistema já cruzou o ponto de ressonância para as todas essas condições de inclinação.

Existem algumas diferenças entre os resultados do coeficiente de massa adicional obtidos para o cilindro inclinado em $\theta = \pm 45^\circ$ e a configuração de referência, em especial nas regiões do “*initial branch*” e do “*lower branch*”. Essas diferenças estão associadas ao ângulo de fase entre força e deslocamento, foco da próxima subseção.

6.3.3 Ângulos de fase

A análise das séries temporais do ângulo de fase é iniciada com a discussão dos resultados obtidos para o cilindro inclinado a $\theta = \pm 30^\circ$ e na velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 5,9$, conforme pode ser visualizado na Figura 6.20. As séries temporais de deslocamento do caso em análise são exibidas na Figura 6.13

Na orientação de montante, Figura 6.20(a), a série temporal $\phi_y(t)$ apresenta alguma modulação em torno de um valor característico $\phi_y \approx 0^\circ$. Por sua vez, a série temporal obtida para a condição de jusante indica uma grande dispersão dos valores de fase, conforme pode ser notado tanto na série temporal, quanto no correspondente histograma.

A comparação da série temporal de ϕ_y obtida para $\theta = -30^\circ$ com a correspondente série temporal obtida com a configuração de referência, ver Figura 6.8(b), mostra uma certa semelhança entre as mesmas, assim, justificando as amplitudes semelhantes de oscilação verificadas na Figura 6.10(a).

Figura 6.20: Séries temporais do ângulo de fase entre força de sustentação e deslocamento: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} \approx 5,9$. Sistema com um grau de liberdade.

Os saltos na série temporal de ϕ_y , relativa ao experimento com o modelo não inclinado, estão relacionados à transição entre os modos da esteira (transição do “*upper branch*” para o “*lower branch*”). No caso da série temporal relativa ao experimento com inclinação $\theta = -30^\circ$, a inexistência de tais saltos indica que a transição ocorre para velocidades reduzidas corrigidas superiores àquelas observadas no experimento com o cilindro não inclinado.

Por outro lado, a série temporal relativa ao modelo inclinado em 30 graus para jusante, apresentada na Figura 6.20(b), é caracterizada por uma dispersão das ocorrências do ângulo de fase significativamente maior do que na orientação de montante. Além dos saltos característicos da transição, a série temporal de ϕ_y para a referida condição de inclinação apresenta ocorrências distribuídas de maneira praticamente Gaussiana entre $\phi_y \approx 0^\circ$ e $\phi_y \approx 80^\circ$. Essa distribuição de ocorrências indica uma sincronização menos pronunciada entre a oscilação da esteira (representada pelo coeficiente de sustentação) e o movimento do corpo, justificando, assim, a diferença observada nas amplitudes de oscilação entre as distintas orientações de montagem ($A_y^* \approx 0,9$ na orientação de montante e $A_y^* \approx 0,6$ na orientação de jusante).

Uma análise semelhante pode ser conduzida para o experimento com o cilindro inclinado a $\theta = \pm 45^\circ$. Enquanto as séries temporais de deslocamento já foram apresentadas na Figura 6.14, as séries temporais do ângulo de fase ϕ_y estão representadas na Figura 6.21.

A série temporal relativa à condição de montante, Figura 6.21(a), praticamente

Figura 6.21: Séries temporais do ângulo de fase entre força de sustentação e deslocamento: $\theta = \pm 45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 5,9$. Sistema com um grau de liberdade.

não apresenta modulação do ângulo de fase, sendo caracterizada por um valor constante $\phi_y \approx 0^\circ$. As comparações com os resultados obtidos para os modelos não inclinado e inclinado segundo $\theta = -30^\circ$ (apresentados, respectivamente, nas Figuras 6.8(b) e 6.20(a)) levam à constatação de uma tendência decrescente do nível de modulação da fase com o aumento da inclinação do cilindro na orientação de montante. Esse resultado indica que, na referida orientação de montagem, o aumento da inclinação posterga a transição do “*upper branch*” para o “*lower branch*”.

No caso do cilindro inclinado em 45° para jusante, ver Figura 6.21(b), observa-se a presença mais acentuada de saltos entre $\phi_y \approx 0^\circ$ e $\phi_y \approx 180^\circ$, quando comparada ao resultado relativo ao experimento com $\theta = +30^\circ$. Nesse caso, o efeito é o contrário àquele observado na condição de montante, ou seja, a inclinação do cilindro antecipa a transição para o “*lower branch*”. O leitor pode notar que esse resultado já havia sido inferido durante a análise do gráfico de barras relativo ao coeficiente de arrasto médio $\overline{C_{D,n}}$ apresentado na Figura 6.12.

Esse resultado é corroborado pela análise da curva de amplitude de resposta apresenta na Figura 6.10(b), na qual nota-se que os modelos inclinados para a jusante não apresentam o “*upper branch*” bem definido para a condição de velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 5,9$.

A análise acerca do ângulo de fase entre força de sustentação e o deslocamento do cilindro encerra a presente seção. A discussão que segue está relacionada aos aspectos qualitativos do escoamento ao longo da envergadura dos cilindros.

6.4 Visualizações de escoamento

Os resultados de visualização de escoamento para os cilindros sujeitos ao fenômeno de VIV com um grau de liberdade são apresentados na Figura 6.22. Tais visualizações foram realizadas para um valor de velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 6$, correspondente ao máximo valor de oscilação registrado na configuração de referência.

A exemplo do que já fora apresentado no capítulo 5, essa seção apresenta fotografias referentes a três instantes de tempo t_v . No presente capítulo, os valores adimensionais são dados por $t_v^* = t_v f_N = 5,1, 5,5$ e $5,9$. O leitor da tese é convidado a assistir os vídeos, que possibilitam o melhor entendimento do fenômeno em estudo.

A análise dos aspectos qualitativos da visualização do escoamento por intermédio dos filamentos inicia-se com a discussão dos resultados obtidos para a configuração de referência. Conforme mencionado na ocasião da análise das visualizações obtidas com o cilindro estacionário, o movimento dos filamentos se dá de maneira mais organizada e correlacionada ao longo da envergadura do cilindro, ainda mais organizada que no caso explorado no capítulo 5.

Considerando agora os resultados com os cilindros inclinados, um primeiro aspecto a ser apontado é o fato de que o movimento dos filamentos se dá em uma direção preferencialmente paralela àquela da correnteza incidente. Isso indica que a direção do escoamento não é ortogonal ao eixo do cilindro e, portanto, existe uma componente de velocidade na direção axial. Dessa forma, as características da esteira não são definidas unicamente pela componente U_n da correnteza incidente.

Mais uma vez, em virtude das condições de extremidade do cilindro serem assimétricas, o comprimento de influência do escoamento desenvolvido junto à extremidade mais à montante é diferente nas duas orientações de montagem. Na orientação de montante, o movimento dos filamentos se dá na direção axial até a cota $z \approx 2D$. Por sua vez, na orientação de jusante, esse comprimento de influência é minimizado para cerca de 1 diâmetro.

A comparação entre as visualizações de escoamento obtidas com o cilindro inclinado em $\theta = \pm 45^\circ$ e aquelas obtidas com os cilindros estacionários demonstra claramente algumas diferenças qualitativas. Enquanto a direção predominante do escoamento ao redor dos cilindros estacionários é aproximadamente paralela à geratriz do cilindro (ver discussão do capítulo 5), as vibrações induzidas pela emissão de vórtices modificam o escoamento, de sorte que a direção predominante de movimento do cilindro seja paralela

(a) $\theta = -45^\circ$ e $t_\eta^* = 5,10$.

(b) $\theta = -45^\circ$ e $t_\eta^* = 5,50$.

(c) $\theta = -45^\circ$ e $t_\eta^* = 5,90$.

(d) $\theta = 0^\circ$ e $t_\eta^* = 5,10$.

(e) $\theta = 0^\circ$ e $t_\eta^* = 5,50$.

(f) $\theta = 0^\circ$ e $t_\eta^* = 5,90$.

(g) $\theta = +45^\circ$ e $t_\eta^* = 5,10$.

(h) $\theta = +45^\circ$ e $t_\eta^* = 5,50$.

(i) $\theta = +45^\circ$ e $t_\eta^* = 5,90$.

Figura 6.22: Visualização de escoamento. Vibrações induzidas pela emissão de vórtices: Sistema com um grau de liberdade, $V_{R,n} \approx 6$.

à correnteza. Novamente, os vídeos ajudam a verificar que a direção do escoamento não é constante ao longo do tempo, em particular na orientação de montante. Nessa última orientação de montagem, existe uma variação bastante lenta da direção preferencial de movimento dos filamentos que atinge todo o comprimento do cilindro.

Cabe ressaltar que as visualizações de escoamento com os filamentos oferecem aspectos qualitativos do mesmo ao longo da envergadura do cilindro. Os aspectos quantitativos do escoamento tanto ao longo da envergadura, quanto ao redor da seção transversal do cilindro podem oferecer novos resultados que ajudem na descrição mais precisa do fenômeno. A próxima seção foca essa última classe de estudos.

6.5 Medições dos campos de velocidades

A Figura 6.23 apresenta os campos de vorticidade ω_z obtidos com a configuração de referência na condição de velocidade reduzida $V_R \approx 6$, correspondente àquela na qual o cilindro experimenta a máxima amplitude de oscilação e estudada nas visualizações de escoamento descritas na seção anterior. Note que os seis instantes de tempo (ou fases) nos quais os campos de vorticidade são exibidos abrangem aproximadamente um ciclo de oscilação do cilindro. Cumpre salientar que o diâmetro do cilindro, em conjunto com a lente empregada, não possibilitou a medição de um campo suficiente para englobar o cilindro e a esteira vorticiosa, a opção feita foi para a maior medição possível dessa última. Dessa forma, a posição das camadas cisalhantes deve ser utilizada para a inferência acerca da posição do cilindro. Cabe também lembrar o leitor que os campos de cada uma das seis fases exibidas corresponde a uma média na fase realizada sobre os 345 campos medidos com a técnica de VIP.

Os campos correspondentes às fases 5 e 13 mostram dois vórtices de circulação oposta sendo emitidos, configurando o padrão $2P$ de emissão de vórtices. Considerando que, na velocidade reduzida $V_R = 6$, a frequência adimensional de oscilação é $f_{dy}^* = 1,05$ (ver Figura 6.3) e o número de Strouhal correspondente ao escoamento ao redor de um cilindro não inclinado é $St = 0,20$, a velocidade reduzida verdadeira é $V_R/f_{dy}^*St \approx 1,15$. Admitindo a amplitude de oscilação $A_y^* \approx 1$, o mapa apresentado na Figura 6.9 mostra que o padrão de emissão de vórtices correspondente ao par ordenado $(V_R/f_{dy}^*St; A_y^*) = (1,15; 1)$ é o $2P$, em concordância com os resultados obtidos experimentalmente por meio da medição dos campos de velocidade.

A análise, agora, foca nos resultados referentes ao cilindro inclinado em $\theta = -45^\circ$,

Figura 6.23: Medição do campo de vorticidade ω_z . Configuração de referência e $V_R \approx 6$. Sistema com um grau de liberdade.

cujos campos instantâneos podem ser encontrados na Figura 6.24. Analogamente ao que foi conduzido para a configuração de referência, a velocidade reduzida na qual a medição do campo de velocidade foi feita é a mesma onde as visualizações com os filamentos foram realizadas.

A análise da Figura 6.24 mostra algumas diferenças em relação à configuração de referência. Enquanto nessa última condição os campos calculados com a média na fase mostram a geração de dois pares de vórtices no ciclo de oscilação, para a condição de inclinação $\theta = -45^\circ$ não existe um padrão de vórtices bem definido. Mais ainda, os campos referentes às fases 12 e 21 indicam que a interação entre as camadas cisalhantes é dificultada por conta do escoamento secundário, identificado pelas visualizações de escoamento com os filamentos de metalóide.

Portanto, a presença do escoamento secundário dificulta a interação entre as camadas cisalhantes, fato descrito nos artigos de Matsumoto et al. (1990, 2012). No referido artigo, os autores fazem uma analogia entre o escoamento secundário e um supressor de emissão de vórtices do tipo *splitter-plate*, que tem por função justamente dificultar a interação entre as camadas cisalhantes.

Com a ressalva de que a medição tenha sido feita em um único plano horizontal, os resultados aqui apresentados possibilitaram a identificação de diferenças na esteira vorticiosa próxima ao cilindro inclinado. Como propostas de novos experimentos que ajudem a enriquecer as análises, ficam a medição do campo de velocidades em mais planos horizontais e também o uso da técnica estereoscópica de VIP, permitindo o cálculo da componente do campo de velocidades que é ortogonal ao plano iluminado pelo laser.

Figura 6.24: Medição do campo de vorticidade ω_z . $\theta = -45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6$. Sistema com um grau de liberdade.

6.6 Considerações finais do capítulo

O presente capítulo descreveu os resultados experimentais da campanha com os cilindros rígidos e inclinados, montados em base elástica com liberdade de oscilação apenas na direção transversal à direção da correnteza incidente e sujeitos ao fenômeno de VIV.

Em concordância com resultados encontrados na literatura, o uso da componente da correnteza que é normal ao eixo do cilindro (U_n) é bastante eficaz na correção da faixa de velocidades reduzidas na qual as maiores amplitudes de oscilação são observadas.

Os resultados de amplitude de oscilação obtidos para os cilindro inclinados na orientação de montante aderem bastante bem com a curva relativa à configuração de referência, embora um ligeiro decréscimo na máxima amplitude de oscilação seja observado para o modelo inclinado em 45 graus.

Por sua vez, as amplitudes de oscilação obtidas com os modelos inclinados na orientação de jusante são bastante inferiores às aquelas exibidas na configuração de referência, de modo que o “*upper branch*” não foi observado.

As distintas curvas de amplitude de resposta estão relacionadas a diferentes comportamentos da série temporal do ângulo de fase entre força de sustentação e deslocamento do cilindro. Considerando a velocidade reduzida $V_{R,n} = 5,9$, ponto no qual a configuração de referência atinge a máxima amplitude de oscilação e inicia a transição do “*upper branch*” para o “*lower branch*”, as séries temporais de ϕ_y relativas à orientação de montante tendem a ficar mais próximas do valor constante $\phi_y \approx 0^\circ$, indicando que a referida transição de modos da esteira é postergada.

Na orientação de jusante, o efeito é inverso, com a série temporal do ângulo de fase tendendo a apresentar uma quantidade maior de saltos entre $\phi_y \approx 0^\circ$ para $\phi_y \approx 180^\circ$, o que corresponde a uma antecipação da transição para o “*lower branch*”. Tal fato é comprovado pela curva de amplitude de resposta, que, conforme mencionado, não apresenta o “*upper branch*” bem definido.

No que toca aos coeficientes de força hidrodinâmica, o uso da componente U_n da correnteza configura um procedimento bastante útil também na correção dos valores RMS do coeficiente de sustentação, de modo que a curva $C'_{L,n}$ versus $V_{R,n}$ praticamente independe do ângulo de inclinação, tanto na orientação de montante quanto na de jusante.

A curva experimental que relaciona o coeficiente de arrasto médio com a velocidade reduzida, $\overline{C_{D,n}}$ versus $V_{R,n}$, recupera o resultado assintótico observado para um

cilindro fixo, $\overline{C_{D,n}} \approx 1$ quando $V_{R,n} > 10$ e $V_{R,n} < 4$, ou seja, na ausência de ressonância. Na faixa de velocidades reduzidas onde existe a sincronização, observa-se uma diminuição do coeficiente de arrasto médio com o aumento do ângulo de inclinação para as duas orientações.

A diminuição do coeficiente de arrasto médio está associada à diminuição nas amplitudes de oscilação. Visando estudar a relação entre as referidas grandezas, a função $\overline{C_{D,n}}(A_y^*)$ foi construída. Na orientação de montante, essa relação independe do ângulo de inclinação do cilindro, indicando que o mesmo mecanismo hidrodinâmico que relaciona o coeficiente de arrasto médio com a amplitude de oscilação existente no caso não inclinado permanece inalterado com a inclinação do cilindro. No entanto, essa afirmação não se verifica integralmente para a orientação de jusante. Esse fato pode ser explicado pelos diferentes níveis de sincronização existentes nas duas orientações de montagem do experimento.

Um aspecto bastante importante observado e discutido no presente capítulo está relacionado ao fato de que as montagens de montante e jusante proporcionam respostas hidroelásticas distintas entre si. A exemplo do que foi discutido na análise dos experimentos com os cilindros estacionários, a fonte das diferenças existentes entre as orientações de montante e de jusante pode ter explicação na assimetria das condições de extremidade do cilindro.

As visualizações de escoamento realizadas com os filamentos de metalóide mostram que o escoamento ao redor dos cilindros inclinados em $\theta = \pm 45^\circ$ é bastante distinto daquele obtido nos cilindros estacionários. No problema em estudo nesse capítulo, o movimento dos filamentos se dá predominantemente na direção da correnteza incidente, embora mudanças lentas (de frequência inferior à frequência do deslocamento) na direção do escoamento tenham sido verificadas através dos filmes realizados.

Na orientação de montante, o comprimento do cilindro afetado pelo escoamento desenvolvido junto à extremidade mais à montante do modelo é maior do que o observado na orientação de jusante. No entanto, cumpre salientar que uma descrição mais precisa do escoamento ao redor dos cilindros inclinados demanda um conjunto de experimentos de medição do campo de velocidades, bem como uma campanha de simulações numéricas. Essas atividades consistem em propostas de extensão da pesquisa realizada no âmbito da presente tese.

Medições do campo de velocidades foram realizadas com a técnica de VIP tanto na configuração de referência quanto na condição de inclinação correspondente a 45° à

montante. No experimento com o cilindro não inclinado, o padrão $2P$ de emissão de emissão de vórtices preconizado pelo mapa de emissão de Williamson e Roshko (1988) foi obtido. Já no caso do cilindro inclinado em $\theta = -45^\circ$, não foi observado um padrão regular de emissão. Além disso, a análise do campo instantâneo de vorticidade ω_z em algumas fases indica que a componente axial do escoamento dificulta a interação das camadas cisalhantes livres. Esse resultado pode ajudar a justificar as diferenças observadas entre as condições estudadas nas medições do campo de velocidades.

Como experimentos de medição do campo de escoamento complementares àqueles descritos nesse texto, podem ser sugeridos medições em mais planos ao longo da envergadura do cilindro, possibilitando a melhor identificação das tridimensionalidades existentes. Cabem também as sugestões de uso da técnica estereoscópica de VIP, o que permite o cálculo da componente de velocidade ortogonal ao plano de medição, bem como um número maior de ensaios, o que possibilita um número maior de amostras para o cálculo da média na fase.

Tecidas as conclusões acerca dos resultados experimentais do VIV em cilindros montados em base elástica com um grau de liberdade, o próximo capítulo tem como foco a continuidade do estudo do mesmo fenômeno, entretanto com a possibilidade de oscilação simultânea nas direções paralela e transversal à correnteza incidente. Conforme o leitor poderá notar, os efeitos da inclinação se mostram ainda mais pronunciados nessa última condição de estudo.

7 EXPERIMENTOS COM DOIS GRAUS DE LIBERDADE

Finalizada a discussão relativa aos resultados com o modelo restrito às oscilações na direção transversal à correnteza, o presente capítulo tem como foco a análise do conjunto de experimentos nos quais o cilindro é livre para oscilar simultaneamente nas direções transversal e paralela à correnteza.

Seguindo uma estrutura análoga àquela empregada para a discussão dos resultados experimentais do fenômeno de VIV com um grau de liberdade, o capítulo está subdividido em seis seções. Na primeira delas são discutidos os resultados relativos à caracterização do sistema tanto em ar quanto em água. A seção seguinte apresenta os resultados experimentais obtidos para o cilindro não inclinado (ou configuração de referência) e a comparação com os resultados da literatura.

Na terceira seção, o foco é a discussão dos resultados obtidos com os cilindros inclinados, utilizando o Princípio da Independência e tecendo as comparações com os resultados relativos à configuração de referência. Na quarta seção, discutem-se alguns aspectos relacionados às visualizações de escoamento ao longo da envergadura do cilindro para, em seguida, quinta seção, focar a análise de medição do campo de velocidades em um plano horizontal (plano xy).

Por fim, na sexta seção, são tecidas algumas considerações acerca dos resultados apresentados nesse capítulo. O leitor que estiver interessado em uma comparação direta entre os resultados do fenômeno de VIV com um e dois graus de liberdade pode consultar o apêndice C.

7.1 Ensaios de caracterização

Como o cilindro pode oscilar em duas direções, é necessário a determinação das frequências naturais relativas aos dois modos de vibrar da estrutura. Para tanto, foram conduzidos

ensaios de decaimento com condição inicial de deslocamento predominante tanto na direção paralela quanto transversal à correnteza. Os valores de frequência natural em ar, f_N^{AR} , ou em água, f_N , foram tomados como sendo uma média de todos os valores obtidos.

7.1.1 Caracterização em ar

O início da discussão dos resultados dos ensaios de caracterização em ar se dá com a análise espectral¹ das séries temporais de deslocamento apresentadas na Figura 7.1.

Figura 7.1: Séries temporais de oscilação livre: Ensaios em ar e sistema com dois graus de liberdade.

Conforme discutido no apêndice B, um dos requisitos do projeto da base elástica de dois graus de liberdade foi que as frequências naturais de oscilação nas duas dire-

¹Os espectros foram calculados com base nos trechos dos sinais destacados em vermelho.

ções fossem o mais próximas possíveis. Esse fato é ilustrado por meio da série temporal apresentada na Figura 7.1(b), onde o fenômeno de batimento é claramente observado.

O batimento é devido à presença das frequências $0,86Hz$ e $0,89Hz$ no conteúdo espectral da série temporal. Essas duas frequências correspondem, respectivamente, às frequências naturais de oscilação nas direções paralela e transversal à correnteza. A proximidade das frequências naturais indica que o algoritmo genético utilizado foi bem sucedido. Note também que não foi excitada nenhuma frequência natural indesejada no intervalo até $8Hz$.

Embora os modos sejam considerados idealmente ortogonais, isto é, aqueles onde não há troca de energia entre os modos de vibrar, o batimento existe por conta de pequenas assimetrias inerentes à montagem experimental. Também contribui para o aparecimento desse fenômeno a dificuldade na imposição da condição inicial em uma única direção.

O fenômeno de batimento é mais evidente na série temporal relativa ao grau de liberdade que não foi excitado predominantemente pela condição inicial. Embora menos presente na série temporal correspondente à condição inicial, o batimento acaba por dificultar a identificação de uma envoltória para determinação do coeficiente de amortecimento estrutural ζ_s , conforme ilustrado na Figura 7.1(d).

A determinação desse coeficiente foi feita ajustando a envoltória ao sinal menos sujeito ao batimento e apresentado na Figura 7.1(a). A aplicação do método do decremento logarítmico permitiu avaliar o coeficiente de amortecimento estrutural em $\zeta_s \approx 0,1\%$, consistindo em um valor semelhante ao obtido na caracterização do sistema com um grau de liberdade. A Tabela 7.1 apresenta um resumo dos resultados de caracterização do sistema com dois graus de liberdade em ar.

Tabela 7.1: Ensaios de decaimento em ar: Sistema com dois graus de liberdade.

Condição inicial	Repetição	$f_{dx}[Hz]$	$\overline{f_{dx}}[Hz]$	$f_{dy}[Hz]$	$\overline{f_{dy}}[Hz]$	$f_N^{AR}[Hz]$	$\zeta_s[\%]$
Paralela	1	0,86	0,86	0,86	0,86	0,87	0,1
	2	0,86		0,86			
	3	0,86		0,86			
Transversal	1	0,86	0,86	0,89	0,89		
	2	0,86		0,89			
	3	0,86		0,89			

7.1.2 Caracterização em água parada

Os resultados de frequência natural em água parada são apresentados na Tabela 7.2. Para cada condição inicial, calcularam-se as frequências dominantes de oscilação f_{dx} e f_{dy} . Para um dado ângulo de inclinação θ , a frequência natural f_N a ser adotada no cálculo da velocidade reduzida foi a média aritmética entre os resultados obtidos para ambas as direções e para as três repetições.

Um primeiro efeito da inclinação do cilindro já pode ser notado a partir dos ensaios de decaimento em água parada e está relacionado à sensibilidade da frequência natural com a direção na qual a condição inicial predominante é aplicada. A Figura 7.2 ilustra as séries temporais de deslocamento obtidas a partir de dois ensaios de decaimento com o cilindro inclinado em $\theta = +45^\circ$, sendo um com condição inicial predominante na direção paralela à correnteza (Figuras 7.2(a) e 7.2(b)) e outro com deslocamento inicial predominantemente na direção transversal à correnteza (Figuras 7.2(c) e 7.2(d)).

Quando a condição predominante é na direção x , a frequência dominante obtida é de $0,73Hz$ tanto para série temporal de deslocamento na direção paralela à correnteza, $x^*(t)$ quanto para a série de movimento na direção transversal à mesma, $y^*(t)$. Já para o experimento de condição inicial majoritariamente na direção transversal, a frequência de oscilação do sinal $x^*(t)$ foi $f_{dx} = 0,72Hz$, enquanto que o sinal $y^*(t)$ teve como frequência dominante $f_{dy} = 0,66Hz$.

Essa diferença nas frequências naturais é justificada pela assimetria hidrodinâmica imposta pela inclinação do cilindro. Conforme discutido previamente, o escoamento no problema em estudo incide em uma área projetada não mais circular e sim elíptica. A Figura 7.3 apresenta uma representação esquemática do movimento de uma seção elíptica em um fluido viscoso.

Conforme encontrado em diversos livros de hidrodinâmica, como em Faltinsen (1993), por exemplo, as seções elípticas apresentam massa adicional potencial que depende da direção do movimento. Segundo essa referência, as massas adicionais nas direções x e y são dadas por $\rho\pi d_y^2$ e $\rho\pi d_x^2$, respectivamente.

Tabela 7.2 – continuação da página anterior

θ	Condição inicial	Repetição	$f_{dx}[Hz]$	$\overline{f_{dx}}[Hz]$	$f_{dy}[Hz]$	$\overline{f_{dy}}[Hz]$	$f_N[Hz]$
$+20^\circ$	Paralela	1	0,70	0,70	0,70	0,68	0,68
		2	0,70		0,67		
		3	0,70		0,67		
	Transversal	1	0,67	0,68	0,67	0,67	
		2	0,67		0,67		
		3	0,69		0,66		
-30°	Paralela	1	0,71	0,71	0,71	0,71	0,69
		2	0,71		0,71		
		3	0,71		0,71		
	Transversal	1	0,70	0,69	0,67	0,67	
		2	0,69		0,66		
		3	0,69		0,66		
$+30^\circ$	Paralela	1	0,71	0,71	0,71	0,69	0,70
		2	0,71		0,68		
		3	0,71		0,68		
	Transversal	1	0,71	0,70	0,68	0,67	
		2	0,69		0,66		
		3	0,70		0,68		
-45°	Paralela	1	0,73	0,73	0,73	0,73	0,72
		2	0,74		0,72		
		3	0,73		0,73		
	Transversal	1	0,73	0,73	0,67	0,67	
		2	0,73		0,67		
		3	0,73		0,67		
$+45^\circ$	Paralela	1	0,73	0,73	0,73	0,73	0,72
		2	0,73		0,73		
		3	0,73		0,73		
	Transversal	1	0,75	0,73	0,66	0,67	
		2	0,72		0,69		
		3	0,72		0,66

Figura 7.2: Séries temporais de oscilação livre: Ensaios em água parada e $\theta = +45^\circ$. Sistema com dois graus de liberdade.

Segundo apresentado na revisão bibliográfica do capítulo 2, na teoria de fluídos viscosos, a camada limite é passível de separação e, conseqüentemente, existe o fenômeno de desprendimento de vórtices. No caso de um ensaio de decaimento com condição predominante na direção paralela à correnteza (Figura 7.3(a)), a esteira de vórtices formada tende a ser mais estreita do que a esperada em uma seção circular. A formação dessa esteira tende a gerar uma força na direção y , entretanto o movimento do corpo é pouco afetado por conta da maior massa adicional (ao menos potencial) nessa direção.

Por outro lado, quando a condição inicial do ensaio de decaimento é fornecida na direção transversal à correnteza (ver Figura 7.3(b)), a esteira de vórtices formada é mais

Figura 7.3: Representação esquemática do movimento de uma elipse.

larga do que aquela esperada em uma seção circular. Como a massa adicional potencial na direção x é menor do que na direção y , a força que surge na direção x tem uma tendência maior de afetar o movimento do corpo.

Ao término da apresentação dos resultados de caracterização do sistema com dois graus de liberdade, o foco passa a ser os resultados obtidos com a configuração de referência e a comparação com os resultados da literatura.

7.2 Configuração de referência

Os dados extraídos a partir da configuração de referência para o sistema com dois graus de liberdade foram comparados com aqueles extraídos do artigo de Jauvtis e Williamson (2004). A escolha desse artigo como base de comparação deve-se ao fato de ambos apresentarem o mesmo valor do parâmetro de massa reduzida m^* , somado ao fato daquele artigo também apresentar medições dos coeficientes de arrasto médio e de sustentação.

No entanto, antes do início da comparação, são necessárias algumas considerações acerca dos arranjos experimentais distintos. No trabalho de Jauvtis e Williamson (2004), a base elástica utilizada é composta por quatro fios que se estendem do teto do laboratório até uma placa na qual o cilindro é fixado. A razão de aspecto empregada é ligeiramente inferior a dos experimentos descritos no presente texto, possuindo valores $L/D = 10$ e $L/D = 7,5$. O faixa de número de Reynolds é $1 \times 10^3 < Re < 1,5 \times 10^4$ e o parâmetro de massa-amortecimento $(m^* + Ca^{pot})\zeta$ varia entre 10^{-1} e 10^{-3} . A Tabela 7.3 resume os parâmetros experimentais da comparação.

As curvas de amplitude de oscilação são apresentadas na Figura 7.4. Na faixa de velocidades reduzidas $2 < V_R < 4$, as amplitudes de oscilação na direção x são pratica-

mente invariantes e iguais a $A_x^* \approx 0,1$, apresentando boa aderência com os resultados da literatura. A essa faixa de velocidades reduzidas, onde existe uma ressonância na direção paralela à correnteza, Jauvtis e Williamson (2004) associam uma dinâmica caracterizada tanto por emissões de vórtices simétricas (SS) quanto assimétricas (AS)². Conforme pode ser visto na Figura 2.11(a), a transição entre a emissão simétrica para não simétrica é bastante tênue, entretanto o patamar observado na curva relativa às oscilações na direção y (Figura 7.4(b)) remete a um padrão assimétrico.

Tabela 7.3: Parâmetros da configuração de referência - Presente experimento e dados de Jauvtis e Williamson (2004).

	L/D	Re	m^*	$(m^* + Ca^{pot})\zeta$	$f_N[Hz]$
Jauvtis e Williamson (2004)	10 – 7,5	$1 \times 10^3 < Re < 1,5 \times 10^4$	2,6	$1,3 \times 10^{-2}$	0,40
Presente trabalho	13	$3 \times 10^3 < Re < 1,5 \times 10^4$	2,6	$3,1 \times 10^{-3}$	0,69

No intervalo de velocidades reduzidas $5 < V_R < 8$ observam-se as maiores amplitudes de oscilação em ambas as direções, fazendo pressupor a existência de um o “*super-upper branch*”, segundo a nomenclatura adotada em Jauvtis e Williamson (2004). A exemplo do que fora observado para a região de sincronização na direção paralela à correnteza, existe uma boa aderência entre as duas curvas experimentais. Cumpre ressaltar que, na curva experimental obtida pelos referidos pesquisadores, existe uma histerese em velocidade reduzida $V_R \approx 8$. Essa histerese pode ser obtida fazendo-se uma campanha de experimentos onde a velocidade reduzida é incrementada e outra campanha onde essa grandeza é decrescida³. Em virtude dos experimentos conduzidos no âmbito dessa tese terem contemplado apenas o acréscimo da velocidade reduzida, a histerese não foi verificada.

A transição do “*super-upper branch*” para o “*lower branch*” é verificada em $V_R \approx 8$ e é caracterizada por uma descontinuidade nas curvas de amplitude de resposta. Na faixa de velocidades reduzidas característica do “*lower branch*”, a curva de amplitude adimensional de oscilação na direção y possui um comportamento qualitativo semelhante ao observado na literatura, embora algumas pequenas diferenças quantitativas possam ser

²Do inglês, *Symmetric shedding e Asymmetric shedding*.

³Nos experimentos descritos em Franzini et al. (2008, 2010), a histerese foi observada mesmo em ensaios com número de Reynolds constante. Nesses experimentos, a velocidade reduzida era modificada através da variação da frequência natural de oscilação. Outro resultado que os referidos artigos trazem é o fato de que a taxa de modulação da frequência natural é importante no ciclo de histerese.

observadas. Os dados da literatura apresentam uma tendência de queda menos pronunciada do que os resultados obtidos no âmbito da pesquisa descrita no presente texto.

(a) Amplitude de oscilação A_x^* : direção paralela à correnteza. (b) Amplitude de oscilação A_y^* : direção transversal à correnteza.

Figura 7.4: Amplitudes de oscilação: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com dois graus de liberdade.

Conforme apresentado na revisão bibliográfica, existe uma similaridade notável entre os resultados de amplitude de oscilação obtidos com modelos rígidos e montados em apoio elástico com dois graus de liberdade, Jauvtis e Williamson (2004), e aqueles referentes a um modelo flexível descritos em Pesce e Fuarra (2005) a partir de resultados experimentais apresentados em Pesce e Fuarra (2000). Como os parâmetros de massa dos experimentos são próximos entre si e também próximos àquele estudado no âmbito dessa tese, os resultados de amplitude de oscilação A_y^* obtidos com o cilindro flexível estudado por Pesce e Fuarra (2000) também apresentam boa aderência com os experimentos mais adiante apresentados.

As curvas relativas às frequências adimensionais de oscilação são apresentadas na Figura 7.5. Os resultados experimentais obtidos tanto na direção paralela quanto transversal à correnteza aderem aos resultados previamente existentes na literatura. Aspectos clássicos da dinâmica de um cilindro sujeito ao VIV com dois graus de liberdade são recuperados, dentre os quais, a dupla frequência de oscilação na direção x na região do “*super-upper branch*”. Cumpre ressaltar que os valores $f_{dx}/f_{dy} \approx 1$ observados em $V_R \approx 2$ e $V_R \approx 4$ consideram apenas as frequências dominantes, de modo que a análise de todas as componentes espectrais permite verificar que a duplicidade de frequências existe nesses pontos. A apresentação de todas as componentes espectrais será feita por meio da construção de “cascatas” de espectros, conforme o leitor poderá acompanhar na seção 7.3.

A frequência de oscilação na direção transversal à correnteza apresenta descon-
tinuidades bastante pronunciadas nas transições do “*initial branch*” para o “*super upper*
branch”, e deste para o “*lower branch*”. A frequência adimensional de oscilação não se
mantém constante no valor unitário, em virtude do sistema apresentar baixo valor do pa-
râmetro de massa, resultado semelhante ao obtido nos experimentos descritos no capítulo
6.

Figura 7.5: Frequências de oscilação: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com dois graus de liberdade.

A variação dos coeficientes de arrasto médio e de sustentação (RMS) são apresen-
tados na Figura 7.6, como função da velocidade reduzida. Analisando a curva obtida para
o coeficiente de arrasto médio (Figura 7.6(a)), tanto os resultados aqui obtidos quanto
aqueles de Jauvtis e Williamson (2004), seguem a mesma tendência. Na região onde
ocorre a sincronização na direção paralela à correnteza, observa-se um aumento no valor
do coeficiente de arrasto médio, amplificado em cerca de 80%, quando comparado com o
resultado para o cilindro fixo.

No intervalo de velocidades reduzidas correspondente ao “*super-upper branch*”, o
máximo coeficiente de arrasto médio é de $\overline{C_D} \approx 3,5$ e coincide com a velocidade reduzida
no qual o pico de amplitude é observado.

Por sua vez, os valores obtidos são ligeiramente superiores aos de Jauvtis e
Williamson (2004) no intervalo de velocidades reduzidas característica do “*lower branch*”.
A descontinuidade na curva de amplitude de oscilação é repetida nos resultados do coe-
ficiente de arrasto médio tanto nos resultados da literatura quanto naqueles obtidos pelo
autor. Cabe ressaltar que o valor do coeficiente de arrasto médio tende ao valor esperado

para um cilindro estacionário $\overline{C_D} \approx 1$ ao término da sincronização ($V_R > 11$).

Os resultados do valor RMS do coeficiente de sustentação são mostrados na Figura 7.6(b). Observa-se uma boa aderência entre os resultados experimentais para toda a faixa de velocidades reduzidas ensaiada. Análogo ao observado na análise do coeficiente de arrasto médio, as regiões de ressonância na direção paralela à correnteza e do “*super-upper branch*” são caracterizadas pelo incremento no valor da força de sustentação.

Um aspecto que merece ser comentado é o fato de que, embora a amplitude de oscilação na direção transversal à correnteza seja tipicamente oito vezes maior no “*super-upper branch*” do que aquele no intervalo $2 < V_R < 4$, essa grande diferença não é observada nos resultados do coeficiente de sustentação.

Figura 7.6: Coeficientes de força hidrodinâmica: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com dois graus de liberdade.

Os resultados do coeficiente de massa adicional são apresentados na Figura 7.7. Resultados relativos ao coeficiente de massa adicional no contexto de VIV não são comuns, particularmente no caso do cilindro montado em base elástica com dois graus de liberdade. Uma vez que o autor desconhece trabalhos relativos à massa adicional no contexto de VIV com dois graus de liberdade e parâmetros de massa reduzida semelhantes, tais resultados não serão comparados. Embora o artigo de Fugarra e Pesce (2004) traga resultados experimentais, esses foram obtidos para um valor do parâmetro de massa reduzida $m^* > 8$, implicando em uma dinâmica substancialmente distinta da estudada no escopo da presente pesquisa. No entanto, embora os valores do parâmetro de massa sejam bastante distintos, os resultados obtidos por Fugarra e Pesce (2004) guardam alguma semelhança com aqueles obtidos no presente estudo.

A análise dos resultados tem início com a exposição dos valores para o coeficiente de massa adicional na direção transversal à correnteza. Essa escolha foi feita em virtude do comportamento da curva Ca_y versus V_R guardar semelhança com aquele obtido para o sistema com um grau de liberdade, já comparado com a literatura e discutido na seção 6.2.

A variação do coeficiente de massa adicional na direção transversal ao escoamento Ca_y é apresentada na Figura 7.7(b). No intervalo $2 < V_R < 4$, os valores do coeficiente Ca_y diferem substancialmente da unidade, resultado semelhante ao obtido nos experimentos com um grau de liberdade, embora caiba a ressalva importante de que as oscilações na direção paralela à correnteza conferem uma dinâmica diferente ao sistema.

(a) Coeficiente de massa adicional Ca_x - direção paralela à correnteza. (b) Coeficiente de massa adicional Ca_y - direção transversal à correnteza.

Figura 7.7: Coeficientes de massa adicional: $\theta = 0^\circ$ e comparação com a literatura. Sistema com dois graus de liberdade.

No intervalo de velocidades reduzidas característico do “*initial branch*”, assim como na faixa de velocidades reduzidas caracterizada pelo “*lower branch*”, novamente observa-se uma boa concordância entre os resultados para um ou dois graus de liberdade.

A única região onde observa-se distinção entre os valores do coeficiente de massa adicional Ca_y para um ou dois graus de liberdade é onde o “*super-upper branch*” é presumivelmente observado. Não por coincidência, essa é a região onde o acoplamento entre as oscilações nas direção paralela e transversal à correnteza é mais pronunciado.

A curva Ca_y versus V_R apresenta uma inflexão em $V_R \approx 6$ para o sistema com dois graus de liberdade, enquanto que a mesma curva mostrava-se monotônica decrescente no caso de oscilações restritas à direção transversal à correnteza.

Cabe, neste instante, uma pequena discussão acerca do valor assintótico $Ca_y \rightarrow -1$ para velocidades reduzidas $V_R > 9$. A afirmação feita na dissertação de Cunha (2005), e no artigo Cunha et al. (2006), de que esse valor assintótico é característico de sistemas dinâmicos excitados com frequência muito acima daquela de ressonância considera apenas o estudo de modelos fenomenológicos com um grau de liberdade. Porém, essa assíntota também é observada na curva do coeficiente de massa adicional na direção transversal à correnteza obtida com o sistema com dois graus de liberdade.

No que toca ao termo de massa adicional relacionado à direção paralela ao escoamento, os resultados são apresentados na Figura 7.7(a). Um primeiro aspecto que deve ser notado é o fato de que, para $V_R > 8$, as oscilações na referida direção possuem amplitude bastante inferior àquelas observadas na direção transversal ao escoamento, conforme pode ser visualizado na Figura 7.8. A baixa amplitude de oscilação e seu caráter não estacionária complicam o cálculo numérico da aceleração do cilindro por meio da Transformada de Fourier, de sorte que, para essa faixa de velocidades reduzidas, o termo de massa adicional Ca_x não é calculado.

Diferentemente do que foi observado no tocante ao coeficiente Ca_y , o valor para a direção paralela à correnteza tem como assíntota $Ca_x \rightarrow -3$ para velocidades reduzidas $V_R > 7$, em concordância com resultados obtidos para um cilindro rígido com parâmetro de massa $m^* > 8$, montado em base elástica de dois graus de liberdade e publicados no artigo de Fajarra e Pesce (2004). No presente momento, não existe nenhuma explicação para esse resultado, de sorte que um trabalho paralelo consistiria na investigação de modelos fenomenológicos descritivos do VIV com dois graus de liberdade, em uma abordagem semelhante àquela adotada na dissertação de Cunha (2005).

Os últimos parâmetros avaliados experimentalmente correspondem às defasagens entre força e deslocamento em uma dada direção. No caso dos experimentos com dois graus de liberdade, foram avaliados as diferenças de fase entre a força de arrasto e o deslocamento na direção paralela à correnteza (ϕ_x) e entre a força de sustentação e o deslocamento na direção transversal à correnteza (ϕ_y).

A Figura 7.9 apresenta os ângulos de fase para uma condição de escoamento na qual o observa-se a sincronização na direção paralela à correnteza, para o caso de $V_R = 2,3$. É possível notar na Figura 7.9(a) que o ângulo ϕ_x apresenta pouca variação temporal, indicando uma sincronização bastante definida. O ângulo de fase característico $\phi_x \approx 10^\circ$ indica que, baseado em uma teoria linear, o sistema ainda não teria atingido o ponto de ressonância, embora caiba a ressalva de que a ressonância de um sistema não-linear pode

Figura 7.8: Séries temporais de oscilação: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 9,47$. Sistema com dois graus de liberdade.

ser distinta daquela para um sistema linear.

Figura 7.9: Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 2,3$. Sistema com dois graus de liberdade.

Os ângulos de fase relativos à condição experimental com $V_R = 6,2$ são apresentados na Figura 7.10. Cumpre lembrar que esse ponto corresponde à resposta no “*super-upper branch*”, portanto após a sincronização na direção paralela à correnteza e anterior à transição para o “*lower branch*”. Como esse valor de velocidade reduzida é superior àquele caracterizado pela sincronização na direção paralela à correnteza, o ângulo $\phi_x \approx 180^\circ$ se comporta como aquele de um sistema linear após a ressonância. Por sua vez, o ângulo $\phi_y \approx 0^\circ$ tem o comportamento de um sistema linear antes do ponto de ressonância.

Figura 7.10: Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.

Por fim, as séries temporais dos ângulos de fase para velocidade reduzida $V_R = 9,2$ são exibidas na Figura 7.11. Com a transição do “*super-upper branch*” para o “*lower branch*”, a oscilação da série temporal $\phi_y(t)$ passa a acontecer em torno de um valor médio próximo a 180° . Esse ramo de resposta é caracterizado por uma maior modulação da defasagem ϕ_y , em comparação com o “*super upper branch*”, o que indica um menor nível de sincronização entre a esteira e o movimento do corpo. Essa sincronização menos pronunciada é responsável pela queda abrupta no valor do coeficiente de sustentação apresentado na Figura 7.6(b).

Figura 7.11: Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = 0^\circ$ e $V_R = 9,2$. Sistema com dois graus de liberdade.

Os resultados apresentados na presente seção demonstram boa aderência com os

resultados da literatura. Dessa forma, a configuração de referência é uma base de dados confiável para a comparação com os resultados obtidos com os cilindros inclinados. Essa comparação é o objeto de estudo nas seções subsequentes do capítulo.

7.3 Comparação entre os resultados com os cilindros inclinados

7.3.1 Amplitude e frequência de oscilação

A Figura 7.12 apresenta os resultados relativos à amplitude de oscilação nas direções paralela (Figuras 7.12(a) e 7.12(b)) e transversal (Figuras 7.12(c) e 7.12(d)) à correnteza, enquanto que os resultados de frequência de oscilação podem ser vistos na Figura 7.13.

Uma análise qualitativa dos resultados de amplitude e frequência de oscilação já indica alguns aspectos relacionados à validade do Princípio da Independência. Um primeiro aspecto que pode ser notado é o fato de que o uso de $V_{R,n} = V_R \cos \theta$ se mostra válido para corrigir os valores de velocidade reduzida nos quais os ramos de resposta são verificados. No entanto, embora os diversos ramos de resposta sejam colapsados, existem diferenças nos níveis de amplitude de oscilação obtidos para os diversos ângulos de inclinação ensaiados. Outrossim, as diferenças entre resultados para montante ou jusante ainda se fazem presentes e de maneira mais pronunciada com o aumento da inclinação do cilindro, fato também verificado tanto nos experimentos com o cilindro estacionário quanto naqueles onde o cilindro pode oscilar apenas na direção transversal à correnteza e discutido nos capítulos 5 e 6, respectivamente.

Considerando o intervalo de velocidades reduzidas onde existe a ressonância na direção paralela à correnteza ($2 < V_{R,n} < 4$), existe boa aderência entre os resultados obtidos na configuração de referência e aqueles obtidos com os cilindros inclinados segundo $\theta < 20^\circ$, tanto na orientação de montante quanto na de jusante.

Nesse mesmo intervalo de velocidades reduzidas, existe uma distinção entre os resultados de montante e de jusante para a condição de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$, sendo as amplitudes da orientação de jusante ligeiramente superiores. Já para o modelo inclinado em 45° , não há a referida sincronização, de modo que as oscilações a ela associadas não existem. Esse resultado, somado ao fato de que as amplitudes de oscilação apresentam um pronunciado decréscimo quando comparado àqueles obtidos na configuração de referência, permite afirmar que o uso da componente normal ao eixo do cilindro não descreve

Figura 7.12: Amplitudes de oscilação. Sistema com dois graus de liberdade.

corretamente a interação fluido-estrutura para ângulos de inclinação superiores a 30° , configurando uma ruptura com o Princípio da Independência.

Procedendo com a mesma análise realizada no capítulo dedicado aos experimentos com um grau de liberdade, a Figura 7.14 apresenta a variação da amplitude de oscilação na direção transversal à da correnteza com o ângulo de inclinação. Essa Figura torna bastante clara as diferenças existentes entre os resultados obtidos nas orientações de montante e de jusante.

Três valores de velocidades reduzidas foram escolhidos, a saber $V_{R,n} \approx 3$, $V_{R,n} \approx 6,2$ e $V_{R,n} \approx 8$. Esses pontos correspondem, respectivamente, à sincronização na direção paralela à correnteza, ao “*super upper branch*” e imediatamente posterior à transição do “*super upper branch*” para o “*lower branch*”.

Figura 7.13: Frequências de oscilação. Sistema com dois graus de liberdade.

Na condição de velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 3$, é visível que as condições de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$ não estão sujeitas à sincronização na direção paralela à correnteza. Na velocidade reduzida onde existe o “*super upper branch*” na configuração de referência, praticamente não existem diferenças entre as amplitudes de oscilação para as condições de inclinação $\theta = 0^\circ$, $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Para o cilindro inclinado segundo $\theta = \pm 30^\circ$, a amplitude de oscilação é próxima da configuração de referência na orientação de jusante e ligeiramente inferior na de montante. Para $\theta = \pm 45^\circ$, as diferenças com relação ao caso não inclinado são bastante pronunciadas. Nesse ponto, o leitor pode perceber que existe uma grande similaridade entre as amplitudes de oscilação obtidas com o sistema com um e dois graus de liberdade para $\theta = \pm 45^\circ$. Esse fato é verdadeiro, conforme comparação adicional no apêndice C da tese.

Figura 7.14: Amplitude de oscilação como função do ângulo de inclinação do cilindro. Sistema com dois graus de liberdade.

Finalmente, na condição de velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 8$, existe uma boa aderência dos resultados com inclinação $\theta = \pm 10^\circ$ e a configuração de referência. Já para os demais ângulos de inclinação, existe um decréscimo nos valores de A_y^* com relação ao caso não inclinado. Após a apresentação da variação da amplitude de oscilação com o ângulo no qual o cilindro é inclinado, a análise volta-se para as séries temporais e seus conteúdos espectrais.

A Figura 7.15 foi construída visando melhor ilustrar os efeitos da inclinação do cilindro na faixa de velocidades reduzidas onde existe a ressonância na direção paralela à correnteza. Para tanto, são exibidas as séries temporais de deslocamento e os correspondentes espectros de potência para a configuração de referência e os casos de inclinação $\theta = +30^\circ$ e $\theta = +45^\circ$. Os resultados com o modelo não inclinado mostram que as séries temporais de deslocamento são harmônicas e monocromáticas, com a frequência de oscilação na direção x avaliada em $f_{dx} = 1,2f_N$ (ver Figura 7.15(a)), sendo o dobro daquela observada na oscilação na direção y $f_{dy} = 0,6f_N$ conforme pode ser visualizado na Figura 7.15(b)).

Na condição do cilindro inclinado em $\theta = +30^\circ$, a série temporal de deslocamento na direção paralela à correnteza também é harmônica e monocromática de mesma frequência adimensional $f_{dx}^* = 1,2$ (ver Figura 7.15(c)), entretanto de amplitude menor do que aquela observada no caso não inclinado. Já no caso da oscilação transversal à direção da correnteza (ver Figura 7.15(d)), verifica-se uma dispersão de energia em torno da frequên-

Figura 7.15: Séries temporais de oscilação: $V_{R,n} \approx 3,2$. Sistema com dois graus de liberdade.

cia adimensional dominante $f_{dy} = 0,6f_N$, além da presença de energia na componente próxima a $f/f_N \approx 0,9$, não observada no caso com $\theta = 0^\circ$.

No caso do cilindro inclinado em $\theta = +45^\circ$, a Figura 7.15(e) mostra que a oscilação na direção da correnteza tem a mesma frequência dominante observada nos casos do cilindro não inclinado e em $\theta = +30^\circ$. No entanto, a frequência dominante da oscilação transversal à correnteza tem como frequência adimensional dominante $f_{dy}^* \approx 0,9$.

Como consequência dessa distribuição de frequência do movimento, a trajetória no plano (x^*, y^*) não obedece à “forma de 8” para $\theta = +45^\circ$. Conforme será visto mais adiante na presente seção, o resultado de dupla frequência do movimento na direção paralela à correnteza não é observado em nenhum valor de velocidade reduzida para $\theta = \pm 45^\circ$. Dessa forma, a dinâmica observada com essa condição de inclinação é distinta daquela observada na configuração de referência, indicando, portanto, uma nova discordância com o Princípio da Independência.

Novamente, os efeitos da inclinação do cilindro se mostram bastante evidentes na faixa de velocidades reduzidas característica do “*super-upper branch*” ($4 < V_{R,n} < 8$). Para ângulos de inclinação até 20° , não há distinção entre as curvas de amplitude de oscilação.

Para o cilindro inclinado em 30° , as diferenças entre as orientações de montante ou jusante já se fazem presentes no “*super-upper branch*”. Na condição de montante, as máximas amplitudes de oscilação atingidas são $A_x^* \approx 0,20$ e $A_y^* \approx 1,2$. Por sua vez, a condição de jusante oferece como amplitudes máximas $A_x^* \approx 0,25$ e $A_y^* \approx 1,3$.

Observando as Figuras 7.13(a) e 7.13(b), nota-se que o fato dos resultados com o modelo inclinado em $\theta = +30^\circ$ aderirem melhor à curva obtida para a configuração de referência está relacionado à presença da relação $f_{dx} = 2f_{dy}$, de maneira análoga ao que já fora discutido para a região de sincronização na direção paralela à correnteza.

A Figura 7.16 foi construída visando ilustrar as séries temporais de deslocamento e seus conteúdos espectrais nas condições de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$ e velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 6,4$. Com o cilindro montado segundo a orientação de montante, o espectro extraído da série $x^*(t)$ tem como frequência dominante $f_{dx}^* \approx 1$, embora um subharmônico 2 : 1 dessa frequência seja observado no mesmo espectro. Embora a frequência dominante esteja bem definida, observa-se uma dispersão de energia ao redor da mesma.

Por outro lado, os espectros obtidos na condição de jusante (Figuras 7.16(b) e 7.16(d)) também apresentam banda estreita e com menor dispersão de energia ao redor da frequência dominante, indicando uma melhor sincronização entre a frequência da esteira

e o movimento do cilindro.

Figura 7.16: Séries temporais de oscilação: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6,4$. Sistema com dois graus de liberdade.

Já para o cilindro inclinado segundo $\theta = \pm 45^\circ$, o aspecto das curvas de amplitude e frequência de resposta é bastante distinto daquelas obtidas na configuração de referência. No caso em que $\theta = -45^\circ$, a amplitude máxima atingida é de um diâmetro na direção transversal à correnteza e $0,15D$ na direção da mesma. Ao contrário das demais condições, é notável que não se configure uma região onde a máxima amplitude é observada. Quando o cilindro é inclinado em 45 graus para jusante, a máxima amplitude de oscilação na direção transversal ao escoamento sofre um decréscimo significativo, atingindo cerca de 60% do valor observado na condição de montante.

Conforme pode ser visualizado nas Figuras 7.13(a) e 7.13(b), o quociente f_{dx}/f_{dy} é igual a 1 para as condições de inclinação $\theta = \pm 45^\circ$ no intervalo de velocidades reduzidas

onde o “*super upper branch*” é verificado na configuração de referência. Desta forma, um efeito importante da inclinação é que a dupla frequência de oscilação na direção paralela à correnteza não se observa para os referidos ângulos de inclinação.

Segundo discussão conduzida no artigo de Jauvtis e Williamson (2004), a dupla frequência e o consequente movimento em “forma de 8” característico do “*super upper branch*” estão relacionados ao padrão $2T$ de emissão de vórtices. Esse padrão é responsável pela injeção de energia no sistema, o que eleva as amplitudes de oscilação do ramo em questão. Embora a afirmação acerca do padrão de emissão de vórtices deva ser feita mediante experimentos de visualização ou medição de escoamentos, assuntos ainda não discutido na presente tese, o padrão $2T$ de emissão foi observado nos experimentos com a configuração de referência, conforme será melhor discutido na seção 7.5.

Análogo ao que foi feito para o cilindro inclinado em 30 graus, a Figura 7.17 ilustra as séries temporais de deslocamento para o cilindro inclinado em 45° na velocidade reduzida corrigida $V_{R,n} \approx 6,2$. É possível notar que todos os espectros apresentados têm como frequência dominante um valor próximo à frequência natural f_N . Ao contrário dos resultados obtidos com o cilindro inclinado em 30 graus, as maiores amplitudes de oscilação são registradas no experimento com orientação de montante. Como esperado, os espectros de potência obtidos dessa última condição possuem dispersão de energia em uma faixa mais estreita de frequências.

Buscando uma visão mais global dos efeitos da inclinação na resposta em deslocamento do modelo, as trajetórias no plano (x^*, y^*) são exibidas nas Figuras 7.18 - 7.21 para todos os valores de ângulos θ testados.

Nas regiões de sincronização na direção paralela ao escoamento e correspondente ao “*super-upper branch*”, a “forma de 8” na trajetória no plano (x^*, y^*) não é observada para inclinações superiores a 30° , fato em concordância com o que já foi discutido. Outro aspecto que pode ser destacado é a perda gradativa de definição da trajetória com o aumento da inclinação do cilindro.

Para o cilindro inclinado segundo $\theta = \pm 20^\circ$, observam-se amplitudes de oscilação de valores próximos àsquelas observadas na configuração de referência, entretanto com uma trajetória menos definida. Esse aspecto indica que a presença da componente axial do escoamento começa a influir no padrão de emissão de vórtices e, conseqüentemente, na dinâmica do cilindro para a partir de 20 graus de inclinação do cilindro. Esse fato foi verificado experimentalmente e será discutido oportunamente na seção 7.5.

Figura 7.17: Séries temporais de oscilação: $\theta = \pm 45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.

A exemplo do que fora observado para $\theta = \pm 20^\circ$, a trajetória no plano (x^*, y^*) para $\theta = +30^\circ$ e $V_{R,n} = 6,2$ indica uma região onde o padrão $2T$ de emissão é afetado pela componente axial do escoamento. Por outro lado, a mesma curva para $\theta = -30^\circ$ indica a ausência de oscilações na direção paralela à correnteza, embora a amplitude A_y^* seja próxima àquela experimentada para a condição de montante.

As Figuras 7.20 e 7.21 mostram que a transição do “*super upper branch*” para o “*lower branch*” se dá de maneira mais abrupta nos resultados advindos dos experimentos com orientação de jusante do que nos casos referentes à orientação de montante. Além de uma transição mais suave, os resultados obtidos para montante apresentam as trajetórias no plano (x^*, y^*) bastante semelhantes para todas as inclinações no “*lower branch*”.

Figura 7.18: Trajetórias no plano (x^*, y^*) . Configuração de referência e cilindros inclinados para jusante : $2,3 < V_{R,n} < 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.

Figura 7.19: Trajetórias no plano (x^*, y^*) . Configuração de referência e cilindros inclinados para montante: $2,3 < V_{R,n} < 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.

Figura 7.20: Trajetórias no plano (x^*, y^*) . Configuração de referência e cilindros inclinados para jusante: $6, 7 < V_{R,n} < 8$. Sistema com dois graus de liberdade.

Figura 7.21: Trajetórias no plano (x^*, y^*) . Configuração de referência e cilindros inclinados para montante: $6,7 < V_{R,n} < 8$. Sistema com dois graus de liberdade.

Tendo como objetivo a exibição dos conteúdos espectrais das séries temporais de deslocamento nas direções paralela e transversal à correnteza para todas as velocidades reduzidas ensaiadas, as Figuras 7.22 e 7.23 apresentam tais resultados na forma de “cascatas” de espectros das referidas séries temporais.

A análise das “cascatas” de espectros têm início com o cilindro não inclinado. Para a configuração de referência, todos os espectros possuem banda estreita, onde a relação entre as frequências dominantes $f_{dx}/f_{dy} \approx 2$ é respeitada, tanto o intervalo de velocidades reduzidas onde existe a sincronização na direção paralela à correnteza ($2 < V_R < 4$) quanto na região do “*super upper branch*”. Tais resultados complementam a análise da curva de frequência dominante (ver Figura 7.5) e já foram ilustrados pela análise de algumas séries temporais já conduzidas.

Referindo-se ainda aos resultados obtidos com o cilindro não inclinado, a presença de subharmônicos $3f_{dy}$ nos espectros relativos à direção transversal à correnteza é verificada na faixa de velocidades reduzidas característica do “*super upper branch*”, embora com energia bastante inferior àquela observada na frequência dominante de oscilação.

As “cascatas” de espectros relativas às condições de inclinação $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$ apresentam, qualitativamente, as mesmas características discutidas quando da análise dos resultados relativos ao modelo não inclinado. No entanto, nota-se o alargamento do conteúdo espectral das séries temporais e a diminuição das amplitudes de oscilação em comparação aos resultados da configuração de referência.

Para o cilindro inclinado segundo $\theta = \pm 30^\circ$, a “cascata” de espectros também exibe a duplicidade de frequência na direção paralela à correnteza no intervalo de velocidades reduzidas $4 < V_{R,n} < 8$. No entanto, o nível energético dessa componente é similar ao da componente de frequência $f \approx f_N$. A “cascata” de espectros indica uma transição de um regime caracterizado por $f_{dx} = 2f_{dy}$ para outro onde $f_{dx} \approx f_{dy}$. Cumpre ressaltar que a análise da Figura 7.13 não permite tal conclusão, uma vez que ela considera apenas um valor de frequência (a dominante) para cada velocidade reduzida.

Já no caso do inclinação em 45° , a referida duplicidade de frequências não é observada nas “cascatas” apresentadas. Como essa duplicidade de frequências é característica do padrão de emissão de vórtices $2T$, a “cascata” de espectros fornece mais um indicativo de que os experimentos com o cilindro inclinado segundo $\theta = \pm 45^\circ$ são caracterizados por um padrão de emissão distinto do observado no caso não-inclinado, configurando dessa forma um resultado não preconizado pelo Princípio da Independência. Essa inferência é confirmada pelas medições do campo de velocidades feitas na condição de inclinação

$\theta = -45^\circ$, objeto de discussão da seção 7.5 e também pela presença do escoamento secundário, conforme será apresentado na seção 7.4, dedicada aos experimentos de visualização de escoamento.

A discussão acerca das “cascatas” de espectros de deslocamento encerra a presente seção, abrindo espaço para a análise dos coeficientes de forças hidrodinâmicas. Essa análise será feita na seção seguinte da tese.

Figura 7.22: “Cascatas” de espectros: $\theta = 0^\circ, \pm 10^\circ$ e $\pm 20^\circ$. Sistema com dois graus de liberdade.

Figura 7.23: “Cascatas” de espectros: $\theta = 0^\circ, \pm 30^\circ$ e $\pm 45^\circ$. Sistema com dois graus de liberdade.

7.3.2 Coeficientes de força hidrodinâmica

A Figura 7.24 apresenta os resultados relativos aos coeficientes de arrasto médio $\overline{C_{D,n}}$ e de sustentação (RMS) $C'_{L,n}$, lembrando que ambos os coeficientes foram normalizados tomando como base a componente da correnteza normal ao eixo do cilindro, U_n .

Figura 7.24: Coeficientes de arrasto médio e valores RMS dos coeficientes de sustentação. Sistema com dois graus de liberdade.

No intervalo de velocidades reduzidas corrigidas $V_{R,n}$ correspondente à sincronização na direção paralela à correnteza, observa-se uma amplificação dos esforços hidrodinâmicos para os casos onde o cilindro apresenta até 20° de inclinação. Esse fato está relacionado à presença da sincronização e, conseqüentemente, das oscilações com $f_{dx} = 2f_{dy}$ na direção x para a faixa de ângulos em questão. Nota-se que, tanto o coeficiente de arrasto médio quanto o coeficiente de sustentação RMS são ligeiramente superiores

na condição de jusante, em concordância com os resultados de amplitude A_x^* expostos na Figura 7.12.

Os resultados do coeficiente de arrasto médio na região do “*super-upper branch*” também ilustram as diferenças observadas entre as condições de montante e jusante. Na orientação de jusante, as curvas de $\overline{C_{D,n}}$ são praticamente independentes da inclinação para valores até $\theta = +30^\circ$, configurando um resultado análogo àquele observado nas curvas de amplitude de oscilação. Na condição $\theta = -45^\circ$, o valor máximo de $\overline{C_{D,n}}$ é superior ao obtido com o mesmo ângulo inclinado para jusante, fato também em concordância com a amplitude de oscilação. O conhecido valor assintótico $\overline{C_{D,n}} \approx 1$ na ausência de sincronização também é recuperado.

Tendo em vista a discussão acima, existe uma sugestão de que um dos efeitos da inclinação do cilindro é a diminuição do coeficiente de arrasto médio, mesmo normalizado segundo o Princípio da Independência. Essa afirmação é verdadeira, entretanto cabe uma ressalva importante.

Procedendo de maneira análoga ao que foi realizado na análise dos experimentos com um grau de liberdade, estudou-se mais a fundo a relação entre a força de arrasto e a amplitude de oscilação. Tendo esse conceito em mente, a Figura 7.25 mostra a variação do coeficiente de arrasto médio com a amplitude de movimento na direção transversal à correnteza.

Figura 7.25: Variação do coeficiente de arrasto médio com a amplitude de oscilação na direção y . Sistema com dois graus de liberdade.

Nota-se que a função $\overline{C_{D,n}}(A_y^*)$ independe do ângulo de inclinação do cilindro na região do “*super-upper branch*” para todos os ângulos ensaiados na orientação de montante.

Desta forma, é possível concluir que a diminuição do coeficiente de arrasto médio nos cilindros inclinados decorre do mesmo mecanismo hidroelástico que relaciona movimento e esforço em um cilindro não inclinado. Por outro lado, essa independência do ângulo de inclinação não é verificada nos experimentos com orientação de jusante. Tais resultados já foram observados na discussão dos resultados obtidos a partir dos ensaios com um grau de liberdade e discutidos na seção 6.2.

A última discussão acerca dos resultados obtidos para o coeficiente de arrasto médio é a variação dessa grandeza com o ângulo de inclinação do cilindro para os três valores de velocidades reduzidas que foram foco do estudo de uma análise semelhante conduzida na subseção . Os gráficos de barras relativos a esse estudo podem ser encontrados na Figura 7.26 e mostram, de maneira mais clara do que a encontrada nas Figuras 7.24(a) e 7.24(b), as diferenças entre os valores obtidos nas orientações de montante e de jusante.

Figura 7.26: Coeficiente de arrasto médio como função do ângulo de inclinação do cilindro. Sistema com dois graus de liberdade.

Na velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 3$, característico da sincronização na direção paralela à correnteza, os valores $\overline{C_{D,n}} \approx 1$ confirmam a afirmação feita de que a sincronização não é observada nas condições de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$.

Na condição de velocidade reduzida onde existe o “*super upper branch*” na configuração de referência, praticamente não existem diferenças entre os valores do coeficiente de arrasto médio obtidos para as condições de inclinação inferiores a 45° . Porém, para os ângulos $\theta = \pm 45^\circ$, a Figura 7.26 mostra de maneira imediata a diferença pronunciada existente entre as orientações de montante e de jusante. O valor $\overline{C_{D,n}} \approx 1,3$ para $\theta = +45^\circ$

mostra o início da perda de sincronização entre deslocamento do cilindro e a oscilação da esteira.

Por fim, na velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 8$, o coeficiente de arrasto médio é cerca de duas vezes o valor esperado para o cilindro estacionário, exceção feita ao caso com inclinação $\theta = +45^\circ$. Neste, o resultado $\overline{C_{D,n}} \approx 1$ indica a ausência de sincronização. Essa inferência acerca da sincronização também será feita por intermédio do estudo das séries temporais do ângulo de fase, objeto de estudo da subseção 7.3.3 do presente capítulo. A análise dos gráficos de barras encerra a discussão acerca do coeficiente de arrasto médio, passando para a apresentação dos resultados do coeficiente de massa adicional.

A Figura 7.27 apresenta as curvas do coeficiente de massa adicional nas direções paralela e transversal à correnteza (respectivamente Ca_x e Ca_y). Analogamente ao que foi feito na análise da configuração de referência, a discussão relativa aos coeficientes de massa adicional obtidos a partir dos experimentos com os cilindros inclinados tem início pelos resultados do coeficiente Ca_y .

Os resultados de Ca_y para ângulos de inclinação inferiores a 20° mostram boa aderência com aqueles obtidos com a configuração de referência, reproduzindo, inclusive, tanto a inflexão quanto as descontinuidades nas transições do “*lower branch*” para o “*super upper branch*” e deste para o “*lower branch*” quando elas existem nas curvas de amplitude de oscilação. Na faixa de velocidades reduzidas característica do “*super upper branch*” e ângulos superiores a 20 graus, existem diferenças nos resultados para o coeficiente Ca_y e, portanto, do ângulo de fase ϕ_y . Para o “*lower branch*”, a assíntota $Ca_y \rightarrow -1$ para $V_{R,n} > 9$ é verificada para todos os valores de inclinação considerados. Conforme apresentado na revisão bibliográfica e também observado nos experimentos com um grau de liberdade, essa assíntota é característica do fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices.

No tocante aos resultados do coeficiente de massa adicional na direção paralela à correnteza Ca_x , os resultados para ângulos de inclinação inferiores a 20 graus possuem boa aderência com a configuração de referência. Para as demais condições de inclinação, a baixa amplitude de oscilação, somada ao caráter não harmônico das séries temporais $x^*(t)$ acaba por dificultar o cálculo da massa adicional pelo procedimento proposto, desta forma, justificando a dispersão dos resultados.

A exemplo da discussão conduzida para as séries temporais de deslocamento, as Figuras 7.28 - 7.31 mostram as trajetórias no plano $(y^*, C_{L,n})$ para todas as condições de inclinação ensaiadas. Cumpre ressaltar que as trajetórias aqui exibidas correspondem às mesmas corridas experimentais discutidas na seção 7.3.2.

Figura 7.27: Coeficientes de massa adicional. Sistema com dois graus de liberdade

Analogamente ao que já fora observado na análise das trajetórias relativas ao plano (x^*, y^*) , as trajetórias no plano $(y^*, C_{L,n})$ também perdem sua definição com o aumento da inclinação. Associada à perda de definição da trajetória, ocorre uma mudança topológica na trajetória, com a inexistência do subharmônico 3 : 1 na força de sustentação.

Conforme mencionado anteriormente, a presença desse subharmônico, bem como a existência de deslocamento na direção paralela à correnteza com $f_{dx} = 2f_{dy}$, são características do “*super-upper branch*” e corroboram para a inferência feita anteriormente de que a presença da componente axial do escoamento incidente acaba por modificar o padrão da esteira vorticiosa de modo que seja possível inferir que o padrão $2T$ de emissão não seja excitado.

Até esse ponto do presente capítulo, nenhuma consideração foi feita acerca da diferença de fase entre as forças hidrodinâmicas e o deslocamento. Conforme poderá ser visto na próxima seção do texto, esses ângulos de fase fornecem novas informações acerca da dinâmica do sistema.

Figura 7.28: Trajetórias no plano $(y^*, C_{L,n})$. Configuração de referência e cilindros inclinados para jussante: $2,3 < V_{R,n} < 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.

Figura 7.29: Trajetórias no plano $(y^*, C_{L,n})$. Configuração de referência e cilindros inclinados para montante: $2,3 < V_{R,n} < 6,2$.

Figura 7.30: Trajetórias no plano $(y^*, C_{L,n})$. Configuração de referência e cilindros inclinados para jussante: $6,7 < V_{R,n} < 8$. Sistema com dois graus de liberdade.

Figura 7.31: Trajetórias no plano $(y, C_{L,n})$. Configuração de referência e cilindros inclinados para montante: $6,7 < V_{R,n} < 8$. Sistema com dois graus de liberdade.

7.3.3 Ângulos de fase

A análise das séries temporais dos ângulos de fase tem início com a discussão dos resultados na região de sincronização na direção paralela à correnteza. Na Figura 7.32 são apresentadas as séries temporais do ângulo de fase $\phi_x(t)$ e de deslocamento $x^*(t)$ para o cilindro inclinado em 30 graus na condição de velocidade reduzida corrigida $V_{R,n} \approx 2,3$.

Analisando as séries temporais $x^*(t)$, observa-se que as assinaturas em frequência dos sinais relativos à montante ou jusante possuem o mesmo caráter de banda estreita e centradas na mesma frequência, embora ligeiramente distintas em termos de amplitude. Desta forma, uma análise somente das séries temporais não é capaz de explicar a diferença de amplitude entre as condições de montante e de jusante.

Figura 7.32: Defasagem entre força de arrasto e deslocamento da direção paralela à correnteza: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} \approx 2,3$. Sistema com dois graus de liberdade.

Atentando agora para as séries temporais do ângulo de fase ϕ_x , a oscilação se dá em torno de $\phi_x = 0^\circ$ para ambas as orientações de montagem, embora o caso relativo à jusante apresente uma maior amplitude de modulação da fase. Conforme mencionado anteriormente, variações grandes do ângulo de fase indicam uma sincronização menos pronunciada entre a esteira vorticiosa e o sistema elástico. Tendo em vista esse cenário, embora a componente da correnteza na direção axial U_n seja a mesma, as distintas condições de extremidade do cilindro introduzem escoamentos secundários diferentes para as duas orientações de montagem⁴. Os escoamentos secundários, por sua vez, modificam a sincronização entre a esteira de vórtices e o movimento do cilindro.

Mantendo o foco nos casos de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$, a análise focará uma velocidade de escoamento na qual observa-se o “*super upper branch*” no modelo não inclinado. Para tanto, foi escolhida a velocidade reduzida corrigida $V_{R,n} \approx 6,4$, cujas séries temporais de deslocamento encontram-se na Figura 7.16. Para as referidas condições de velocidade reduzida e inclinação do modelo, as séries temporais $\phi_x(t)$ e $\phi_y(t)$ são apresentadas na Figura 7.33.

As séries temporais $\phi_x(t)$ para as orientações de montante e jusante encontram-se nas Figuras 7.33(a) e 7.33(c), respectivamente. A série referente à orientação de jusante guarda semelhanças com o resultado obtido para o cilindro não inclinado (ver Figura 7.10), com o maior número de ocorrências em ângulos $\phi_x > 150^\circ$. Esse resultado indica que o sistema já cruzou a ressonância na direção paralela à correnteza, embora de maneira menos definida do que na configuração de referência. Por outro lado, a grande variação da série $\phi_x(t)$ observada no experimento com orientação para montante é um indicativo da ausência da referida sincronização.

O enfoque agora é nas séries temporais $\phi_y(t)$ obtidas com as condições de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$ e que podem ser vistas nas Figuras 7.33(b) e 7.33(d). Existe uma similaridade maior entre as duas orientações de montagem, quando comparadas com do que aquelas observadas na análise das séries $\phi_x(t)$. Na orientação de jusante, o maior número de ocorrências está em torno de $\phi_y \approx 0^\circ$ indica uma condição anterior à ressonância. Embora a série temporal $\phi_y(t)$ apresente menos modulações no caso não inclinado, os resultados obtidos para $\theta = +30^\circ$ guardam muita semelhança com aquele obtido para a configuração de referência e apresentado na Figura 7.10(b).

Na orientação de montante, observa-se a existência de saltos entre $\phi_y \approx 0^\circ$ e

⁴O leitor poderá ver na seção 7.4 que o escoamento secundário é distinto nas orientações de montante e de jusante.

Figura 7.33: Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = \pm 30^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6,4$. Sistema com dois graus de liberdade.

$\phi_y \approx 180^\circ$, embora o maior número de ocorrências se dê em valores $\phi_y \approx 0^\circ$. Tais saltos indicam que a transição do “*super upper branch*” para o “*lower branch*” é antecipada em relação à orientação de jusante.

O ângulo de fase também auxilia na análise do experimento com o cilindro inclinado em 45° . Na Figura 7.34 são apresentadas as séries temporais $\phi_x(t)$ e $\phi_y(t)$ para a condição de velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 6,2$, cujas séries temporais de deslocamento podem ser vistas na Figura 7.17.

Para os ângulos de inclinação $\theta = \pm 45^\circ$, os espectros extraídos das séries temporais de deslocamento também têm banda estreita, porém com alguma dispersão de energia em frequências próximas da frequência dominante. Desta forma, a análise somente das séries temporais e os correspondentes espectros não ajuda a fundamentar os motivos que

Figura 7.34: Defasagem entre força e deslocamento: $\theta = \pm 45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6,2$. Sistema com dois graus de liberdade.

levam à obtenção de $A_y^* \approx 1$ na condição de montante e $A_y^* \approx 0,6$ na orientação de jusante.

Analisando a série temporal do ângulo de fase entre força de sustentação e deslocamento $y^*(t)$ para o cilindro inclinado para montante, o valor aproximadamente constante $\phi_y \approx 180^\circ$ indica que a transição para o “*lower branch*” já ocorreu.

Para o cilindro inclinado em $\theta = -45^\circ$ a série temporal $\phi_y(t)$ varia entre 0° e 180° , indicando que essa velocidade reduzida corresponde a um processo intermitente de troca de padrões na esteira, com consequente troca de ramos de resposta. Cumpre ressaltar que o caso em questão é o contrário das análises conduzidas para o cilindro inclinado em $\theta = \pm 30^\circ$, onde as modulações da fase se davam ao redor de um valor médio aproximadamente constante. Desta forma, nos casos anteriores, onde era possível inferir sobre aspectos quantitativos da esteira, a série temporal de fase $\phi_y(t)$ permite identificar

uma transição modal para os experimentos com o cilindro inclinado em 45 graus.

Finalizada a discussão referente ao ângulo de fase entre força hidrodinâmica e o deslocamento do cilindro em uma dada direção, a próxima seção do capítulo discutirá os resultados qualitativos de visualização de escoamento ao longo da envergadura da configuração de referência e dos cilindros inclinados em $\theta = \pm 45^\circ$.

7.4 Visualizações de escoamento

Analogamente à análise conduzida no caso dos cilindros estacionários (capítulo 5) e dos cilindros sujeitos ao fenômeno de VIV com um grau de liberdade (ver capítulo 6), a presente seção apresenta, na Figura 7.35, as fotografias de visualização de escoamento ao longo da envergadura do cilindro para três instantes de tempo adimensionais $t_v^* = t_v f_N$ na condição de velocidade reduzida $V_{R,n} \approx 6$. A comparação das visualizações de escoamento obtidas com um e dois graus de liberdade de oscilação do cilindro também estão contempladas na presente seção. Novamente, o leitor é convidado a acompanhar tanto o vídeo referente aos cilindros sujeitos ao VIV com dois graus de liberdade quanto aqueles que mostram os três grupos de experimentos para uma dada inclinação.

A discussão dos resultados de visualização de escoamento inicia-se com a configuração de referência. Nesta condição, a direção preferencial de movimento dos filamentos é a mesma da correnteza incidente. Ainda no tocante ao movimento dos filamentos, é possível ver o enrolamento dos mesmos, indicando a geração e o desprendimento de vórtices. A exemplo do que fora discutido na análise da configuração de referência relativa aos experimentos com um grau de liberdade, existe uma maior correlação do movimento dos filamentos ao longo da envergadura do cilindro.

Analisando agora o caso com inclinação $\theta = -45^\circ$, uma diferença importante pode ser notada quando comparada ao caso com um grau de liberdade. Conforme apontado no capítulo 5, a referida condição de inclinação era caracterizada pelo movimento dos filamentos preferencialmente na direção paralela à da correnteza e variações lentas na direção do mesmo. Já a condição que é objeto de estudo no presente capítulo, caracteriza-se pela oscilação na direção de movimento dos filamentos. Essa oscilação se dá entre a direção paralela à correnteza e a direção do eixo do cilindro e tem frequência próxima à frequência de oscilação do modelo.

Mudando o foco para o cilindro inclinado em $\theta = +45^\circ$, essa variação de direção do movimento dos filamentos não é tão evidente. Para essa condição, a direção predomi-

Figura 7.35: Visualização de escoamento. Vibrações induzidas pela emissão de vórtices: Sistema com dois grau de liberdade. $V_{R,n} \approx 6$.

nante de oscilação dos filamentos é a própria direção da correnteza incidente, embora essa variação seja lenta quando comparada com a oscilação do cilindro. A similaridade entre as esteiras é devido ao fato de a amplitude de oscilação na direção paralela à correnteza ser $A_x^* \approx 0,05$ (ver Figura 7.12(b)), e, portanto, a influência da oscilação nessa direção ser pouco importante na dinâmica do sistema hidro-elástico em estudo.

Tendo em vista os resultados apresentados nessa seção, as visualizações de escoamento com os filamentos possibilitaram identificar algumas diferenças qualitativas entre o escoamento desenvolvido nas orientações de montante e de jusante. Conforme mencionado nos demais capítulos que compõem esse texto, o estudo quantitativo por meio de experimentos e simulações numéricas da esteira de um cilindro inclinado pode consistir em um campo fértil de pesquisa que surge como ramificação do presente trabalho.

Encerrada a apresentação dos resultados de visualização de escoamento para os cilindros sujeitos ao fenômeno de VIV com dois graus de liberdade, a próxima seção tem como foco a apresentação das medições do campo de velocidades em um plano horizontal.

7.5 Medições dos campos de velocidade

Seguindo o procedimento realizado, tanto nos experimentos com os cilindros estacionários quanto, com os cilindros montados em base elástica com um grau de liberdade, as medições do campo de velocidades referentes à condição experimental que é objeto de estudo nesse capítulo foram conduzidas na mesma condição de velocidades reduzidas nas quais as visualizações de escoamento com os filamentos foram realizadas, a saber $V_{R,n} \approx 6$.

Os campos instantâneos de vorticidade ω_z obtidos com a configuração de referência são exibidos na Figura 7.36 e, novamente, abrangem um ciclo de oscilação do cilindro⁵. Em particular, no campo de vorticidade referente à fase 24, é possível notar a existência de três vórtices próximos a $y^*(t) = 1$. Desses três vórtices, dois têm o mesmo sentido de circulação e o outro circulação oposta, e ocorrem na fase de movimento transversal do cilindro próximo a seu máximo, configurando o padrão $2T$ de emissão de vórtices na nomenclatura de Jauvtis e Williamson (2004).

No campo correspondente à fase 5, ainda é possível notar a trinca de vórtices, embora o vórtice de circulação oposta tenha menor intensidade e definição. Esse fato está relacionado tanto com o número de Reynolds do escoamento ($Re_n \approx 8 \times 10^3$), portanto, ao nível de turbulência quanto com o fato desse vórtice ser naturalmente carregado pelos

⁵O cilindro não é exibido nas figuras por conta de limitações da lente empregada.

Figura 7.36: Medição do campo de vorticidade ω_z . Configuração de referência e $V_R \approx 6$. Sistema com dois graus de liberdade.

outros dois vórtices da trinca.

Definido o padrão de emissão de vórtices observado na configuração de referência, o enfoque agora é a descrição do campo de vorticidade obtido com o cilindro inclinado segundo $\theta = -45^\circ$. A Figura 7.37 mostra que os campos de vorticidade são substancialmente distintos daqueles obtidos com o cilindro não inclinado.

(a) Fase 1.

(b) Fase 5.

(c) Fase 9.

(d) Fase 12.

(e) Fase 17.

(f) Fase 21.

Figura 7.37: Medição do campo de vorticidade ω_z . $\theta = -45^\circ$ e $V_{R,n} \approx 6$. Sistema com dois graus de liberdade.

Analisando, por exemplo, o campo relativo à fase 1, é possível notar que a presença da componente axial do escoamento dificulta a interação entre as camadas cisalhantes livres, em um resultado análogo àquele obtido para o sistema com um grau de liberdade. Na fase 5, nota-se que o vórtice emitido é menos definido do que aqueles correspondentes à configuração de referência, o que indica uma deteriorização da esteira vorticiosa.

Nesse ponto, o leitor da tese pode novamente consultar o vídeo referente ao experimento com dois graus de liberdade e cilindro inclinado em $\theta = -45^\circ$. Nesse vídeo, é possível notar não somente a presença de escoamento axial junto à base do cilindro, mas também uma variação na direção do escoamento na referida região. A presença do escoamento secundário é responsável por dificultar a interação entre as camadas cisalhantes livres, em um resultado análogo àquele obtido para o sistema com um grau de liberdade.

A Figura 7.38 foi construída visando uma melhor comparação entre os campos de vorticidade instantâneos ω_z obtidos com os sistemas com um e dois graus de liberdade ($1GL$ e $2GL$, respectivamente) na condição com $\theta = -45^\circ$.

Figura 7.38: Campos de vorticidade instantâneos ω_z obtidos para $\theta = -45^\circ$. Comparação entre os sistemas com um e dois graus de liberdade.

Ambos os campos foram obtidos com o cilindro aproximadamente na mesma fase e apresentam uma semelhança considerável na distribuição da vorticidade ω_z , em particular junto à base do cilindro. Esse resultado mostra que existe uma semelhança bastante grande entre as esteiras vorticosas para um e dois graus de liberdade. Conforme o leitor pode notar no apêndice C, existe também semelhança entre as curvas de amplitude de oscilação obtidas para o cilindro inclinado em $\theta = -45^\circ$.

Tendo em vista os resultados apresentados na presente subseção, as medições do campo de velocidades possibilitaram identificar que a esteira formada pelo escoamento

ao redor de um cilindro inclinado sujeito ao fenômeno de VIV com dois graus de liberdade é distinta daquela observada na configuração de referência e, portanto, indica que o Princípio da Independência não é uma ferramenta que descreve precisamente a esteira vorticiosa.

Antes do encerramento do capítulo, a seção seguinte tecerá alguns comentários e conclusões mais importantes acerca do fenômeno de VIV com dois graus de liberdade em cilindros inclinados.

7.6 Considerações finais do capítulo

Os resultados apresentados no presente capítulo permitem afirmar que o uso da componente da correnteza que é ortogonal ao eixo do cilindro se mostra uma ferramenta bastante útil na descrição da faixa de velocidades reduzidas na qual as maiores amplitudes de oscilação são observadas. Esse resultado estende aos sistemas com dois graus de liberdade a conclusão de alguns trabalhos existentes na literatura e observados no capítulo dedicado aos experimentos com um grau de liberdade.

No entanto, quando o cilindro é inclinado segundo ângulos superiores a 30° , cabe a importante ressalva de que existe um decréscimo importante na máxima amplitude de oscilação na direção transversal à correnteza. Embora nos experimentos com um grau de liberdade esse decréscimo já tenha sido observado, é mais pronunciado quando o cilindro pode oscilar simultaneamente nas direções transversal e paralela à correnteza. Como exemplo, enquanto a configuração de referência exhibe máxima amplitude de oscilação $A_y^* \approx 1,5$ em $V_{R,n} \approx 7,5$, essa mesma grandeza atinge $A_y^* \approx 0,6$ em $V_{R,n} \approx 5,0$ quando o cilindro é inclinado em 45° para jusante.

Concomitantemente ao decréscimo das amplitudes de oscilação na direção transversal à da correnteza incidente, existe também um decréscimo das oscilações na direção paralela à mesma. No caso do cilindro inclinado em 45° , essas oscilações foram praticamente mitigadas. A inexistência de oscilações na referida está relacionada ao fato de que a presença de uma componente do escoamento na direção axial acaba por dificultar a formação do padrão de emissão de vórtices observado no experimento com o cilindro não inclinado.

As trajetórias no plano $(y^*, C_{L,n})$ indicam que o aumento da inclinação promove mudanças topológicas nas referidas trajetórias, que perdem o subharmônico 3 : 1 existente nos espectros da força de sustentação obtida na configuração de referência e característico

do “*super upper branch*” e do padrão $2T$ de emissão de vórtices. Os experimentos de medição do campo de velocidades possibilitaram identificar que, no caso da configuração de referência, o padrão de emissão de vórtices é de fato o padrão $2T$. Já para o cilindro inclinado segundo $\theta = -45^\circ$, a seção de medição do campo de velocidades não apresenta uma esteira vorticiosa organizada, devido ao fato de que a presença do escoamento axial dificulta a interação entre as camadas cisalhantes e, por consequência, a geração e desprendimento de vórtices.

Associada à diminuição das amplitudes de oscilação, o coeficiente de arrasto médio (calculado com base na componente U_n da correnteza incidente) também é diminuído. Assim como observado no caso com um grau de liberdade, a função $\overline{C_{D,n}}(A_y^*)$ independe do ângulo de inclinação do cilindro na orientação de montante.

Também análogo ao que fora observado na análise dos experimentos com cilindros estacionários ou com liberdade de oscilação na direção transversal à correnteza, existem diferenças entre os resultados obtidos nas orientações de montante e de jusante. Essas diferenças tendem a ser mais pronunciadas com o aumento da inclinação do cilindro. Assim como no caso com um grau de liberdade, as diferenças entre os resultados obtidos com as duas orientações de montagem podem ser atribuídas à assimetria nas condições de extremidade do cilindro. No entanto, a identificação das características do escoamento nas extremidades é bastante complicada do ponto de vista experimental, de sorte que simulações numéricas de apoio similares àquelas realizadas com o cilindro estacionário constituem em ferramentas fundamentais no entendimento completo do fenômeno.

Outro efeito da inclinação é o aumento da variação temporal do ângulo de fase entre força e deslocamento. Esse aumento na modulação do ângulo de fase é distinto nas orientações de montante e de jusante e fornece um indicativo do nível de sincronização entre a esteira vorticiosa e o movimento de cilindro. Desta forma, os diferentes resultados observados nas orientações de montante e de jusante advêm de diferentes níveis de sincronização, não necessariamente relacionado à esteiras de topologia ou intensidade distintas entre si.

No tocante às visualizações de escoamento realizadas com os filamentos, algumas diferenças qualitativas foram observadas. Na condição de inclinação $\theta = -45^\circ$, verificou-se que a direção preferencial do escoamento oscila entre a direção da correnteza incidente e a direção paralela ao eixo do cilindro, com frequência próxima à frequência de oscilação do modelo. Já com o cilindro sujeito à mesma inclinação, porém orientado à jusante, o movimento dos filamentos indica que o escoamento é bastante similar àquele observado

nos experimentos com um grau de liberdade. Esse fato está em concordância com o fato de a amplitude de oscilação na direção paralela à correnteza ser muito baixa (cerca de $0,05D$) na referida condição.

Por fim, tendo em vista todos os resultados apresentados, o Princípio da Independência não se mostra um procedimento válido para a correta descrição da interação fluido-estrutura quando de inclinações superiores a 30° . Dessa forma, códigos numéricos que adotam de maneira *ad-hoc* o referido princípio podem incorrer em estimativas incorretas de amplitude de movimento de uma estrutura oceânica, como, por exemplo, um *riser* ou mesmo uma plataforma flutuante.

Como propostas de pesquisa que podem auxiliar no melhor entendimento do fenômeno estudado, destacam-se o estudo numérico e também novos experimentos de medição do campo de velocidades. Os estudos numéricos podem ser úteis no sentido de gerar resultados de aspectos de difícil obtenção experimental como, por exemplo, a variação da intensidade do escoamento secundário com a envergadura do cilindro.

Já os novos experimentos de medição do campo de escoamento podem envolver a aplicação da técnica de VIP estereoscópica em outros planos ao longo da envergura, possibilitando não só um estudo da esteira, como também da componente de velocidade que é normal ao plano de medição. Além disso, o maior número de ensaios gera uma amostra que possibilita uma melhor aplicação do método da média na fase. Note que essas sugestões de pesquisa já foram feitas no tocante aos experimentos com um grau de liberdade.

Antes da apresentação das conclusões finais, o capítulo seguinte apresenta um exemplo de aplicação dos resultados aqui obtidos no problema de um *riser* em configuração do tipo *lazy-wave*.

8 EXEMPLO DE APLICAÇÃO EM UMA LAZY-WAVE

O presente capítulo traz um exemplo de aplicação prática dos resultados obtidos para o cilindro sujeito ao fenômeno de VIV, com possibilidade de movimento nas direções transversal e paralela à correnteza. A aplicação escolhida é uma configuração do tipo *lazy-wave*, bastante comum na prática de engenharia oceânica e que tem como objetivo diminuir a solicitação estrutural em *risers* e umbilicais.

Antes de apresentar a metodologia de análise e seus resultados, cabe ressaltar o fato de as configurações *lazy-wave* e catenária apresentarem a variação contínua do ângulo θ com a coordenada curvilinear s . Desta forma, a aplicação dos resultados experimentais descritos na presente tese, obtidos para 5 ângulos distintos de inclinação, é uma simplificação de análise. Estudos do fenômeno de VIV em uma catenária consistem em um problema atualmente investigado pelo grupo de pesquisas da EPUSP, de sorte que os resultados da presente tese podem servir como suporte para análises dos resultados obtidos com a referida configuração. Cabe também o convite à leitura dos artigos de de Vecchi, Sherwin e Graham (2009) e de Assi et al. (2012), que abordam o escoamento ao redor de um cilindro com trecho de curvatura constante.

8.1 Configuração estudada e hipóteses adotadas

A tese de doutorado de Takafuji (2010) desenvolveu alguns estudos numéricos de uma *lazy-wave*. A configuração estudada foi composta por três segmentos, cujas propriedades podem ser encontradas na Tabela 8.1.

Inicialmente, considera-se que a *lazy-wave* não esteja sujeita à correnteza. Essa condição foi estudada por Takafuji (2010) e reproduzida na Figura 8.1, que apresenta a posição da estrutura no plano xz e as variações da coordenada curvilinear s , bem como do ângulo de inclinação θ , medido com relação ao eixo $\vec{k}$.

Tabela 8.1: Parâmetros e propriedades da *lazy-wave* estudada por Takafuji (2010).

Propriedade / Parâmetro	Segmento 1	Segmento 2	Segmento 3
Diâmetro externo $[m]$	0,4064	0,8	0,4064
Peso em ar $[kN/m]$	2,4927	3,9044	2,4927
Rigidez flexional $EI [kNm^2]$	78000	78000	78000
Rigidez axial $EA [kN]$	4000000	4000000	4000000
Comprimento $[m]$	800	400	1200

Figura 8.1: Exemplo de configuração *lazy-wave* estudada por Takafuji (2010). Configuração sem correnteza.

A aplicação dos resultados obtidos a partir dos experimentos de VIV com dois graus de liberdade considera a inclinação de cada seção da *lazy-wave* como sendo aquela obtida a partir da configuração estática sem correnteza. Embora a correnteza modifique a configuração estática da estrutura, a atualização do ângulo de inclinação de cada seção corresponderia a um trabalho que foge ao escopo dessa estimativa preliminar. Cumpre ressaltar ainda que, seguindo o procedimento comumente empregado, Takafuji (2010) calcula a condição estática da linha na presença da correnteza e considera o coeficiente de arrasto normal ao eixo da estrutura como sendo próximo da unidade, desconsiderando, desta forma, a amplificação do referido coeficiente quando da existência de sincronização entre o movimento da estrutura e a oscilação da esteira vorticosa.

O último aspecto a ser mencionado diz respeito à forma de consideração dos re-

Figura 8.2: Divisão da *lazy-wave* por trechos.

sultados experimentais na *lazy-wave*. Em virtude dos experimentos terem sido conduzidos considerando apenas cinco valores de inclinação, a *lazy-wave* foi dividida em trechos de acordo com o intervalo de variação do valor da inclinação seccional da estrutura. A Tabela 8.2 apresenta os quatro trechos selecionados, explicitando o intervalo de variação da cota x , da coordenada curvilínea s e do ângulo de inclinação θ , bem como qual o valor do ângulo de inclinação ensaiado que será adotado para uso dos resultados experimentais. A Figura 8.2 apresenta os mesmos trechos, agora destacados sobre a *lazy-wave*. Os trechos com inclinação superior a 50° não serão considerados na aplicação aqui descrita, uma vez que inclinações nesse intervalo não foram investigadas experimentalmente.

Tabela 8.2: Trechos e ângulos de inclinação considerados.

Trecho	Posição x [m]	Coordenada s [m]	Inclinação	Inclinação a ser adotada θ [graus]
1	$693 < x < 821$	$725 < s < 900$	$35^\circ < \theta < 50^\circ$	$\pm 45^\circ$
2	$1382 < x < 1529$	$1525 < s < 1750$	$35^\circ < \theta < 50^\circ$	$\pm 45^\circ$
3	$1529 < x < 1674$	$1750 < s < 2050$	$25^\circ < \theta < 35^\circ$	$\pm 30^\circ$
4	$1674 < x < 1800$	$2050 < s < 2400$	$\theta < 25^\circ$	$\pm 20^\circ$

Por hipótese, admite-se que a direção da correnteza se dê sempre na direção dada pelo versor $\vec{i}$. O sentido da correnteza, suposta uniforme ao longo da profundidade e com intensidade U_∞ , define se serão adotados os resultados obtidos para as orientações

de montante ou de jusante. Por questão de simplicidade, admite-se também que os três segmentos que compõem a *lazy-wave* possuam o mesmo diâmetro D . Genericamente, a frequência natural do modo excitado pelo fenômeno vai ser dada por f_N . A Figura 8.3 apresenta uma representação esquemática do problema em estudo.

Figura 8.3: Representação esquemática das condições de estudo.

Ao término da apresentação da aplicação tecnológica dos resultados obtidos, bem como de suas hipóteses, inicia-se uma discussão preliminar e simplificada acerca da dinâmica dessa estrutura sujeita ao VIV com dois graus de liberdade.

As duas seções seguintes descreverão os níveis de amplitude e frequência de oscilação, bem como os valores de coeficiente de arrasto médio obtidos ao longo do comprimento da estrutura em estudo. A primeira seção, denominada Condição I, foca no estudo da correnteza com sentido dado por $\vec{i}$. Já a segunda seção, denominada Condição II, tem como objeto o estudo da correnteza com o mesmo sentido do versor $-\vec{i}$. A análise das amplitudes e dos espectros é suportada pelas Figuras 8.4 e 8.5, que apresentam as séries temporais e as correspondentes *DEPs* para cada velocidade reduzida $V_{R,n}$ considerada.

O flutuador, posicionado na porção central da *lazy-wave*, gera um escoamento local que modifica a condição de extremidade das seções 1 e 2. Esse escoamento também constitui uma fonte de assimetria nas condições de extremidade das referidas seções. Para efeito de modelagem, considerou-se que o flutuador afeta a esteira de vórtices de maneira análoga àquela observada pelo fundo do canal de água recirculante. Desta forma, na Condição I, o trecho 1 adotará os resultados do cilindro inclinado à jusante, enquanto os outros trechos utilizarão os resultados obtidos para a condição de montante. Como esperado, as orientações devem ser invertidas quando do estudo da Condição II.

Figura 8.4: Séries temporais consideradas na aplicação. Orientação de montante.

Figura 8.5: Séries temporais consideradas na aplicação. Orientação de jusante.

8.2 Condição I

A análise será conduzida para um valor de intensidade de correnteza, a saber, aquele que corresponde à velocidade reduzida $V_R = U_\infty/f_N D = 6,2$. Nos trechos 1, 2, 3 e 4, as correspondentes velocidades reduzidas corrigidas são $V_{R,n} = 4,38$ (trechos 1 e 2), 5,37 e 5,83. A solução do problema de autovalor e o consequente cálculo das frequências naturais não foi realizado na tese de Takafuji (2010), de sorte que a velocidade de correnteza real associada a esses valores de velocidade reduzida não pôde ser calculada. No entanto, como trata-se de uma análise simplificada e preliminar a discussão a ser conduzida nas próximas seções permanece válida.

Por meio das curvas de amplitude de oscilação, expostas na Figura 7.12, as amplitudes de oscilação na direção paralela à da correnteza atingem, respectivamente, $A_x^* = 0,1, 0,1, 0,15$ e $0,2$, nos trechos 1, 2, 3 e 4. Já na direção transversal à correnteza incidente, as amplitudes registradas são $A_y^* = 0,6, 0,8, 1$ e $1,2$ nos mesmos trechos.

A análise da Figura 7.13 mostra que as frequências dominantes de oscilação na direção transversal à correnteza f_{dy} são, respectivamente, f_N , $0,9f_N$ e $0,85f_N$ nos trechos 1 e 2 e 3. Já no trecho 4, a clássica duplicidade de frequências é observada, de sorte que $f_{dy} \approx 0,8f_N$ e $f_{dx} = 2f_{dy}$.

As séries temporais de deslocamento apresentadas nas Figuras 8.4 e 8.5 auxiliam no refinamento da identificação do conteúdo espectral esperado. Considerando as séries temporais referentes à condição $\theta = +45^\circ$, correspondente ao trecho 1, em $V_{R,n} = 4,38$ a frequência dominante é próxima da frequência natural f_N , com estreita banda espectral. No trecho 2, as séries temporais referentes à condição $\theta = -45^\circ$ também exibem o mesmo caráter do espectro, embora exista uma pequena contribuição do subharmônico $f : f_N = 2 : 1$ no espectro relativo à série $x^*(t)$. Note que a largura de banda na condição $\theta = -45^\circ$ é ligeiramente superior àquela registrada no experimento à jusante.

Já para o trecho 3, os resultados obtidos com o cilindro inclinado segundo $\theta = -30^\circ$ mostram, além do caráter de banda estreita, as frequências dominantes $f_{dy} \approx 0,85f_N$ e $f_{dx} \approx 2f_{dy}$. No tocante ao espectro de $x^*(t)$, cumpre ressaltar que os dois picos possuem valores comparáveis, de sorte que essa característica pode ser importante na dinâmica da estrutura.

Finalmente, para o trecho 4, os espectros são praticamente monocromáticos, em um resultado análogo ao obtido na configuração de referência. O espectro relativo à série temporal de deslocamento $y^*(t)$ é composto quase que exclusivamente pela componente

$f_{dy} \approx 0,8f_N$, enquanto que o espectro correspondente ao deslocamento na direção paralela à correnteza é definido pela componente $f_{dx} \approx 2f_{dy} \approx 1,7f_N$.

Analisando agora o coeficiente de arrasto médio, o trecho 1 está relacionado a um valor $\overline{C_{D,n}} \approx 1,5$, enquanto que o trecho 2 se caracteriza por $\overline{C_{D,n}} \approx 2,5$. Conforme o leitor pôde notar, embora ambos os trechos estejam relacionados ao mesmo ângulo de inclinação ensaiado, $\theta = 45^\circ$, as diferenças entre as orientações de montante e jusante modificam o coeficiente de arrasto médio a ser aplicado. Por fim, os trechos 3 e 4 estão relacionados à coeficientes $\overline{C_{D,n}} \approx 2,8$ e $3,2$, respectivamente.

Note que, para todos os trechos estudados, o coeficiente de arrasto médio é amplificado pelo fenômeno de VIV em mais de 100% do valor comumente adotado nos procedimentos de cálculo de estruturas oceânicas.

A Tabela 8.3 foi construída como forma de resumir os resultados discutidos nessa seção.

8.3 Condição II

Na Condição II, o trecho 1 deve ser estudado atentando-se para os resultados obtidos com o cilindro inclinado em 45° à montante, enquanto que os demais trechos valem-se dos resultados obtidos com os cilindros inclinados à jusante.

No que tange à amplitude de oscilação na direção transversal àquela da correnteza incidente, os valores atingidos nos trechos 1, 2, 3 e 4 são $A_y^* = 0,8, 0,6, 1,1$ e $1,2$, respectivamente. Analogamente, os resultados obtidos para as amplitudes de oscilação na direção paralela à correnteza são $A_x^* = 0,1, 0,1, 0,18$ e $0,2$.

Analisando agora a Figura 7.13, relativa às frequências dominantes de oscilação, no trecho 1 a frequência dominante de oscilação na direção transversal à correnteza é $0,9f_N$, mesmo valor da frequência dominante f_{dx} . No trecho 2, a relação f_{dx}/f_{dy} também é unitária com a frequência dominante ligeiramente superior à do trecho 1, atingindo $f_{dx} \approx f_{dy} \approx f_N$.

Nos referidos trechos, a análise do conteúdo espectral das séries temporais mostram dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante de oscilação, sem a presença marcante de subharmônicos. Note que os resultados são análogos àqueles discutidos na seção anterior.

Nos trechos 3 e 4 existem poucas diferenças entre os resultados experimentais

Tabela 8.3: Resumo das características dinâmicas de cada trecho da *lazy-wave* analisado. Condição I e velocidade reduzida $V_R = U_\infty/f_N D \approx 6,2$.

Trecho	$V_{R,n}$	A_x^*	A_y^*	f_{dx}^*	f_{dy}^*	Característica do espectro de $x^*(t)$	Característica do espectro de $y^*(t)$	$\overline{C_{D,n}}$
1	4,38	0,1	0,6	1	1	Pouca dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e inexistência de subharmônicos.	Pouca dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e inexistência de subharmônicos.	1,5
2	4,38	0,1	0,8	0,9	0,9	Dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e subharmônicos desprezíveis.	Dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e inexistência de subharmônicos.	2,5
3	5,37	0,15	1	0,85	0,85	Dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e existência de subharmônicos 2 : 1.	Dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e inexistência de subharmônicos.	2,8
4	5,83	0,2	1,2	1,7	0,8	Banda estreita $f_{dx} \approx 2f_{dy}$.	Banda estreita $f_{dy} \approx f_N$.	3,2

obtidos nas duas orientações de inclinação, de sorte que as mesmas frequências dominantes e as mesmas características do conteúdo espectral obtidas na análise da Condição I se mantêm válidas para a Condição II.

Após a discussão das séries temporais de oscilação, o foco é a apresentação de resultados relativos ao coeficiente de arrasto médio. No trecho 1, utilizando os resultados obtidos para $\theta = -45^\circ$, o coeficiente de arrasto médio é próximo a 2,5. Por sua vez, o trecho 2 está associado a um valor $\overline{C_{D,n}} \approx 1,5$. Para os trechos 3 e 4, praticamente não existem diferenças entre os resultados obtidos nas duas orientações. Assim, os coeficientes de arrasto médio associados a esses trechos são, respectivamente, $\overline{C_{D,n}} \approx 2,8$ e $\overline{C_{D,n}} \approx 3,2$.

Nesse ponto, cabe uma breve discussão acerca dos resultados apresentados no presente capítulo. Conforme o leitor pôde notar, o trecho 1 está associado a um valor

Tabela 8.4: Resumo das características dinâmicas de cada trecho da *lazy-wave* analisado. Condição II e velocidade reduzida $V_R = U_\infty / f_N D \approx 6,2$.

Trecho	$V_{R,n}$	A_x^*	A_y^*	f_{dx}^*	f_{dy}^*	Característica do espectro de $x^*(t)$	Característica do espectro de $y^*(t)$	$\overline{C_{D,n}}$
1	4,38	0,1	0,8	0,9	0,9	Dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e subharmônicos desprezíveis.	Dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e inexistência de subharmônicos.	2,5
2	4,38	0,1	0,6	1	1	Pouca dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e inexistência de subharmônicos.	Pouca dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e inexistência de subharmônicos.	1,5
3	5,37	0,15	1	0,85	0,85	Dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e existência de subharmônicos 2 : 1.	Dispersão de energia nas proximidades da frequência dominante e inexistência de subharmônicos.	2,8
4	5,83	0,2	1,2	1,7	0,8	Banda estreita $f_{dx} \approx 2f_{dy}$.	Banda estreita $f_{dy} \approx f_N$.	3,2

do coeficiente de arrasto médio maior do que o trecho 2 na Condição II. Obviamente, esse resultado é inverso na Condição I. Dessa forma, as diferenças entre as orientações de montante e jusante verificadas experimentalmente podem levar à solicitações estruturais distintas, dependendo do sentido da correnteza incidente. Esse resultado é uma aplicação tecnológica preliminar e simplificada dos resultados obtidos no âmbito da dessa pesquisa, mas que sinaliza sua importância no estudo de sistemas de exploração de petróleo.

Uma hipótese forte da análise aqui conduzida refere-se à ausência de interação entre os trechos, tanto do ponto de vista puramente estrutural quanto hidrodinâmico. Em particular, a hipótese relacionada ao aspecto hidrodinâmico do problema é bastante forte, uma vez que considera os efeitos do escoamento ao redor da estrutura composta pelos 4 trechos como uma composição dos efeitos de cada um dos segmentos. Uma análise intermediária que poderia ser feita é o estudo de uma estrutura composta por 2 ou mais

segmentos cilíndricos, cada um com um valor de inclinação distinto. Cumpre ressaltar que experimentos dessa natureza foram abordados em Ramberg (1983).

Um outro aspecto que merece ser discutido acerca da aplicação aqui apresentada é que, em virtude do maior enriquecimento do conteúdo espectral em função do ângulo de inclinação, um número maior de modos naturais pode ser excitado simultaneamente na estrutura. Esse tipo de excitação favorece o surgimento de ondas flexionais progressivas na estrutura (ver, por exemplo, Srinil (2011)).

O surgimento desse tipo de comportamento também pode ser favorecido pelo fato de que, em virtude do uso da componente U_n no cálculo da velocidade reduzida ter se mostrado útil para correção do início da sincronização, o problema de VIV em uma *lazy-wave* pode guardar semelhança com o de um modelo não inclinado e sujeito a um perfil não uniforme de correnteza.

Antes do encerramento do presente capítulo, deve-se atentar para o fato de que a interação estrutural entre os trechos foi ignorada. No entanto, ela é essencial para a resposta dinâmica da estrutura. Uma análise mais aprofundada possível é a utilização dos resultados discutidos no capítulo incorporada em códigos numéricos iterativos dedicados ao cálculo da dinâmica de *risers*.

A apresentação desse exemplo de aplicação tecnológica encerra a tese de doutorado, de sorte que o próximo capítulo é dedicado às conclusões finais e propostas de extensões e ramificações da pesquisa.

9 CONCLUSÕES FINAIS E PERSPECTIVAS DE TRABALHOS FUTUROS

Embora o problema do escoamento ao redor de um cilindro consista em um dos tópicos mais estudados no contexto de mecânica dos fluídos, ainda existem questões que carecem de um melhor entendimento. Uma dessas questões diz respeito ao escoamento ao redor de cilindros circulares cujo eixo não seja ortogonal à direção da correnteza incidente. É justamente nesse tópico que a pesquisa conduzida no âmbito desse doutorado está inserida, de modo que os resultados obtidos possam ajudar no melhor entendimento do referido problema.

Na existência de escoamento oblíquo, o procedimento mais utilizado para cálculo das diversas grandezas de interesse é o chamado Princípio da Independência. Em linhas gerais, esse princípio atesta que as características do escoamento independem da componente axial do mesmo. Existem na literatura estudos analíticos que comprovam a validade do Princípio da Independência, desde que o comprimento do cilindro seja muito superior ao diâmetro do mesmo. Nessa condição, a equação que rege a componente do escoamento na direção axial é desacoplada das demais componentes, de forma que o Princípio da Independência se mostra válido.

Muitos dos trabalhos existentes na literatura acerca do escoamento ao redor de um cilindro inclinado focam na definição de um ângulo crítico a partir do qual o Princípio da Independência não é mais válido. Por outro lado, existem artigos importantes que focam no melhor entendimento da interação fluido-estrutura presente neste problema, sem, no entanto, buscar valores críticos de inclinação. Outro aspecto notado a partir da revisão bibliográfica realizada é o número relativamente reduzido de trabalhos com foco no fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV) em cilindros inclinados. No caso de cilindros inclinados sujeito ao fenômeno de VIV com oscilações simultâneas nas direções da correnteza e paralela a ela, não existem trabalhos disponíveis na literatura, ao menos do conhecimento desse autor.

Após a identificação de lacunas existentes na literatura, as quais se acredita poder

melhor compreender com o conteúdo dessa pesquisa, o estudo conduzido foi direcionado na investigação experimental do escoamento ao redor de cilindros rígidos e inclinados no plano da correnteza. Três grupos de experimentos foram conduzidos em ordem crescente de complexidade com relação à dinâmica estrutural. Cumpre ressaltar que a pesquisa buscou não somente a identificação de um ângulo crítico a partir do qual o Princípio da Independência se mostrasse inválido, mas também nas mudanças da interação fluido-estrutura advindas da inclinação do cilindro.

O primeiro conjunto de experimentos focou no estudo do escoamento ao redor de um cilindro fixo, enquanto que os dois conjuntos seguintes tiveram como objeto de estudo o fenômeno de VIV em cilindros inclinados livres para oscilar apenas na direção transversal à correnteza ou nas direções paralela e transversal à correnteza de maneira simultânea. Todos os experimentos foram conduzidos com os mesmos ângulos de inclinação ($\theta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ e 45°) nas orientações de montante (representadas por valores negativos de inclinação) e jusante (valores positivos de inclinação) e mesmas condições de extremidade do cilindro, sendo que sua porção superior transpassasse a superfície livre e sua porção inferior fosse próxima ao fundo do canal de água recirculante onde os experimentos foram conduzidos.

Com relação aos experimentos com os cilindros estacionários, um primeiro aspecto notado está relacionado às diferenças existentes nos conteúdos espectrais das séries temporais de força de sustentação, quando o modelo é inclinado nas orientações de montante e jusante. Considerando ângulos de inclinação inferiores a 45° , os conteúdos espectrais das séries temporais relativas à orientação de montante são caracterizadas por frequências adimensionais $fD/U_n \approx 0,20$ e $fD/U_n \approx 0,05$.

O máximo local na frequência $fD/U_n \approx 0,20$ demonstra que o uso da componente do escoamento normal ao eixo do cilindro na normalização dos espectros de frequências obtidos a partir da série temporal de força de sustentação leva a um resultado muito próximo daquele obtido nos experimentos com o modelo não inclinado, que por sua vez adere muito bem ao resultado clássico do número de Strouhal, $St \approx 0,20$, no intervalo de números de Reynolds ensaiado. A referida componente de frequência também é verificada nos experimentos com o modelo inclinado para jusante segundo ângulos inferiores a 45° .

Por outro lado, o aparecimento de energia na componente de frequência $fD/U_n \approx 0,05$ é observado apenas nos experimentos com valores negativos de inclinação e se deve à estrutura de escoamento formada na extremidade livre cilindro, que se encontra mais à montante no escoamento. A existência de tais estruturas já havia sido apontada em

trabalhos da literatura, no entanto, os experimentos aqui conduzidos, em conjunto com simulações numéricas desenvolvidas como ferramenta de suporte aos resultados experimentais, mostram que a formação dessas estruturas se deve à proximidade entre a extremidade do cilindro e o fundo do canal, no qual o Princípio da Aderência Completa deve ser respeitado.

Discutindo ainda os resultados com o cilindro estacionário, os conteúdos espectrais das séries temporais de sustentação para os ângulos de inclinação $\theta = \pm 45^\circ$ apresentam uma distribuição da energia no intervalo $0,10 < fD/U_n < 0,20$, indicando a inexistência de um regime regular de emissão de vórtices para essas condições de inclinação do modelo, em concordância com resultados experimentais disponíveis na literatura. Os experimentos de visualização de escoamento ao longo da envergadura mostram a existência de um intenso escoamento axial junto à base do cilindro, que acaba por dificultar a interação entre as camadas cisalhantes livres.

No tocante ao coeficiente de arrasto médio $\overline{C_{D,n}}$, a aplicação do Princípio da Independência no seu cálculo indica diferenças entre as orientações de montante e de jusante, sendo os resultados obtidos para montante ligeiramente superiores aos de jusante. O maior coeficiente de arrasto na orientação de montante está relacionado à presença da estrutura de escoamento supracitada, conforme verificado na análise seccional das simulações numéricas.

Passando agora para a discussão dos resultados experimentais do fenômeno de VIV em cilindros inclinados montados em apoio elástico unidirecional, o cálculo da velocidade reduzida considerando somente a componente da correnteza normal ao eixo do cilindro corrige o início da sincronização para ambas as orientações de montagem. No entanto, existe um decréscimo na máxima amplitude de oscilação com o aumento da inclinação. De maneira similar ao observado na análise dos experimentos com o modelo estacionário, foram observadas diferenças entre as orientações de montante e jusante nas curvas de amplitude de resposta.

Na orientação de montante, os resultados de amplitude de oscilação são bastante próximos àqueles obtidos com o modelo não inclinado, embora com uma ligeira diminuição das máximas amplitudes. As séries temporais dos ângulos de fase entre força de sustentação e deslocamento demonstram que a sincronização entre a oscilação da esteira e o movimento do modelo apresenta menos modulações do que no caso não inclinado, justificando, desta forma, o atraso na transição do “*upper branch*” para o “*lower branch*”.

Por outro lado, o “*upper branch*” não é observado na curva de amplitude de

resposta obtida na orientação de jusante. Esse fato acontece porque, devido à presença de escoamento axial distinto daquele do caso para montante, as séries temporais do ângulo de fase entre força e deslocamento apresentam modulações mais intensas, resultado em uma sincronização menos pronunciada entre as dinâmicas da esteira e do cilindro.

A análise dos valores RMS do coeficiente de sustentação, $C'_{L,n}$, demonstra uma boa aderência entre todas as condições de inclinação nas duas orientações de montagem. Os valores do coeficiente de arrasto médio $\overline{C_{D,n}}$ apresentam uma tendência de decréscimo com o aumento do ângulo de inclinação tanto na orientação de montante como de jusante. No entanto, na orientação de montante, a função $\overline{C_{D,n}}(A_y^*)$ independe do ângulo de inclinação do cilindro, o que significa que o mecanismo hidrodinâmico que relaciona a amplificação do coeficiente de arrasto médio com a amplitude de oscilação do cilindro não é afetado pela inclinação nessa orientação.

Considerando ainda o cilindro montado em base elástica com um grau de liberdade, as medições do campo de velocidades realizadas indicam que o padrão de emissão de vórtices observado na configuração de referência é o $2P$, em concordância com o mapa de emissão de vórtices de Williamson e Roshko (1988). Já no caso do cilindro inclinado em 45° à montante, a existência do escoamento axial, verificada por meio das visualizações de escoamento, dificulta a interação entre as camadas cisalhantes livres, resultando em uma esteira vorticiosa menos organizada do que aquela existente na configuração de referência. Essa modificação na topologia da esteira é um aspecto não previsto pelo Princípio da Independência.

No tocante aos resultados obtidos com os cilindros livres para oscilar simultaneamente nas direções paralela e transversal à correnteza, o cálculo da velocidade reduzida considerando somente a componente da correnteza normal ao eixo do modelo corrige o início da sincronização para todas as condições de inclinação ensaiadas. Tal resultado já fora observado nos experimentos com um grau de liberdade.

Também seguindo a tendência observada no estudo com um grau de liberdade, as amplitudes de oscilação devido ao fenômeno de VIV decrescem com o aumento da inclinação e dependem da orientação de montagem experimental. No entanto, esse decréscimo é mais acentuado do que aquele observado nos experimentos com um único grau de liberdade de movimento do modelo. Como exemplo, as amplitudes de oscilação na direção paralela à correnteza experimentadas pelo cilindro inclinado em 45 graus para montante podem atingir cerca de 50% dos valores obtidos na configuração de referência.

Para essa configuração de referência, a análise espectral das séries temporais do

coeficiente de sustentação demonstra energia apreciável na componente subharmônica $3f$ (triplo da frequência dominante) para o intervalo de velocidades reduzidas $4 < V_R < 7,5$ e característico do “*super upper branch*”, segundo a nomenclatura adotada em Jauvtis e Williamson (2004). Esse fato, somado à semelhança entre as trajetórias no plano (y^*, C_L) obtidas nos experimentos descritos nesse texto e resultados disponíveis na literatura, indica que o padrão de emissão de vórtices existente no “*super upper branch*” do experimento em questão é o denominado $2T$. As medições do campo de velocidades conduzidas com a técnica de velocimetria por imagem de partícula confirmaram esse padrão de emissão de vórtices para a configuração de referência.

Para os experimentos com o cilindro inclinado em $\theta = \pm 45^\circ$, as oscilações na direção paralela à correnteza foram praticamente mitigadas. Como consequência desse fato, existe um decréscimo nas amplitudes de oscilação na direção transversal à correnteza. Esse resultado pode ser explicado em virtude de o padrão de emissão $2T$, responsável pela injeção de energia no sistema, estar relacionado ao movimento simultâneo nos dois graus de liberdade. Essa análise indica que essas condições de inclinação levam a uma nova organização da esteira, distinta daquela da configuração de referência.

Ainda para as condições de inclinação $\theta = \pm 45^\circ$, constatou-se a existência de similaridades com os resultados obtidos para o sistema com um único grau de liberdade. Um primeiro resultado que guarda tais similaridades é que o escoamento axial dificulta a interação entre as camadas cisalhantes livres, conforme pôde ser visto tanto pela visualização de escoamento com os filamentos quanto por meio da medição dos campos de velocidade. Em particular, a medição do campo de velocidades possibilitou identificar mudanças na emissão de vórtices no experimento com $\theta = -45^\circ$.

Também de maneira análoga ao identificado no caso do sistema com um grau de liberdade, a análise das séries temporais do ângulo de fase entre força e deslocamento mostra que existem diferenças nos níveis de sincronização entre o movimento do cilindro e a oscilação da esteira para as duas orientações.

Outro aspecto no qual existem semelhanças entre os resultados de VIV com um e dois graus de liberdade é que, na orientação de montante, a variação do coeficiente de arrasto médio com a amplitude de oscilação na direção transversal à correnteza independe do ângulo de inclinação.

No entanto, ao contrário do que ocorre no caso do sistema com um grau de liberdade, existe uma tendência de decréscimo do valor RMS do coeficiente de sustentação $C'_{L,n}$ com o aumento da inclinação do cilindro nas duas orientações de montagem.

Finalizadas as conclusões de cada uma das campanhas experimentais, cabem alguns comentários de caráter geral sobre os efeitos do ângulo de inclinação no escoamento ao redor de um cilindro. Tendo em vista a revisão bibliográfica realizada e considerando a definição rigorosa do Princípio da Independência e as hipóteses que garantem sua validade, as diferenças observadas entre as orientações de montante e de jusante violam o referido Princípio, uma vez que elas advêm de tridimensionalidades deflagradas nas extremidades do cilindro.

No entanto, tomando a componente normal ao eixo do cilindro na normalização de diversas grandezas, o resultado obtido concorda bastante bem com aqueles obtidos no caso do cilindro não inclinado, indicando que a aplicação do Princípio da Independência se mostra útil para algumas grandezas, mesmo que nem todas as hipóteses que fundamentem sua justificativa teórica sejam respeitadas.

Conforme já discutido nesse capítulo, foram observadas diferenças entre os resultados obtidos para as orientações de montante e de jusante em todas as configurações experimentais. No caso do cilindro estacionário, simulações numéricas realizadas como suporte à investigação experimental possibilitaram explicar tais diferenças como sendo provenientes da assimetria das condições de extremidade do cilindro. Para os cilindros sujeitos ao fenômeno de VIV, não existiam resultados disponíveis na literatura que pudessem auxiliar no entendimento desse problema.

Em virtude da forte dependência das características do escoamento com as condições de contorno impostas pelo laboratório onde os experimentos foram realizados, a extrapolação dos resultados obtidos com os modelos inclinados para aplicações práticas da engenharia devem ser feitas com reservas. No entanto, é de se esperar um enriquecimento do conteúdo espectral das séries temporais de força de sustentação e de deslocamento.

Outras contribuições oriundas da pesquisa aqui apresentada residem na aplicação de técnicas de análise de sinais e de análise modal que não são de uso corrente no tema e que podem auxiliar na extração de conclusões importantes acerca dos fenômenos estudados.

Dentre as propostas de continuidade da pesquisa, podem ser destacadas as simulações numéricas do escoamento ao redor de cilindros inclinados, sujeitos ao fenômeno de VIV. Essas simulações podem auxiliar no entendimento de aspectos difíceis na investigações experimentais como, por exemplo, os efeitos do escoamento desenvolvido junto às extremidades do cilindro e também a variação do escoamento axial com a envergadura do cilindro. Do ponto de vista experimental, um número maior de medições do campo

de velocidades em diversos planos horizontais utilizando a técnica de velocimetria por imagem de partículas estereoscópica possibilitaria, além de uma melhor representação da média na fase, a medição da componente de velocidade que é normal ao plano de medição.

Outras propostas de ramificação da pesquisa e que podem ser trabalhadas pelo grupo de pesquisa, referem-se à consideração de experimentos com modelos de maior razão de aspecto, minimizando os efeitos da assimetria das condições de contorno e ensaios com modelos flexíveis inclinados.

Por outro lado, o estudo do fenômeno de VIV em cilindros inclinados com razão de aspecto inferior a $L/D = 10$ pode ser importante na análise da dinâmica de plataformas semi-submersíveis cujas colunas não apresentam o eixo perpendicular à correnteza incidente. Para o estudo dessa classe de unidades flutuantes, os efeitos de extremidade tendem a desempenhar um papel fundamental nas características do escoamento e, por consequência, nas forças hidrodinâmicas resultantes.

Essa concepção de plataforma é bastante recente, de modo que o problema do escoamento oblíquo ao redor do cilindro ainda guarda campo para diversos projetos de pesquisa.

REFERÊNCIAS

- ASSI, G. R. S. *Mechanisms for flow-induced vibration of interfering bluff bodies*. Tese (Doutorado) — Imperial College London, 2009.
- ASSI, G. R. S.; FREIRE, C. M.; KORKISCHKO, I.; SRINIL, N. Experimental investigation of the flow-induced vibration of a curved circular cylinder. In: *Proceedings of the 10th FIV 2012 - International Conference on Flow-Induced Vibrations Conference (& Flow-Induced Noise)*. [S.l.: s.n.], 2012.
- ASSI, G. R. S.; MENEGHINI, J. R.; ARANHA, J. A. P.; COLETO, W. G. P. Design, assembling and verification of a circulating water channel facility for fluid dynamics experiments. In: *Proceedings of COBEM05 - 18th International Congress of Mechanical Engineering*. [S.l.: s.n.], 2005.
- BEARMAN, P. W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Review of Fluids Mechanics*, v. 16, p. 195–222, Jan 1984.
- BLEVINS, R. *Formulas for natural frequency and mode shape*. [S.l.]: Krieger, 1984.
- BLEVINS, R. *Flow-Induced Vibration*. [S.l.]: Krieger, 2001.
- BOURGUET, R.; KARNIADAKIS, G. E.; TRIANTAFYLLOU, M. S. Lock-in of the vortex-induced vibrations of a long tensioned beam in shear flow. *Journal of Fluids and Structures*, v. 27, p. 838–847, 2011.
- BOURGUET, R.; KARNIADAKIS, G. E.; TRIANTAFYLLOU, M. S. Vortex-induced vibrations of a flexible cylinder in inclined flow. In: *Proceedings of the 10th FIV 2012 - International Conference on Flow-Induced Vibrations Conference (& Flow-Induced Noise)*. [S.l.: s.n.], 2012.
- CHAPLIN, J. R.; BEARMAN, P. W.; CHENG, Y.; FONTAINE, E.; GRAHAM, J. M. R.; HERFJORD, K.; HUARTE, F. J. H.; ISHERWOOD, M.; LAMBRACOS, K.; LARSEN, C. M.; MENEGHINI, J. R.; MOE, G.; PATTENDEN, R.; TRIANTAFYLLOU, M. S.; WILLDEN, R. H. J. Blind predictions of laboratory measurements of vortex-induced vibrations of a tension riser. *Journal of Fluids and Structures*, v. 21, p. 25–40, 2005.
- CHAPLIN, J. R.; BEARMAN, P. W.; HUARTE, F. J. H.; PATTENDEN, R. J. Laboratory measurements of vortex-induced vibrations of a vertical tension riser in a stepped current. *Journal of Fluids and Structures*, v. 21, p. 3–24, 2005.
- CUNHA, L. D. *Vibração Induzida por Vórtices: Análise Crítica de Modelos Fenomenológicos*. Dissertação (Mestrado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 2005.

CUNHA, L. D.; PESCE, C. P.; WANDERLEY, J.; FUJARRA, A. L. C. The robustness of the added mass in VIV models. In: *Proceedings of OMAE 06 , 25th Int. Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. [S.l.: s.n.], 2006.

de LIMA, A. A.; MENECHINI, J. R.; MOURELLE, M.; CASAPRIMA, E.; FLATS-CHART, R. B. Numerical investigation of vortex-induced vibration of a marine SCR. In: *Proceedings of the the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering June 10-15, 2007, San Diego, USA*. [S.l.: s.n.], 2007.

de VECCHI, A.; SHERWIN, S. J.; GRAHAM, J. M. R. Wake dynamics past a curved body of circular cross-section under forced cross-flow vibration. *Journal of Fluids and Structures*, v. 25, p. 721–730, 2009.

FALTINSEN, O. M. *Sea Loads on ships and offshore structures*. [S.l.]: Cambridge university press, 1993.

FRANZINI, G. R.; FUJARRA, A. L. C.; MENECHINI, J. R.; KORKISCHKO, I.; FRANCISS, R. Experimental investigation of vortex-induced vibration on rigid, smooth and inclined cylinders. *Journal of Fluids and Structures*, v. 25, p. 742–750, 2009.

FRANZINI, G. R.; GONÇALVES, R. T.; FUJARRA, A. L. C.; MENECHINI, J. R.; FRANCISS, R. Experiments of VIV on rigid and inclined cylinders mounted on a base with two degrees-of-freedom. In: *IUTAM Symposium on Bluff Bodies Wakes and Vortex-Induced Vibrations - BBVIV6*. [S.l.: s.n.], 2010.

FRANZINI, G. R.; GONÇALVES, R. T.; MENECHINI, J. R.; FUJARRA, A. L. C. Comparison between force measurements of one and two degrees-of-freedom VIV on cylinder with small and large mass ratio. In: *Proceedings of the 10th FIV 2012 - International Conference on Flow-Induced Vibrations Conference (& Flow-Induced Noise)*. [S.l.: s.n.], 2012.

FRANZINI, G. R.; PEREIRA, A. A. P.; FUJARRA, A. L. C.; PESCE, C. P. Experiments on VIV under frequency modulation and at constant Reynolds number. In: *Proceedings of OMAE 08 , 27th Int. Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. [S.l.: s.n.], 2008.

FUJARRA, A.; PESCE, C.; FLEMMING, F.; WILLIAMSON, C. Vortex-induced vibration of a flexible cantilever. *Journal of Fluids and Structures*, v. 15, p. 651–658, 2001.

FUJARRA, A. L. C. *Estudo em modelo reduzido de tubo, flexível e liso, submetido ao fenômeno de Vibração Induzida pela Vorticidade (Vortex Induced Vibration)*. Dissertação (Mestrado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 1997.

FUJARRA, A. L. C. *Estudos Experimentais e Analíticos das Vibrações Induzidas pela Emissão de Vórtices em Cilindros Flexíveis e Rígidos*. Tese (Doutorado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 2002.

FUJARRA, A. L. C.; PESCE, C. P. Experiments on VIV added mass with elastically mounted cylinder in water. In: *Proceedings of OMAE 02 , 21th Int. Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. [S.l.: s.n.], 2002.

- FUJARRA, A. L. C.; PESCE, C. P. Vortex-induced vibration with a 2-dof elastically mounted cantilevered cylinder in water: Some results on cross and stream-wise added mass. In: *Proceedings of the International Conference on Flow-Induced Vibrations, Paris*. [S.l.: s.n.], 2004.
- GERRARD, J. H. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 25, p. 401–413, 1966.
- GHARIB, M.; WEIGAND, A. Experimental studies of vortex disconnection and connection at a free surface. *Journal of Fluids Mechanics*, v. 321, p. 59–86, 1996.
- GINSBERG, J. H. *Mechanical and Structural Vibrations - Theory and Applications*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2001.
- GIORIA, R. S.; MENECHINI, J. R. Spectral analysis of the wake of a fixed circular cylinder using koopman operator. In: *IUTAM Symposium on Bluff Bodies Wakes and Vortex-Induced Vibrations - BBVIV6*. [S.l.: s.n.], 2010.
- GIORIA, R. S.; MENECHINI, J. R.; FRANZINI, G. R.; FUJARRA, A. L. C. Numerical investigation of the flow around a fixed yawed circular cylinder with asymmetrical boundary conditions in the span. In: *Anais da 8a Escola de Primavera de Transição e Turbulência - EPTT 2012*. [S.l.: s.n.], 2012.
- GOVARDHAN, R. N.; WILLIAMSON, C. H. K. Defining the “modified Griffin plot” in vortex-induced vibration: revealing the effect of Reynolds number using controlled damping. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 561, p. 147–180, 2006.
- HAMMACHE, M.; GHARIB, M. An experimental study of the parallel and oblique vortex shedding from circular cylinders. *Journal of Fluids Mechanics*, v. 232, p. 567–590, 1991.
- HANSON, A. R. Vortex shedding from yawed cylinders. *Technical notes AIAA Journal*, v. 4, p. 738–740, 1966.
- HOGAN, J. D.; HALL, J. W. The spanwise dependence of vortex-shedding from yawed cylinders. *Journal of Pressure Vessel Technology*, v. 132, p. 031301–1 – 031301–5, 2010.
- HOGAN, J. D.; HALL, J. W. Experimental study of pressure fluctuations from yawed circular cylinders. *AIAA Journal*, v. 49, p. 2349–2356, 2011.
- HUERA-HUARTE, F. J.; BEARMAN, P. W. Wake structures and vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder - part 1: dynamic response. *Journal of Fluids and Structures*, v. 25, p. 969–990, 2009.
- HUERA-HUARTE, F. J.; BEARMAN, P. W. Wake structures and vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder - part 2: Drag coefficients and vortex modes. *Journal of Fluids and Structures*, v. 25, p. 991–1006, 2009.
- JAIN, A.; MODARRES-SADEGHI, Y. Vortex-induced vibrations of an inclined cylinder in flow. In: *Proceedings of the 10th FIV 2012 - International Conference on Flow-Induced Vibrations Conference (& Flow-Induced Noise)*. [S.l.: s.n.], 2012.
- JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C. H. K. Vortex-induced vibration of a cylinder with two degrees of freedom. *Journal of Fluids and Structures*, v. 17, p. 1035–1042, 2003.

JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C. H. K. The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 509, p. 23–62, 2004.

KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*, v. 10, p. 455–472, 1996.

KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Fluid forces and dynamics of a hydroelastic structure with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*, v. 11, p. 973–982, 1997.

KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Motions, forces and modes transitions in vortex-induced vibration at low reynolds number. *Journal of Fluids and Structures*, v. 13, p. 813–851, 1999.

KING, R. Vortex excited oscillations of yawed circular cylinders. *Journal of Fluids Engineering*, v. 99, p. 495–502, 1977.

KORKISCHKO, I.; MENECHINI, J. R. Experimental investigation of flow-induced vibration on isolated and tandem circular cylinders fitted with strakes. *Journal of Fluids and Structures*, v. 26, p. 611–625, 2010.

KORKISCHKO, I.; MENECHINI, J. R. Volumetric reconstruction of the mean flow around circular cylinders fitted with strakes. *Experiments in fluids*, v. 51, p. 1109–1121, 2011.

LANG, A. W.; GHARIB, M. Experimental study of the wake behind a surface-piercing cylinder for a clean and contaminated surface. *Journal of Fluids Mechanics*, v. 402, p. 109–136, 2000.

LUCOR, D.; KARNIADAKIS, G. E. Effects of oblique inflow in vortex-induced vibrations. *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 71, p. 375–389, 2003.

MARSHALL, J. S. Wake dynamics of yawed cylinder. *Journal of Fluids Engineering*, v. 125, p. 97–103, 2003.

MATSUMOTO, M.; ISHIZAKI, H.; HASHIMOTO, M. Kármán vortex effect on cross flow response on non-yawed and yawed circular cylinder in smooth flow. In: *Proceedings of the 10th FIV 2012 - International Conference on Flow-Induced Vibrations Conference (& Flow-Induced Noise)*. [S.l.: s.n.], 2012.

MATSUMOTO, M.; SHIRAISHI, N.; KITAZAWA, M.; KNISELY, C.; SHIRATO, H.; KIM, Y.; TSUJI, M. Aerodynamics behavior of inclined circular cylinders- cable aerodynamics. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 33, p. 63–72, 1990.

MATSUMOTO, M.; YAGI, T.; SHIGEMURA, Y.; TSUSHIMA, D. Vortex-induced cable vibration of cable-stayed bridges at high reduced wind velocity. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 89, p. 633–647, 2001.

MATSUZAKI, K.; SHINGAI M. AND, H. Y.; MUNEKATA, M.; OHBA, H. Visualization of three-dimensional flow structures in the wake of an inclined circular cylinder. *Journal of Visualization*, v. 7, p. 309–316, 2004.

- MENECHINI, J. R. *Tópicos de Pesquisa em Geração e Desprendimento de Vórtices*. 2002. Tese de Livre Docência apresentada à Escola Politécnica de Universidade de São Paulo.
- MENECHINI, J. R.; SALTARA, F.; FREGONESI, R. A.; YAMAMOTO, C. T.; CASAPRIMA, E.; FERRARI, J. J. Numerical simulations of VIV on long flexible cylinders immersed in complex flow fields. *European Journal of Mechanics*, v. 23, p. 51–63, 2004.
- NAKAGAWA, K.; KISHIDA, K.; IGARASHI, K. Vortex-induced oscillation and lift of yawed circular cylinders in cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, v. 12, p. 759–777, 1998.
- NAUDASCHER, E.; ROCKWELL, D. *Flow-Induced Vibrations - an engineering guide*. [S.l.]: Dover, 2005.
- NORBERG, C. Flow around a circular cylinder: Aspects of fluctuating lift. *Journal of Fluids and Structures*, v. 15, p. 459–469, 2001.
- NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. *Journal of Fluids and Structures*, v. 17, p. 57–96, 2003.
- PAÏDOUSSIS, M. P.; PRICE, S. J.; LANGRE, E. d. *Fluid-Structure Interactions - Cross-Flow-Induced Instabilities*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2011.
- PESCE, C. P. *Mecânica de cabos e tubos submersos lançados em “catenária”: Uma abordagem analítica e experimental*. 1997. Tese de Livre Docência apresentada à Escola Politécnica de Universidade de São Paulo.
- PESCE, C. P.; FUJARRA, A. L. C. Vortex-induced vibrations and jump phenomenon: Experiments with a clamped flexible cylinder in water. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, v. 10, p. 26–33, 2000.
- PESCE, C. P.; FUJARRA, A. L. C. The “super-upper branch” VIV response of flexible cylinders. In: *4th Bluff-Bodies Wakes and Vortex-Induced Vibrations Conference - BBVIV4*. [S.l.: s.n.], 2005.
- PIKOVSKY, A.; ROSENBLUM, M.; KURTHS, J. *Synchronization - A Universal Concept in Nonlinear Sciences*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2001.
- RAMBERG, S. E. The effects of yaw and finite length upon vortex wakes of stationary and vibrating circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 128, p. 81–107, 1983.
- RIBEIRO, J. L. D. Fluctuating lift and its spanwise correlation on a circular cylinder in a smooth and in a turbulent flow: a critical review. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 40, p. 179–198, 1992.
- ROARK, R. J.; YOUNG, W. C. *Formulas for stress and strain*. [S.l.]: McGraw-Hill Book Company, 1982.
- ROOD, E. P. Interpreting vortex interactions with a freesurface. *Journal of Fluids Engineering*, v. 116, p. 91–94, 1994.

- ROWLEY, C. W.; MEZIĆ, I.; BAGHERI, S.; SCHLATTER, P.; HENNINGSON, D. S. Spectral analysis of nonlinear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 641, p. 115–127, 2009.
- SARPKAYA, T. Hydrodynamic damping, flow-induced oscillations and biharmonic response. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, v. 117, p. 232–238, 1995.
- SARPKAYA, T. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, v. 19, p. 389–447, 2004.
- SEARS, W. R. The boundary layer of yawed cylinders. *Journal of Aeronautical Sciences*, v. 15, p. 49–52, 1948.
- SHIRAKASHI, M.; HASEGAWA, A.; WAKIYA, S. Effect of the secondary flow on kármán vortex shedding from a yawed cylinder. *Bulletin of JSME*, v. 29, p. 250–257, 1986.
- SKOP, R. A.; BALASUBRAMANIAN, S. A new twist on an old model for vortex-induced excitations. *Journal of Fluids and Structures*, v. 11, p. 395–412, 1997.
- SMITH, R. A.; MOON, W. T.; KAO, T. W. Experiments on flow about a yawed circular cylinder. *Journal of Basic Engineering*, p. 771–776, 1972.
- SNARSKI, S. R. Flow over yawed circular cylinders: Wall pressure spectra and flow regimes. *Physics of Fluids*, v. 16, p. 344–359, 2004.
- SRINIL, N. Analysis and prediction of vortex-induced vibrations of a variable-tension vertical risers in linearly sheared currents. *Applied Ocean Research*, v. 33, p. 41–53, 2011.
- STAPPENBELT, B.; LALJI, F. Vortex-induced vibration super-upper branch boundaries. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, v. 18, p. 99–105, 2008.
- STAPPENBELT, B.; O'NEILL, L. Vortex-induced vibration of a cylindrical structures with low mass ratio. In: *Proceedings of Seventeenth International Offshore and Polar Engineering Conference, ISOPE 2007*. [S.l.: s.n.], 2007.
- SUH, J.; YANG, J.; STERN, F. The effect of air-water interface on the vortex shedding from a vertical circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, v. 27, p. 1–22, 2011.
- SZEPESSY, S.; BEARMAN, P. W. Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 234, p. 191–217, 1992.
- TAKAFUJI, F. C. M. *Dinâmica Tridimensional de risers*. Tese (Doutorado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 2010.
- THAKUR, A.; LIU, X.; MARSHALL, J. S. Wake flow of single and multiple yawed cylinders. *Journal of Fluids Engineering*, v. 126, p. 861–870, 2004.
- van ATTA, C. W. Experiments on vortex shedding from yawed circular cylinders. *Technical notes AIAA Journal*, v. 6, p. 931–933, 1968.
- VANDIVER, J. K.; JAISWAL, V.; JHINGRAN, V. Insights on vortex-induced, traveling waves on long risers. *Journal of Fluids and Structures*, v. 25, p. 641–653, 2009.

- VANDIVER, J. K.; MARCOLO, H.; SWITENBANK, S.; JHINGRAN, V. High mode number vortex-induced vibration field experiments. In: *Proceedings of Offshore Technology Conference, Houston*. [S.l.: s.n.], 2005.
- VIKESTAD, K.; VANDIVER, J. K.; LARSEN, C. M. Added mass and oscillation frequency for a circular cylinder subjected to vortex-induced vibrations and external disturbances. *Journal of Fluids and Structures*, v. 14, p. 1071–1088, Jan 2000.
- VLACHOS, P. P.; TELIONIS, D. P. The effect of free surface on the vortex shedding from inclined circular cylinders. *Journal of Fluids Engineering*, v. 130, p. 021103–1 – 021103–9, 2008.
- WILLDEN, R. H. J.; GRAHAM, J. M. R. Numerical prediction of VIV on long flexible circular cylinders. *Journal of Fluids and Structures*, v. 15, p. 659–669, 2001.
- WILLDEN, R. H. J.; GUERBI, M. Vortex dynamics of stationary and oscillating cylinders in yawed flow. In: *IUTAM Symposium on Bluff Bodies Wakes and Vortex-Induced Vibrations - BBVIV6*. Capri Island, Italy: [s.n.], 2010. p. 47–54.
- WILLIAMS, N. A deepwater dry-tree GoM solution: The fourstar TLP. In: *Proceedings of the Eighteenth (2008) International Offshore and Polar Engineering Conference - ISOPE 2008*. [S.l.: s.n.], 2008.
- WILLIAMSON, C. H. K. Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers. *Journal of Fluids Mechanics*, v. 206, p. 579–627, 1989.
- WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluids Mechanics*, v. 28, p. 477–539, 1996.
- WILLIAMSON, C. H. K.; GOVARDHAN, R. N. Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluids Mechanics*, v. 36, p. 413–455, 2004.
- WILLIAMSON, C. H. K.; GOVARDHAN, R. N. A brief review of recent results in vortex-induced vibrations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 96, p. 713–735, 2008.
- WILLIAMSON, C. H. K.; ROSHKO, A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, v. 2, p. 355–381, 1988.
- YAMAMOTO, C. T.; MENEGHINI, J. R.; SALTARA, F.; FREGONESI, R. A.; FERRARI, J. J. Numerical simulations of vortex-induced vibration on flexible cylinders. *Journal of Fluids and Structures*, v. 19, p. 467–489, 2004.
- YEO, D.; JONES, N. P. Investigation on 3-d characteristics of flow around a yawed and inclined circular cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 96, p. 1947–1960, 2008.
- YU, G.; AVITAL, E. J.; WILLIAMS, J. J. R. Large eddy simulation of flow past free surface piercing circular cylinders. *Journal of Fluids Engineering*, v. 130, p. 101304–1 – 101304–9, 2008.

ZDRAVKOVICH, M. M. *Flow around circular cylinders Vol. 1: Fundamentals*. [S.l.]: Oxford University Press, 2003.

ZDRAVKOVICH, M. M. *Flow around circular cylinders Vol. 2: Applications*. [S.l.]: Oxford University Press, 2003.

ZHAO, M.; CHENG, L.; ZHOU, T. Direct numerical simulation of three-dimensional flow past a yawed circular cylinder of infinite length. *Journal of Fluids and Structures*, v. 25, p. 831–847, 2009.

ZHOU, T.; RAZALI, S. F. M.; ZHOU, Y.; CHUA, L.; CHENG, L. Dependence of the wake on inclination of a stationary cylinder. *Experiments in fluids*, v. 46, p. 1125–1138, 2009.

ZIEGLER, H. *Principles of Structural Stability*. [S.l.]: Blaisdell Publishing Company, 1968.

APÊNDICE A – O CANAL DE ÁGUA RECIRCULANTE

O presente apêndice tem como objetivo a descrição dos aspectos mais importantes do canal de água recirculante do NDF (Núcleo de Dinâmica e Fluídos), local de realização dos experimentos que compõe o presente texto. O detalhamentos do projeto e da construção do laboratório podem ser encontrados em Assi et al. (2005).

O canal do NDF tem uma seção de testes de dimensões máximas $800 \times 700 \times 7500mm$ e nível de turbulência bastante reduzido, tipicamente inferior a 2%. As paredes laterais e inferiores do canal são constituídas de material transparente, de modo que é possível a visualização e gravação de vídeos dos experimentos conduzidos. Com a maior seção de testes, a faixa de velocidades de operação está no intervalo $0,02 < U_{\infty} < 0,40m/s$.

O sistema de aquisição de dados é fabricado pela *National Instruments*, modelo SCXI e com conversor analógico-digital de 16bits. O sistema de visualização de escoamento *LaVision FlowMaster 3D-Stereo PIV* é composto de uma estação de trabalho com *software* DaVis 7.2 e duas câmeras *Imager Pro X2 Megapixel*. Maiores detalhes do sistema de PIV disponível são descritos no artigo Korkischko e Meneghini (2010).

APÊNDICE B – DESENVOLVIMENTO DA BASE ELÁSTICA UTILIZADA

Embora o canal de água recirculante já contasse com algumas bases elásticas, optou-se pelo desenvolvimento de um aparato específico para os experimentos com os cilindros inclinados. A Figura B.1 apresenta duas das bases elásticas disponíveis no canal de água recirculante do NDF.

Essa opção é justificada pelo fato de que ambos os dispositivos existentes serem baseados em movimentos pendulares, o que pode configurar uma dificuldade adicional na análise dos resultados obtidos com os cilindros inclinados.

O presente apêndice visa descrever todas as etapas de projeto do equipamento, que englobam a concepção do aparato, a implementação do algoritmo genético para dimensionamento e análises complementares utilizando um programa baseado no Método dos Elementos Finitos.

B.1 Concepção do aparato

Dentre as características desejadas de uma base elástica destinada ao estudo de VIV devem estar contempladas:

- Baixa massa;
- Baixo coeficiente de amortecimento estrutural ζ_s ;
- Frequência natural do conjunto de modo a se excitar a faixa de *lock-in* no laboratório;
- A estrutura deve ter sua integridade mantida durante a execução dos experimentos;

Figura B.1: Apoios elásticos de dois graus de liberdade existentes no canal de água recirculante. Base pendular rígida (à esquerda) e base de haste flexível (à direita).

- Facilidade construtiva;
- Possibilidade de montagem de diversas condições experimentais.

Uma das bases existentes no NDF consiste de uma barra engastada em sua porção superior e livre em sua extremidade livre, onde o modelo é anexado. Nesse dispositivo, a rigidez do sistema é devida principalmente à rigidez flexional da barra. Embora esse aparato possua baixo nível de amortecimento estrutural ($\zeta_s \approx 0,5\%$), existem algumas restrições observadas na condução de experimentos preliminares de VIV.

A mais importante dessas restrições é a sincronização da frequência de emissão de vórtices com outras frequências naturais do aparato. Outros aspectos que tornam a análise mais complicada são a consideração da massa distribuída na haste no cômputo do parâmetro de massa reduzida m^* e o fato do modelo apresentar deslocamentos diferentes ao longo de seu comprimento por questões construtivas.

A outra base elástica disponível no NDF consiste de um pêndulo composto, formado por um tubo rígido de titânio articulado junto ao teto do laboratório por meio de uma junta universal. Nesse caso, a rigidez do sistema é uma composição dos efeitos da força peso e também de um conjunto de molas lineares montadas junto à extremidade livre do tubo, ponto de fixação do modelo.

Assim como a base de haste flexível, essa concepção pendular leva à total simetria de parâmetros de massa reduzida m^* , entretanto comunga de algumas particularidades com a base de haste flexível. Como exemplos de particularidades, podem ser elencadas a dificuldade da consideração do valor de m^* e o fato do modelo descrever um movimento pendular, resultando em amplitudes diferentes de oscilação ao longo do cilindro.

Outra solução possível é o emprego de uma base elástica utilizando ar-comprimido para formação de um filme entre duas superfícies, garantindo um valor baixo de amortecimento estrutural. Essa concepção tem como vantagens o fato de a massa e a amplitude de deslocamento poderem ser avaliadas sem a necessidade de correções ou consideração adicionais. Todavia, o nível de amortecimento não chega a ser tão baixo quanto nas soluções supra citadas, além de configurar uma solução mais minuciosa e complexa do ponto de vista construtivo. O canal também é dotado de uma base elástica dessa natureza, no entanto com liberdade de oscilação somente na direção transversal à correnteza.

A concepção geral escolhida é aquela envolvendo uma base do tipo lâminas fletoras, assim como aquela usada nos experimentos descritos na tese de Fajarra (2002), com possibilidade de vibração nas direções paralela e transversal à correnteza. Essa solução ainda possibilita a medição das forças hidrodinâmicas atuantes no modelo, mediante instrumentação das lâminas fletoras com extensômetros e posterior calibração dos mesmos. A coleta e o tratamento das forças levam ao levantamento de resultados bastante importantes no estudo do VIV.

Essa solução é bastante simples no que toca à montagem e fabricação, além de apresentar menos suscetibilidade a movimentos pendulares, o que agrega menor dificuldade na identificação dos parâmetros e fenômenos de interesse.

A base elástica consiste de uma placa superior, responsável pela fixação do conjunto ao laboratório de ensaios. Duas lâminas fletoras, engastadas em sua porção superior à placa superior, permitem o movimento na direção paralela à correnteza. Na porção inferior dessas lâminas, existe uma placa intermediária que, por sua vez, é o elemento de fixação de um segundo par de lâminas fletoras e responsável pelo movimento na direção transversal à correnteza. Na extremidade inferior desse segundo par de lâminas, existe uma placa inferior, responsável pela fixação do modelo.

A maior complexidade para a aplicação dessa concepção relaciona-se à dificuldade de obtenção de frequências naturais iguais nas duas direções em consideração, além da impossibilidade de simetria de massas nas referidas direções. Ciente dessas particularidades, um dimensionamento foi feito de forma a minimizar essas dificuldades, conforme

será especificado na seção seguinte.

O projeto do aparato experimental visou, então, a definição das dimensões dos diversos componentes e dos respectivos materiais de modo que os requisitos de projeto fossem atendidos. No entanto, alguns desses requisitos, ao menos em princípio, eram conflitantes. Como exemplo, tem-se que o fato de que as massas envolvidas devem ser as menores possíveis, levando a elementos de pequenas dimensões. Todavia, essas dimensões podem ser insuficientes no quesito da integridade estrutural.

Outro requisito foi que as frequências deveriam ser tão baixas quanto possível, de modo a se varrer a mais extensa faixa de velocidades reduzida possível. Isso, em princípio, beneficia modelos de diâmetro elevado, implicando em uma maior massa adicional¹. No entanto, estruturas de diâmetro maior poderiam elevar a magnitude das forças hidrodinâmicas, implicando em uma maior solicitação estrutural.

Em virtude do grande número de variáveis a serem selecionadas, somado ao fato de os requisitos à primeira vista privilegiarem soluções distintas, levaram à implementação de um algoritmo genético² para definição das dimensões dos componentes da base elástica. A seção que segue apresenta o equacionamento e as hipóteses adotadas.

B.2 Uso do algoritmo genético

Em linhas gerais, o algoritmo genético implementado consistiu da geração aleatória de um número N_{sol} de soluções (ou indivíduos). Cada solução consistia de um vetor representando as dimensões e materiais dos diferentes componentes do aparato. Todos os elementos dessa primeira geração ou população inicial são classificados segundo um critério de atribuição de méritos mais adiante apresentado.

Após a classificação das soluções, um número N_P de permutações é realizada nessa população, levando ao surgimento de uma nova geração. Para essa nova geração, uma nova classificação é realizada, seguida de uma nova série de permutações. Ao fim de N_G gerações, uma população de soluções é obtida, de onde uma solução é extraída para o refinamento do projeto. A Figura B.2 ilustra o fluxograma do algoritmo genético implementado.

¹No contexto do dimensionamento do aparato, a massa adicional calculada é aquela advinda da solução do problema de escoamento potencial, supondo domínio fluido infinito.

²O algoritmo genético foi empregado para o dimensionamento de uma base de lâminas fletoras com liberdade de oscilação na direção paralela à correnteza, com possibilidade de modulação da frequência natural. Maiores detalhes sobre esse dispositivo podem ser encontrados em Franzini et al. (2008).

Figura B.2: Fluxograma de cálculo do algoritmo genético.

Para a implementação do algoritmo genético, a primeira medida adotada foi a definição de todos os parâmetros a serem determinados, ou seja, as dimensões e materiais dos diversos componentes do aparato, conforme ilustra a Figura B.3. Dessa forma, obteve-se o seguinte conjunto de variáveis a serem definidas³:

- **Placa inferior:** densidade (ρ_p^i), espessura (t_p^i), largura (b_p^i) e comprimento (w_p^i);
- **Lâminas inferiores:** espessura (t_l^i), largura (b_l^i) e altura (H_l^i);
- **Lâminas superiores:** espessura (t_l^m), largura (b_l^m) e altura (H_l^m);
- **Placa intermediária:** densidade (ρ_p^m), espessura (t_p^m), largura (b_p^m) e comprimento (w_p^m);
- **Modelo:** densidade (ρ_{cil}), módulo de Elasticidade (E_{cil}), diâmetro externo (D_e), diâmetro interno (D_i) e comprimento imerso (L) e comprimento emerso (L_e);

Na definição das propriedades dos materiais, foram utilizados valores típicos da densidade e do módulo de elasticidade apresentados na Tabela B.1.

Por questões de facilidade construtiva e também de versatilidade do aparato, as placas inferior e intermediária têm a largura e o comprimento idênticos, diferindo apenas na espessura e no material. Adicionalmente, determinou-se que a largura das lâminas

³Os materiais das lâminas foram definidos *a priori* como sendo aço.

Tabela B.1: Materiais e propriedades utilizadas no algoritmo genético.

Material	Módulo de Elasticidade $[GPa]$	Densidade $[kg/m^3]$
Aço	210	7800
Alumínio	70	2700
Acrílico	3	1200

deveria ser igual à largura das placas, e que o comprimento emerso do modelo (necessário para fixação do cilindro à placa inferior) seria o dobro do diâmetro externo D_e .

$$b_p^m = w_p^m = b_p^i = w_p^i = b_l^i = b_l^m$$

$$L_e = 2D_e$$

Ao término da listagem de variáveis, foram especificadas algumas constantes a serem empregadas nos diversos cálculos do algoritmo. Essas constantes envolvem a definição dos gabaritos do canal de água recirculantes, a faixa de velocidades reduzidas desejadas, e parâmetros relativos à diferença das frequências naturais e parâmetros de massa reduzida nas duas direções. A Tabela B.2 apresenta as constantes consideradas nos cálculos do algoritmo genético.

Tabela B.2: Constantes adotadas no algoritmo genético.

Parâmetro	Símbolo	Valor
Velocidade reduzida mínima desejada	$V_{R,req}^{min}$	3
Velocidade reduzida máxima desejada	$V_{R,req}^{max}$	15
Máximo parâmetro de massa na direção y	m_y^{*max}	6
Diferença entre parâmetros de massa reduzida	$m_{dif}^* = \frac{ m_y^* - m_x^* }{m_y^*}$	30%
Diferença entre frequências naturais	$f_{N,dif} = \frac{ f_{N,y} - f_{N,x} }{f_{N,y}}$	30%
Mínima razão de aspecto desejada	L/D^{req}	18

Listadas as variáveis a serem determinadas, o primeiro passo do algoritmo foi a geração de uma população inicial de N_{sol} indivíduos. Para a geração dessa população inicial, cada uma das variáveis foi geradas de maneira aleatória em um determinado intervalo estabelecido por base de experiências anteriores (ver, por exemplo, as dimensões do aparato descrito em Franzini et al. (2008)). Dessa forma, os intervalos adotados foram:

Figura B.3: Esquema da base de dois graus de liberdade.

$$\begin{array}{ll}
 t_p^i \in [10 \quad 18] & t_l^i \in [0.5 \quad 1.5] \\
 H_l^i \in [80 \quad 600] & H_l^m \in [80 \quad 600] \\
 t_p^m \in [10 \quad 18] & t_l^m \in [0.5 \quad 1.5] \\
 e_{cil} \in [0 \quad 5] & D_e \in [12 \quad 50] \\
 w_p^i, b_p^i, b_l^i, w_p^m, b_p^m \in [100 \quad 400]
 \end{array}$$

Para cada indivíduo da população, foram calculados diversos atributos relacionados às frequências naturais, à questões estruturais e às massas envolvidas. As próximas subseções detalham os cálculos de cada um desses grupos.

B.2.1 Determinação das frequências naturais - Discretização e solução do problema de autovalor

Para determinação das frequências naturais não amortecidas do conjunto, foi empregado um método baseado inicialmente na mecânica analítica seguido de um procedimento de discretização baseado nas Séries de Ritz, conforme descrito em Ginsberg (2001).

O problema considerado consiste da vibração lateral de uma massa M_c suportada por duas vigas flexíveis idênticas, homogêneas e com rigidez flexional EI , comprimento H e massa linear μ , conforme ilustra a Figura B.4.

Figura B.4: Vibração lateral de uma massa concentrada suportada por duas lâminas idênticas.

As seguintes hipóteses foram adotadas na formulação da equação de movimento:

- Vibrações de pequena amplitude quando comparadas ao comprimento H da viga;
- Somente serão consideradas as vibrações simétricas do conjunto, de modo que $y_1(z, t) = y_2(z, t) = y(z, t)$;
- A variação de energia potencial advém somente da flexão das vigas.

Com essas hipóteses, as energias cinética (T) e potencial (V) do sistema foram escritas como:

$$T = \frac{1}{2} \int_0^H \mu \left[\left(\frac{\partial y_1(z, t)}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial y_2(z, t)}{\partial t} \right)^2 \right] dz + \frac{1}{2} M_c \left(\frac{\partial y(H, t)}{\partial t} \right)^2 = \dots \quad (\text{B.1})$$

$$V = \frac{1}{2} \int_0^H EI \left[\left(\frac{\partial^2 y_1(z, t)}{\partial z^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 y_2(z, t)}{\partial z^2} \right)^2 \right] dz = \int_0^H EI \left(\frac{\partial^2 y(z, t)}{\partial z^2} \right)^2 dz \quad (\text{B.2})$$

O deslocamento $y(z, t)$ foi escrito na forma de uma Série de Ritz, composta por N_R termos, de modo que:

$$y(z, t) = \sum_{j=1}^{N_R} \psi_j(z) q_j(t) \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial y(z, t)}{\partial t} = \sum_{j=1}^{N_R} \psi_j(z) \dot{q}_j \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial^2 y(z, t)}{\partial z^2} = \sum_{j=1}^{N_R} \psi_j''(z) q_j \quad (\text{B.5})$$

$$(\text{B.6})$$

Onde $q_j(t)$ e $\psi_j(z)$ representam, respectivamente, a coordenada generalizada e a função de forma referentes ao j -ésimo modo natural. É importante ressaltar que a função $\psi_j(z)$ deve respeitar as condições de contorno do problema. Para as condições de contorno do problema, a função de forma utilizada é (ver Ginsberg (2001)):

$$\psi_j(z) = 1 - \cos\left(\frac{j\pi z}{H}\right) \quad (\text{B.7})$$

As matrizes de massa $[\mathbf{M}]$ e rigidez $[\mathbf{K}]$ foram definidas como:

$$\mathbf{M}_{jn} = \mathbf{M}_{nj} = 2\mu \int_0^H \psi_j(z) \psi_n(z) dz + M_c \psi_j(H) \psi_n(H) \quad (\text{B.8})$$

$$\mathbf{K}_{jn} = \mathbf{K}_{nj} = 2EI \int_0^H \psi_j''(z) \psi_n''(z) dz \quad (\text{B.9})$$

$$(\text{B.10})$$

Levando a definição da Equação B.7 às Equações B.10, obteve-se à seguinte expressão para a matriz de massa:

$$\mathbf{M}_{jn} = \mathbf{M}_{nj} = \begin{cases} 3H + M_c(1 - \cos(j\pi))^2 & \text{se } j = n \\ 2H + M_c(1 - \cos(j\pi))(1 - \cos(n\pi)) & \text{caso contrário} \end{cases}$$

O mesmo procedimento levou a expressão para a matriz de rigidez:

$$\mathbf{M}_{jn} = \mathbf{M}_{nj} = \begin{cases} \frac{EI(n\pi^4)}{H^3} & \text{se } j = n \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases}$$

De posse das matrizes de massa e de rigidez, o problema de autovalor a ser resolvido foi aquele de um sistema de segunda ordem de dimensão N_R , dado por:

$$[\mathbf{M}]\{\ddot{q}\} + [\mathbf{K}]\{q\} = \{0\} \quad (\text{B.11})$$

B.2.1.1 Aplicação do método e comparação com análise via Método dos Elementos Finitos (MEF)

O método descrito foi aplicado para determinação das frequências naturais não amortecidas de um sistema análogo ao da Figura B.4. As frequências obtidas foram, então, comparadas com a solução obtida via código numérico baseado no Método dos Elementos Finitos.

O sistema aqui considerado tem todos os seus componentes em aço, com as propriedades descritas na Tabela B.1. As lâminas fletoras possuem dimensões $1mm \times 100mm \times 500mm$, enquanto a massa concentrada empregada é $M_c = 0,78kg$. A comparação entre os resultados obtidos via Séries de Ritz e pelo Método dos Elementos Finitos são apresentados na Tabela B.2.1, enquanto que a Figura B.5 apresenta as formas dos quatro primeiros modos naturais extraídos da análise pelo Método dos Elementos Finitos.

Tabela B.3: Comparação entre os resultados obtidos por séries de Ritz e via Método dos Elementos Finitos.

Modo	Frequência natural não amortecida (MEF) [Hz]	Frequência natural não amortecida (Séries de Ritz) [Hz]	Diferença relativa [%]
1	2,85	2,82	1,06
2	21,85	-	-
3	23,34	22,83	2,23
4	60,20	-	-

É possível notar uma boa aderência entre os resultados obtidos pelos referidos métodos. Os valores referentes aos modos 2 e 4 não constam nos cálculos efetuados por meio das Séries de Ritz, uma vez que eles representam modos assimétricos (Figuras B.5(b) e B.5(d)), e portanto não contemplados nas hipóteses adotadas para uso do método.

Além dos métodos já citados, existem soluções analíticas para o problema em

Figura B.5: Formas modais, extraídas da análise pelo Método dos Elementos Finitos.

questão disponíveis na literatura, como por exemplo em Blevins (1984), o qual fornece como frequência natural a seguinte expressão:

$$f_N = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{6EI}{M_c H^3}} \quad (\text{B.12})$$

Aplicando a Equação B.12 para os dados do problema, a frequência natural obtida é de $3,30Hz$, resultado distante das soluções obtidas por outros métodos. Aumentando a massa concentrada para $M_c = 7.8kg$, a solução analítica leva à $f_N = 1,04Hz$ enquanto que a solução via Série de Ritz oferece $f_N = 1,03Hz$.

Dessa forma, o uso da solução analítica aderiu a outras soluções no caso em que a massa concentrada é significativamente superior à massa distribuída das lâminas, justificando, desta forma, a implementação do método no cálculo das frequências naturais utilizadas no algoritmo genético.

B.2.1.2 A massa modal do sistema

Para consideração da massa modal referente ao primeiro modo natural, é necessário relembrar a expressão da energia cinética do sistema, dada pela Equação B.13.

$$T = \int_0^H \mu \left(\frac{\partial y(z, t)}{\partial t} \right)^2 dz + \frac{1}{2} M_c \left(\frac{\partial y(H, t)}{\partial t} \right)^2 \quad (\text{B.13})$$

Admitindo somente o termo da Série de Ritz relativo ao primeiro modo natural, devido ao fato de ser o modo de interesse de funcionamento do aparato, a energia cinética do sistema por ser escrita em função da **massa modal** m_{ψ_1} relativa ao primeiro modo, definida pela Equação B.14.

$$T = \frac{1}{2} \left[\mu \int_0^H 2\psi_1(z)^2 dz + M_c \psi_1(H)^2 \right] \dot{q}_1^2 = \frac{1}{2} m_{\psi_1} \dot{q}_1^2 \quad (\text{B.14})$$

A forma do primeiro modo natural não amortecido ($\psi_1(z)$) é dado pela expressão B.7, tomado $j = 1$, de modo que⁴:

$$\psi_1(z) = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \left(\frac{\pi z}{H} \right) \right) \quad (\text{B.15})$$

Substituindo a Equação B.15 em B.14, é obtido que:

$$m_{\psi_1} = M_c \left(1 + 3 \frac{\mu H}{M_c} \right) \quad (\text{B.16})$$

B.2.2 Cálculos Estruturais

Os cálculos estruturais foram conduzidos visando a avaliação das tensões decorrentes dos esforços hidrodinâmicos e hidrostáticos (empuxo sobre o cilindro). Essa avaliação permite inspecionar a ocorrência de falhas estruturais, que devem ser entendidas no contexto de dimensionamento do algoritmo como sendo o escoamento dos materiais ou instabilidade elástica da estrutura (flambagem).

As forças hidrodinâmicas foram avaliadas em duas condições. A primeira delas foi na condição em que a amplitude de resposta é máxima, assumida como ocorrendo em $V_R = 8$, conforme evidenciado por Jauvtis e Williamson (2004). Para essa condição, avaliou-se, a favor da segurança, coeficientes de arrasto e sustentação como sendo, respectivamente, 4 e 3.

A segunda condição foi definida como aquela em que a velocidade do escoamento é a máxima definida no algoritmo. Nessa segunda condição, a frequência de emissão de

⁴O denominador 2 inserido na Equação B.15 foi imposto como forma de obter $\max\{\psi_1(z)\} = 1$.

Figura B.6: Pontos de análise de tensões e representação do problema estrutural.

vórtices já se encontra dessincronizada da frequência natural, levando a uma queda nos coeficientes de força observados na condição de *lock-in*.

A Figura B.6 ilustra os pontos de análise de tensões a uma representação do problema estrutural estudado. Os pontos *A* e *C* correspondem aos engastes das lâminas superiores à placa superior, enquanto o ponto *B* é o ponto de engaste do modelo à placa inferior.

O problema simplificado analisado é aquele de um pórtico, com uma força e um momento concentrados no elemento horizontal, conforme esquematizado na Figura B.7. Tal elemento foi admitido como de rigidez muito superior a dos demais elementos, conforme verificado no problema estudado.

As reações vinculares foram calculadas tomando partido da linearidade do problema, sobrepondo as reações obtidas para condições de carregamento mais simples. Segundo Roark e Young (1982), as reações no vínculo *A* são dadas pela solução do seguinte sistema de equações:

$$\begin{bmatrix} C_{HH} & C_{HV} & C_{HM} \\ C_{HV} & C_{VV} & C_{VM} \\ C_{HM} & C_{VM} & C_{MM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_A \\ V_A \\ M_A \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} LF_H \\ LF_V \\ LF_M \end{bmatrix}$$

Onde a matriz dos coeficientes tem seus valores definidos como:

Figura B.7: Problema estrutural implementado no algoritmo.

Figura B.8: Carregamentos elementares.

$$\begin{aligned} C_{HH} &= \frac{2H^3}{3EI} & C_{HV} &= \frac{bH^2}{2EI} \\ C_{HM} &= \frac{H^2}{EI} & C_{VV} &= \frac{Hb^2}{EI} \\ C_{VM} &= \frac{H^2}{EI} & C_{MM} &= \frac{2H}{EI} \end{aligned}$$

O vetor de carregamento resulta da composição dos esforços elementares apresentados na B.8. O livro de Roark e Young (1982) fornece as seguintes expressões para o vetor de carregamento.

$$LF_H = \begin{cases} F \left(C_{HH} - HC_{HM} + \frac{H^3}{6EI} \right) & \text{Condição } a \\ M \left(\frac{H^2}{2EI} \right) & \text{Condição } b \\ \left(\frac{bH^2}{4EI} \right) & \text{Condição } c \end{cases}$$

$$LF_V = \begin{cases} F(C_{VH} - HC_{VM}) & \text{Condição } a \\ M(C_{VM}) & \text{Condição } b \\ E(C_{VV} - \frac{bC_{VM}}{2}) & \text{Condição } c \end{cases}$$

$$LF_M = \begin{cases} F\left(C_{MH} - HC_{MM} + \frac{H^2}{2EI}\right) & \text{Condição } a \\ \left(\frac{HM}{EI}\right) & \text{Condição } b \\ E\frac{H}{EI}\left(H - \frac{b}{2}\right) & \text{Condição } c \end{cases}$$

Obtidas as reações vinculares no ponto A , a equação de equilíbrio do sistema foi empregada para cálculo das reações vinculares no ponto C .

B.2.2.1 Cálculo de tensões e de flambagem

De posse das reações vinculares, as tensões nos pontos A , B e C foram avaliadas para posterior comparação com o limite de escoamento do material.

O tensão no ponto B é simplesmente a tensão de flexão, considerando que a força hidrodinâmica seja concentrada no ponto médio do comprimento imerso do modelo. Com isso, tem-se que:

$$\sigma_B = \frac{F_{D,L}\left(L_e + \frac{L}{2}\right)}{I_{cil}} \quad (\text{B.17})$$

A análise das tensões nos pontos A e C envolvem a combinação dos efeitos de flexão (σ^f) e dos esforços normais (σ^n) nas lâminas. A superposição dos campos de tensão, avaliada nos pontos A e C foi feita da seguinte maneira:

$$\sigma_{A,C}^f = \frac{M_{A,C}t}{2I} \quad (\text{B.18})$$

$$\sigma_{A,C}^n = \frac{V_{A,C}}{tb} \quad (\text{B.19})$$

$$\sigma_{A,C} = |\sigma_{A,C}^f| + |\sigma_{A,C}^n| \quad (\text{B.20})$$

A tensão combinada $\sigma_{A,C}$ foi comparada à tensão de escoamento do aço na etapa de classificação do algoritmo, conforme explicitado mais adiante.

A carga compressiva crítica P_{cr} de flambagem foi avaliada a partir da expressão para elementos carregados axialmente considerando as condições de contorno do problema.

Segundo Ziegler (1968), essa carga é dada por:

$$P_{cr} = \frac{\pi^2 EI}{H^2} \quad (\text{B.21})$$

B.2.3 Avaliação das massas

As massas consideradas na formulação envolveram aquelas das placas intermediárias (m_p^i) e inferior (m_p^m), das lâminas fletoras (m_l^m e m_l^i) e do cilindro (m_{cil}). Cabe ressaltar que, na avaliação do problema de autovalor, foi acrescida à massa do cilindro o efeito de massa adicional potencial.

Para o cálculo da massa da placa intermediária, considerou-se que ela consista apenas de uma moldura de 15mm de espessura. Nos cálculos do valor de m^* na direção transversal à correnteza, considerou-se como massa oscilante a soma da massa da placa inferior com a massa do modelo. Para o cálculo do mesmo parâmetro, porém na direção paralela à correnteza, a massa oscilante considerada leva em conta a massa das placas inferior e média, bem como a das lâminas fletoras inferiores.

B.2.4 Classificação das Soluções

De posse dos atributos de cada solução, a etapa seguinte do algoritmo que foi a classificação, em ordem crescente da solução, segundo uma figura de mérito definida. Inicialmente, o procedimento implementado na solução envolvia apenas restrições; ou seja, se um determinado critério não fosse atendido, automaticamente a referida solução era considerada inviável e descartada do restante do método.

Todavia, essa implementação inicial se mostrou bastante ineficiente no sentido de gerar um número grande de soluções para a população inicial. Desta forma, ao invés da implementação de restrições, considerou-se a função objetivo baseada no método das penalidades.

O método das penalidades implementado consistiu em aumentar o valor da função objetivo de uma solução que violasse as características desejadas e explicitadas na Tabela B.2. Esse aumento no valor da função objetivo fez com que as soluções penalizadas obtivessem uma classificação inferior.

As penalidades foram implementadas tendo em vista os seguintes critérios:

- Se um parâmetro estivesse abaixo do valor requerido, não haverá a penalidade relativa a esse parâmetro;
- Quanto maior a diferença entre o valor requerido e o valor obtido para um dado parâmetro, maior foi a penalização;
- A frequência natural de corpo flexível do cilindro deveria ser muito maior do que as frequências calculadas pelas Séries de Ritz;
- Os pesos maiores foram relativos à diferença de frequência natural e de massa reduzida nas duas direções de interesse, visando dessa forma beneficiar soluções com o maior grau de simetria possível;
- Em virtude do cálculo estrutural ser bastante conservador, o peso para esse tipo de penalidade foi mais baixo.

Matematicamente, as penalidades foram implementadas segundo as seguintes equações:

$$\begin{aligned}
 Pen_1 &= 3 \frac{m_y^*}{m_y^{*max}} & \text{se } m_Y^* > m_Y^{*max} \\
 Pen_2 &= 4 \frac{m_{dif}^*}{m_{star}^{*req}} & \text{se } m_{dif}^* > m_{star}^{*req} \\
 Pen_3 &= 2,5 \frac{f_{N,dif}}{f_{N,diff}^{req}} & \text{se } f_{N,dif} > f_{N,diff}^{req} \\
 Pen_4 &= 0,5 \frac{L^{req}}{D} \left(\frac{L}{D} \right)^{-1} & \text{se } \frac{L^{req}}{D} > \frac{L}{D} \\
 Pen_5 &= 2 \frac{V_R^{req}}{V_{R,max}} & \text{se } V_R^{req} > V_R \\
 Pen_{6,7,8} &= 0,55 \frac{\sigma_{A,B,C}}{\sigma_{e,A,B,C}} & \text{se } \sigma_{A,B,C} > 0,90 \sigma_{e,A,B,C} \\
 Pen_9 &= 3 \frac{f_N^{cant}}{f_{N,y}} & \text{se } f_N^{cant} < 20 f_{N,y}
 \end{aligned}$$

Onde $\sigma_{e,A,B,C}$ correspondem às tensões de escoamento dos materiais nos referidos pontos e o coeficiente de segurança adotado foi de 90%. Cabe também ressaltar que a velocidade reduzida máxima V_R^{max} foi calculada tomando-se como valor da velocidade do escoamento incidente de $0,35m/s$, portanto inferior ao gabarito do canal ($0,40m/s$). Essa medida configura também um método conservador de cálculo, permitindo uma margem de ajustes na velocidade do canal caso necessário.

De posse das penalidades, as soluções procuradas para o problema são aquelas que minimizam a função objetivo W , dada por:

$$W = \left[\frac{m_x^*}{V_{R,max}^2} + \frac{m_y^*}{V_{R,max}} \sum_{i=1}^9 Pen_i \right] \quad (B.22)$$

Figura B.9: Representação esquemática da permutação de duas soluções.

Para cada uma das soluções de uma determinada geração, foi calculado o valor da função objetivo e, em seguida, as mesmas foram classificadas em ordem crescente, isto é, as melhores soluções foram as que obtiveram o menor valor da função W . Após ordenadas, as soluções foram sujeitas ao procedimento de permutação, explicado na próxima subseção.

B.2.5 Permutação das soluções

Cada uma das N_{sol} soluções geradas são caracterizada por um vetor contendo os valores relativos à geometria e aos materiais do conjunto. Do total de N_{sol} soluções obtidas, apenas as N_{per} melhores delas sofreram o processo de permutação.

O procedimento de permutação iniciou-se pela melhor solução e por uma outra solução qualquer sorteada aleatoriamente dentre aquelas que participam do processo. Um novo sorteio foi feito, agora para definir um pivô para a cruzamento. As componentes do vetor característico da solução à esquerda do pivô foram permutadas entre essas soluções, gerando duas novas soluções⁵. A Figura B.9 ilustra o procedimento de permutação de duas soluções.

O método de permutação seguiu para as demais soluções, permitindo inclusive que uma solução sofra o processo por mais de uma vez, aumentando, desta forma, o caráter aleatório do algoritmo.

⁵Embora o procedimento pudesse ser mais amplo, no presente estudo optou-se pelas limitações geométricas e físicas das placas e lâminas descritas anteriormente.

Figura B.10: Resultados ao longo de 30 gerações.

Ao término do processo de permutação, foram obtidas N_{per} novas soluções para a geração seguinte. Visando a obtenção de gerações com o mesmo número de indivíduos, as $N_{sol} - N_{per}$ melhores soluções da geração anterior completaram a nova geração.

B.2.6 Resultados obtidos

Para obtenção de uma solução, foram geradas $N_{sol} = 15000$ soluções viáveis para a primeira geração, das quais as $N_{per} = 8000$ melhores foram permutadas ao longo de 30 gerações.

A Figura B.10 ilustra a variação da máxima velocidade reduzida obtida com o parâmetro de massa reduzida correspondente à direção transversal à correnteza. É possível observar uma nuvem de pontos nas primeiras gerações do método, enquanto que nas últimas gerações, forma-se uma fronteira de soluções para o problema de dimensionamento proposto.

Ao final da trigésima geração, uma solução foi selecionada para o refinamento e definição da geometria do aparato. Para o procedimento de seleção, determinou-se que

Tabela B.4: Materiais, dimensões e alguns atributos da solução escolhida.

t_p^i	10,95	t_p^m	17,47	D_e	49,56
w_p^i	101,98	w_p^m	101,98	e	2,51
b_p^i	101,98	b_p^m	101,98	L	743,38
b_l^i	101,98	b_l^m	101,98	L/D	15
H_l^i	598,34	H_l^m	543,88	$f_{N,y}$	0,44Hz
m_y^*	1,21	m_x^*	1,45	$f_{N,x}$	0,52Hz
Placa inferior	Aço	Placa intermediária	Acrílico	Modelo	Alumínio

Tabela B.5: Materiais, dimensões e alguns atributos do modelo numérico.

t_p^i	10,00	t_p^m	17,5	D_e	44,45
w_p^i	100,00	w_p^m	100,00	e	1,58
b_p^i	100,00	b_p^m	100,00	L	744,00
b_l^i	100,00	b_l^m	100,00	L/D	17
H_l^i	598,00	H_l^m	544,00	$f_{N,y}$	0,54Hz
m_y^*	1,10	m_x^*	1,65	$f_{N,x}$	0,56Hz
Placa inferior	Aço	Placa intermediária	Acrílico	Modelo	Alumínio

a velocidade reduzida máxima fosse superior a 15 e o parâmetro de massa reduzida na direção transversal à correnteza seja inferior a 2, o que está de acordo com as características desejadas de um aparato dessa natureza. Os materiais de cada componente, as dimensões e alguns atributos como frequências naturais e valores de m^* da solução escolhida estão relacionados na Tabela B.4.

B.3 Análises empregando o Método dos Elementos Finitos

Antes da construção de um modelo numérico para a solução, foi necessária a adequação da solução obtida pelo algoritmo genético às disponibilidades comerciais e também às facilidades construtivas. Dessa forma, buscando adequar a solução descrita na Tabela B.4 às questões citadas, a solução a ser trabalhada utilizando o Método dos Elementos Finitos é descrita na Tabela B.5.

As propriedades dos materiais consideradas foram aquelas descritas na Tabela B.1, salvo no caso do material do modelo. Nesse caso, para solução do problema de autovalor o procedimento foi o mesmo quando dos cálculos utilizados no algoritmo genético, levando à diluição da massa adicional potencial à massa do modelo. No caso da

implementação numérica, a densidade equivalente do modelo foi dada por:

$$\rho_{mod} = \frac{m_{cil} + m_{ad}^{pot}}{\frac{\pi(D_e^2 - D_i^2)L}{4}} = 9214 kg/m^3 \quad (B.23)$$

No procedimento de discretização das placas intermediária e inferior e do modelo cilíndrico, utilizaram-se elementos sólidos. No caso das lâminas fletoras, foram empregados elementos de casca, mais apropriados à captura de esforços de flexão. As próximas subseções visam descrever as diversas análises realizadas.

B.3.1 Análise modal

A realização de uma análise modal pelo Método dos Elementos Finitos tem como objetivos a verificação das relações implementadas no algoritmo genético e a determinação das frequências não amortecidas e das formas modais que violam as hipóteses descritas na seção B.2.1, como por exemplo modos de torsão e modos antissimétricos.

Foram extraídas as seis primeiras frequências naturais, mostradas juntamente com as respectivas formas modais na Figura B.11. As duas primeiras frequências naturais correspondem às frequências naturais desejadas, respectivamente, nas direções transversal e paralela à correnteza.

A frequência natural indesejada ($8,27Hz$) de valor mais baixo corresponde a uma flexão antissimétrica das lâminas inferiores. A frequência do modo indesejado é uma ordem de grandeza maior do que a do modo de interesse do aparato.

Frequências naturais relativas a modos de torsão não foram observadas na análise modal numérica realizada, entretanto, essas frequências certamente foram superiores a $10Hz$, de modo que a excitação desses modos quando do uso do aparato teriam uma menor chance de ocorrência.

Os resultados numéricos mostram que as frequências naturais nas direções desejadas são bastante próximas, requisito fundamental no projeto do aparato. Considerando a frequência natural como $f_N = 0,54Hz$ e a máxima⁶ velocidade do canal de água circulante como $U_\infty = 0,35m/s$, a máxima velocidade reduzida a ser atingida é de $V_R \approx 15$.

⁶A exemplo do que fora mencionado anteriormente, foi adotada uma velocidade máxima para o canal inferior a seu gabarito, possibilitando eventuais ajustes durante a condução dos experimentos.

Figura B.11: Solução numérica do problema de autovalor.

B.3.2 Análise estrutural estática

Para o caso da análise estrutural estática, foram impostos esforços uniformemente distribuídos ao longo do comprimento do cilindro, de modo que a integral de forças resulte na composição das forças de arrasto e sustentação tomadas em seus valores máximos.

Embora as forças hidrodinâmicas atuem apenas na porção imersa do modelo, optou-se pela distribuição ao longo da totalidade do modelo por questão de facilidade de construção do modelo numérico. Como o comprimento emerso é muito menor do que o imerso, as diferenças observadas são inferiores à estimativa das forças fluídas.

Figura B.12: Coeficiente de força nas direções transversal e paralela à correnteza: $m^* = 2,6$ e $(m^* + C_a^{pot})\zeta \approx 1,13 \times 10^{-2}$. Extraído de Jauvtis e Williamson (2004)

A Figura B.12 apresenta os coeficientes de arrasto e sustentação para um cilindro rígido com liberdade de oscilação nas direções transversal e paralela à correnteza. Na referida figura, é possível observar que o máximo coeficiente de sustentação atingido é $C_L \approx 4$, enquanto o máximo do coeficiente de arrasto é $C_D \approx 2$.

Dois casos de análise foram considerados. No primeiro caso, Caso I, a velocidade

(a) Deslocamento na direção paralela à correnteza.

(b) Deslocamento na direção transversal à correnteza.

(c) Campo de tensões de von Mises.

Figura B.13: Resultados da análise estática - Caso I

reduzida considerada foi $V_R = 8$ e coeficientes de arrasto e sustentação como sendo 4 e 3, respectivamente. Por sua vez, o Caso II corresponde a um valor de velocidade reduzida igual a 15 e com coeficientes $C_D = 2$ e $C_L = 0,5$. A estimativa desses coeficientes foi feita de maneira conservadora no sentido da integridade estrutural.

A Figura B.13 apresenta os resultados dos deslocamentos nas duas direções de interesse, bem como o campo de tensões de von Mises. O deslocamento na direção transversal à correnteza é de aproximadamente 66mm , correspondendo a $1,5D$. O deslocamento na direção paralela à correnteza correspondeu à deriva média do modelo e também atingiu de 66mm , enquanto que a máxima tensão de von Mises observada foi de cerca de 72MPa .

Os resultados para o Caso II são exibidos na Figura B.14. A deriva média do modelo (104mm) é substancialmente maior do que aquela obtida no Caso I, enquanto

(a) Deslocamento na direção paralela à correnteza.

(b) Deslocamento na direção transversal à correnteza.

(c) Campo de tensões de von Mises.

Figura B.14: Resultados da análise estática - Caso II

Figura B.15: Análise não-linear de flambagem.

que a amplitude na direção paralela à correnteza é de cerca de 35mm . A máxima tensão de von Mises obtida é de cerca de 110MPa . Essa maior tensão de von Mises quando comparada àquela do Caso I advém principalmente do deslocamento médio do cilindro.

Os resultados numéricos mostram que, mesmo adotando hipóteses na análise, a máxima tensão de von Mises observada é da ordem de 110MPa , valor bastante inferior ao limite de proporcionalidade do aço, avaliado em 200MPa .

B.3.3 Análise estática de flambagem

Para verificação do problema de estabilidade elástica da estrutura, foi conduzida uma análise estática não-linear de flambagem. Esse estudo foi conduzido mediante a aplicação dos esforços em diversos passos. No primeiro passo, as forças consideradas foram o empuxo atuante sobre o modelo e a força peso.

Nos passos seguintes, são consideradas, de maneira estática, as forças de arrasto e sustentação segundo o mesmo procedimento já descrito. As forças hidrodinâmicas são incrementadas a cada passo do método, permitindo calcular o deslocamento total do sistema em função da resultante imposta. A Figura B.15 apresenta na forma gráfica os resultados obtidos.

A instabilidade elástica é observada quando a rigidez do sistema tende a zero, ou seja, quando a derivada da curva de carregamento em função do deslocamento se anula.

Esse fato é observado quando a força resultante imposta é de aproximadamente $5,5N$.

Voltando às análises descritas na subseção B.3.2, os módulos da força resultante nos Casos I e II são respectivamente $3,37N$ e $4,37N$. Levando esses resultados à curva da Figura B.15, ambos os casos estão no regime anterior à instabilidade elástica do sistema.

Embora seja importante ressaltar que a imposição simultânea dos valores máximos das forças de arrasto e sustentação configure uma medida conservadora, uma análise da rigidez foi feita considerando deslocamentos de até $71mm$, ou seja, $1,61D$. Nessa faixa de deslocamentos, indicada em vermelho no gráfico, a rigidez é aproximada por uma função linear com coeficiente R^2 superior a 99%. Tal linearidade é fundamental para o funcionamento desejado do equipamento.

B.3.4 Análise harmônica

O último estudo numérico realizado foi a análise harmônica linear do sistema, no qual as forças impostas ao sistema pulsam com uma determinada frequência e estão associadas a um ângulo de fase. O objetivo dessa análise é a verificação das tensões quando da aplicação de deslocamentos compatíveis com aqueles observados na condição de *lock-in*.

O método utilizado nas análises consiste do princípio da superposição modal, implicando que o campo de deslocamentos e tensões são obtidos compondo linearmente os resultados para cada um dos modos naturais.

A primeira análise realizada consistiu da aplicação de uma força representativa da sustentação e com frequência $f = 0,54Hz$ de modo a se obter um deslocamento aproximado de $1,6D$ no modelo. A segunda análise consistiu da imposição de uma força com frequência $f = 1,08Hz$ e ângulo de fase 90° de modo que o deslocamento obtido fosse de $0,32D$. Os campos de tensão de von Mises obtidos são exibidos na Figura B.16.

O campo de tensões composto é dado pela soma dos campos obtidos para cada análise individual. A composição indica que a tensão máxima é da ordem de $75MPa$, bastante inferior ao limite de proporcionalidade do aço. Essa grande diferença entre o limite de proporcionalidade e a tensão obtida da análise harmônica é capaz de acomodar a deriva média do modelo sem que haja falha estrutural de algum componente do aparato.

O conjunto de análises numéricas realizado afirmou a viabilidade do aparato projeto com o auxílio do algoritmo genético. É claro que, durante a condução dos experimentos, ocorra uma ligeira variação dos parâmetros obtidos, em função do processo

Figura B.16: Resultados da análise dinâmica.

construtivo e de montagem no canal de água recirculantes. Todavia, essas variações não devem representar a violação dos requisitos de funcionamento do sistema.

B.4 Detalhamento construtivo e montagem

A base elástica foi montada próxima ao início da seção de testes do laboratório, minimizando-se dessa forma os efeitos da camada limite formada no fundo do canal. O suporte da base consistiu de duas vigas verticais fixas à estrutura do canal, um elemento enrijecedor superior e um perfil horizontal no qual a placa superior foi presa. O perfil ao qual a placa é presa deve ter a liberdade de movimentação vertical para que o fundo do modelo seja sempre próximo ao fundo do canal, independente do ângulo de inclinação.

O suporte como um todo deve ser bastante rígido, de modo que a excitação provocada pelo VIV fique restrita à base elástica. Visando garantir essa rigidez e, associado ao grande comprimento dos suportes verticais, dois perfis metálicos de aço unem rigidamente a porção mais superior do suporte a uma viga localizada no teto do canal, como mostra a Figura B.17.

Figura B.17: Enrijecedor superior do suporte.

APÊNDICE C – COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS OBTIDOS NOS EXPERIMENTOS COM UM E DOIS GRAUS DE LIBERDADE

O presente apêndice tem como objetivo a comparação entre os resultados experimentais do fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices obtidos com o cilindro montado em apoio elástico de um e dois graus de liberdade¹. Cumpre ressaltar que todos os resultados que constam no presente apêndice já foram devidamente discutidos no corpo da tese, dessa forma a discussão será menos detalhada do que aquela conduzida nos capítulos 6 e 8.3.

Seguindo a mesma estrutura adotada nos referidos capítulos, a primeira seção do apêndice destina-se à comparação dos resultados obtidos na configuração de referência. Em seguida, a discussão prossegue para os experimentos com os cilindros inclinados.

C.1 Configuração de referência

A Figura C.1 apresenta a comparação dos resultados de amplitude e frequência de oscilação na direção transversal à correnteza obtidos com o cilindro não inclinado. Conforme apresentado na Figura C.1(a), no intervalo de velocidades reduzidas correspondente à sincronização na direção paralela à correnteza no sistema com dois graus de liberdade ($2 < V_R < 4$), existe um ligeiro incremento das amplitudes de oscilação quando o sistema

¹As legendas de algumas das curvas utilizam a nomenclatura $1GL$ e $2GL$ para representar, respectivamente, os sistemas com um e dois graus de liberdade.

Figura C.1: Amplitudes e frequências de oscilação na direção transversal à correnteza: Configuração de referência. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

pode oscilar nas duas direções consideradas. Esse incremento é causado pela presença da referida sincronização. Considerando ainda esse intervalo de velocidades reduzidas, porém atentando à curva da frequência de oscilação (ver Figura C.1(b)), os valores da frequência dominante são bastante distintos. Note que, na transição para o “*super upper branch*” ocorrida em $V_{R,n} \approx 4$, existe uma descontinuidade nos resultados obtidos com dois graus de liberdade.

No intervalo característico do “*super upper branch*” ($4 < V_R < 8$), observa-se uma diferença marcante nos valores de amplitude de oscilação. Essa diferença não é coincidência, uma vez que nesse intervalo de velocidades reduzidas existe a maior influência das oscilações na direção paralela à correnteza incidente. No tocante à frequência de oscilação, novamente os valores obtidos com os dois sistemas são distintos. Enquanto que o sistema com um grau de liberdade é caracterizado por uma curva monotônica crescente, os resultados para dois graus de liberdade apresentam duas inflexões. Também para o caso com dois graus de liberdade, existe uma descontinuidade na curva de frequência de oscilação na transição do “*super upper branch*” para o “*lower branch*”.

Finalizando a análise dos resultados de amplitude e frequência de oscilação, existe uma boa aderência entre os resultados de frequência com um e dois graus de liberdade no intervalo $V_R > 8$, característico do “*lower branch*”. Nesse mesmo intervalo, as amplitudes de oscilação são ligeiramente superiores no caso do sistema com dois graus de liberdade.

Ao término da análise dos resultados de amplitude e frequência de oscilação, a

Figura C.2: Coeficientes de força hidrodinâmica: Configuração de referência. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

Figura C.2 apresenta os resultados experimentais acerca dos coeficientes de arrasto médio e do valor RMS do coeficiente de sustentação. No intervalo de velocidades reduzidas característico da sincronização na direção paralela à da correnteza ($2 < V_R < 4$), existe uma amplificação das forças hidrodinâmicas nos experimentos com dois graus de liberdade. Curiosamente, embora a amplitude de oscilação nesse intervalo seja de cerca de $0,20D$, o máximo valor RMS do coeficiente de sustentação nesse intervalo é comparável àquele relacionado ao máximo valor de amplitude obtido.

No intervalo de velocidades reduzidas onde o “*super upper branch*” é observado, o aspecto qualitativo da curva do coeficiente de arrasto médio é semelhante para um ou dois graus de liberdade, com os maiores valores desse coeficiente sendo obtidos a partir desta última configuração experimental. Note que, embora a máxima amplitude de oscilação do experimento com dois graus de liberdade seja cerca de 50% superior àquela obtida com o experimento com um grau de liberdade, o acréscimo do valor de $\overline{C_D}$ é de cerca de 20%.

Na análise do valor RMS do coeficiente de sustentação, os mesmos comentários tecidos na análise do coeficiente de arrasto médio permanecem válidos. No entanto, o máximo valor de C'_L independe da presença da oscilação na direção paralela à correnteza. Por fim, no “*lower branch*”, não existem diferenças entre os resultados obtidos para um ou dois graus de liberdade.

A última grandeza a ser comparada é o coeficiente de massa adicional na direção transversal à da correnteza Ca_y . Para velocidades reduzidas no intervalo $2 < V_R < 4$, ambos os resultados são substancialmente distintos do valor potencial. Para a faixa

(a) Coeficiente de massa adicional $\overline{Ca_y}$

Figura C.3: Coeficientes de massa adicional: Configuração de referência. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

de velocidades reduzidas característica do “*super upper branch*”, a curva é monotônica decrescente para o sistema com um grau de liberdade, enquanto que ela possui duas inflexões e um patamar no caso com dois graus de liberdade. No “*lower branch*”, os resultados para ambos os sistemas apresentam a mesma assíntota $Ca_y \rightarrow -1$ para $V_R > 9,5$, em concordância com os resultados da literatura para um grau de liberdade.

Encerrada a comparação entre os resultados obtidos com o cilindro não inclinado livre para oscilar em uma ou duas direções, a próxima seção do apêndice é dedicada à análise dos cilindros inclinados.

C.2 Comparação entre os resultados com os cilindros inclinados

Seguindo uma estrutura análoga àquela empregada no corpo da tese, inicialmente serão apresentados os resultados de amplitude e frequência de oscilação. Na subseção seguinte, discutir-se-ão os resultados relativos aos coeficientes de força hidrodinâmica.

C.2.1 Amplitude e frequência de oscilação

Visando uma melhor organização e entendimento dos gráficos, os resultados apresentados na presente subseção serão separados para cada valor do ângulo de inclinação, comparado sempre com os resultados obtidos para os cilindros não inclinados. A Figura C.4 apresenta

os resultados para os cilindro inclinados em $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$, enquanto que a Figura C.5 refere-se às condições de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Note que o aumento da amplitude de oscilação que ocorre em $V_{R,n} \approx 4$ é bem colapsada para todos os conjuntos de experimentos realizados.

Para os cilindros inclinados em $\theta = \pm 10^\circ$, existe uma boa aderência com os resultados obtidos nas configurações de referência, embora a comparação dos experimentos com um grau de liberdade exiba uma ligeira distinção no “*upper branch*”. Já nas condições de inclinação $\theta = \pm 20^\circ$, as diferenças também se mostram presente somente nas curvas relativas aos ensaios com liberdade de oscilação somente na direção transversal à correnteza e orientação de montante, porém tais diferenças são mais pronunciadas do que no caso com $\theta = \pm 10^\circ$.

No caso de inclinação $\theta = -30^\circ$, os resultados obtidos para o sistema com dois graus de liberdade são ligeiramente superiores àqueles obtidos com um grau de liberdade. As máximas amplitudes de oscilação ocorrem para $V_{R,n} \approx 6$ e atingem 1,15 e 0,9 respectivamente. Esse fato indica que a presença da componente da correnteza na direção axial faz com que o efeito do grau de liberdade na direção x seja menos pronunciado, aproximando as curvas obtidas para os dois sistemas em estudo.

Considerando agora o caso com $\theta = +30^\circ$, as diferenças entre os resultados com um e dois graus de liberdade são mais pronunciadas do que aquelas observadas na orientação de montante. Conforme explicado no capítulo 6, a transição do “*upper branch*” para o “*lower branch*” é antecipada na orientação de jusante, justificando dessa forma a boa aderência entre os resultados com um e dois graus de liberdade para velocidades reduzidas $V_{R,n} > 7$.

Finalmente, para a condição de inclinação $\theta = \pm 45^\circ$, os resultados com um grau de liberdade concorda com aqueles referentes ao sistema com dois graus de liberdade, de modo que um dos efeitos da inclinação do cilindro no presente estudo foi a mitigação das oscilações na direção paralela àquela da correnteza incidente. Esse resultado é análogo àquele obtido comparando um sistema com dois graus de liberdade com dois valores do parâmetro $m^*\zeta$, sendo um deles acima do valor crítico e outro abaixo deste valor.

(a) Amplitude A_y^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -10^\circ$. (b) Amplitude A_y^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +10^\circ$. (c) Amplitude A_y^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -20^\circ$ (d) Amplitude A_y^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +20^\circ$.

Figura C.4: Amplitudes de oscilação: $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

(a) Amplitude A_y^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -30^\circ$. (b) Amplitude A_y^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +30^\circ$. (c) Amplitude A_y^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -45^\circ$. (d) Amplitude A_y^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +45^\circ$.

Figura C.5: Amplitudes de oscilação: $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

O enfoque agora é na comparação das frequências dominantes de oscilação, cujos resultados podem ser encontrados nas Figuras C.6 e C.7.

Nas condições de inclinação do cilindro $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$, a boa aderência com os resultados da configuração de referência fazem com que as discussões tecidas na seção C.1 do presente apêndice sejam válidas para as referidas inclinações.

Para as condições de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$, alguns aspectos merecem um destaque maior. Para ambas as orientações de montagem, a frequência adimensional de oscilação ora adere aos resultados com dois graus de liberdade observados na configuração de referência, ora aderem com os resultados obtidos para o sistema com um grau de liberdade. Isso indica que $\theta = \pm 30^\circ$ está próximo a um limiar a partir do qual as oscilações na direção paralela a da correnteza são pouco importantes na dinâmica do cilindro sujeito ao VIV. Para $\theta = \pm 45^\circ$, não há distinção substancial entre os resultados obtidos com os dois sistemas, fato em concordância com os resultados de amplitude de oscilação discutidos por ocasião da análise das curvas de amplitude de resposta conduzida no presente apêndice.

Finalizadas as comparações relativas à amplitude e frequência de oscilação, o foco da próxima subseção é a discussão acerca dos coeficientes de força hidrodinâmica.

(a) Frequência f_{dy}^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -10^\circ$. (b) Frequência f_{dy}^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +10^\circ$. (c) Frequência f_{dy}^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -20^\circ$ (d) Frequência f_{dy}^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +20^\circ$.

Figura C.6: Frequências de oscilação: $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

(a) Frequência f_{dy}^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -30^\circ$. (b) Frequência f_{dy}^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +30^\circ$. (c) Frequência f_{dy}^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -45^\circ$. (d) Frequência f_{dy}^* : $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +45^\circ$.

Figura C.7: Frequências de oscilação: $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

C.2.2 Coeficientes de força hidrodinâmica

A comparação relativa aos coeficientes de força hidrodinâmica tem início com a discussão relativa ao coeficiente de arrasto médio, apresentado nas Figuras C.8 e C.9.

Nas condições de inclinação $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = -20^\circ$, os resultados de $\overline{C_{D,n}}$ apresentam boa concordância com aqueles das configurações de referência. No “*lower branch*”, não há distinção entre os resultados obtidos para o sistema com um e dois graus de liberdade. No intervalo de velocidades reduzidas $2 < V_{R,n} < 4$, a diferença entre os resultados obtidos para os dois sistemas advém da sincronização na direção paralela à correnteza incidente. Por outro lado, com o cilindro inclinado segundo $\theta = +20^\circ$, a queda no valor do coeficiente de arrasto médio está relacionada à diminuição das amplitudes de oscilação, conforme discutido no capítulo 6.

Para os valores de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$, a presença do grau de liberdade na direção da correnteza não induz diferenças significativas na curva $\overline{C_{D,n}} \times V_{R,n}$. Esse fato está relacionado ao resultado de que a inclinação do cilindro e a consequente presença de uma componente axial da correnteza incidente mitiga as oscilações na direção paralela à correnteza, conforme discutido na subseção C.2.1 e também no corpo da tese. Cumpre destacar a assíntota em $\overline{C_{D,n}} \approx 1$ na ausência de sincronização para todas as condições ensaiadas.

Figura C.8: Coeficientes de arrasto médio: $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

Figura C.9: Coeficientes de arrasto médio: $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

A variação do valor RMS do coeficiente de sustentação com a velocidade reduzida é apresentada nas Figuras C.10 e C.11. Assim como nas análises anteriormente conduzidas, os resultados para os cilindros inclinados segundo $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$ concordam com os resultados obtidos nas configurações de referência, de forma que os comentários tecidos na seção C.1 valem para esses casos.

Por sua vez, os resultados relativos às condições de inclinação $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$ exibem distinção entre os resultados obtidos com um ou dois graus de liberdade. Para $\theta = \pm 30^\circ$, qualitativamente as curvas obtidas para os referidos sistemas têm o mesmo aspecto, no entanto, com diferenças no máximo valor de $C'_{L,n}$. Finalmente, o máximo valor de $C'_{L,n}$ relativo ao experimento com dois graus de liberdade é cerca de 25% daquele referente ao caso onde há oscilação somente na direção transversal à da correnteza incidente.

Figura C.10: Valores RMS dos coeficientes de sustentação: $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

(a) $C'_{L,n}$: $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -30^\circ$. (b) $C'_{L,n}$: $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +30^\circ$. (c) $\overline{C_{D,n}}$: $\theta = 0^\circ$ e $\theta = -45^\circ$. (d) $\overline{C_{D,n}}$: $\theta = 0^\circ$ e $\theta = +45^\circ$.

Figura C.11: Valores RMS dos coeficientes de sustentação: $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

O último adimensional objeto de estudo é o coeficiente de massa adicional na direção transversal à correnteza Ca_y , cujos resultados podem ser encontrados nas Figuras C.12 e C.13. A exemplo das demais grandezas aqui discutidas, não existem diferenças entre os resultados de Ca_y obtidos para os cilindros inclinados segundo $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$ e as correspondentes configurações de referência. Com isso, os comentários feitos por ocasião da análise comparativa entre as configurações de referência se estendem às referidas condições de inclinação.

Figura C.12: Coeficientes de massa adicional Ca_y : $\theta = \pm 10^\circ$ e $\theta = \pm 20^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

Para o ângulo de inclinação $\theta = -30^\circ$, não há distinção entre as curvas obtidas para um e dois graus de liberdade considerando o intervalo de velocidades reduzidas $V_{R,n} > 4$. Esse fato está em concordância com a discussão já conduzida ao longo da tese, segundo as quais as oscilações na direção paralela à correnteza incidente são mitigadas com o aumento do ângulo de inclinação. Ainda para essa condição de inclinação, o

valor $Ca_y \approx 1$ (clássica solução potencial) observados no intervalo $V_{R,n} < 4$ concordam com a baixa amplitude de oscilação observadas na Figura C.7(a). A dispersão de alguns pontos nesse último intervalo pode ser justificada pelo fato de o cálculo da massa adicional baseia-se em uma análise espectral restrita a uma única frequência, conforme metodologia apresentada no capítulo 4.

Considerando o mesmo ângulo de inclinação, porém com orientação de jusante, observa-se a tendência geral de diminuição do coeficiente de massa adicional para uma dada velocidade reduzida. Note que, no intervalo $5 < V_{R,n} < 7$, os resultados obtidos com o sistema com dois graus de liberdade aderem àqueles relativos ao experimento com um grau de liberdade. A explicação acerca do cálculo espectral da massa adicional também é válida nesse caso, acrescida da observação que essa condição de inclinação experimenta algum tipo de intermitência na resposta, conforme também pode ser notado na curva referente à frequência adimensional de oscilação apresentada na Figura C.7(b).

Aumentando o ângulo de inclinação para 45° à montante, existe uma ligeira distinção entre os valores de Ca_y obtidos para um e dois graus de liberdade, embora ambos concordem com a tendência do resultado obtido para a configuração de referência na qual o cilindro possui liberdade de oscilação restrita à direção transversal à da correnteza.

Finalmente, na condição de inclinação $\theta = +45^\circ$, os resultados relativos ao caso com um grau de liberdade concordam com a correspondente configuração de referência, embora haja um ligeiro aumento observado para velocidades reduzidas superiores a 7. Por fim, os resultados com dois graus de liberdade são bastante distintos daquele onde oscilações na direção paralela à correnteza são restritas. Após assumir o valor potencial na ausência de sincronização para $V_{R,n} < 4$, a curva Ca_y versus $V_{R,n}$ logo assume a assíntota $Ca_y \rightarrow -1$ para $V_{R,n} > 7$.

Relembrando o resultado da dissertação de Cunha (2005) previamente descrito na revisão bibliográfica do capítulo 2, o coeficiente análogo à massa adicional possui essa assíntota para frequências acima daquela na ressonância. Esse fato corrobora a análise conduzida no capítulo 8.3, que emprega o ângulo de fase ϕ_y para afirmar que a transição do “*upper branch*” para o “*lower branch*” é o ponto de ressonância e ocorre em um valor de velocidade reduzida inferior àquele obtido para a configuração de referência.

Figura C.13: Coeficientes de massa adicional C_{a_y} : $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = \pm 45^\circ$. Comparação entre os resultados com um e dois graus de liberdade.

APÊNDICE D – DECOMPOSIÇÃO DE KOOPMAN

O presente apêndice visa apresentar o método da decomposição de Koopman, empregada na análise dos campos de velocidades medidos com a técnica de velocimetria por imagem de partículas. Cumpre salientar que os resultados obtidos com a referida técnica utilizaram um código desenvolvido por outros pesquisadores do NDF. A referida dedução pode ser encontrada, de forma mais completa, no artigo de Rowley et al. (2009).

D.1 Conceitos gerais

Considere o seguinte sistema dinâmico de tempo discreto:

$$\mathbf{x}_{k+1} = f(\mathbf{x}_k), \mathbf{x}_k \in M \quad (\text{D.1})$$

ou o equivalente de tempo contínuo:

$$\dot{\mathbf{x}} = f(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in M \quad (\text{D.2})$$

Onde M é uma variedade.

A ideia da decomposição de Koopman é estudar a equação D.1 a partir de p observações¹ $\mathbf{g} : M \rightarrow R^p$. Para tanto, define-se o operador de Koopman U , linear e de dimensão infinita, pela Equação D.3:

$$U(g(\mathbf{x})) = g(f(\mathbf{x})) \quad (\text{D.3})$$

¹No caso da análise de um campo obtido com a técnica de VIP, $\mathbf{g}$ corresponde às componentes do campo de velocidades medidas para os diversos pontos da malha. Por outro lado, no caso de vibração de uma estrutura, $\mathbf{g}$ pode ser composta das séries temporais de deslocamento de diversos alvos posicionados ao longo da mesma.

Os autovalores λ_j e os autovetores ϕ_j do operador de Koopman são dados por:

$$U\phi_j(\mathbf{x}) = \lambda_j\phi_j(\mathbf{x}) \quad (\text{D.4})$$

As observações g podem ser escritas como combinação linear dos autovetores do operador de Koopman, como mostra a Equação D.5

$$g(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^{\infty} \phi_j(\mathbf{x})\mathbf{v}_j \quad (\text{D.5})$$

Onde v_j é o modo de Koopman correspondente às observações $\mathbf{g}$.

A partir da definição do operador de Koopman, dada pela Equação D.3, e da Equação D.5, são válidas as igualdades:

$$U(g(\mathbf{x})) = g(f(\mathbf{x})) \Rightarrow g(\mathbf{x}_k) = \sum_{j=1}^{\infty} \phi_j(\mathbf{x}_k)\mathbf{v}_j = \sum_{j=1}^{\infty} U^k \phi_j(\mathbf{x}_0)\mathbf{v}_j = \sum_{j=1}^{\infty} \lambda_j^k \phi_j(\mathbf{x}_0)\mathbf{v}_j \quad (\text{D.6})$$

Com $\mathbf{x}_0$ representando o vetor de estados do sistema em $t = 0$.

Note que os autovalores $\lambda_j \in \mathcal{C}$ estão relacionados à variação temporal de $\mathbf{v}_j$. Enquanto $|\lambda_j|$ diz respeito à sua taxa de crescimento, seu argumento guarda a informação da frequência característica do modo. No caso de uma sistema de tempo contínuo amostrado em intervalos iguais a δt , a frequência do j -ésimo modo é dada por (ver Gioria e Meneghini (2010)):

$$f_j = \frac{\arg(\lambda_j)}{2\pi\delta t} \quad (\text{D.7})$$

Finalizada a apresentação dos conceitos gerais, a próxima seção do apêndice aplica a decomposição de Koopman a um sistema linear.

D.2 Exemplo de aplicação a um sistema linear

Considere o seguinte sistema linear:

$$f(\mathbf{x}) = A\mathbf{x} \quad (\text{D.8})$$

Um autovetor $\mathbf{v}_j$ associado a um autovalor λ_j se $A\mathbf{v}_j = \lambda_j\mathbf{v}_j$, $j = 1, \dots, n$. Considere também que w_j é autovetor do adjunto A^* , ou seja $A^*\mathbf{w}_j = \overline{\lambda_j}\mathbf{w}_j$. Como normalização dos autovetores, admite-se que $\langle \mathbf{v}_j, \mathbf{w}_j \rangle = \delta_{jk}$, onde δ_{jk} é o índice de Kroenecker.

Definindo $\phi_j(\mathbf{x}) = \langle x, w_j \rangle$, $j = 1, \dots, n$, ϕ_j será autovetor do operador U associado ao autovalor λ_j se²:

$$U\phi_j(\mathbf{x}) = \phi_j(A\mathbf{x}) = \langle A\mathbf{x}, \mathbf{w}_j \rangle = \langle \mathbf{x}, A^*\mathbf{w}_j \rangle = \lambda_j \langle \mathbf{x}, \mathbf{w}_j \rangle = \lambda_j \phi_j(\mathbf{x}) \quad (\text{D.9})$$

Para todo $\mathbf{x} \in M$, A tem um conjunto de autovetores $\mathbf{v}$ tais que:

$$u = \sum_{j=1}^n \langle \mathbf{x}, \mathbf{w}_j \rangle \mathbf{v}_j = \sum_{j=1}^n \phi_j(\mathbf{x}) \mathbf{v}_j \quad (\text{D.10})$$

Logo, os modos de Koopman são os autovetores de A e, portanto, o operador de Koopman é a própria matriz A .

Terminada a aplicação da decomposição de Koopman a um sistema linear, a próxima seção apresenta um método de cálculo dos modos de Koopman para sistemas lineares.

D.3 Método de Arnoldi para sistemas lineares

Considere o sistema linear dado pela Equação D.11:

$$\mathbf{x}_{k+1} = f(\mathbf{x}_k), \mathbf{x}_k \in R^n \quad (\text{D.11})$$

Considere também que o sistema está em seu m -ésimo instante de tempo, ou seja, até $\mathbf{x}_{m-1}$ são conhecidas todas as respostas do sistema, que podem ser agrupadas na matriz K de dimensão $n \times m$, segundo a Equação D.12:

$$K = [\mathbf{x}_0 \quad \mathbf{x}_1 \quad \mathbf{x}_2 \quad \dots \quad \mathbf{x}_{m-1}] \quad (\text{D.12})$$

Admitindo que a resposta no instante m possa ser escrita como combinação linear das respostas obtidas até esse instante, ou seja, $\mathbf{x}_m = c_0\mathbf{x}_0 + c_1\mathbf{x}_1 + \dots + c_{m-1}\mathbf{x}_{m-1} = K\mathbf{c}$,

²Ver definição do operador de Koopman na Equação D.3.

a seguinte identidade matricial é verdadeira:

$$AK = KC$$

$$C = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 & c_0 \\ 1 & 0 & \dots & 0 & c_1 \\ 0 & 1 & \dots & \ddots & c_2 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \dots & c_{m-1} \end{bmatrix} \quad (\text{D.13})$$

Onde C é denominada matriz companheira.

Um autovalor de C é um subconjunto de autovalores de A se $C\mathbf{a} = \lambda\mathbf{a}$. Utilizando a Equação D.13, o seguinte raciocínio é obtido:

$$AK = KC \iff AK\mathbf{a} = KC\mathbf{a} = K\lambda\mathbf{a} \iff A\mathbf{v} = \lambda\mathbf{v} \iff \mathbf{v} = K\mathbf{a} \quad (\text{D.14})$$

Logo, λ é autovalor de A com autovetor associado $\mathbf{v} = K\mathbf{a}$.

Cumpramos ressaltar que a dedução feita até o presente ponto da seção pressupõe que $\mathbf{x}_m$ seja combinação linear das respostas até o instante $m - 1$. Caso essa afirmação não seja verdadeira, existe um resíduo $\mathbf{r} = \mathbf{x}_m - K\mathbf{c}$.

O resíduo vai ser minimizado se $\mathbf{c}$ for escolhido de sorte que $\mathbf{r}$ seja ortogonal a $\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_{m-1}$. Dessa forma, a Equação D.13 vai ser escrita como:

$$AK = KC + \mathbf{r}\mathbf{e}^T, \quad \mathbf{e} = (0, \dots, 1) \in R^m \quad (\text{D.15})$$

Os autovalores de C são denominados valores de Ritz e são aproximações para os autovalores de A . Por sua vez, $\mathbf{v} = K\mathbf{a}$ são aproximações para os autovetores do mesmo operador, sendo denominados vetores de Ritz.

Ao término da apresentação do método de Arnoldi, a próxima seção tem como objetivo explicitar o algoritmo de cálculo dos modos de Koopman a partir de observações feitas.

D.4 Algoritmo

Considere a sequência $\{\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_{m-1}\}$, $\mathbf{x}_j \in R^n$. Os vetores e valores empíricos de Ritz podem ser calculados segundo o algoritmo listado abaixo.

1. Construir a matriz K , segundo a Equação D.12;
2. Calcular c_j , tal que $r = x_m - \sum_{j=0}^{m-1} c_j x_j = \mathbf{x}_m - K\mathbf{c}$ seja ortogonal a $\{\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_{m-1}\}$;
3. Calcular a matriz companheira C e achar os autovalores e autovetores de $C = T^{-1}\Lambda T$, onde:

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_m \end{bmatrix} \quad (\text{D.16})$$

4. Os vetores $\mathbf{v}_j$ são as colunas de KT^{-1}

Admitindo que $\mathbf{x}_j = A^j \mathbf{x}_0$, os valores empíricos de Ritz λ_j são valores de Ritz do operador A após m passos do método de Arnoldi e são, geralmente, boas aproximações dos autovalores e autovetores de A .

Ao término da apresentação do algoritmo, a última seção desse apêndice apresenta uma aplicação da decomposição de Koopman na análise modal não linear.

D.5 Análise modal não linear

Considere a sequência $\{\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_{m-1}\}$ e admita que λ_j e v_j são valores empíricos de Ritz dessa sequência.

Os elementos da sequência podem ser escritos como:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_k &= \sum_{j=1}^m \lambda_j^k \mathbf{v}_j, \quad k = 0, 1, \dots, m-1 \\ \mathbf{x}_m &= \sum_{j=1}^m \lambda_j \mathbf{v}_j + \mathbf{r}, \quad \mathbf{r} \perp \{\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_{m-1}\} \end{aligned} \quad (\text{D.17})$$

A demonstração é simples e será apresentada nos próximos parágrafos.

A matriz K , dada pela Equação D.12, pode ser reescrita com auxílio da Equação D.17 como sendo:

$$K = [\mathbf{x}_0 \quad \mathbf{x}_1 \quad \dots \quad \mathbf{x}_{m-1}] = [\mathbf{v}_1 \quad \mathbf{v}_2 \dots \mathbf{v}_m] \tilde{T} \quad (\text{D.18})$$

Onde $\tilde{T}$ é uma matriz de Vandermonde, dada por:

$$\tilde{T} = \begin{bmatrix} 1 & \lambda_1 & \lambda_1^2 & \dots & \lambda_1^{m-1} \\ 1 & \lambda_2 & \lambda_2^2 & \dots & \lambda_2^{m-1} \\ 1 & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & \lambda_m & \lambda_m^2 & \dots & \lambda_m^{m-1} \end{bmatrix} \quad (\text{D.19})$$

Note que $[\mathbf{v}_1 \quad \mathbf{v}_2 \dots \mathbf{v}_m] = K T^{-1}$, de sorte que a Equação D.19 se torna $K = K T^{-1} \tilde{T}$ e, portanto, $T = \tilde{T}$. Esse resultado implica que $\tilde{T}$ diagonaliza a matriz C . Lembrando que $[\mathbf{v}] = K T^{-1}$, a matriz K é dada por $[\mathbf{v}] \tilde{T}$.

Dando continuidade à dedução, a seguinte identidade pode ser escrita:

$$[\mathbf{x}_1 \quad \mathbf{x}_2 \quad \dots \quad \mathbf{x}_m] = K C + \mathbf{r} \mathbf{e}^T = K \tilde{T}^{-1} \Lambda \tilde{T} + \mathbf{r} \mathbf{e}^T = [v] \Lambda \tilde{T} + \mathbf{r} \mathbf{e}^T \quad (\text{D.20})$$

Por fim, considere o vetor de observações $\mathbf{g}(\mathbf{x}_k)$, $g : M \rightarrow R^p$, $k = 0, 1, \dots, m$ e admita que $\tilde{\lambda}$ e $\tilde{\mathbf{v}}_j$ são valores e vetor empíricos de Ritz.

Analogamente à Equação D.17, a seguinte relação pode ser escrita:

$$\begin{aligned} \mathbf{g}(\mathbf{x}_k) &= \sum_{j=1}^m \tilde{\lambda}_j^k \tilde{\mathbf{v}}_j, \quad k = 0, 1, \dots, m-1 \\ \mathbf{g}(\mathbf{x}_m) &= \sum_{j=1}^m \tilde{\lambda}_j \tilde{\mathbf{v}}_j + \mathbf{r}, \quad \mathbf{r} \perp \{\mathbf{g}(\mathbf{x}_0), \mathbf{g}(\mathbf{x}_1), \dots, \mathbf{g}(\mathbf{x}_{m-1})\} \end{aligned} \quad (\text{D.21})$$

Note que $\tilde{\lambda}_j$ e $\tilde{\mathbf{v}}_j$ se comportam como os autovetores e autovalores do operador de Koopman, porém são calculados por meio de uma soma de finitos termos. Se $\mathbf{r} = \mathbf{0}$, os modos aproximados são iguais aos modos verdadeiros. Se $\mathbf{r} \neq \mathbf{0}$, $\tilde{\lambda}_j$ e $\tilde{\mathbf{v}}_j$ são aproximações da solução do problema de autovalor do operador de Koopman.

APÊNDICE E – PUBLICAÇÕES ORIUNDAS DA PESQUISA

O presente apêndice tem como objetivo apresentar os artigos científicos oriundos da pesquisa realizada até o presente momento. A apresentação dos trabalhos se dá em duas seções, sendo a primeira delas destinadas aos artigos apresentados em Conferências, e a segunda aos artigos publicados ou submetidos a periódicos indexados. No que toca aos artigos de conferência, o autor foi o responsável pela apresentação oral de todos os trabalhos experimentais.

Cumprе ressaltar que, durante o período de pós graduação, o autor esteve envolvido em outras atividades experimentais e publicações no tema de VIV e de assuntos correlatos à engenharia oceânica. No entanto, optou-se pelo foco somente nos trabalhos envolvendo os cilindros inclinados, ou seja, estudos realizados estritamente no âmbito da pesquisa descrita no presente texto.

E.1 Artigos apresentados em anais de conferências

Franzini, G. R.; Gonçalves, R. T.; Fugarra, A. L. C.; Meneghini, J. R. & Franciss, R. *“EXPERIMENTS OF VIV ON RIGID AND INCLINED CYLINDERS MOUNTED ON A BASE WITH TWO DEGREES-OF-FREEDOM”*, *IUTAM Symposium on Bluff Bodies Wakes and Vortex-Induced Vibrations - BBVIV6*, 2010.

Franzini, G. R.; Gonçalves, R. T.; Fugarra, A. L. C. & Meneghini, J. R. *“EXPERIMENTAL FORCES MEASUREMENTS ON THE FLOW AROUND A FIXED AND YAWED CYLINDER IN THE PRESENCE OF FREE-SURFACE”*, *Proceedings of the International Society of Offshore and Polar Engineers Conference - ISOPE 2012*, 2012.

Franzini, G. R.; Gonçalves, R. T.; Meneghini, J. R. & Fugarra, A. L. C. *“COMPARISON BETWEEN FORCE MEASUREMENTS OF ONE AND TWO DEGREES-OF-FREEDOM VIV ON CYLINDER WITH SMALL AND LARGE MASS RATIO”*.

Proceedings of the 10th FIV 2012 - International Conference on Flow-Induced Vibrations Conference (& Flow-Induced Noise), 2012.

Franzini, G. R.; Gonçalves, R. T.; Meneghini, J. R. & Fajarra, A. L. C. “*EXPERIMENTAL INVESTIGATION INTO VORTEX-INDUCED VIBRATIONS OF YAWED CYLINDERS WITH ONE AND TWO DEGREES-OF-FREEDOM*”, *Proceedings of the 10th FIV 2012 - International Conference on Flow-Induced Vibrations Conference (& Flow-Induced Noise)*, 2012.

Gioria, R. S.; Franzini, G. R.; Meneghini, J. R. & Fajarra, A. L. C. “*NUMERICAL INVESTIGATION OF THE FLOW AROUND A FIXED YAWED CIRCULAR CYLINDER WITH ASYMMETRICAL BOUNDARY CONDITIONS IN THE SPAN*”, *Anais da EPTT 2012*, 2012.

Franzini, G. R.; Gioria, R. S.; Korkischko, I.; Meneghini, J. R. & Fajarra, A. L. C. “*EXPERIMENTS ON THE FLOW AROUND YAWED AND FIXED CYLINDER: FORCS AND FLOW MEASUREMENTS*”, *Proceedings of the 65th Annual Meeting of the APS - Division of Fluid Dynamics*, 2012

E.2 Artigos aceitos ou submetidos a periódicos indexados

Franzini, G. R.; Fajarra, A. L. .C.; Meneghini, J. R.; Korkishcko, I. & Franciss, R. “*EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF VORTEX-INDUCED VIBRATION ON RIGID, SMOOTH AND INCLINED CYLINDERS*”. *Journal of Fluids and Structures*”, 2009, 25, 742-750.

Franzini, G. R.; Gonçalves, R. T.; Meneghini, J. R. & Fajarra, A. L. C. “*EXPERIMENTS OF VORTEX-INDUCED VIBRATIONS (VIV) WITH YAWED CYLINDERS WITH YAWED CYLINDERS MOUNTED ON ELASTIC BASE WITH ONE AND TWO DEGREES-OF-FREEDOM*”. Submetido para apreciação no *Journal of Fluids and Structures*.

Franzini, G. R.; Gonçalves, R. T.; Meneghini, J. R. & Fajarra, A. L. C. “*EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON THE FLOW AROUND A FIXED AND YAWED CYLINDER UNDER ASYMMETRICAL END CONDITIONS*”. Submetido para apreciação no *International Journal of Offshore and Polar Engineering*.