UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA POLITÉCNICA

IVAN KORKISCHKO

Investigação experimental e analítica do escoamento ao redor de
cilindro circular com supressores de VIV

São Paulo

2011

IVAN KORKISCHKO

**Investigação experimental e analítica do escoamento ao redor de
cilindro circular com supressores de VIV**

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

São Paulo

2011

IVAN KORKISCHKO

**Investigação experimental e analítica do escoamento ao redor de
cilindro circular com supressores de VIV**

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

Área de Concentração:
Engenharia Mecânica de Energia e Fluidos

Orientador:
Prof. Dr. Julio Romano Meneghini

São Paulo

2011

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, 21 de Setembro de 2011.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

FICHA CATALOGRÁFICA

Korkischko, Ivan

Investigação experimental e analítica do escoamento ao redor de cilindro circular com supressores de VIV / I. Korkischko.

-- ed.rev. -- São Paulo, 2011.

126 p.

Tese (Doutorado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.

1.Física experimental 2.Estabilidade de sistemas 3.Dinâmica dos fluidos 4.Vórtices dos fluidos I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Mecânica II.t.

Dedico esta tese a Monica Rizzoli.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todas as pessoas que contribuíram, direta ou indiretamente, para a realização desta tese.

Primeiramente, agradeço ao Prof. Dr. Julio Romano Meneghini pela orientação deste doutorado. Sua orientação, que começou na graduação como iniciação científica e se estendeu neste doutorado, proporcionou não apenas o aprendizado técnico-científico, mas também ensinou outros aspectos relevantes para uma carreira científica.

Durante os sete anos e meio nos quais fui integrante do Núcleo de Dinâmica e Fluidos (NDF), muitos influenciaram positivamente meu trabalho. No entanto, vou me abster de citá-los nominalmente para evitar cometer alguma injustiça. Agradeço aos professores por proporcionarem a infraestrutura e ambiente necessários para o desenvolvimento do meu trabalho. Aos amigos e colegas por dividirem conhecimento e experiências. Também agradeço às secretárias e aos técnicos, tão importantes para o bom funcionamento do laboratório.

Agradeço à FAPESP pela bolsa de doutorado. Convém também mencionar o importante apoio da Petrobras e seus engenheiros, mestres e doutores em pesquisa e desenvolvimento.

Agradeço também a meus pais, Jane e Mauricio, e minha irmã, Nadia, pelo apoio durante minha vida e meus estudos.

Por último, agradeço à Monica Rizzolli, minha companheira, por todo seu amor.

“Para aquilo que a gente não alcança através da vivência, a gente também não tem ouvidos.”

Friedrich Wilhelm Nietzsche em “Ecce Homo”

RESUMO

O escoamento de um fluido ao redor de corpos rombudos configura-se em um dos principais problemas da mecânica dos fluidos. As investigações deste fenômeno são baseadas em técnicas analíticas, numéricas e experimentais. Cada abordagem apresenta suas vantagens e desvantagens, sendo impossível a plena caracterização do escoamento através de uma única técnica para a maioria das geometrias de corpo e condições de escoamento. É neste contexto que se insere esta tese, que compreende um estudo fundamental sobre a dinâmica de formação e desprendimento de vórtices baseado em técnicas experimentais. Primeiramente, realiza-se um estudo de estabilidade hidrodinâmica do escoamento em torno de cilindro circular via modelo de Ginzburg-Landau. Os resultados experimentais deste estudo serviram para validar simulações numéricas e a principal técnica experimental utilizada foi a Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV). A decomposição de campos de velocidade em série de Fourier permite verificar a hierarquia sugerida pela solução assintótica da bifurcação de Hopf. Além disso, os resultados também indicam quando a tridimensionalidade passa a ser importante no escoamento. A tridimensionalidade do escoamento está intimamente ligada ao fenômeno de vibração induzida por vórtices (VIV), que exerce efeitos danosos em uma grande quantidade de estruturas sujeitas a escoamentos fluidos. Com o objetivo de suprimir as VIV, realizou-se um estudo paramétrico do supressor do tipo *strakes* helicoidal, que é bastante empregado na indústria *offshore*. Verificou-se que os *strakes* modificam as características tridimensionais da esteira de um cilindro. Apesar da eficiência dos *strakes* na supressão de VIV, eles possuem algumas limitações inerentes às características hidrodinâmicas do escoamento. Sendo assim, apresenta-se uma técnica que reduz as tridimensionalidades de modo a tornar o escoamento bidimensional, com a possibilidade de controle ativo de malha fechada. O método de controle de camada limite por superfícies móveis (CCLSM) suprime VIV e diminui o arrasto atrasando a separação da camada limite do cilindro através da injeção de quantidade de movimento angular pelos cilindros de controle rotativos.

Palavras-chave: *Escoamento ao redor de cilindro circular, Estabilidade hidrodinâmica, Vibração induzida por vórtices, Supressor de VIV, PIV*

ABSTRACT

The fluid flow around bluff bodies is one of the main problems in fluid mechanics. The investigations of this phenomenon are based on analytical, numerical and experimental techniques. Each technique presents advantages and disadvantages, being impossible the comprehensive characterization of the flow though only one technique for the majority of body geometries and flow conditions. Within this context, the present thesis is proposed, which comprehends a fundamental study about the vortex shedding dynamics based on experimental techniques. Firstly, a hydrodynamic stability study of the flow around a circular cylinder is performed using the Ginzburg-Landau model. The experimental results of this study allowed the validation of numerical simulations and the main experimental technique employed was the Particle Image Velocimetry (PIV). The Fourier series decomposition of velocity fields permits to verify the hierarch suggested by the asymptotic solution of the Hopf bifurcation. Additionally, the results also indicate when the three-dimensionality becomes important in the flow. The flow three-dimensionality is closely associated to the vortex-induced vibration (VIV) phenomenon, which exerts damaging effects on a great quantity of structures subjected to fluid flows. In order to suppress VIV, it was realized a parametric investigation of the helical strakes, that are commonly employed in the offshore industry. One verifies that the strakes modify the three-dimensional characteristics of the cylinder wake. Despite of the strake efficiency regarding the VIV suppression, the strakes have some limitations that are inherent to the flow hydrodynamic features. Consequently, it is presented a technique that reduces the three-dimensionality in order to create a two-dimensional flow, with the possibility of closed-loop active control. The moving surface boundary-layer control (MSBC) suppresses VIV and reduces the drag delaying the cylinder boundary-layer separation through the injection of angular momentum by the rotational control cylinders.

Keywords: *Flow around circular cylinder, Hydrodynamic stability, Vortex-induced vibration, VIV suppressor, PIV*

LISTA DE FIGURAS

Figura - 1.1 A <i>spar</i> Genesis sendo rebocada no Golfo do México. Reproduzido de http://www.offshore-technology.com/projects/genesis/genesis3.html	3
Figura - 2.1 Escoamento ao redor de um cilindro circular. Reproduzido de van Dyke (1982)	9
Figura - 2.2 Características da camada limite de um cilindro circular.	15
Figura - 2.3 Esquema da formação da esteira de vórtices de um cilindro circular. Adaptado de Gerrard (1966).	16
Figura - 2.4 Esquema para VIV transversal.	20
Figura - 2.5 Esquema da interação das camadas cisalhantes na esteira de um cilindro com <i>strakes</i>	24
Figura - 2.6 Cilindro circular com CCLSM.	26
Figura - 3.1 Canal de água circulante do NDF-USP.	30
Figura - 3.2 Desenho esquemático da base elástica com mancais a ar.	31
Figura - 3.3 Configurações de PIV.	35
Figura - 3.4 Cilindro circular com <i>strakes</i> helicoidais.	37
Figura - 3.5 Cilindro circular com CCLSM.	38
Figura - 3.6 Cilindros com supressores de VIV.	39

Figura - 4.1	Harmônico zero (campo médio): PIV – 1C & CFD (BARBEIRO; ARANHA; MENEGHINI, 2007); $Re = 100$.	46
Figura - 4.2	Primeiro harmônico: PIV – 1C & CFD; $Re = 100$.	47
Figura - 4.3	Segundo harmônico: PIV – 1C & CFD; $Re = 100$.	48
Figura - 4.4	Terceiro harmônico: PIV – 1C & CFD; $Re = 100$.	49
Figura - 4.5	Harmônico zero (campo médio). Campos obtidos com uma câmera (PIV – 1C) e duas câmeras (PIV – 2C); $Re = 100$.	50
Figura - 4.6	Primeiro harmônico. Campos obtidos com uma câmera (PIV – 1C) e duas câmeras (PIV – 2C); $Re = 100$.	50
Figura - 4.7	Campo de velocidades na direção longitudinal (x): PIV – 1C e recomposição em série de Fourier até o respectivo harmônico; $Re = 100$.	51
Figura - 4.8	Campo de velocidades na direção transversal (y): PIV – 1C e recomposição em série de Fourier até o respectivo harmônico; $Re = 100$.	52
Figura - 4.9	Parâmetro de simetria dos harmônicos. Comparação com resultados numéricos apresentados por Barbeiro, Aranha e Meneghini (2007).	53
Figura - 4.10	Amplitude estimada pelos máximos dos harmônicos 1, 2 e 3 na direção x normalizados pelo máximo do harmônico 0 na direção x . Comparação com resultados numéricos apresentados por Barbeiro, Aranha e Meneghini (2007).	54
Figura - 5.1	Resposta de amplitude (média dos 10% maiores picos de oscilação) para um cilindro isolado liso. $\bullet$, dados da tese, $m^* = 1.8$ e $m^*\zeta = 0.0081$; $\square$, dados compilados por Khalak e Williamson (1999), $m^* = 2.4$ e $m^*\zeta = 0.014$.	58

Figura - 5.2 Respostas de amplitude e frequência de cilindros isolados liso e com <i>strakes</i>	60
Figura - 5.3 Média em função da fase adimensional dos campos de vorticidade ao longo da envergadura ($\Omega_z d/U$, valores negativos em azul e positivos em vermelho) e de velocidade ao longo da envergadura (U_z/U , valores negativos em linhas interrompidas e positivos em linhas sólidas) para cilindros isolados liso e com <i>strakes</i> . A direção ao longo da envergadura é a direção fora do plano e o cilindro está localizado no ângulo de fase Φ durante o ciclo de oscilação.	62
Figura - 5.4 Respostas de amplitude de oscilação e coeficientes de força hidrodinâmica para cilindros isolados: $\bullet$, liso; $\square$, 10/0.1; $\triangle$, 10/0.2 - $Re = 1500 - 5700$	66
Figura - 6.1 Medições SPIV equivalentes para reconstrução do escoamento volumétrico médio ao redor de cilindros com <i>strakes</i>	72
Figura - 6.2 Definição do ângulo θ	73
Figura - 6.3 Flutuação da velocidade transversal ao longo da linha de centro da esteira. Liso: $\circ$ - $Re = 1000$ e $\bullet$ - $Re = 10\,000$, 10/0.1: $\square$ - $Re = 1000$ e $\blacksquare$ - $Re = 10\,000$, 10/0.2: $\triangle$ - $Re = 1000$ e $\blacktriangle$ - $Re = 10\,000$	74
Figura - 6.4 Resposta de frequência de cilindros com e sem <i>strakes</i>	77
Figura - 6.5 Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (ω_z^* , valores negativos em azul e positivos em vermelho) para cilindro liso a $Re = 1000$	78
Figura - 6.6 Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (ω_z^*) para cilindro 10/0.1 a $Re = 1000$	79
Figura - 6.7 Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (ω_z^*) para	

cilindro 10/0.1 a $Re = 10\,000$	79
Figura - 6.8 Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (Ω_z^*) para cilindro 10/0.2 a $Re = 1000$	80
Figura - 6.9 Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (Ω_z^*) para cilindro 10/0.2 a $Re = 10\,000$	80
Figura - 6.10 Média adimensional do campos de vorticidade ao longo da envergadura ($\Omega_z d/U$, valores negativos em azul e positivos em vermelho) e de velocidade ao longo da envergadura (U_z^* , valores negativos em linhas interrompidas e positivos em linhas sólidas) para cilindros isolados liso e com <i>strakes</i> . A direção ao longo da envergadura é a direção fora do plano.	82
Figura - 6.11 Critério de correlação entre campos de velocidade SPIV.	83
Figura - 6.12 Superfícies médias de isovorticidade ao longo da envergadura (Ω_z^* , valores negativos em azul e positivos em vermelho).	85
Figura - 6.13 Superfícies de isovorticidade e campos de vorticidade em diferentes planos δ ao longo de x (Ω_x^* , valores negativos em azul e positivos em amarelo).	86
Figura - 6.14 Superfícies de isovorticidade e campos de vorticidade em diferentes planos β ao longo de y (Ω_y^* , valores negativos em verde e positivos em rosa).	87
Figura - 6.15 Campos de velocidade ao longo da envergadura (U_z^*) em um plano δ ao longo de x e diferentes planos β ao longo de y	88
Figura - 6.16 Superfícies adimensionais médias de isovorticidade ao longo da envergadura ($\Omega_z d/U$, valores negativos em azul e positivos em vermelho).	89
Figura - 7.1 Respostas de amplitude e frequência de cilindros isolados liso e com CCLSM ($Re = 1600 - 7500$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	95
Figura - 7.2 Resposta de amplitude de cilindros isolados liso e com CCLSM na velo-	

cidade reduzida $V_r = 7$ ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	96
Figura - 7.3 Campos adimensionais instantâneos de magnitude velocidade (esquerda) e vorticidade Ω_z^* (direita) de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	99
Figura - 7.3 (<i>Continuação</i>) - Campos adimensionais instantâneos de magnitude velocidade (esquerda) e vorticidade Ω_z^* (direita) de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	100
Figura - 7.4 Média temporal dos campos adimensionais de magnitude velocidade (esquerda) e vorticidade Ω_z^* (direita) de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	101
Figura - 7.4 (<i>Continuação</i>) - Média temporal dos campos adimensionais de magnitude velocidade (esquerda) e vorticidade Ω_z^* (direita) de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	102
Figura - 7.5 Perfil médio de velocidade longitudinal nas distâncias $x/d = 1, 3, 5$ e 7 ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	104
Figura - 7.6 Esquema do escoamento em torno de um cilindro circular com CCLSM.	105
Figura - 7.7 Campo de magnitude de velocidade para um cilindro circular com CCLSM ($Re = 10000$, $U_c/U = 5$, $d_c/d = 0.05$ e $g/d = 0.1$). Extraído de Mittal (2003).	106
Figura - 7.8 Campos de vorticidade para um cilindro circular com CCLSM ($Re = 10000$, $U_c/U = 5$, $d_c/d = 0.05$ e $g/d = 0.1$). Extraído de Mittal (2003).	107
Figura - 7.9 Flutuação da velocidade transversal ao longo da linha de centro da esteira ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	109
Figura - 7.10 Variância total da esteira de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	111

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1	Energias $E_{\mathbf{u}}$, $E_{\mathbf{a}}$ e erro $\mathcal{E}$ associado aos harmônicos de Fourier de ordem superior. Unidade de energia: [J/kg]	52
Tabela 5.1	Coeficientes hidrodinâmicos de arrasto médio ($\overline{C_x}$), arrasto <i>rms</i> ($C_{x_{rms}}$) e sustentação <i>rms</i> ($C_{y_{rms}}$) no intervalo $\text{Re} = 1500 - 5100$	64
Tabela 6.1	Número de Strouhal para cilindros liso e com <i>strakes</i>	76
Tabela 7.1	Coeficiente de arrasto médio ($\overline{C_x}$) no intervalo $\text{Re} = 2700 - 9800$ ($d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).	98

LISTA DE SIGLAS

CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional (<i>Computational Fluid Dynamics</i>)
CCLSM	Controle de Camada Limite por Superfícies Móveis
PIV	Velocimetria por Imagem de Partículas (<i>Particle Image Velocimetry</i>)
RMS	Média quadrática média (<i>Root Mean Square</i>)
SPIV	Velocimetria Estereoscópica por Imagem de Partículas (<i>Stereoscopic Particle Image Velocimetry</i>)
VIV	Vibração Induzida por Vórtices

LISTA DE SÍMBOLOS

A	Amplitude do modo
A_0	Amplitude inicial do modo
A^*	Amplitude adimensional de deslocamento, $A^* = \sqrt{2}y_{rms}/d$
a_n, b_n	Coefficientes de Fourier
$\mathbf{a_n}, \mathbf{b_n}$	Harmônicos de Fourier
$C_x, \overline{C_x}, C_{x_{rms}}$	Coefficientes de arrasto total, médio e rms
$C_y, \overline{C_y}, C_{y_{rms}}$	Coefficientes de sustentação total, médio e rms
C_θ	Coefficiente de correlação
c	Amortecimento estrutural [kg/s]
c_1	Constante de Ginzburg
c_3	Constante de Landau
d	Diâmetro do cilindro [m]
d_c	Diâmetro do cilindro de controle [m]
E	Energia por unidade de massa [J/kg]
e	Espessura do <i>strake</i> [m]
e_p	Espessura da parede do cilindro [m]

F_x	Força de arrasto [N]
F_y	Força fluida transversal (sustentação) [N]
$\hat{F}_y$	Amplitude harmônica da força
f_0	Frequência natural da estrutura (em ar) [Hz]
f_n	Frequência natural da estrutura (em água) [Hz]
f_{St}	Frequência de Strouhal [Hz]
f_s	Frequência de emissão de vórtices ou de Strouhal [Hz]
f_{St}	Frequência de Strouhal [Hz]
g	Distância entre cilindros [m]
h	Altura do <i>strake</i> [m]
$\Im$	Parte imaginária
k	Rigidez estrutural (constante de mola) [N/m]
l	Comprimento imerso do fluido [m]
m	Massa estrutural [kg]
m_d	Massa fluida deslocada [kg]
m^*	Parâmetro de massa, $m^* = 4m/\rho\pi d^2l$
p	Passo do <i>strake</i> [m]
Q	Vazão do escoamento [m ³ /s]
q	Número de dimensões do volume de medição

$\Re$	Parte real
Re	Número de Reynolds, $Re = Ud/\nu$
R_{sim}	Parâmetro de simetria
r	Número de dimensões dos deslocamentos resolvidos
S	Área da seção transversal do canal [m ²]
St	Número de Strouhal, $St = f_s d/U$
t	Tempo [s]
U	Velocidade do escoamento ao longe [m/s]
U_c	Velocidade tangencial da superfície móvel [m/s]
$U_{x,y,z}$	Velocidades nas direções coordenadas x , y , z [m/s]
$\tilde{U}$	Estado sincronizado [m/s]
u, v	Velocidades nas direções coordenadas x , y [m/s]
V_r	Velocidade reduzida, $V_r = U/f_n d$
x, y, z	Coordenadas cartesianas
x_v	Comprimento de formação de vórtices [m]
$y, \dot{y}, \ddot{y}$	Deslocamento [m], velocidade [m/s] e aceleração [m ² /s] transversais do cilindro
$\hat{y}$	Amplitude harmônica do deslocamento [m], $\hat{y} = \sqrt{2}y_{rms}$
α, β, δ	Planos do escoamento volumétrico reconstruído

γ	Coeficiente de Ginzburg
ε	Erro
μ	Coeficiente de Landau
ν	Viscosidade cinemática [m ² /s]
ρ	Massa específica do fluido [kg/m ³]
σ	Parâmetro de instabilidade
ς^2	Variância total
Φ	Ângulo de fase (PIV)
ϕ	Ângulo de fase
$\Omega_{x,y,z}$	Vorticidades nas direções coordenadas x , y , z [1/s]
ω	Frequência angular [rad/s]
ω_{osc}	Frequência angular de oscilação [rad/s]
ω_s	Frequência angular de Strouhal [rad/s]
θ	Ângulo de rotação [°]
ζ	Parâmetro de amortecimento estrutural, $\zeta = c/4\pi f_o m$

LISTA DE PUBLICAÇÕES

Publicações do autor, entre 2007 e 2011, relacionadas à presente tese.

Artigos publicados em jornais científicos

KORKISCHKO, I.; MENECHINI, J. R. Volumetric reconstruction of the mean flow around circular cylinders fitted with strakes. *Experiments in Fluids*, 2011.

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.

ARANHA, J. A. P.; BURR, K. P.; BARBEIRO, I. C.; KORKISCHKO, I.; MENECHINI, J. R. Flow Around a Slender Circular Cylinder: A Case Study on Distributed Hopf Bifurcation. *Mathematical Problems in Engineering*, v. 2009, p. 1-17, 2009.

Artigos publicados em anais de congressos

KORKISCHKO, I.; BARBEIRO, I. C.; MENECHINI, J. R.; ARANHA, J. A. P. Fourier decomposition of periodic flow using DPIV. In: *Bulletin of The American Physical Society DFD10*, Long Beach, CA, USA, Vol. 55, No. 16, November 2010, p. 255, 2010.

KORKISCHKO, I.; MENECHINI, J. R. Three-dimensional visualization of the mean flow around a straked cylinder. In: *Proceedings of the IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations (BBVIV-6)*, Capri, Italy, p. 153-156, 2010.

BARBEIRO, I. C.; KORKISCHKO, I.; BURR, K. P.; MENECHINI, J. R.; ARANHA, J. A. P. On the asymptotic solution of the flow around a circular cylinder. In: *Proceedings of*

the Seventh IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition, Stockholm, Sweden, p. 461-464, 2009.

KORKISCHKO, I.; MENEGHINI, J. R.; CASAPRIMA, E.; FRANCISS, R. An Experimental Investigation of the Flow Around Isolated and Tandem Straked Cylinders. In: *Proceedings of Fifth Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations* (BBVIV-5), Costa do Sauípe, Bahia, Brazil, p. 257-260, 2007.

KORKISCHKO, I.; MENEGHINI, J. R.; GIORIA, R.; JABARDO, P.; CASAPRIMA, E.; FRANCISS, R. An experimental investigation of the flow around straked cylinders. In: *Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Artic Engineering* (OMAE2007), San Diego, CA, USA, 2007.

Pedido de patente

KORKISCHKO, I.; MENEGHINI, J. R. Mecanismo para atenuação de vibração induzida por vórtices (VIV) em estruturas cilíndricas de baixa razão de aspecto, 2011.

SUMÁRIO

1	Introdução.....	1
1.1	Estrutura da tese	5
2	Revisão bibliográfica	7
2.1	A caminho da primeira bifurcação	8
2.2	Estabilidade hidrodinâmica do escoamento ao redor de um cilindro	10
2.3	Dinâmica não linear e equação de Landau.....	12
2.4	Tridimensionalidade fraca e equação de Guinzburg-Landau	13
2.5	Série assintótica da bifurcação de Hopf	14
2.6	Geração e emissão de vórtices	15
2.7	Vibração induzida por vórtices	18
2.8	Supressores de VIV	22
3	Técnicas experimentais.....	29
3.1	Canal de água circulante	29
3.2	Base elástica	30
3.3	Instrumentos de medição	31
3.3.1	Deslocamento	31
3.3.2	Velocidade	32

3.3.3	Forças	32
3.3.4	Aquisição e análise de sinais	33
3.4	Velocimetria por Imagem de Partículas	33
3.5	Modelos e configurações experimentais	36
3.5.1	Estabilidade hidrodinâmica	36
3.5.2	Cilindros com <i>strakes</i>	36
3.5.3	Controle de camada limite por superfícies móveis	38
3.5.4	Blocagem	39
4	Estabilidade hidrodinâmica do escoamento ao redor de um cilindro	41
4.1	Decomposição em série de Fourier	41
4.2	Simetria	43
4.3	Resultados da decomposição em série de Fourier	45
4.4	Conclusões	55
5	Escoamento ao redor de cilindros isolados liso e com <i>strakes</i>	57
5.1	Cilindro isolado liso	58
5.2	Cilindros isolados com <i>strakes</i>	59
5.3	Forças hidrodinâmicas	63
5.4	Conclusões	67
6	Reconstrução do escoamento médio tridimensional	69
6.1	Arranjo experimental	71
6.2	Resultados e discussão	73

6.2.1	Comprimento de formação de vórtices	74
6.2.2	Frequência de desprendimento de vórtices	75
6.2.3	Comparação entre campos de vorticidade instantâneos e médios	76
6.2.4	Efeito da rotação do cilindro no escoamento da esteira	81
6.2.5	Reconstrução volumétrica do escoamento médio	84
6.3	Conclusões	90
7	Controle de camada limite por superfícies móveis	93
7.1	Resposta do cilindro com CCLSM	94
7.2	Arrasto médio	97
7.3	Campos de velocidade e vorticidade	98
7.4	Controle do escoamento da esteira	108
7.5	Conclusões	112
8	Conclusão	115
8.1	Estudo de estabilidade hidrodinâmica	115
8.2	<i>Strakes</i>	116
8.3	CCLSM	117
8.4	Trabalhos futuros	118
8.4.1	Estudo de estabilidade hidrodinâmica	118
8.4.2	<i>Strakes</i>	118
8.4.3	CCLSM	119
	Referências	121

1 INTRODUÇÃO

Este doutorado está inserido dentro de uma série de projetos temáticos desenvolvidos no Núcleo de Dinâmica e Fluidos (NDF) da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Ele faz parte do desenvolvimento da área de estudos experimentais e estabilidade hidrodinâmica deste grupo de pesquisadores e pretende gerar informações importantes que servirão de paradigma para simulações numéricas, investigações experimentais e estudos de estabilidade hidrodinâmica.

As vibrações induzidas por vórtices (VIV) são o principal fenômeno investigado nesta tese, que é caracterizado por oscilações em estruturas sob correntes fluidas que podem preocupar pela ordem de grandeza das amplitudes alcançadas (próximo de um diâmetro no caso de estruturas cilíndricas), podendo afetar a integridade estrutural por conta de sua permanência e frequência, resultando muitas vezes em falha por fadiga. Dessa forma, justifica-se o interesse das indústrias do petróleo e *offshore* em estudos de VIV devido à utilização de diversas estruturas submersas, tais como *risers*, *spars*, cabos, etc., que estão sujeitas ao fenômeno de VIV.

Em função da importância acadêmica e aplicada dos estudos de VIV, faz-se necessário o desenvolvimento de ferramentas computacionais e experimentais para previsão e melhor entendimento das características hidrodinâmicas envolvidas neste tipo de escoamento. Para tanto, inicia-se com o estudo de estabilidade hidrodinâmica do escoamento em torno de cilindro circular, que é fundamental para a compreensão dos mecanismos de geração e emissão de vórtices. Esta é a primeira investigação do grupo de pesquisa do NDF a utilizar a metodologia experimental para o estudo de estabilidade hidrodinâmica

no escopo de VIV.

O estudo de estabilidade hidrodinâmica no escopo de VIV via modelo de Ginzburg-Landau (ARANHA, 2004) utilizou a técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV - *Particle Image Velocimetry*), que permite a obtenção de campos de velocidade bi- e tridimensionais. A metodologia experimental desenvolvida permitiu a obtenção de coeficientes característicos do escoamento através da série temporal de campos de velocidade, ao contrário da análise de séries temporais de um único ponto ou poucos pontos, como encontrado em outros estudos experimentais de estabilidade hidrodinâmica (PROVANSAL; MATHIS; BOYER, 1987). A decomposição de campos de velocidade em série de Fourier permite verificar a hierarquia sugerida pela solução assintótica da bifurcação de Hopf. Os resultados experimentais foram comparados diretamente com os resultados de simulações numéricas utilizando o método dos elementos finitos obtidos por outros integrantes do grupo de pesquisa. O estudo experimental torna-se ainda mais relevante pela existência de uma faixa de número de Reynolds de comparação com o método numérico, resultando na validação das simulações numéricas.

Hoje já existem várias metodologias de estudo de estabilidade fundamentadas em técnicas de discretização utilizando seus operadores discretos e suas soluções, estacionárias e transientes, calculadas via simulações numéricas (SENGUPTA; SINGH; SUMAN, 2010). Uma das propostas do estudo de estabilidade hidrodinâmica experimental é desenvolver uma metodologia que una os campos de velocidade obtidos experimentalmente via PIV à teoria dos operadores discretos utilizados nas simulações diretas, possibilitando a criação de uma nova tendência no estudo de estabilidade deste escoamento. Aranha et al. (2009) e Schmid (2010) demonstram a relevância e atualidade desta abordagem envolvendo dados experimentais e numéricos.

A comparação entre simulações numéricas bidimensionais e experimentos também permite verificar o surgimento e influência da tridimensionalidade nas estruturas da esteira. O surgimento de tridimensionalidades na esteira bidimensional do cilindro circu-

Figura 1.1: A *spar* Genesis sendo rebocada no Golfo do México. Reproduzido de <http://www.offshore-technology.com/projects/genesis/genesis3.html>

lar foi investigado experimentalmente por Williamson (1989). A transição do escoamento bidimensional para o tridimensional é relevante para os estudos de VIV, pois na maioria das investigações experimentais e aplicações práticas envolvendo o escoamento ao redor de corpos rombudos, o escoamento é tridimensional.

O fenômeno de vibrações induzidas por vórtices (VIV) é investigado para o cilindro circular através de medições de amplitude de vibração e de campos de velocidade e vorticidade. Como apresentado anteriormente, essas vibrações possuem caráter danoso para as estruturas imersas em escoamentos fluidos. Deste modo, a atenuação e/ou supressão de VIV é um problema de grande apelo para várias áreas da engenharia. Muitos recursos já foram e atualmente são investidos no estudo e desenvolvimento de supressores de VIV. Nesse sentido, parte desta tese foi incentivada pelas necessidades da indústria do petróleo e *offshore*, cujo maior representante no Brasil é a Petrobras. O interesse da indústria do petróleo na utilização de atenuadores/supressores de VIV decorre do fato de a exploração de petróleo no Brasil ser predominantemente realizada na plataforma oceânica, expondo grande diversidade de estruturas a correntes marítimas omnidirecionais. A Fig. 1.1 ilustra a utilização de supressores de VIV do tipo *strakes* em uma estrutura *offshore* do tipo *spar*.

Nesse contexto, o estudo de supressores de VIV foi iniciado com o supressor do tipo *strakes*. Alguns modelos em escala reduzida foram construídos para a verificação da influência fluido-dinâmica dos principais parâmetros característicos dos *strakes*, que são: passo (p) e altura do *strake* (h). Os valores de passo e altura do *strake* utilizados são os mesmos encontrados na literatura e também usados na indústria. Procurou-se obter uma compreensão mais aprofundada dos fenômenos hidrodinâmicos relacionados à supressão de VIV através de *strakes*. O principal resultado obtido mostra que os *strakes* geram uma esteira com tridimensionalidade controlada, impedindo assim o desprendimento de vórtices de maneira correlacionada ao longo da envergadura. O aumento do comprimento de formação de vórtices também é resultado das modificações nas características da esteira do cilindro com *strakes*.

Porém, o estudo do escoamento em torno de cilindros com *strakes* não se encerra em si mesmo, mas forma a base para a proposição de um novo método de supressão de VIV. Das muitas formas existentes de supressão de VIV (ZDRAVKOVICH, 1981), os *strakes* são um dos mais utilizados tanto em escoamentos de ar como de água, principalmente por serem efetivos para correntes omnidirecionais. Entretanto, de acordo com os resultados apresentados nesta tese, os *strakes* aumentam o arrasto comparado ao cilindro liso em estruturas estáticas, o que muitas vezes pode ser tão indesejado como VIV. Sendo assim, procurou-se desenvolver uma solução que fosse efetiva tanto para a supressão de VIV como para a redução de arrasto. Após extensa pesquisa na literatura, decidiu-se utilizar um método de controle de escoamento conhecido como controle de camada limite por superfícies móveis (CCLSM). Esse método representou um desafio por ser uma abordagem de controle ainda não utilizada para a supressão de VIV em cilindros circulares, havendo na literatura apenas estudos baseados em simulações numéricas bidimensionais de cilindros estacionários. O método CCLSM é possível de ser implementado como um controle ativo de malha fechada. Suas principais características hidrodinâmicas são tornar a esteira bidimensional e introduzir uma região livre de recirculação. Torna-se possível fazer referência ao estudo de estabilidade hidrodinâmica, pois o objetivo da técnica é controlar

o escoamento de modo que seus atributos sejam análogos aos do escoamento anterior à bifurcação de Hopf, onde não se verifica desprendimento alternado de vórtices.

Resumidamente, esta tese é uma investigação experimental de supressores de VIV baseada em conceitos de estabilidade hidrodinâmica e características bi- e tridimensionais do escoamento ao redor de cilindro circular.

1.1 Estrutura da tese

Após esta introdução, o capítulo 2 apresenta uma breve revisão bibliográfica dos principais conceitos tratados nesta tese: estabilidade hidrodinâmica do escoamento ao redor de um cilindro, geração e emissão de vórtices, vibrações induzidas por vórtices e supressores de VIV. Em seguida, o capítulo 3 mostra as técnicas experimentais utilizadas e descreve os modelos e configurações de ensaio. Os resultados experimentais são apresentados a partir do capítulo 4, que trata da decomposição do escoamento em série de Fourier. O capítulo 5 mostra os resultados de VIV dos cilindros liso e com *strakes* isolados montados em base elástica (KORKISCHKO; MENEHINI, 2010), bem como medições de forças hidrodinâmicas. No capítulo 6, o escoamento médio da esteira tridimensional do cilindro com *strakes* é reconstruído através da técnica SPIV (KORKISCHKO; MENEHINI, 2011). O capítulo 7 apresenta os resultados de supressão de VIV e controle do escoamento do método de controle de camada limite por superfícies móveis. As conclusões gerais e futuras atividades propostas são apresentadas no capítulo 8.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo apresenta uma revisão bibliográfica dos tópicos de mecânica dos fluidos relacionados com esta tese. Os tópicos estudados são estabilidade hidrodinâmica do escoamento ao redor de um cilindro circular, geração e emissão de vórtices, vibrações induzidas por vórtices e supressores de VIV.

Nesta tese considera-se o escoamento incompressível viscoso de fluido newtoniano. Para este caso, o principal parâmetro adimensional é o número de Reynolds, que é uma medida da razão entre as forças de inércia de um elemento fluido e as forças viscosas no elemento. O número de Reynolds é definido como

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

onde U é a velocidade do escoamento ao longe, d , o diâmetro do cilindro e ν , a viscosidade cinemática do fluido.

Outro parâmetro adimensional importante para a análise de VIV é o número de Strouhal

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

onde f_s é a frequência de emissão de vórtices ou de Strouhal.

Para estudos de VIV, o parâmetro adimensional velocidade reduzida também possui grande importância

$$V_r = \frac{U}{f_n d}, \quad (2.3)$$

onde f_n é a frequência natural da estrutura em água.

2.1 A caminho da primeira bifurcação

Se o número de Reynolds é muito pequeno ($Re \ll 1$ - Fig. 2.1(a)), as forças viscosas são dominantes no escoamento, sendo possível desprezar os efeitos de inércia. Por outro lado, se o número de Reynolds for grande, os efeitos viscosos serão pequenos frente aos efeitos de inércia, podendo-se desprezar os efeitos de viscosidade e considerar o escoamento não viscoso. Com relação à estabilidade do escoamento, para baixíssimos números de Reynolds ($Re \approx 1$) o escoamento é extremamente estável, e esta estabilidade diminui conforme o escoamento se modifica com o aumento do número de Reynolds.

O que se observa em experimentos e simulações numéricas em regime transiente com início em $Re \ll 1$ é uma configuração em regime permanente com dois planos de simetria (transversal e longitudinal ao escoamento - Fig. 2.1(a)), conhecido como *creeping flow*, que perde sua simetria transversal logo em seguida (Fig. 2.1(b)), e que por volta de $Re = 5$ começa a apresentar um par de bolhas recirculantes localizadas à jusante do cilindro (Fig. 2.1(c)). Para esta condição, o escoamento ainda é estacionário e possui simetria longitudinal com relação à direção do escoamento. A única mudança observada até $Re \approx 46$ é o aumento das dimensões do par de bolhas recirculantes com o aumento do número de Reynolds, conforme pode ser observado nas Figs. 2.1(d) a 2.1(g). Aumentando ainda mais o número de Reynolds verifica-se o fim do regime permanente e, consequentemente, da simetria, com início do fenômeno de geração e desprendimento de vórtices, conforme pode ser visto nas Figs. 2.1(h) e 2.1(i), que se mantém até altos números de Reynolds (10^7).

A transição entre regime permanente e regime transiente ocorre em um número de Reynolds chamado de crítico (Re_{cr}), tendo sido estudada e classificada por muitos autores como uma bifurcação de Hopf supercrítica (HUERRE; MONKEWITZ, 1990), que é caracterizada pela passagem de um par de autovalores complexos conjugados para o semi-plano instável do seu espaço. A parte real desse par de autovalores diz quão instáveis eles são e a parte imaginária diz sobre a sua frequência, sendo ela exata no ponto exato da

Figura 2.1: Escoamento ao redor de um cilindro circular. Reproduzido de van Dyke (1982)

bifurcação. Por sua vez, os autovetores trazem o campo de velocidades que se sobrepõe ao campo estacionário, introduzindo o fenômeno de geração e desprendimento de vórtices.

A análise “tradicional” do escoamento, através do campo de velocidade, linhas de corrente, campo de pressão, campo de vorticidade, e etc., permite muitas descobertas e conclusões. Entretanto, no que diz respeito à análise quantitativa de estabilidade do escoamento, este tipo de análise é insuficiente, pois informa apenas quando a estabilidade é perdida, ou seja, o valor de Re_{cr} .

Provansal, Mathis e Boyer (1987) apresentam uma metodologia experimental para contornar esta limitação. Realizando ensaios em túnel de vento, os autores introduziram pequenas perturbações no escoamento através de um alto-falante e mediram a taxa de

crescimento dessas perturbações. Dessa maneira, foi possível medir o nível de estabilidade ou instabilidade dos escoamentos ao redor de Re_{cr} . Na frente de simulações numéricas do escoamento, Noack e Eckelmann (1994) foram capazes de reproduzir a bifurcação de Hopf calculando os autovalores de maior parte real do problema linearizado para vários números de Reynolds, estimando $Re_{cr} \approx 48$.

2.2 Estabilidade hidrodinâmica do escoamento ao redor de um cilindro

O fenômeno de desprendimento de vórtices no escoamento ao redor de um cilindro circular é caracterizado na literatura como um problema de estabilidade. As oscilações harmônicas e espontâneas da esteira de um cilindro ocorrem para número de Reynolds maior do que o valor crítico $Re_{cr} \approx 46$ (HUERRE; MONKEWITZ, 1990). Essa esteira oscilatória é uma instabilidade conhecida como bifurcação de Hopf na linguagem da dinâmica de sistemas e é caracterizada pela existência de um único par de autovalores com parte real nula na bifurcação, onde estes passam de negativos estáveis para positivos instáveis. Este tipo de bifurcação é característico de sistemas com um parâmetro μ tal que, para $\mu > 0$, existe uma órbita periódica, ou um ciclo-limite. Lembrando que o valor de Re em que $\mu = 0$ é chamado de crítico, ou Re_{cr} . O parâmetro μ também é conhecido como coeficiente de Landau e representa a distância da bifurcação de Hopf.

Os primeiros modelos preditivos utilizados no estudo de VIV resvalam em um tema conexo à bifurcação de Hopf, o ciclo-limite: todos esses modelos são baseados na equação de Van der Pol e possuem uma capacidade preditiva razoável. Entretanto, estes modelos fenomenológicos encontram três problemas principais:

- Reproduzem a física do problema de maneira muito simplificada, não existindo uma conexão clara com a equação de Navier-Stokes.
- Os coeficientes do modelo são obtidos experimentalmente; desta forma, os resultados obtidos possuem poder preditivo apenas como interpolação dos resultados ex-

perimentais, nunca como extrapoladores, como seria desejável de um modelo mais genérico para fins de projeto, dadas as limitações de investigação em laboratório que um problema deste porte traz consigo.

- Pouco se tem de efetivo no que diz respeito a efeitos tridimensionais e aos casos de agrupamentos de cilindros.

Apesar disso, estes modelos preditivos desenvolveram uma conjectura básica na qual se apoia a teoria desenvolvida no escopo do projeto temático do estudo de estabilidade hidrodinâmica desenvolvido no grupo de pesquisa NDF. A principal diferença entre a teoria desenvolvida até então e os estudos desenvolvidos no NDF é o embasamento teórico do modelo, obtido a partir das equações de Navier-Stokes, o que vai ao encontro do primeiro problema citado acima; como consequência, esta sólida fundamentação permite a extrapolação dos resultados experimentais, indo ao encontro do segundo problema.

A hipótese de um modo dominante já possui confirmação experimental e no campo numérico, Henderson (1997) já concluiu com segurança que assim deve ser até pelo menos $Re = 1000$. Com esta observação, a presente teoria ganha força e pode ser aplicada até às margens desse valor.

A bifurcação de Hopf e o ciclo-limite são estruturas particulares de problemas não lineares, como é o caso de problemas envolvendo a equação de Navier-Stokes, que apresenta não linearidade em seu termo convectivo. Sendo assim, o primeiro desafio é a escolha de um campo de velocidades ao redor do qual deve ser feita a linearização das equações. Usualmente, para valores de Re inferiores ao crítico, a própria solução estacionária é tomada como campo base na linearização. Ultrapassando esse valor crítico fica impossível a obtenção desse campo experimentalmente, restando apenas a possibilidade de sua obtenção via estudos numéricos. No entanto, já existem técnicas que possibilitam estudos sobre a estabilidade desse escoamento a partir de séries temporais do campo de velocidade bidimensional, como o caso da técnica dos multiplicadores de Floquet (BARKLEY; HENDERSON, 1996).

Uma vez fundamentada uma metodologia de estudo de estabilidade baseada em dados de séries temporais do escoamento desenvolvido, uma nova porta é aberta para a utilização de séries temporais de campos de velocidade medidos experimentalmente.

2.3 Dinâmica não linear e equação de Landau

Sendo o problema de estabilidade linearizado, o simples conjunto de autovalores e auto-vetores não é suficiente para uma representação satisfatória do comportamento dinâmico deste sistema. Essa evidência é facilmente entendida observando-se a equação que dá a evolução temporal da amplitude de um modo em um problema linear:

$$A(t) = A_0 e^{\sigma t} \quad (2.4)$$

$$\frac{dA}{dt} = A\sigma \quad (2.5)$$

onde $A(t)$ é a amplitude do modo e σ é a parte real do autovalor, que deve ser positiva para qualquer $\text{Re} > \text{Re}_{\text{cr}}$, o que faz com que o módulo da amplitude tenda a infinito invariavelmente, o que não é observado nos experimentos.

O que se observa, como anteriormente dito, é um comportamento de ciclo-limite, que é característico de uma bifurcação de Hopf. No sentido de corrigir o comportamento previsto pelo problema linearizado, Landau mostrou que um termo de terceira potência deve aparecer para controlar a variação temporal da amplitude, termo este que vem multiplicado por um coeficiente complexo μ , conforme mencionado anteriormente e que leva o nome de coeficiente de Landau. Dessa forma, a equação da variação da amplitude se transforma na Equação de Landau:

$$\frac{dA}{dt} = \sigma A - \mu_{\Re}(1 - ic_3)\|A\|^2 A \quad (2.6)$$

e que tem um ponto de equilíbrio não trivial, dado por $dA/dt = 0$, que define a amplitude do ciclo-limite $A_{cl} = (\sigma/\mu_{\Re})^{1/2}$, onde $\mu_{\Re}$ é a parte real do coeficiente de Landau (ARANHA, 2004).

Os coeficientes σ e $\mu_{\mathcal{R}}$ podem ser determinados com base em experimentos ou simulações numéricas, o que será feito no escopo do projeto temático desenvolvido no Núcleo de Dinâmica e Fluidos para a construção de uma ferramenta preditiva da interação fluido-estrutura.

A literatura existente admite σ pequeno apenas nas vizinhanças de Re_{cr} , porque nesta região o modo acabou de se tornar instável e é razoável que a parte real de seu autovalor ainda seja pequena. Sob essa condição, a equação de Landau é solução assintótica da equação de Van der Pol. Resultados experimentais e de simulações numéricas compilados em Norberg (2003) mostram que o número de Strouhal do cilindro circular fixo varia muito pouco ($St \approx 0.2$) no intervalo $Re = 190 - 3 \times 10^5$. Este resultado apoia a idéia da existência de um modo instável dominante e que sua parte real permaneça pequena em toda esta faixa de Re . Dessa forma, as duas hipóteses citadas inicialmente parecem plausíveis.

2.4 Tridimensionalidade fraca e equação de Guinzburg-Landau

O escoamento ao redor de cilindros longos é essencialmente bidimensional em cada seção transversal, mesmo a números de Reynolds acima do crítico. Entretanto, as características deste escoamento determinam que pequenas perturbações resultam no surgimento de tridimensionalidades ao redor de $Re = 180$ (GIORIA, 2010). Tais tridimensionalidades possuem inicialmente baixa intensidade, com ordem de grandeza menor do que as outras duas componentes bidimensionais. Desta forma, para ser capaz de representar essas “fracas” tridimensionalidades, a equação diferencial que determina a amplitude de oscilação na esteira precisa conter alguma derivada de A na direção vertical, z . Como não deve haver direção preferencial, esta derivada precisa ser de ordem par. Assim, o termo mais simples que pode ser adicionado à Equação de Landau é proporcional à segunda derivada

de A em z , resultando assim, na Equação de Guinzburg-Landau:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \sigma A - \mu_{\Re}(1 - ic_3)\|A\|^2 A + \gamma_{\Re}(1 + ic_1)\frac{\partial^2 A}{\partial^2 z} \quad (2.7)$$

A questão prática agora reside na determinação do coeficiente de Guinzburg γ , que também é complexo, tendo sua parte real atuando como uma dissipação e sua parte imaginária como uma dispersão, que modifica a frequência característica de oscilação da esteira, dada pelo número de Strouhal.

2.5 Série assintótica da bifurcação de Hopf

O fundamento da análise de estabilidade apresentada neste capítulo é proveniente da teoria dos sistemas dinâmicos, que propõe uma solução assintótica para problemas com bifurcação de Hopf, como no caso estudado nesta tese. A princípio, esta solução é garantida apenas nas proximidades da bifurcação, onde seu parâmetro de escala, que é a raiz da parte real do autovalor instável, deve ser muito menor que a unidade. No entanto, existem indícios que sugerem sua validade para muito além de Re_{cr} , como pode ser verificado em Aranha (2004) e Barbeiro, Aranha e Meneghini (2007).

Esta solução é baseada no par de autovalores complexos conjugados ($\lambda = \sigma \pm i\omega$) e nos seus respectivos autovetores $\mathbf{e}(\mathbf{x}) = \mathbf{e}_{\mathbf{r}}(\mathbf{x}) \pm i\mathbf{e}_{\mathbf{i}}(\mathbf{x})$, com sua forma apresentada por Aranha (2004) da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = & \mathbf{u}_s + a_{20}(t)\boldsymbol{\varphi}_{20}(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} \left[A(t)\mathbf{e}(\mathbf{x})e^{i\omega(t)t} + a_{31}(t)\boldsymbol{\varphi}_{31}(\mathbf{x})e^{i\omega(t)t} + (*) \right] + \\ & + \frac{1}{2} \left[a_{22}(t)\boldsymbol{\varphi}_{22}(\mathbf{x})e^{2i\omega(t)t} + (*) \right] + \frac{1}{2} \left[a_{33}(t)\boldsymbol{\varphi}_{33}(\mathbf{x})e^{3i\omega(t)t} + (*) \right] + \mathcal{O}\left((\sigma^{1/2})^4\right), \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde $\mathbf{x} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j}$, $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = u(\mathbf{x}, t)\mathbf{i} + v(\mathbf{x}, t)\mathbf{j}$, $(*)$ é o complexo conjugado do termo à esquerda, e a amplitude complexa $A(t)$ do modo instável é pequena e varia lentamente com o tempo: $a(t) \cong \mathcal{O}(\sigma^{1/2})$; $\frac{\partial a}{\partial t} \cong \mathcal{O}(\sigma a)$. Já os termos φ_{ij} têm ordem i e oscilam com frequência $j\omega$, lembrando que a ordem i é dada por $(\sigma^{1/2})^i$.

A estrutura espectral da série assintótica permite um evidente paralelo com a

decomposição em série de Fourier da solução do escoamento. Esta série de Fourier desenvolvida até o terceiro harmônico é apresentada a seguir

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}_0(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} [\mathbf{u}_1(\mathbf{x})e^{i\omega_s t} + (*)] + \frac{1}{2} [\mathbf{u}_2(\mathbf{x})e^{2i\omega_s t} + (*)] + \frac{1}{2} [\mathbf{u}_3(\mathbf{x})e^{3i\omega_s t} + (*)] + \dots, \quad (2.9)$$

onde ω_s é a frequência de Strouhal.

2.6 Geração e emissão de vórtices

O conceito de camada limite, introduzido por Prandtl (1904), afirma que os efeitos viscosos são importantes apenas numa região imediatamente próxima à superfície de um corpo. A camada limite ao redor de um cilindro circular separa devido ao gradiente de pressão adverso imposto ao escoamento pela geometria do corpo, conforme pode ser visto na Fig. 2.2. O ângulo de separação da camada limite, que é medido ao longo da superfície do cilindro a partir do ponto de estagnação frontal, muda em função da transição do escoamento laminar para turbulento na camada limite, que ocorre em função da variação do número de Reynolds (SCHLICHTING; GERSTEN, 2003). A vorticidade da camada limite alimenta as camadas cisalhantes à jusante do ponto de separação, que então enrolam em vórtices com o mesmo sinal da vorticidade entrante. Gerrard (1966) descreveu os mecanismos da formação de vórtices na esteira próxima usando a Fig. 2.3, que mostra filamentos no instante quando o fluido irrotacional da camada cisalhante inferior cruza o eixo da esteira.

(a) Localização da separação da camada limite. (b) Perfis de velocidade ao longo da superfície do cilindro.

Figura 2.2: Características da camada limite de um cilindro circular.

Figura 2.3: Esquema da formação da esteira de vórtices de um cilindro circular. Adaptado de Gerrard (1966).

O vórtice superior é continuamente alimentado por vorticidade horária proveniente de sua camada cisalhante, e sua intensidade cresce até ser forte o suficiente para atrair a camada cisalhante oposta contendo vorticidade anti-horária através da esteira. Parte deste escoamento (**a**) é succionada pelo vórtice crescente e outra (**b**) pela camada cisalhante que se desenvolve, cruzando a esteira. O escoamento (**c**) permanece na região da esteira próxima ao cilindro e é cancelado meio período depois. Quando a vorticidade anti-horária atinge concentração suficiente, ela interrompe o suprimento de vorticidade horária do vórtice superior, a formação completa-se e o vórtice livre convecta-se à jusante juntamente com o escoamento. O processo repete-se, pois o vórtice inferior aumenta sua intensidade e um novo vórtice é formado no lado superior do cilindro. A intensidade de um vórtice individual é menor do que a circulação total emitida de um lado do corpo durante a formação devido à mistura de vorticidade de sinais opostos. A análise de Gerrard implica que a interação entre duas camadas cisalhantes de sinais opostos é necessária para a emissão periódica existir. Quando as camadas cisalhantes são aproximadas, a interação é acelerada e a frequência de emissão de vórtices f_s aumenta. A forma adimensional da frequência de emissão de vórtices de um lado do corpo é dada pelo número de Strouhal.

O comprimento de formação de vórtices x_v foi considerado por vários autores

como, por exemplo, Gerrard (1966) e Szepessy e Bearman (1992). Tal comprimento é definido como a distância entre o centro do cilindro e a posição de flutuação máxima de velocidade gravada por uma sonda de anemometria de filme quente ou um ponto de um campo de velocidades (PIV) no eixo da esteira. Entretanto, esta medida não deve ser considerada como absoluta, pois para números de Reynolds mais altos, a esteira do cilindro não é permanente e a vorticidade é raramente concentrada em regiões discretas. Como os vórtices rotacionam, movem-se à jusante e cruzam a esteira, eles são distorcidos e dissipados como resultado da difusão de vorticidade e da turbulência. Desse modo, x_v varia de um período para outro e, portanto, não deve ser utilizada como medida definitiva do comprimento de formação.

Conforme visto na seção 2.4 deste capítulo, o surgimento de tridimensionalidade na esteira do cilindro circular é importante para a análise de estabilidade hidrodinâmica do escoamento, dando origem à equação de Ginzburg-Landau (eq. (2.7)). Williamson (1996) apresenta uma revisão sobre a dinâmica dos vórtices na esteira de um cilindro. Após a transição primária ($Re \approx 46$), caracterizada pelo surgimento da esteira de von Kármán, ocorre um regime de emissão laminar de vórtices. Em $Re \approx 190$ ocorre a segunda transição, resultado do surgimento de tridimensionalidades na esteira. O primeiro regime de emissão de vórtices é chamado de modo A, onde a tridimensionalidade possui um comprimento de onda de 3-4 diâmetros. Para $Re \approx 260$, verifica-se uma transição do modo A para o modo B, que tem tridimensionalidade com comprimento de onda de aproximadamente 1 diâmetro. Brede, Eckelmann e Rockwell (1996) identificaram a vorticidade secundária (modos A e B) através da Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV). O aumento de Re a partir de 260 resulta num aumento da turbulência. De $Re = 1000 - 200\,000$, no regime de transição das camadas cisalhantes, observa-se uma diminuição no comprimento de formação de vórtices. O desenvolvimento de estruturas tridimensionais na escala dos vórtices das camadas cisalhantes é esperado, bem como na escala dos vórtices de Kármán.

Gioria (2010) verificou que a transição para a tridimensionalidade é influenciada

pela oscilação forçada do cilindro. As oscilações do cilindro podem suprimir as tridimensionalidades da esteira num determinado intervalo do número de Reynolds. As oscilações afetam as características tridimensionais da esteira, por exemplo, tornam o comprimento de onda mais curto. Foi verificado que mudanças de padrão de desprendimento de vórtices deflagram modos tridimensionais diferentes daqueles que aparecem na esteira do cilindro fixo. A relação entre a emissão de vórtices e as oscilações da estrutura imersa no escoamento será apresentada na próxima seção.

2.7 Vibração induzida por vórtices

O escoamento ao redor de corpos rombudos, juntamente com vibração induzidas por vórtices (VIV), são objetos de pesquisa tanto pela academia como pela indústria, dada sua importância teórica e aplicada. A interação fluido-estrutura, com especial interesse na geometria do cilindro circular, foi extensamente revisada por Sarpkaya (1979), Bearman (1984), Parkinson (1989), Khalak e Williamson (1999), Williamson e Govardhan (2004), Meneghini e Bearman (1995), e Willden e Graham (2001). A geração e emissão de vórtices em escoamentos com número de Reynolds acima de 46 resultam em forças oscilatórias longitudinais (na direção do escoamento) e transversais (perpendicular ao escoamento), arrasto e sustentação, respectivamente, que agem no cilindro circular.

Diferentemente de outros fenômenos fluido-elásticos, como *galloping* e *flutter*, as vibrações induzidas pela emissão de vórtices são um fenômeno ressonante e independente das instabilidades estruturais dos corpos. Tais oscilações ocorrem em corpos com diferentes razões de aspecto, de seção transversal rombuda, imersos em escoamento de fluido. Têm origem na emissão alternada de vórtices ao redor do corpo e, obviamente, dependem das variações periódicas do campo de pressão nas proximidades. Este fenômeno de oscilações ainda não é completamente compreendido em razão da dificuldade de entendimento do seu mecanismo de acoplamento fluido-estrutural. Sabe-se, porém, que a emissão de vórtices precede as oscilações do corpo, visto que mesmo corpos sem liberdade para osci-

lar apresentam emissão de esteira de vórtices (YEUNG; SPHAIER; VAIDHYANATHAN, 1987; WILLIAMSON, 1989).

A esteira de vórtices emitidos no escoamento pelo corpo segue um padrão de oscilação (KHALAK; WILLIAMSON, 1999; KRISHNAMOORTHY; PRICE; PAIDOUSSIS, 2001), isto é, os vórtices são emitidos em uma frequência constante e bem determinada que varia com a velocidade do escoamento incidente e a dimensão característica do corpo (diâmetro, no caso de cilindros). Assim, pode ocorrer que esta frequência de emissão (f_s) cresça gradualmente (aumentando-se a velocidade, por exemplo) até ficar próxima a uma das frequências naturais (f_n) do corpo. Neste momento ocorre o fenômeno de sincronização, chamado na literatura inglesa de *lock-in*. Na sincronização, a frequência de oscilação do cilindro (f) será próxima à frequência de desprendimento de vórtices e também à frequência natural da estrutura ($f \approx f_s \approx f_n$). Na ressonância, o parâmetro $U/f_n d = U/fd \approx U/f_s d = 1/St$, onde St é o número de Strouhal do cilindro estático, resultando numa esperada ressonância da resposta do cilindro ao longo de um grande intervalo de Re , que ocorre na velocidade reduzida, $V_r \approx 5 - 6$ (BEARMAN, 1984; KHALAK; WILLIAMSON, 1999).

A faixa de velocidade reduzida na qual ocorre a sincronização representa um importante ponto de investigação, pois as estruturas podem oscilar com amplitudes altas. Em virtude das oscilações persistentes poderem levar à falha por fadiga, um assunto de grande interesse para a indústria, o fenômeno de VIV pode ser bastante danoso para algumas estruturas, incluindo chaminés, cabos e *risers*.

O fenômeno de VIV é modelado experimentalmente por vibrações livres de um cilindro. Um cilindro rígido e livre para oscilar colocado num escoamento uniforme e sujeito a VIV na direção transversal ao escoamento pode ser representado simplificada-mente como um sistema massa-mola-amortecedor, como mostrado na Fig. 2.4. A equação de movimento para tal sistema é escrita como

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_y \quad (2.10)$$

Figura 2.4: Esquema para VIV transversal.

$$y = \hat{y} \text{ sen}(\omega_{osc} t) \quad (2.11)$$

$$F_y = \hat{F}_y \text{ sen}(\omega_{osc} t + \phi), \quad (2.12)$$

onde y é o deslocamento do corpo de sua posição de equilíbrio, $\hat{y}$ e $\hat{F}_y$ indicam as amplitudes harmônicas de y e F_y , ω_{osc} é a frequência de oscilação e ϕ é ângulo de fase. As forças são

- $m\ddot{y}$ - força inercial,
- $c\dot{y}$ - força de amortecimento viscoso proporcional à velocidade do corpo e associada com a estrutura,
- ky - força restauradora originada da rigidez da mola,
- F_y - força fluida flutuante total instantânea, também conhecida como sustentação.

O lado esquerdo da equação 2.10 contém os termos estruturais e o lado direito

todos os efeitos fluidos instantâneos, inércia fluida e amortecimento fluido embutidos em F_y .

Além dos coeficientes definidos no início do capítulo, três outros parâmetros relevantes para o estudo de VIV são escritos a seguir em função da massa m , amortecimento c e rigidez k estruturais, densidade do fluido ρ e as dimensões do corpo: diâmetro d e comprimento l (comprimento imerso do cilindro).

- Parâmetro de massa m^* , definido como a razão entre a massa oscilante do sistema e massa de fluido deslocado m_d

$$m^* = \frac{m}{m_d} = \frac{4m}{\pi \rho d^2 l}. \quad (2.13)$$

Geralmente m^* é $\mathcal{O}(1)$ em aplicações hidrodinâmicas e $\mathcal{O}(100)$ no ar.

- Razão de aspecto, l/d .
- Parâmetro de amortecimento estrutural ζ , também conhecido como parâmetro de amortecimento

$$\zeta = \frac{c}{2\sqrt{km}}. \quad (2.14)$$

O amortecimento está relacionado com a capacidade da estrutura dissipar energia e ζ inclui o amortecimento interno do material e do atrito gerado pelas partes móveis do corpo.

Dessa forma, os principais parâmetros adimensionais utilizados na análise do fenômeno de VIV são: número de Reynolds - Re , número de Strouhal - St , velocidade reduzida - V_r , razão de aspecto - l/d , parâmetro de massa - m^* e parâmetro de amortecimento estrutural - ζ .

Ao invés de apresentar um único pico de alta amplitude, no fenômeno de VIV verifica-se uma faixa de altas amplitudes. Williamson e Govardhan (2004) classificam a resposta de amplitude de um cilindro com baixa massa e amortecimento em função da velocidade reduzida em três ramos diferentes: o ramo inicial, onde as oscilações da

estrutura iniciam, o ramo superior, de amplitude máxima na região próxima à ressonância ($f_s \approx f_n$) e um ramo inferior que persiste até a oscilação diminuir drasticamente, dando início à região de dessincronização.

A frequência natural de oscilação do sistema pode ser influenciada significativamente pela massa adicional de fluido que é acelerada juntamente com o corpo dependendo da relação entre a massa do sistema e massa específica do fluido no qual o cilindro é imerso. Na maioria dos escoamentos de ar, a massa adicional de fluido pode ser desprezada, mas para cilindros de baixa massa imersos em água, a massa do corpo pode ter a mesma ordem de grandeza da massa adicional de fluido. Desse modo, o parâmetro de massa m^* é bastante importante para a análise de VIV, conforme verificado por Fujarra et al. (2001) e Jauvtis e Williamson (2004), principalmente para sistemas com dois graus de liberdade. Como consequência da massa adicional de fluido, a frequência natural do sistema em ar (f_0) será diferente da frequência natural em água (f_n). Nesta tese utilizou-se a frequência natural em água para o cálculo da velocidade reduzida.

2.8 Supressores de VIV

No contexto do estudo de vibrações induzidas por vórtices, o controle do escoamento ao redor de um corpo rombudo é introduzido a fim de reduzir a amplitude das forças e deslocamentos oscilatórios. Choi, Jeon e Kim (2008) classificaram os métodos de controle de escoamento como passivo, ativo de malha aberta e ativo de malha fechada. Atenção especial tem sido dada ao controle passivo, porque dentre os três diferentes grupos, o controle passivo é o mais fácil de implementar em experimentos, apesar de normalmente requerer um estudo paramétrico inicial para um controle bem-sucedido. Métodos diferentes de controle passivo para suprimir emissão de vórtices e VIV foram estudados por Bearman e Owen (1998), Rocchi e Zasso (2002), Galvao et al. (2008), Ássi, Bearman e Kitney (2009), e revisados por Zdravkovich (1981) e Gad-el-Hak (2000).

Dentre as várias formas geométricas de dispositivos passivos de supressão, *strakes*

helicoidais estão entre os mais comuns em escoamentos de ar e de água, conforme pode ser visto em chaminés e estruturas *offshore*, como *risers* e *spars*. Estudos experimentais sobre a efetividade dos *strakes* foram realizados por Simantiras e Willis (1999), Bearman e Branković (2004), Trim et al. (2005), Branković e Bearman (2006) e Korkischko e Meneghini (2010). Por sua vez, Constantinides e Oakley (2006) estudaram o escoamento ao redor de cilindros com *strakes* através de simulações numéricas. Estes estudos possibilitaram verificar que a altura do *strake* é mais significativa para a supressão de VIV do que o passo. A fixação do ponto de separação para algumas orientações dos *strakes* é provavelmente a característica do escoamento mais notável introduzida pelos *strakes* helicoidais, pois modifica a esteira e previne a interação das camadas cisalhantes na região próxima ao corpo. Os *strakes* podem efetivamente suprimir VIV, dependendo dos parâmetros geométricos principais, passo e altura. Segundo Bearman e Branković (2004), uma teoria popular que explica a eficiência dos *strakes* na supressão de VIV é que os *strakes* não suprimem necessariamente a geração e desprendimento de vórtices, mas eles previnem que o desprendimento de vórtices torne-se correlacionado ao longo da envergadura. Entretanto, parece igualmente provável que a tridimensionalidade do escoamento separado introduzida pelos *strakes* poderia destruir o desprendimento regular de vórtices. A Fig. 2.5 ilustra o aumento do comprimento de formação dos vórtices, ou seja, as camadas cisalhantes interagem numa região mais afastada da base do cilindro, sendo outro efeito que participa na supressão de VIV. Esses mecanismos de supressão e a interação entre eles serão melhor investigados nos capítulos 5 e 6.

Apesar de todos os estudos experimentais citados anteriormente, a investigação do escoamento ao redor de cilindros com *strakes* ainda necessita de uma visualização volumétrica da região da esteira com o objetivo de aumentar o conhecimento da dinâmica do escoamento e principalmente dos efeitos tridimensionais ao longo da envergadura do cilindro. Um primeiro esforço com esse intuito foi realizado por Chyu e Rockwell (2002), que mediu campos de velocidade e vorticidade bidimensionais em planos nas três direções ($x - y - z$) através da técnica PIV com fotografias analógicas. Os resultados apresentados

Figura 2.5: Esquema da interação das camadas cisalhantes na esteira de um cilindro com *strakes*.

permitem verificar que os *strakes* introduzem um comprimento de onda de um terço de passo no escoamento ao longo da envergadura.

Apesar da eficiência dos *strakes* como supressores de VIV ser comprovada tanto experimentalmente como de maneira aplicada, eles aumentam o arrasto médio das estruturas estáticas onde são aplicados quando comparados ao cilindro liso. Esse aumento de arrasto possui implicações no cálculo estrutural desses elementos, gerando o desejo de empregar soluções de baixo arrasto, mas que ainda possam suprimir VIV. Por outro lado, os resultados apresentados na seção 5.3 e em Assi et al. (2010) mostram que os *strakes* reduzem o arrasto de cilindros circulares montados em base elástica com um grau de liberdade (direção transversal ao escoamento) sujeitos a VIV.

Neste momento é importante fazer uma distinção entre os mecanismos de supressão dos *strakes* e das soluções de baixo arrasto, como *splitter-plates* e *fairings*. No primeiro caso, os *strakes* introduzem tridimensionalidades que modificam a correlação das camadas cisalhantes e afastam a interação das mesmas da região próxima à base do cilindro, aumentando o comprimento de formação de vórtices. Por outro lado, na maioria dos dispositivos que conjugam diminuição de arrasto e supressão de VIV, o controle é exercido diretamente na esteira de maneira altamente correlacionada ao longo da envergadura, ou seja, busca-se tornar o escoamento bidimensional e afastar a região de recirculação da base do cilindro. Para tanto, *splitter-plates* (ÁSSI; BEARMAN; KITNEY, 2009) impedem

a interação próxima das camadas cisalhantes e *fairings* procuram atrasar o ponto de separação da camada limite e diminuir a região de recirculação da esteira, enquanto que o controle do tipo *base-bleed* (FU; ROCKWELL, 2005) diminui o gradiente de pressão entre as regiões à montante e à jusante do cilindro através da injeção direta de quantidade de movimento na esteira, resultando no aumento do comprimento de formação de vórtices.

Outro método de suprimir a geração e emissão de vórtices e consequentemente modificar a esteira do cilindro é a adição de pequenos cilindros de controle estrategicamente posicionados conforme investigado por Alam, Sakamoto e Moriya (2003), Kuo, Chiou e Chen (2007) e Dipankar, Sengupta e Talla (2007).

Todos os supressores de VIV apresentados até agora são do tipo controle passivo, priorizados em aplicações práticas pela facilidade de implementação e por não requererem fornecimento de energia. Entretanto, os controles ativos de malha aberta e de malha fechada também são extensamente estudados (GAD-EL-HAK, 2000; CATTAFESTA; SHEPLAK, 2011). Além de serem aplicados diretamente no controle do escoamento fluido, o estudo de métodos de controle ativo gera conhecimento que pode ser utilizado no desenvolvimento de novos métodos de controle passivo. Assim como para o controle passivo, há grande variedade de métodos de controle ativo de escoamento ao redor de corpos rombudos. Wu, Wang e Wu (2007) propuseram a supressão da esteira de von Kármán de um cilindro circular através de uma onda gerada por uma superfície flexível. Outra maneira de eliminar a esteira em escoamentos ao redor de corpos rombudos e suprimir VIV é a utilização do método de sucção à montante e sopro à jusante do cilindro conforme investigado por Dong, Triantafyllou e Karniadakis (2008). Ambos estudos são numéricos e os métodos estudados atuam diretamente na esteira, reduzindo o gradiente de pressão e as forças fluidas.

A teoria de camada limite introduzida por Prandtl (1904) e desenvolvida em estudos posteriores originou outro método de controle ativo de escoamento que atua diretamente na camada limite, altera o ponto de separação e consequentemente modifica a

Figura 2.6: Cilindro circular com CCLSM.

esteira do corpo. Esse método é conhecido como “Controle de Camada Limite por Superfícies Móveis” (CCLSM), em inglês *Moving Surface Boundary-layer Control* (MODI, 1997). Geralmente composto de elementos rotativos, como cilindros circulares, o método CCLSM funciona através da injeção de quantidade de movimento angular na camada limite pelos cilindros de controle. A injeção de momento angular na camada limite permite postergar os efeitos do gradiente adverso de pressão introduzido pela geometria do corpo rombudo, atrasando o ponto de separação da camada limite. Sendo assim, a esteira torna-se mais estreita e a região de recirculação atrás do corpo é suprimida ou drasticamente reduzida. O parâmetro de controle é a razão entre a velocidade tangencial da superfície móvel e a velocidade do escoamento ao longe, definido nesta tese como U_c/U .

É importante salientar que o método CCLSM pode ser aplicado para controle ativo de malha fechada do escoamento em torno de um cilindro, conforme apresentado por Patnaik e Wei (2002), que simularam numericamente o escoamento em torno de um cilindro de seção “D” com CCLSM para $Re = 200$ e 400 , e verificaram uma região livre de recirculação na esteira para $U_c/U = 1.25$. Modi (1997) apresenta uma revisão de estudos experimentais e numéricos do emprego do método CCLSM para diversas aplicações, tais como, aeronáutica (perfis de asa), placa plana, prismas retangulares e de seção “D” e automobilística (caminhões com carreta fechada). Em todos os casos é mostrada a efetividade

do CCLSM.

Mittal (2001) aplica o CCLSM para controlar o escoamento ao redor de um cilindro circular em simulações numéricas bidimensionais com $Re = 100$ e $10\,000$. Os cilindros de controle são localizados conforme mostrado na Fig. 2.6. Dois espaçamentos $g/d = 0.01$ e 0.075 foram testados. Para $Re = 100$, $U_c/U = 5$ resultou numa esteira em regime permanente. Para $Re = 10\,000$, apesar da esteira não alcançar um regime permanente, ela apresentou-se altamente organizada e mais estreita se comparada ao caso sem controle. O tamanho do espaçamento foi mais crítico para $Re = 10\,000$. Em Mittal (2003), o efeito do espaçamento foi investigado para $Re = 10\,000$. Através da bibliografia apresentada, observa-se a falta de estudos experimentais de cilindros circulares com CCLSM de modo a verificar o mecanismo de controle num escoamento tridimensional e também sua eficiência como supressor de VIV.

Desta forma, nesta tese são investigados experimentalmente dois mecanismos distintos de supressão de VIV: os *strakes*, que introduzem tridimensionalidades de maneira controlada no escoamento, e o CCLSM, que modifica a camada limite com o objetivo de tornar o escoamento bidimensional. Em função dessas diferentes características hidrodinâmicas, a esteira de cilindros com esses supressores de VIV recebeu especial atenção, sendo medida através da técnica PIV. Convém ressaltar que os *strakes* são dispositivos passivos de supressão de VIV. Por outro lado, o método CCLSM pode ser utilizado para controle ativo de escoamento, apesar de ser estudado em função do parâmetro U_c/U nesta tese.

3 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Este capítulo apresenta os principais instrumentos de medição, técnicas experimentais, arranjos e configurações utilizadas nos experimentos desta tese de doutoramento. Os modelos experimentais reduzidos também são apresentados.

3.1 Canal de água circulante

Os testes experimentais foram conduzidos no Núcleo de Dinâmica e Fluidos (NDF) da Universidade de São Paulo (USP). A seção de testes do canal de água circulante apresentado na Fig. 3.1 possui as seguintes dimensões: largura: 0.7 m, altura: 0.8 m e comprimento: 7.5 m. A vazão máxima no circuito é $0.4 \text{ m}^3/\text{s}$. Uma bomba axial controlada por um inversor de frequência garante a vazão necessária no circuito com a possibilidade de variação da vazão em um grande intervalo. O canal opera com um baixo nível de turbulência ($< 2\%$). Ássi (2005) investigou o perfil de velocidade ao longo da altura no centro do canal para verificar a influência da superfície livre neste perfil. Foi encontrada uma variação máxima de 5% para o valor médio do perfil de velocidade até 0.4 m/s. Uma variação máxima de 10% foi medida na seção transversal. Ambas as medições foram realizadas a 1 m do início da seção de testes. O intervalo de velocidades usado nos experimentos desta tese é de 0.03 até 0.3 m/s. Considera-se que a superfície livre não afeta significativamente os resultados gerais em virtude da envergadura longa dos cilindros e das medições dos campos de velocidade realizadas na posição média do comprimento imerso dos cilindros. Informações adicionais a respeito do canal de água circulante do NDF-USP podem ser encontradas em Ássi (2005).

Figura 3.1: Canal de água circulante do NDF-USP.

3.2 Base elástica

A base elástica de mancais a ar empregada nos ensaios desta tese é análoga à desenvolvida por Khalak e Williamson (1999), Branković (2004) e Ássi (2009) para o estudo do fenômeno de VIV com um grau de liberdade em cilindros com baixo amortecimento e massa. A Fig. 3.2 mostra a vista superior da base elástica com um grau de liberdade e seus principais componentes. O cilindro imerso é livre para oscilar na direção transversal ao escoamento de água do canal. O cilindro é engastado rigidamente e suportado verticalmente por uma placa de baixo peso, onde são fixados os dois eixos dos mancais. Os dois eixos de acrílico são acoplados a quatro mancais aerostáticos que resultam em baixo amortecimento estrutural. O baixo atrito é garantido pela formação de um filme de ar por onde o eixo desliza sem contato direto com os mancais. Esta configuração fornece um parâmetro de amortecimento adimensional, isto é, a razão entre o amortecimento no ar e o amortecimento crítico, igual a $\zeta = 0.004$. As duas molas são responsáveis pela restauração do sistema massa-mola-amortecedor. A escolha das molas deve ser feita de modo a garantir que a frequência do sistema seja próxima à de emissão de vórtices para existir a ressonância do sistema, dando origem ao fenômeno de sincronização ou *lock-in*.

Figura 3.2: Desenho esquemático da base elástica com mancais a ar.

3.3 Instrumentos de medição

Os principais instrumentos de medição utilizados nos experimentos são apresentados nesta seção.

3.3.1 Deslocamento

O deslocamento transversal ao longo do tempo do sistema base-cilindro foi medido através de uma trena laser Leuze modelo OSDL 8/V4. A resolução da trena laser é ≤ 0.1 mm e a exatidão absoluta de medição é $\pm 2\%$. O princípio de funcionamento deste sensor é a triangulação de reflexão, onde um diodo laser emite luz que incide na superfície do objeto cuja distância deve ser medida e o reflexo desse feixe atravessa um conjunto de lentes, incidindo sobre receptores que avaliam sua intensidade. Com a mudança de posição do alvo, a distribuição de intensidade luminosa do feixe refletido que é captada pelos sensores também muda. Maiores informações sobre a técnica de medição de distância através de triangulação a laser pode ser encontrada em Stefani (1995).

3.3.2 Velocidade

A velocidade do escoamento utilizada nos ensaios apresentados nesta tese foi medida através de um medidor eletromagnético de vazão modular de corrente contínua Siemens (Sitrans F M Magflo MAG5000). A máxima incerteza de medida é 0.50% da vazão instantânea. Esse medidor encontra-se instalado na tubulação de recalque da bomba imediatamente anterior à contração do canal. Com a medição da vazão obtém-se a velocidade do escoamento de água no canal através da seguinte equação:

$$U = \frac{Q}{S}, \quad (3.1)$$

onde: U - velocidade do escoamento de água na seção de testes do canal (m/s), Q - vazão do escoamento de água no canal (m³/s) e S - área da seção transversal do escoamento de água no canal (m²). O líquido (água) que flui através do sensor induz uma tensão proporcional à velocidade da vazão.

3.3.3 Forças

Células de carga são sensores normalmente utilizados para a medição de forças e torques. O projeto adequado de uma célula de carga requer uma geometria cuidadosamente estudada para garantir uma alta rigidez estrutural global associada com regiões de concentração de tensões. Nestas regiões são colados extensômetros (*strain gages*, em inglês) com a função de medir a deformação local. Os extensômetros sofrem uma variação em sua resistência elétrica ao serem deformados que é amplificada com a configuração de ponte de Wheatstone. Desse modo, a diferença de potencial elétrico medida é relacionada com o carregamento aplicado à célula de carga. Korkischko et al. (2005) apresentam o projeto e desenvolvimento de uma célula de carga com seis graus de liberdade. A célula de carga usada na medição das forças hidrodinâmicas é a ATI Mini40, com seis graus de liberdade e resolução de 1/100 N.

3.3.4 Aquisição e análise de sinais

A aquisição de sinais foi realizada por um sistema National Instruments composto por placas de aquisição e o programa LabVIEW. A frequência de aquisição foi 100 Hz durante intervalos de tempo de pelo menos 100 s. A frequência de aquisição usada garante a obediência ao critério de Shannon-Nyquist, pois a frequência máxima do fenômeno de VIV nas configurações ensaiadas era em torno de 2 Hz.

As rotinas de análise de sinais foram escritas no programa *R*, que possui as seguintes características: programa livre, interpretado e multi-plataforma (Linux, Windows, Mac). Os campos de velocidade e de coeficientes da análise de Fourier são exportados em formatos para leitura nos programas Tecplot e Paraview.

3.4 Velocimetria por Imagem de Partículas

Os campos de velocidade foram medidos através da técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV, do inglês *Particle Image Velocimetry*) e sua variável estereoscópica (SPIV). Maiores informações a respeito de PIV podem ser encontradas em Adrian (1991) e Willert e Gharib (1991), enquanto que a variante SPIV é apresentada por Arroyo e Greated (1991) e Prasad (2000). Raffel et al. (2007) apresentam uma revisão aprofundada sobre a exatidão, fontes de ruído e incertezas da técnica PIV.

As imagens de PIV foram obtidas alimentando o escoamento de água com partículas de poliamida de 11 μm . A iluminação da região de interesse é feita através de um laser pulsado de dupla cavidade de Nd:YAG (Quantel Brilliant Twins) com um comprimento de onda de 532 nm, energia máxima/pulso - 200 mJ, potência máxima média - 4 W e duração do pulso - 4 ns. Um computador, o programa DaVis 7.2 e duas câmeras Imager Pro X 2M compõem o sistema LaVision FlowMaster 3D-Stereo. Lentes Nikon AF Nikkor de 50 mm (f/1.4D) ou 28 mm (f/2.8D) de distância focal são usadas em conjunto com as câmeras tanto em medições planares como estereoscópicas.

Os campos de velocidade PIV foram medidos com frequência de 15 Hz e na distância média da envergadura submersa. A taxa de aquisição é acima do dobro das frequências de Strouhal e de oscilação e, portanto, o teorema de Shannon-Nyquist é respeitado. O processamento das imagens para cálculo dos vetores de velocidade utiliza correlação cruzada. O cálculo dos vetores de velocidade emprega um processo de enjanelamento com tamanho decrescente de duas iterações: a primeira correlação usa uma janela de interrogação de 64×64 pixels seguida de uma segunda correlação com uma janela de 32×32 pixels. Para a configuração óptica utilizada, a razão pixels/mm é 7.6 e o diâmetro médio das partículas é 3 pixels. Cada conjunto de dados contém 345 campos de vetores que são medidos durante 23 s. O pós-processamento dos vetores de velocidade utilizou operações aritméticas básicas (substituição de vetores espúrios) e um filtro linear 3×3 *smoothing*. A porcentagem de vetores espúrios era menor do que 2%.

Os campos de velocidade e vorticidade obtidos através de PIV são apresentados das seguintes maneiras:

- Instantâneo: um único campo extraído do conjunto de dados de uma medição.
- Médio: média temporal de um conjunto de campos vetoriais.
- Médio em função da fase: média dos campos de um conjunto de dados que estão no mesmo ângulo de fase de um ciclo de oscilação.

A média em função da fase utiliza um campo vetorial para cada ciclo de oscilação que é localizado no mesmo ângulo de fase Φ . Esse ângulo corresponde à posição mais à esquerda atingida por um cilindro oscilando ou à mínima velocidade transversal de uma esteira oscilando. Como notado por Govardhan e Williamson (2000), a média em função da fase é útil para obter figuras mais claras dos campos de velocidade e vorticidade do escoamento, sem o desenvolvimento de estruturas menores e mais fracas resultantes de tridimensionalidades intermitentes de pequena escala, principalmente na faixa do número de Reynolds ($Re = 1000 - 10\,000$) presente neste estudo.

(a) PIV planar com uma câmera (PIV – 1C). (b) PIV planar com duas câmeras (PIV – 2C).

(c) PIV estereoscópico com duas câmeras (SPIV).

Figura 3.3: Configurações de PIV.

Com relação às configurações do sistema PIV utilizado, três (Fig. 3.3) foram empregadas para obter campos de velocidade mais adequados a cada tipo de experimento. A primeira é o arranjo de PIV planar com uma câmera (PIV – 1C - Fig. 3.3(a)), onde se mede as componentes de velocidade de um plano. Essa é a configuração mais simples de um sistema PIV. A segunda variação é denominada PIV planar com duas câmeras (PIV – 2C - Fig. 3.3(b)) e acrescenta uma segunda câmera que mede o campo de velocidade de uma região consecutiva à da primeira câmera. O resultado é um campo com o dobro de comprimento daquele obtido com o sistema de apenas uma câmera. A terceira configuração é o PIV estereoscópico com duas câmeras (SPIV - Fig. 3.3(c)), que além de medir as componentes de velocidade em um plano também mede a componente fora do plano (ao longo da envergadura).

3.5 Modelos e configurações experimentais

Esta seção apresenta os modelos reduzidos e suas respectivas configurações experimentais utilizados nos experimentos de estabilidade hidrodinâmica, cilindros com *strakes* e controle de camada limite por superfícies móveis. Breves considerações sobre bloqueio são também incluídas nesta seção.

3.5.1 Estabilidade hidrodinâmica

Procurou-se demonstrar a validade da análise de Fourier para o estudo de estabilidade hidrodinâmica do escoamento ao redor de um cilindro circular a baixos números de Reynolds. Os modelos cilíndricos possuem diâmetros 3.0, 6.4, 8.4 e 12.7 mm e comprimento imerso igual a 0.8 m. A velocidade do escoamento varia de 16 a 31 mm/s e $Re = 50 - 500$. Em função dos cilindros testados com diferentes diâmetros, os campos de velocidade possuem $9.6 - 40.6d$ de largura e $25.0 - 105.8d$ de comprimento (para a configuração PIV - 2C, $50.0 - 211.6d$).

3.5.2 Cilindros com *strakes*

Os modelos experimentais são cilindros circulares rígidos construídos com tubos de acrílico com diâmetro externo $d = 32$ mm e espessura de parede $e_p = 3$ mm. O comprimento imerso utilizado foi $l = 790$ mm, que resulta numa razão de aspecto $l/d = 24.7$. Os *strakes* foram feitos de borracha rígida de espessura $e = 1.8$ mm e um conjunto de três passos (p): $5d$, $10d$ e $15d$, e três alturas (h): $0.1d$, $0.2d$ e $0.25d$, foi testado. Os cilindros com *strakes* possuem uma configuração de hélice-tripla e geometria de placa fina conforme mostrado nas Figs. 3.4 e 3.6(a). Os *strakes* foram colados à superfície do cilindro com um adesivo de cianoacrilato e os cilindros possuem plugues para garantir hermeticidade. Sete configurações diferentes de modelos com *strakes* foram construídas: 5/0.1 (passo $p = 5d$ e altura $h = 0.1d$), 5/0.2 ($p = 5d$ e $h = 0.2d$), 10/0.1 ($p = 10d$ e $h = 0.1d$), 10/0.2 ($p = 10d$ e $h = 0.2d$), 10/0.25 ($p = 10d$ e $h = 0.25d$), 15/0.1 ($p = 15d$ e $h = 0.1d$) e 15/0.2 ($p = 15d$

Figura 3.4: Cilindro circular com *strakes* helicoidais.

e $h = 0.2d$).

Nos ensaios com modelos circulares de $d = 32$ mm, o parâmetro de massa ($m^* = 4m/\pi\rho d^2l$, onde m é a massa estrutural móvel) é $m^* = 1.8$. O parâmetro de massa é a razão entre a massa estrutural móvel e a massa de fluido deslocada. O coeficiente de amortecimento estrutural em ar é $\zeta = 0.004$, resultando num parâmetro massa-amortecimento $m^*\zeta = 0.0081$.

As sete diferentes configurações de modelos com *strakes* foram testadas juntamente com um cilindro liso no arranjo de cilindro isolado montado em base elástica. A faixa de número de Reynolds utilizada foi 1000 – 10 000 e a velocidade reduzida variou de 3 a 21. A velocidade reduzida é definida como $V_r = U/f_n d$, onde U é a velocidade do escoamento de água, f_n é a frequência natural em água parada, e d é o diâmetro do cilindro liso. A frequência natural f_n foi obtida através de testes de decaimento em água parada, enquanto que o coeficiente de amortecimento estrutural foi obtido através de testes de decaimento em ar. Ao longo do estudo, a amplitude reduzida é calculada através da raiz quadrática média do sinal de deslocamento multiplicada por $\sqrt{2}$ e dividida por d

($A^* = \sqrt{2}y_{rms}/d$). O valor obtido é muito próximo do critério que emprega a média dos 10% maiores picos de oscilação e um pouco inferior ao que utiliza a amplitude máxima. As forças hidrodinâmicas, arrasto e sustentação, foram medidas com o cilindro estático e montado em base elástica. A medição de campos de velocidade através da técnica PIV foi realizada na região de esteira próxima ao corpo, estático ou montado em base elástica.

As dimensões dos campos de velocidade SPIV são $6.3 \times 4.6d$ (largura $\times$ comprimento). No caso da reconstrução volumétrica do escoamento da esteira do cilindro com *strakes*, o volume possui as seguintes dimensões: $6.3 \times 4.6 \times 10d$ (largura $\times$ comprimento $\times$ altura).

3.5.3 Controle de camada limite por superfícies móveis

Para os ensaios com controle de camada limite por superfícies móveis (CCLSM), foram utilizados cilindros acrílicos com diâmetro externo $d = 50$ mm e espessura de parede $e_p = 3$ mm. Os cilindros de controle são de fibra de carbono e possuem diâmetro $d_c = 3$ mm. O comprimento imerso destes ensaios foi $l = 500$ mm, resultando numa razão de aspecto $l/d = 10$. A distância entre o cilindro d e o cilindro de controle d_c é $g = 3.5$ mm ($g/d = 0.07$ - distância entre paredes). A Fig. 3.5 apresenta um esquema de um cilindro com CCLSM.

Figura 3.5: Cilindro circular com CCLSM.

(a) *Strakes* helicoidais.

(b) CCLSM.

Figura 3.6: Cilindros com supressores de VIV.

A razão U_c/U define a rotação do cilindro de controle, onde U_c é a velocidade tangencial do cilindro de controle e U é a velocidade do escoamento ao longe. Cada cilindro de controle é acionado por um motor elétrico de corrente contínua com tensão máxima de 12V (Fig. 3.6(b)). O parâmetro de massa é $m^* = 1.8$ e o parâmetro massa-amortecimento é $m^*\zeta = 0.018$.

Para o cilindro com CCLSM montado em base elástica, o intervalo da razão de velocidades foi $U_c/U = 5 - 10$, na faixa de velocidade reduzida $V_r = 3.7 - 17$ ($Re = 1600 - 7500$). As medições dos campos de velocidade através da técnica PIV foram realizadas em um único número de Reynolds ($Re = 3000$) para as razões de velocidade $U_c/U = 5, 10, 15, 20$ e 25 . As dimensões dos campos de velocidade PIV são $5.4 \times 7.2d$ (largura $\times$ comprimento). Convém ressaltar que os cilindros liso e $U_c/U = 0$ foram usados como base de comparação nos ensaios com CCLSM. O arrasto dos cilindros com e sem CCLSM foi medido com os cilindros estáticos.

3.5.4 Blocação

A razão máxima de blocação para um cilindro estático nesta tese é 7.1%, que representa a razão entre a área ocupada pelo cilindro e a área total da seção de testes. O efeito de blocação resulta no aumento de velocidade do escoamento ao redor do corpo e em sua esteira. Entretanto, Branković (2004) concluiu que em ensaios de VIV, apesar da ampli-

tude máxima de oscilação diminuir ligeiramente com o aumento da razão de blocagem, os resultados permaneceram qualitativamente os mesmos, indicando que os mecanismos hidrodinâmicos não mudaram. Sendo assim, os resultados desta tese não foram corrigidos do efeito de blocagem.

4 ESTABILIDADE HIDRODINÂMICA DO ESCOAMENTO AO REDOR DE UM CILINDRO

Este capítulo apresenta os resultados do estudo de estabilidade hidrodinâmica no escopo de VIV via modelo de Ginzburg-Landau (ARANHA, 2004), introduzido na seção 2.4. Os resultados experimentais são comparados com os resultados de simulações numéricas realizados pelo doutorando Iago Barbeiro e publicados em Barbeiro, Aranha e Meneghini (2007). Além de permitir a validação dos resultados numéricos e da técnica experimental, a análise dos coeficientes da decomposição em série de Fourier indica o intervalo de transição do escoamento bi- para tridimensional. Dessa forma, verifica-se que os testes apresentados nos próximos capítulos devem ser analisados considerando os efeitos da tridimensionalidade na esteira do escoamento em torno de cilindros com e sem supressores de VIV.

4.1 Decomposição em série de Fourier

A estrutura espectral da série assintótica (eq. (2.8)) permite claramente um paralelo com a decomposição em série de Fourier da solução temporal do escoamento. Com o objetivo de verificar a hierarquia sugerida pela solução assintótica da bifurcação de Hopf, campos de velocidade do escoamento ao redor de um cilindro foram medidos através da técnica PIV. Os campos de velocidade foram decompostos em série de Fourier. Convém ressaltar que a mesma técnica pode ser estendida para campos de velocidade obtidos através de simulações numéricas, atestando a generalidade do método.

A série de Fourier para funções de período 2π pode ser escrita da seguinte maneira:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos nt + b_n \sin nt), \quad (4.1)$$

onde, a_n e b_n são os coeficientes de Fourier:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \cos nt dt \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (4.2)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \sin nt dt \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (4.3)$$

O período da série, para cada número de Reynolds, é igual ao período de desprendimento de vórtices, medido a partir da série temporal da velocidade longitudinal ao escoamento em um ponto convenientemente localizado na esteira. Esse período é também conhecido como “período de Strouhal”, e a frequência correspondente, “frequência de Strouhal” - f_s . Fazendo a decomposição do campo de velocidades do escoamento até o terceiro harmônico, pode-se escrever a série de Fourier correspondente como mostrado em eq. (4.4), eq. (4.5), ou na forma matricial, como em eq. (4.6), onde $\omega_s = 2\pi f_s$. A representação da série de Fourier é escolhida conforme a conveniência; a representação da eq. (4.4) possui relação direta com a série assintótica da bifurcação de Hopf, conforme visto em eq. (2.8). Por sua vez, as eqs. 4.5 e 4.6 são mais convenientes para a implementação computacional. A relação entre as eqs. 4.4 e 4.5 é da forma $\Re[\mathbf{u}(\mathbf{x})] = \mathbf{a}(\mathbf{x})$ e $\Im[\mathbf{u}(\mathbf{x})] = -\mathbf{b}(\mathbf{x})$.

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}_0(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} [\mathbf{u}_1(\mathbf{x})e^{i\omega_s t} + (*)] + \frac{1}{2} [\mathbf{u}_2(\mathbf{x})e^{2i\omega_s t} + (*)] + \frac{1}{2} [\mathbf{u}_3(\mathbf{x})e^{3i\omega_s t} + (*)] + \dots \quad (4.4)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{a}_0 + \mathbf{a}_1 \cos(\omega_s t) + \mathbf{b}_1 \sin(\omega_s t) + \mathbf{a}_2 \cos(2\omega_s t) + \mathbf{b}_2 \sin(2\omega_s t) + \mathbf{a}_3 \cos(3\omega_s t) + \mathbf{b}_3 \sin(3\omega_s t) \quad (4.5)$$

$$\begin{bmatrix} 1/2 & \cos(\omega_s t_0) & \text{sen}(\omega_s t_0) & \cos(2\omega_s t_0) & \text{sen}(2\omega_s t_0) & \cos(3\omega_s t_0) & \text{sen}(3\omega_s t_0) \\ 1/2 & \cos(\omega_s t_1) & \text{sen}(\omega_s t_1) & \cos(2\omega_s t_1) & \text{sen}(2\omega_s t_1) & \cos(3\omega_s t_1) & \text{sen}(3\omega_s t_1) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1/2 & \cos(\omega_s t_n) & \text{sen}(\omega_s t_n) & \cos(2\omega_s t_n) & \text{sen}(2\omega_s t_n) & \cos(3\omega_s t_n) & \text{sen}(3\omega_s t_n) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{a}_0 \\ \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{a}_2 \\ \mathbf{b}_2 \\ \mathbf{a}_3 \\ \mathbf{b}_3 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t_0) \\ \mathbf{u}(\mathbf{x}, t_1) \\ \vdots \\ \mathbf{u}(\mathbf{x}, t_n) \end{Bmatrix} \quad (4.6)$$

onde $\mathbf{a} = a_x \mathbf{i} + a_y \mathbf{j}$ e $\mathbf{b} = b_x \mathbf{i} + b_y \mathbf{j}$.

O sistema da eq. (4.7) foi resolvido através do método dos mínimos quadrados, como descrito a seguir:

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{a} = \mathbf{u} \quad (4.7)$$

$$\text{Min} \|\mathbf{K} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{u}\|^2 = (\mathbf{K} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{u})^t \cdot (\mathbf{K} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{u}) \Rightarrow 2\mathbf{K}^t \cdot \mathbf{K} \cdot \mathbf{a} - 2\mathbf{K}^t \cdot \mathbf{u} = 0 \Rightarrow \quad (4.8)$$

$$\Rightarrow \mathbf{a} = (\mathbf{K}^t \cdot \mathbf{K})^{-1} \cdot (\mathbf{K}^t \cdot \mathbf{u}) \quad (4.9)$$

Um dos resultados mais importantes desta análise é a possibilidade de estimar o autovetor instável $\mathbf{e}(\mathbf{x})$ com um erro de terceira ordem (ordem do termo $\varphi_{31}(\mathbf{x})$), pelo primeiro harmônico da série de Fourier $\mathbf{u}_1(\mathbf{x})$, pois dada a ortogonalidade entre os harmônicos da série de Fourier, tem-se:

$$\mathbf{u}_1(\mathbf{x})e^{i\omega_s t} = A(t)\mathbf{e}(\mathbf{x})e^{i\omega_s t} + \varphi_{31}(\mathbf{x})e^{i\omega_s t}. \quad (4.10)$$

4.2 Simetria

A simetria de campos escalares é simples de se observar, por outro lado, quando campos vetoriais são considerados, a questão pode se tornar um pouco confusa. No escoamento ao redor de um cilindro, o plano de simetria é definido pelo eixo do cilindro e pela direção do escoamento ao longe, sendo fixo no centro do cilindro. No caso bidimensional, o plano se reduz a uma reta, que aqui é o eixo x . Dessa forma, a decomposição de um campo

escalar $\eta(x, y)$ em suas partes simétrica e anti-simétrica é feita da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\eta_{sim}(x, y) &= \frac{\eta(x, y) + \eta(x, -y)}{2}, \\ \eta_{anti}(x, y) &= \frac{\eta(x, y) - \eta(x, -y)}{2}.\end{aligned}\tag{4.11}$$

Já no caso de vetores no plano, um par de vetores opostos a um eixo é considerado simétrico quando suas componentes na direção do eixo são idênticas e as componentes na direção ortogonal ao eixo têm mesmo módulo e sinais trocados. Voltando ao referencial deste problema, que é fixo no centro do cilindro com a direção do escoamento coincidente com o eixo x , e introduzindo um campo vetorial $\mathbf{f}(x, y) = f_x(x, y)\mathbf{i} + f_y(x, y)\mathbf{j}$, é possível escrever suas componentes simétrica e anti-simétrica:

$$\begin{aligned}\mathbf{f}_{sim}(x, y) &= \frac{(f_x(x, y) + f_x(x, -y))}{2}\mathbf{i} + \frac{(f_y(x, y) - f_y(x, -y))}{2}\mathbf{j}, \\ \mathbf{f}_{anti}(x, y) &= \frac{(f_x(x, y) - f_x(x, -y))}{2}\mathbf{i} + \frac{(f_y(x, y) + f_y(x, -y))}{2}\mathbf{j}.\end{aligned}\tag{4.12}$$

Resumindo: a componente simétrica $\mathbf{f}_{sim}(x, y)$ é composta pela parte simétrica do campo escalar $f_x(x, y)$ na direção $\mathbf{i}$ e pela parte anti-simétrica do campo escalar $f_y(x, y)$ na direção $\mathbf{j}$. E a componente anti-simétrica $\mathbf{f}_{anti}(x, y)$ é o completo oposto, sendo composta pela parte anti-simétrica do campo escalar $f_x(x, y)$ na direção $\mathbf{i}$ e pela parte simétrica do campo escalar $f_y(x, y)$ na direção $\mathbf{j}$, ou seja:

$$\begin{aligned}\mathbf{f}_{sim}(x, y) &= f_{x,sim}(x, y)\mathbf{i} + f_{y,anti}(x, y)\mathbf{j}, \\ \mathbf{f}_{anti}(x, y) &= f_{x,anti}(x, y)\mathbf{i} + f_{y,sim}(x, y)\mathbf{j}.\end{aligned}\tag{4.13}$$

Introduzindo o produto escalar de campos escalares definido pela integral do produto de dois campos no domínio de cálculo, é possível mostrar a ortogonalidade entre campos simétricos e anti-simétricos (dado que o domínio em questão é simétrico) e chegar a uma medida ou parâmetro de simetria de um campo qualquer. A ortogonalidade advém do produto de um campo escalar simétrico qualquer com um outro anti-simétrico ser sempre anti-simétrico, com integral sempre nula em um domínio de integração simétrico.

Assim, escrevendo a norma de um campo qualquer, chega-se a:

$$\|\eta\|^2 = \int_S \eta^2 dS = \int_S \eta_{sim}^2 dS + \int_S \eta_{anti}^2 dS + \int_S \eta_{sim} \eta_{anti} dS, \quad (4.14)$$

e como $\int_S \eta_{sim} \eta_{anti} dS = 0$ pela relação de ortogonalidade, conclui-se que:

$$\|\eta\|^2 = \|\eta_{sim}\|^2 + \|\eta_{anti}\|^2. \quad (4.15)$$

Assim, uma possível medida de simetria de um campo escalar qualquer seria

$$R_{sim} = \frac{\|\eta_{sim}\|^2}{\|\eta\|^2}. \quad (4.16)$$

Generalizando para um campo vetorial, tem-se:

$$\begin{aligned} \|\mathbf{f}\|^2 &= \|f_x\|^2 + \|f_y\|^2, \\ \|\mathbf{f}_{sim}\|^2 &= \|f_{x,sim}\|^2 + \|f_{y,anti}\|^2, \end{aligned} \quad (4.17)$$

e finalmente,

$$R_{sim} = \frac{\|\mathbf{f}_{sim}\|^2}{\|\mathbf{f}\|^2}. \quad (4.18)$$

No nível prático, a constatação sobre as simetrias e anti-simetrias dos harmônicos, associada à teoria da série assintótica mostra que é possível obter uma aproximação para o modo instável com erro de terceira ordem utilizando apenas duas medidas do campo de velocidades em dois momentos distintos de um ciclo (ignorando obviamente erros de ordem estatística).

4.3 Resultados da decomposição em série de Fourier

O procedimento de decomposição das séries temporais de velocidade em harmônicos de Fourier foi apresentado na Seção 4.1. Os resultados experimentais (PIV) são apresentados juntamente com os resultados de simulações numéricas (CFD) conduzidas por Iago Barbeiro, pertencente ao mesmo grupo (NDF). O método numérico empregado nas simulações está descrito em Barbeiro, Aranha e Meneghini (2007).

As Figs. 4.1 a 4.4 apresentam os campos escalares das componentes de velocidade u e v (direções x e y , respectivamente) dos harmônicos de Fourier para o escoamento com número de Reynolds igual a 100. Com exceção do harmônico zero, que é real puro, todos os outros são complexos, tendo suas partes reais a e complexas b apresentadas. Os contornos são apresentados em escalas de cinza com os extremos entre colchetes (negativo: branco e positivo: preto).

A concordância entre os resultados experimentais e numéricos é impressionante, tanto qualitativamente quanto quantitativamente. A concordância qualitativa observa-se pelo formato e distribuição dos contornos. Por outro lado, a comparação entre os extremos das escalas confirma a excelente aderência quantitativa para $Re = 100$, que é um escoamento bidimensional de acordo com o que foi apresentado na seção 2.6. Uma das prováveis fontes de diferença entre os resultados numéricos e experimentais é o refinamento da malha, pois a malha empregada nas simulações é muito mais refinada do que a malha do campo vetorial experimental. Dessa forma, os maiores elementos da malha experimental podem filtrar os máximos dos harmônicos, como pode ser verificado através de uma análise

Figura 4.1: Harmônico zero (campo médio): PIV – 1C & CFD (BARBEIRO; ARANHA; MENEGHINI, 2007); $Re = 100$.

Figura 4.2: Primeiro harmônico: PIV – 1C & CFD; $Re = 100$.

detalhada dos máximos dos harmônicos obtidos através de PIV e CFD.

A evolução da técnica PIV com duas câmeras em sequência espacial (PIV – 2C) é mostrada nas Figs. 4.5 e 4.6. A adição da segunda câmera é vantajosa por aumentar o número de comprimentos de onda para cada medida e possibilitar a verificação do decaimento de intensidade dos harmônicos, conforme visto na Fig. 4.6.

Figura 4.3: Segundo harmônico: PIV – 1C & CFD; $Re = 100$.

Através dos valores do fundo de escala dos coeficientes de Fourier, pode-se afirmar que a decomposição em questão gera uma série de Fourier com coeficientes decrescentes, e conforme provado em Tolstov (1976), tal série converge para um valor constante, que no presente caso é o campo de velocidades medido com PIV. Uma maneira de verificar qualitativamente essa característica da série é através das Figs. 4.7 e 4.8, onde são com-

Figura 4.4: Terceiro harmônico: PIV – 1C & CFD; $Re = 100$.

parados os campos de velocidade experimentais com suas respectivas recomposições até o respectivo harmônico da subfigura. É interessante notar que a diferença entre o campo experimental e o calculado até o terceiro harmônico deve-se principalmente aos harmônicos superiores, sendo que essa diferença pode ser usada como parâmetro para verificar a validade da decomposição em série de Fourier. Para quantificar a diferença entre campos

Figura 4.5: Harmônico zero (campo médio). Campos obtidos com uma câmera (PIV – 1C) e duas câmeras (PIV – 2C); $Re = 100$.

Figura 4.6: Primeiro harmônico. Campos obtidos com uma câmera (PIV – 1C) e duas câmeras (PIV – 2C); $Re = 100$.

medidos e calculados, e verificar a importância dos harmônicos superiores, recorre-se ao

Figura 4.7: Campo de velocidades na direção longitudinal (x): PIV – 1C e recomposição em série de Fourier até o respectivo harmônico; $Re = 100$.

teorema de Parseval, que na forma geral é escrito da seguinte maneira:

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f^2(x) dx = \frac{a_0^2}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n^2 + b_n^2), \quad (4.19)$$

onde $f(x)$ é uma função arbitrária quadrado integrável, e a_n , b_n são seus coeficientes de Fourier.

No caso do tempo discreto e usando a eq. (4.5), escreve-se o teorema de Parseval como:

$$\frac{1}{N} \sum_{k=0}^N \| \mathbf{u}(\mathbf{x}, t_k) \|^2 = \mathbf{a}_0^2(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} [\mathbf{a}_1^2(\mathbf{x}) + \mathbf{b}_1^2(\mathbf{x}) + \mathbf{a}_2^2(\mathbf{x}) + \mathbf{b}_2^2(\mathbf{x}) + \mathbf{a}_3^2(\mathbf{x}) + \mathbf{b}_3^2(\mathbf{x})] + \mathcal{E}, \quad (4.20)$$

onde N é o número de intervalos de tempo e $\mathcal{E}$ é o erro associado aos harmônicos de ordem superior não calculados.

Alternativamente, pode-se escrever o teorema de Parseval atentando para o fato de que tanto $\mathbf{u}^2(\mathbf{x})$ e $\mathbf{a}^2(\mathbf{x})$ possuem unidade de energia por unidade de massa $[J/kg]$, e

Figura 4.8: Campo de velocidades na direção transversal (y): PIV – 1C e recomposição em série de Fourier até o respectivo harmônico; $Re = 100$.

definindo $E_{\mathbf{u}}$ e $E_{\mathbf{a}}$ como energias associadas a $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ e $\mathbf{a}(\mathbf{x})$, respectivamente, tem-se:

$$E_{\mathbf{u}} = E_{\mathbf{a}} + \mathcal{E}. \quad (4.21)$$

A Tab. 4.1 apresenta os valores de energia calculados para as componentes de velocidade u e v . De forma a obter uma melhor ponderação do erro na componente u , foi subtraído o valor de U no cálculo das energias associadas à essa componente. Nota-se que o erro correspondente aos harmônicos de ordem superior não deve ser desprezado, pois na componente v representa mais de 20%. Convém notar que além da relevância dos harmônicos superiores não calculados, o erro $\mathcal{E}$ deve possuir parcela proveniente do erro experimental.

Tabela 4.1: Energias $E_{\mathbf{u}}$, $E_{\mathbf{a}}$ e erro $\mathcal{E}$ associado aos harmônicos de Fourier de ordem superior. Unidade de energia: [J/kg]

	$E_{\mathbf{u}}$	$E_{\mathbf{a}}$	$\mathcal{E}$	$\mathcal{E}$ (%)
u	0.027	0.025	0.002	8.4
v	0.019	0.015	0.004	21.9

Os resultados da decomposição de Fourier para números de Reynolds de 50 a 500 são apresentados nas Figs. 4.9 e 4.10. A configuração experimental destes ensaios procurou minimizar as fontes de perturbações do escoamento, utilizando baixas velocidades e condições de contorno controladas (*end-plate* na parte superior do cilindro e ponta inferior rente ao chão). Primeiramente, mostra-se os resultados de cálculos de simetria e anti-simetria de acordo com a metodologia apresentada na seção 4.2. Da Fig. 4.9 observa-se claramente que o harmônico zero e o segundo são simétricos e o primeiro e o terceiro harmônicos são anti-simétricos. A comparação com os resultados numéricos mostra a maior dispersão dos harmônicos superiores (segundo e terceiro). Tal fato pode ser explicado considerando-se que as simulações numéricas são bidimensionais, enquanto que os resultados experimentais são fruto de medições bidimensionais de escoamentos tridimensionais, além da diminuição da exatidão temporal para os harmônicos superiores (2° e 3°).

Outro resultado importante é apresentado na Fig. 4.10 e vem reforçar a validade

Figura 4.9: Parâmetro de simetria dos harmônicos. Comparação com resultados numéricos apresentados por Barbeiro, Aranha e Meneghini (2007).

Figura 4.10: Amplitude estimada pelos máximos dos harmônicos 1, 2 e 3 na direção x normalizados pelo máximo do harmônico 0 na direção x . Comparação com resultados numéricos apresentados por Barbeiro, Aranha e Meneghini (2007).

da solução assintótica para valores de número de Reynolds muito acima de $Re_{cr} \approx 46$. Este gráfico apresenta a amplitude dos harmônicos 1, 2 e 3 normalizadas pela amplitude do harmônico 0 para simulações numéricas conduzidas por Barbeiro, Aranha e Meneghini (2007), e também para os resultados experimentais. O primeiro aspecto do gráfico que chama a atenção é o fato das amplitudes de todos os harmônicos numéricos tenderem a valores assintóticos. Além disso, é visível que as curvas respeitam a hierarquia sugerida pela série assintótica, dado que as ordens de grandezas são aproximadamente da forma $a_1 \approx (\sigma^{1/2})$, $a_2 \approx (\sigma^{1/2})^2$ e $a_3 \approx (\sigma^{1/2})^3$, com $(\sigma^{1/2}) \approx 0.5$.

Entretanto, a amplitude dos harmônicos deixa evidente a diferença entre os resultados numéricos e experimentais a partir de um determinado número de Reynolds. Primeiramente, existe boa concordância entre os valores experimentais e os numéricos até $Re \approx 180$. A partir deste valor, que corresponde ao surgimento das primeiras tridimensionalidades (modo A), ocorre um desvio substancial entre as amplitudes experimentais e numéricas dos 2º e 3º harmônicos. Com relação ao 1º harmônico, verifica-se que os

resultados experimentais oscilam em torno dos resultados numéricos até $Re \approx 340$. Para números de Reynolds superiores ($Re > 340$), a amplitude do 1º harmônico cai significativamente se comparada à amplitude obtida via CFD.

A queda da amplitude dos harmônicos considerados (1º, 2º e 3º) é resultado do surgimento das tridimensionalidades no intervalo de Re considerado. Dessa forma, as componentes tridimensionais diminuem a intensidade das amplitudes dos harmônicos obtidos através dos experimentos.

4.4 Conclusões

Os resultados da decomposição em série de Fourier de campos de velocidade experimentais permitem ressaltar a boa concordância entre os valores experimentais e os numéricos, encorajando a continuidade das análises apresentadas neste capítulo, bem como a validação das simulações numéricas realizadas no Núcleo de Dinâmica e Fluidos (NDF). Os resultados apresentados neste capítulo incentivam o uso de outras técnicas de decomposição de escoamento, tais como *Proper Orthogonal Decomposition* (POD) e *Dynamic Mode Decomposition* (DMD, modos de Koopman) (SCHMID, 2010), para o desenvolvimento de modelos de ordem reduzida. Esses modelos podem ser utilizados para a simulação numérica de escoamentos utilizando menos recursos computacionais, como em Ma et al. (2003), e também são usados para o controle de escoamento (CHOI; JEON; KIM, 2008).

A sobreposição das amplitudes dos harmônicos experimentais e numéricos torna possível identificar o surgimento das tridimensionalidades na esteira do cilindro circular em função do escoamento experimental ser tridimensional a partir de $Re \approx 180$ e as simulações numéricas utilizadas nesta comparação serem bidimensionais.

O estudo de estabilidade hidrodinâmica precede a investigação de supressores de VIV nesta tese em razão da necessidade de se conhecer a transição do escoamento bi para tridimensional com o intuito de compreender melhor os mecanismos de supressão de VIV e controle de escoamento. Pode-se lidar com a tridimensionalidade da esteira de um

cilindro circular para fins de supressão de VIV de duas maneiras distintas: controlar a tridimensionalidade ao longo da envergadura do cilindro através de modificações geométricas na superfície do mesmo, como no caso dos *strakes* helicoidais; ou tornar o escoamento bidimensional e reduzir ou suprimir a região de recirculação da esteira, que é o princípio de funcionamento do controle de camada limite por superfícies móveis (CCLSM).

5 ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDROS ISOLADOS LISO E COM *STRAKES*

O objetivo dos resultados apresentados neste capítulo é verificar o comportamento hidrodinâmico de um cilindro com ou sem *strakes* helicoidais montado em base elástica sujeito a vibrações induzidas por vórtices. A utilização de modelos reduzidos em canal de água circulante procura reproduzir as principais características do escoamento em torno de estruturas cilíndricas isoladas. Apesar da diferença entre as faixas de número de Reynolds das estruturas encontradas em aplicações de engenharia ($Re \approx 10^6$) e dos modelos usados nesta tese ($Re \approx 10^4$), a metodologia experimental fornece resultados relevantes para o melhor entendimento dos mecanismos hidrodinâmicos envolvidos no escoamento ao redor de cilindros.

A resposta dinâmica dos modelos cilíndricos é apresentada em termos da razão adimensional de amplitude, A^* , e da razão adimensional de frequência, $f^* = f/f_n$, versus a velocidade reduzida, V_r .

Campos adimensionais de vorticidade na direção da envergadura, $\Omega_z^* = \Omega_z d/U$, e velocidade, $U_z^* = U_z/U$, medidos com PIV são apresentados. A vorticidade na direção da envergadura, Ω_z , é dada por

$$\Omega_z = \frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y}. \quad (5.1)$$

As forças hidrodinâmicas também são apresentadas neste capítulo, na forma de coeficientes de arrasto e sustentação para cilindros estáticos e montados em base elástica.

5.1 Cilindro isolado liso

A Fig. 5.1 apresenta a resposta de amplitude para um cilindro isolado liso que é montado elasticamente e livre para oscilar na direção transversal ao escoamento. Os dados compilados por Khalak e Williamson (1999) são mostrados juntamente com os resultados dos experimentos desta tese com o objetivo de comparar as respostas de valores próximos de parâmetro de massa m^* . Exclusivamente nesta figura, a amplitude reduzida é apresentada como a média dos 10% maiores picos de oscilação. Apesar dos valores dos dois experimentos não serem exatamente os mesmos, há uma notável semelhança entre os dois conjuntos de dados. Esses são resultados bem conhecidos da literatura, onde podem ser claramente vistos os ramos inicial, superior e inferior, e a região de dessincronização. Williamson e Govardhan (2004) apresentaram uma revisão detalhada sobre o regime de sincronização.

Figura 5.1: Resposta de amplitude (média dos 10% maiores picos de oscilação) para um cilindro isolado liso. ●, dados da tese, $m^* = 1.8$ e $m^*\zeta = 0.0081$; □, dados compilados por Khalak e Williamson (1999), $m^* = 2.4$ e $m^*\zeta = 0.014$.

5.2 Cilindros isolados com *strakes*

Tendo a resposta do cilindro liso como base de comparação, os principais parâmetros dos *strakes* helicoidais, passo e altura, foram variados para investigar seus efeitos na resposta de cilindros com *strakes*. A Fig. 5.2(a) mostra a importância da altura do *strake* para a atenuação/supressão de VIV. Os *strakes* de menor altura $h = 0.1d$ possuem um efeito moderado de atenuação de VIV. O aumento do passo reduz a máxima amplitude de resposta e atrasa o início do intervalo de sincronização. Todas as configurações $h = 0.1d$ mostram uma região de dessincronização que começa com uma V_r similar ao do caso do cilindro liso. Para as configurações de *strakes* de maior altura ($h = 0.2$ e $0.25d$), as oscilações transversais foram quase completamente suprimidas, sem diferença aparente entre os três passos e duas alturas testados.

Resultados similares foram encontrados em testes experimentais conduzidos por outros pesquisadores. Os *strakes* de menor altura: 5/0.12 (BEARMAN; BRANKOVIĆ, 2004), 5/0.14 (TRIM et al., 2005) e 5/0.1 (BRANKOVIĆ; BEARMAN, 2006) não são suficientes para suprimir VIV, mas reduzem de 50 – 60% a máxima amplitude quando comparados ao cilindro liso. Em acordo com os dados apresentados nesta tese, a resposta de amplitude transversal é quase suprimida para *strakes* de maior altura: 17/0.25 (TRIM et al., 2005). Resultados de simulações numéricas apresentadas por Constantinides e Oakley (2006) para a configuração 15/0.25 são consistentes com os testes experimentais citados acima, onde VIV é praticamente suprimido.

A resposta de frequência é apresentada na Fig. 5.2(b), onde cada configuração é normalizada por sua frequência natural em água. Cada símbolo (círculo preenchido) representa o pico dominante no espectro de frequência de oscilação da estrutura. Três linhas adicionais são mostradas em cada gráfico: a linha horizontal representa a frequência natural, quando $f = f_n$ ou $f^* = 1$, a linha diagonal de maior inclinação representa a frequência de emissão de vórtices para o cilindro liso fixo, também conhecida com frequência de Strouhal, quando $f = f_s = f_{St}$, e a linha diagonal de menor inclinação

Figura 5.2: Respostas de amplitude e frequência de cilindros isolados liso e com *strakes*.

representa metade da frequência de Strouhal, $f = f_{St}/2$. Para o cilindro liso, é observado um comportamento similar ao encontrado por Khalak e Williamson (1999) para $m^* \approx 2$. A frequência f^* cresce até 1.5 através do intervalo de sincronização ($V_r = 4 - 11$) e não há acoplamento ao redor de $f^* = 1$, que é resultado de impor uma razão de massa baixa. Os cilindros com *strakes* de menor altura ($h = 0.1d$) também alcançam valores de frequência f^* próxima de 1.5, mas com frequências iniciais divergindo da frequência de Strouhal f_{St} e se aproximando de $f = f_{St}/2$ a medida que o passo é aumentado. Esse comportamento será melhor investigado no próximo capítulo, que apresenta uma análise da frequência de desprendimento de vórtices para cilindros estáticos com e sem *strakes*. Por outro lado, a frequência f^* permanece próxima da unidade, com alguma dispersão, para todo intervalo testado dos cilindros com *strakes* de maior altura ($h = 0.2$ e $0.25d$). Tal fato pode ser explicado através do acoplamento da frequência de oscilação com a frequência natural da

estrutura e das oscilações de pequena amplitude.

As medições SPIV são mostradas para três configurações: liso, 10/0.1 e 10/0.2. Tais configurações são representativas dos diferentes comportamentos de resposta apresentados na Fig. 5.2. Três velocidades reduzidas são apresentadas na Fig. 5.3 para cada configuração. Em todos os casos, o cilindro circular está localizado no ângulo de fase Φ durante o ciclo de oscilação. As velocidades reduzidas, $V_r = 3, 6$ e 9 , correspondem respectivamente aos padrões de emissão de vórtices 2S-inicial, 2P-superior e 2P-inferior, que são comportamentos bem conhecidos da resposta do cilindro liso (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2000). Os campos de vorticidade e velocidade do cilindro liso são mostrados nas Figs. 5.3(a), (b) e (c), onde pode ser observada uma interação próxima entre as camadas cisalhantes e a esteira oscilatória resultante. A velocidade ao longo da envergadura (fora do plano) possui a mesma ordem de magnitude da velocidade do escoamento, $U_z/U = \mathcal{O}(1)$, quando considerados os campos de velocidade instantâneos, e as figuras mostram movimentos ao longo da envergadura na mesma localização da vorticidade de alta intensidade, o que pode ser um indício da existência de vórtices secundários ao longo do escoamento. Tal indício será comprovado através da reconstrução volumétrica das estruturas de esteira apresentada no próximo capítulo (6).

Nos casos de cilindros com *strakes*, a separação das camadas cisalhantes é controlada pela altura do *strake*, como visto nas Figs. 5.3(d) e (g). Na $V_r = 3$, as camadas cisalhantes dos cilindros com *strakes* interagem mais longe da base do cilindro quando comparadas com as camadas cisalhantes do cilindro liso. Conforme a V_r é aumentada, a emissão alternada de vórtices na esteira do cilindro 10/0.1, mostrada nas Figs. 5.3(e) e (f), é associada diretamente com as oscilações de amplitude significativa. A largura da esteira do cilindro 10/0.2 permanece constante com o aumento da velocidade. Das figuras do cilindro 10/0.2, pode ser visto que as camadas cisalhantes não interagem entre elas e que a ausência de uma esteira oscilante é resultado da supressão de VIV. Como no caso do cilindro liso, a velocidade ao longo da envergadura possui ordem de magnitude comparável com a velocidade do escoamento e nota-se uma deflexão constante do escoamento na

Figura 5.3: Média em função da fase adimensional dos campos de vorticidade ao longo da envergadura ($\Omega_z d/U$, valores negativos em azul e positivos em vermelho) e de velocidade ao longo da envergadura (U_z/U , valores negativos em linhas interrompidas e positivos em linhas sólidas) para cilindros isolados liso e com *strakes*. A direção ao longo da envergadura é a direção fora do plano e o cilindro está localizado no ângulo de fase Φ durante o ciclo de oscilação.

direção ao longo da envergadura nas proximidades do corpo devido à presença do *strake* helicoidal. As Figs. 5.3(d) e (g) mostram o efeito da altura do *strake* na velocidade ao longo da envergadura, aumentando a tridimensionalidade nesta direção de maneira controlada. Considerando uma seção SPIV do escoamento ao redor de um cilindro com

strakes, as hélices dos *strakes* possuem uma certa orientação que resulta numa deflexão preferencial da velocidade ao longo da envergadura. Todas as figuras com a configuração 10/0.2 (Figs. 5.3(g)-(i)) possuem duas estruturas de velocidade U_z^* notáveis na esteira do cilindro: uma negativa, junto ao corpo, e uma positiva numa posição mais à jusante. Essas figuras mostram claramente que o efeito dos *strakes* no escoamento é o mesmo para as três velocidades reduzidas medidas. A deflexão do escoamento devido à presença dos *strakes* afeta a formação dos vórtices, pois a configuração helicoidal interrompe a emissão regular de vórtices ao longo da envergadura na região próxima à base do cilindro.

Os resultados SPIV para cilindros isolados indicam que os principais efeitos referentes à eficiência dos *strakes* são a largura constante da esteira e o consequente aumento da distância de interação entre as camadas cisalhantes mais ao longe, em adição à tri-dimensionalidade controlada ao longo da envergadura. Todos esses efeitos previnem a emissão regular de vórtices próxima à base do cilindro.

5.3 Forças hidrodinâmicas

As forças hidrodinâmicas de arrasto (direção do escoamento) e de sustentação (transversal ao escoamento) são apresentadas na forma de coeficientes de arrasto, C_x , e sustentação, C_y . A definição dos coeficientes é apresentada na equação a seguir.

$$C_{x,y} = \frac{F_{x,y}}{\frac{1}{2}\rho U^2 dl}, \quad (5.2)$$

onde: F_x é a força de arrasto; F_y , força de sustentação; ρ , a massa específica do fluido; U , a velocidade do escoamento ao longe; d , o diâmetro do cilindro; e l , o comprimento imerso.

As primeiras medições de forças hidrodinâmicas foram realizadas com os cilindros liso, 10/0.1 e 10/0.2 montados estaticamente. Os valores de arrasto médio ($\overline{C_x}$), arrasto *rms* ($C_{x_{rms}}$) e sustentação *rms* ($C_{y_{rms}}$) na faixa de número de Reynolds de 1500 a 5100 são apresentados na Tab. 5.1.

Tabela 5.1: Coeficientes hidrodinâmicos de arrasto médio ($\overline{C_x}$), arrasto *rms* ($C_{x_{rms}}$) e sustentação *rms* ($C_{y_{rms}}$) no intervalo $Re = 1500 - 5100$.

	$\overline{C_x}$	$C_{x_{rms}}$	$C_{y_{rms}}$
Liso	1.16	0.06	0.05
10/0.1	1.30	0.06	0.02
10/0.2	1.59	0.07	0.03

Primeiramente, verifica-se o aumento do arrasto médio em função do aumento da altura do *strake*. Zdravkovich (1981) cita um coeficiente de arrasto de 1.45 para o *strake* de altura de $0.12d$, que possui uma boa concordância com os resultados presentes. Entretanto, se o arrasto for calculado com a área projetada do cilindro com *strakes*, ou seja, somando o diâmetro do cilindro à altura do *strakes*, o arrasto $\overline{C_x}$ dos cilindros com *strakes* torna-se próximo do cilindro liso ($\overline{C_x} \approx 1$). Esse resultado mostra uma relação quase linear entre o aumento do arrasto e a altura do *strake*.

O coeficiente de arrasto manteve-se praticamente constante no intervalo de medição ($Re = 1500 - 5100$), bem como nos resultados citados por Zdravkovich (1981), do regime subcrítico alto ($Re = 1 \times 10^5$), através do regime supercrítico até o pós-crítico ($Re = 4 \times 10^6$). Esses resultados sugerem que as mesmas características do escoamento continuam através de uma grande faixa de número de Reynolds, de maneira oposta ao cilindro liso (WILLIAMSON, 1996).

A oscilação do arrasto, dada por $C_{x_{rms}}$, é praticamente a mesma para os casos testados no intervalo de Re considerado. Uma diferença importante é observada no coeficiente de sustentação *rms*, que mostra a amplitude da oscilação da força hidrodinâmica transversal ao escoamento. Esses resultados mostram que os *strakes* diminuem a amplitude da força de sustentação se comparada ao cilindro liso. A maior queda é observada para a configuração 10/0.1. A análise dos cilindros estáticos revela que os *strakes* introduzem dois efeitos contraditórios: se por um lado ocorre aumento do arrasto médio, que é um efeito indesejado por aumentar o carregamento na estrutura, por outro lado há uma redução na amplitude da força de sustentação, que é necessária para a atenuação ou

supressão de VIV.

Na sequência do estudo dos carregamentos hidrodinâmicos de cilindros com e sem *strakes*, as forças de arrasto e sustentação são medidas em cilindros montados em base elástica. A Fig. 5.4 mostra as respostas de amplitude e coeficientes de arrasto e sustentação. Apesar da resposta de amplitude ter sido apresentada e discutida na seção anterior, os resultados para os cilindros liso, 10/0.1 e 10/0.2 são apresentados novamente com o objetivo de facilitar a verificação das relações entre amplitude de oscilação e forças hidrodinâmicas.

Começando pelo cilindro liso, verifica-se que os coeficientes de arrasto médio $\overline{C_x}$ e sustentação *rms* $C_{y_{rms}}$ apresentam máximo em torno de 2.5 para $V_r \approx 5-6$, onde também se encontra o máximo de amplitude de oscilação. Após atingir o pico, os coeficientes $\overline{C_x}$ e $C_{y_{rms}}$ decaem até atingirem valores assintóticos ($\overline{C_x} \approx 1.3$ e $C_{y_{rms}} \approx 0.3$). Esses resultados são comparáveis aos encontrados na literatura, como por exemplo, em Khalak e Williamson (1999). A resposta do coeficiente de arrasto *rms* permite verificar dois comportamentos distintos, na $V_r = 5$, ocorre um máximo local com $C_{x_{rms}} \approx 0.5$, que corresponde à amplitude máxima de oscilação, e para $V_r > 8$, observa-se um crescimento acentuado de $C_{x_{rms}}$. Apesar do sistema possuir um grau de liberdade, a partir de $V_r \approx 8$ há um aumento nas oscilações na direção do escoamento, que resulta no crescimento de $C_{x_{rms}}$.

Ao se considerar o cilindro com *strakes* 10/0.1, pode-se observar valores de amplitude de oscilação e de coeficientes de força inferiores aos medidos para o cilindro liso. Novamente são identificados máximos nos coeficientes de força em velocidade reduzida correspondente à máxima amplitude de oscilação e posterior queda dos coeficientes para valores assintóticos. Nas regiões de baixa oscilação, nota-se que os valores de $\overline{C_x}$ recuperam o valor medido para o cilindro 10/0.1 estático ($\overline{C_x} \approx 1.3$). Apesar das diferenças de arranjo experimental e configuração de *strakes* (5/0.1), Assi et al. (2010) mostram resultados similares nas respostas de A^* e $\overline{C_x}$. Para a configuração 10/0.2, que praticamente

Figura 5.4: Respostas de amplitude de oscilação e coeficientes de força hidrodinâmica para cilindros isolados: ●, liso; □, 10/0.1; △, 10/0.2 - $Re = 1500 - 5700$.

suprime as VIV, os coeficientes de carregamentos hidrodinâmicos reproduzem os valores encontrados para o cilindro estático. Sendo assim, os valores dos coeficientes de arrasto e sustentação são inferiores aos dos cilindros liso e 10/0.1, com exceção do valor assintótico

de $\overline{C_x}$ para os cilindros liso e 10/0.1, que é 1.3, enquanto que para o cilindro 10/0.2 é $\overline{C_x} \approx 1.6$ no intervalo testado.

5.4 Conclusões

Os resultados dos testes com cilindros isolados mostraram a importância da altura do *strake* para a atenuação/supressão de VIV. Os *strakes* com altura $h = 0.1d$ atenuam moderadamente a resposta de amplitude se comparados com o cilindro liso. Para os cilindros com $h = 0.1d$, o aumento do passo reduz a máxima amplitude de resposta e atrasa o início do intervalo de sincronização. As vibrações induzidas por vórtices são quase completamente suprimidas para os cilindros com *strakes* de alturas $h = 0.2d$ e $0.25d$. Entretanto, a mudança do passo não possui efeito aparente nos *strakes* de maior altura. A resposta de frequência também é afetada por mudanças na altura e passo dos *strakes*. Os comportamentos para *strakes* de menor e maior altura são distintos; verifica-se um acoplamento entre a frequência de oscilação do cilindro e a frequência natural do sistema para os cilindros com maior altura. A resposta de frequência de alguns casos selecionados será melhor investigada no próximo capítulo através da medição da frequência de desprendimento de vórtices.

Campos de velocidade medidos através de SPIV mostraram uma interação próxima entre as camadas cisalhantes e a esteira oscilatória do cilindro liso. Os campos de velocidade ao longo da envergadura (direção fora do plano) tem sua intensidade máxima localizada na mesma posição da vorticidade ao longo da envergadura de alta intensidade. Os valores alternados da velocidade ao longo da envergadura indicam movimentos circulares que podem ser uma evidência de vorticidade secundária na direção do escoamento. Nos cilindros com *strakes*, a separação das camadas cisalhantes é controlada pela altura do *strake*, e elas interagem numa distância maior da base do que no caso do cilindro liso. A visualização do escoamento para o cilindro 10/0.1 a velocidades reduzidas mais altas ($V_r = 6$ e 9) mostra desprendimento de vórtices e esteira oscilante. Tal comportamento

está diretamente relacionado com as oscilações de amplitude significativa encontradas em cilindros com *strakes* de baixa altura. Para o cilindro 10/0.2, a largura da esteira permanece constante com o aumento da velocidade reduzida e as camadas cisalhantes não interagem próximo ao corpo. A velocidade fora do plano também possui a mesma magnitude da velocidade do escoamento. A deflexão controlada da velocidade ao longo da envergadura (tridimensionalidade) introduzida na esteira pelos *strakes* pode prevenir o desprendimento de vórtices de se tornar correlacionado ao longo da envergadura. Outras características diretamente relacionadas com a altura dos *strakes* são a largura da esteira e o comprimento de formação de vórtices. O capítulo 6 aprofunda a investigação das estruturas tridimensionais da esteira de cilindros com *strakes*.

As medições das forças hidrodinâmicas confirmam o esperado aumento do arrasto médio em cilindros estáticos com *strakes*. Por outro lado, essas medições também mostram uma redução na amplitude da força de sustentação em função da presença dos *strakes*. Para cilindros montados em base elástica, a utilização de *strakes* 10/0.2 é vantajosa porque, além de suprimir as VIV, as forças hidrodinâmicas também são reduzidas se comparadas aos cilindros liso e 10/0.1.

6 RECONSTRUÇÃO DO ESCOAMENTO MÉDIO TRIDIMENSIONAL

Desde sua concepção, a Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV) tornou-se uma técnica experimental muito importante que permitiu a medição de campos de velocidade instantâneos. O formato diretamente comparável entre os campos de velocidade de PIV e CFD introduziu para experimentalistas um grande número de métodos numéricos para extrair informações substanciais das medições experimentais que de outro modo seriam muito difíceis de obter. Para melhor diferenciar as técnicas de visualização, a notação $qDrC$ será usada nesta tese, onde q é o número de dimensões do volume de medição e r é o número de dimensões dos deslocamentos resolvidos. O PIV padrão (uma câmera) de um plano resulta em medições de velocidade que são representadas como medições 2D2C na notação proposta.

Diversos desenvolvimentos para superar as limitações espaciais do PIV padrão foram propostos desde a introdução da técnica. Uma das primeiras foi a adição de uma segunda câmera para usar o efeito estereoscópico de forma a medir a velocidade fora do plano, resultando em medições 2D3C. A técnica tornou-se conhecida como Stereo PIV (SPIV) e foi primeiramente desenvolvida por Arroyo e Greated (1991). SPIV Multiplano (KÄHLER, 2004) adicionou uma dimensão no volume de medição para medições de velocidade 3D3C. Medições de velocidade 3D3C reais são obtidas por PIV Holográfico (BARNHART; ADRIAN; PAPEN, 1994). Outra opção para medir velocidades 3D3C é a reconstrução tomográfica de imagens empregada no PIV Tomográfico (ELSINGA et al., 2006).

Obviamente, todas essas técnicas 3D3C possuem vantagens e desvantagens, mas as principais desvantagens são a complexidade e os equipamentos adicionais para a medição dos campos de velocidade. O PIV Desfocado (WILLERT; GHARIB, 1992) possui uma implementação mais simples, pois usa uma única câmera para medir o campo de velocidade volumétrico. O PIV de Correlação Volumétrica (FOURAS et al., 2009) permite medições 3D2C ou 3D3C dependendo do uso de um sistema PIV padrão ou estéreo, respectivamente, sem a necessidade de *hardware* adicional.

Outra técnica que usa o sistema Stereo PIV de duas câmeras consiste em medir dois ou mais planos adjacentes para obter campos de velocidade pseudo 3D3C. Campos de velocidade instantâneos não são possíveis porque a aquisição dos diferentes planos não é simultânea, embora o uso de informação de fase do fenômeno permita a reconstrução de séries temporais de campos de velocidade. Essa técnica de medições pseudo 3D3C é empregada na investigação do escoamento ao redor de cilindros fixos com *strakes* apresentada neste capítulo. O campo de velocidade médio de cada plano medido é empregado com o objetivo de simplificar a técnica, evitando a necessidade da informação de fase. De maneira oposta ao escoamento ao redor do cilindro liso, o escoamento médio ao redor do cilindro fixo com *strakes* retém muitas informações relevantes do escoamento instantâneo na esteira do cilindro, com exceção de pequenas estruturas de esteira e tridimensionalidades que são filtradas pela média temporal de campos de velocidade, conforme mostrado na Seção 6.2.

Uma característica adicional da configuração de três hélices de *strakes* que ajuda simplificar a técnica proposta é que as características geométricas repetem-se a cada um terço do passo do *strake*, ou seja, a cada rotação de 120° . As medições de campos de vorticidade e velocidade através de PIV realizadas por Chyu e Rockwell (2002) e simulações numéricas (CONSTANTINIDES; OAKLEY, 2006) indicam que a configuração de três hélices induz no escoamento um comprimento de onda igual a um terço do passo do *strake*. Esse efeito permite concluir que os *strakes* não geram tridimensionalidades de maneira desorganizada, como anteriormente entendido, mas introduzem um comprimento de onda bem

definido que previne a geração e desprendimento de vórtices na região próxima à base do cilindro, ou seja, aumenta o comprimento de formação de vórtices. Desta forma, ao invés de medir os campos de velocidade em planos adjacentes, primeiramente foram medidos 25 planos a cada 15° , totalizando uma volta completa ou um passo na envergadura, com o objetivo de verificar o comprimento de onda igual a um terço de passo. Depois, com o intuito de simplificar ainda mais a técnica e obter a menor estrutura característica da esteira, foram medidos 9 planos a 15° que resultaram numa rotação total de 120° ou um terço de passo na envergadura.

A fim de investigar o efeito nas características do escoamento da altura do *strake*, duas alturas de *strake* foram testadas em dois números de Reynolds, separados em uma ordem de magnitude. Juntamente com estudos passados (TRIM et al., 2005; KORKISCHKO; MENEGHINI, 2010), os resultados desta tese (Capítulo 5) mostram que a supressão de VIV é alcançada para alturas de *strake* maiores que $0.2d$. Ao contrário de escoamentos de água, o *strake* de altura $0.1d$ suprime VIV em escoamentos de ar. Esse comportamento diferente é uma função do parâmetro de massa (m^*). Bearman e Branković (2004) explicam detalhadamente o efeito do parâmetro de massa no fenômeno de VIV e em sua supressão. Num esforço de verificar as diferenças entre atenuação e supressão de VIV, dois cilindros com *strakes* de alturas $h = 0.1$ e $0.2d$ e com o mesmo passo $p = 10d$ foram testados.

Medições de flutuação de velocidade transversal, comprimento de formação de vórtices e frequência de desprendimento de vórtices foram realizadas para complementar a investigação baseada na reconstrução volumétrica da esteira de cilindros com *strakes*.

6.1 Arranjo experimental

Os dois modelos com *strakes* são: 10/0.1 ($p = 10d$ e $h = 0.1d$) e 10/0.2 ($p = 10d$ e $0.2d$). Os cilindros circulares foram fixados rigidamente numa estrutura metálica sobre o canal de água e também no fundo do canal. Esse arranjo garante rigidez suficiente para evitar vibrações induzidas por vórtices (VIV). As condições de contorno dos cilindros são

superfície livre na extremidade superior e ausência de espaçamento no fundo. A área de interesse é a região de esteira do cilindro estático. Cada modelo foi testado a números de Reynolds 1000 e 10 000. O escoamento médio converge para uma média de 256 campos de velocidade. No presente estudo utilizou-se 345 campos de velocidade para calcular o escoamento médio.

Figura 6.1: Medições SPIV equivalentes para reconstrução do escoamento volumétrico médio ao redor de cilindros com *strakes*.

O escoamento volumétrico médio é construído com o uso de campos de velocidade médios medidos em 25 ou nove alturas equivalentes diferentes. A Fig. 6.1 mostra duas configurações que possuem resultados equivalentes. Ao invés de medir os campos de velocidade em planos adjacentes diferentes, 25 ou nove campos de velocidade na mesma altura são medidos. O ângulo de rotação θ é definido na Fig. 6.2. Os cilindros com *strakes* são rotacionados em incrementos de 15° para cada campo, totalizando uma volta completa (um passo) ou uma rotação de 120° , que representa um terço do passo do *strake*. Essa dimensão é o menor período geométrico presente na configuração testada, repetindo-se a cada 120° . A próxima seção (Sec. 6.2) mostra que a periodicidade geométrica resulta em periodicidade do escoamento médio na esteira de cilindros circulares com *strakes*.

A Fig. 6.1(b) mostra os três planos ortogonais utilizados para a apresentação dos resultados da reconstrução do escoamento médio tridimensional ao redor de cilindros com *strakes*. A origem do sistema de coordenadas está localizada no centro do cilindro. O

Figura 6.2: Definição do ângulo θ .

plano α ($x - y$) é o próprio plano das medições com SPIV. Os outros dois planos são: β ($x - z$) e δ ($y - z$). A reconstrução do escoamento permite obter seções do escoamento com esforço consideravelmente menor quando comparadas às medições obtidas com um sistema estereoscópico PIV convencional.

A seguir são definidas as vorticidades nas três direções ortogonais conforme o sistema de coordenadas adotado, onde x é a direção do escoamento, y a transversal e z ao longo da envergadura.

$$\Omega_x = \frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z}, \quad \Omega_y = \frac{\partial U_x}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial x}, \quad \Omega_z = \frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y}. \quad (6.1)$$

As vorticidades adimensionalizadas (Ω_x^* , Ω_y^* e Ω_z^*) são calculadas de acordo com a expressão $\Omega^* = \Omega d/U$ e a velocidade adimensional ao longo da envergadura $U_z^* = U_z/U$.

6.2 Resultados e discussão

Nesta seção são apresentados os resultados da reconstrução volumétrica da esteira de cilindros com *strakes*. Os campos de velocidade e vorticidade medidos através da técnica SPIV são apresentados na forma de campos adimensionais instantâneos e médios. As medições de flutuação de velocidade transversal, comprimento de formação de vórtices e frequência de desprendimento de vórtices também foram obtidas através de campos de

velocidade SPIV e serão apresentadas antes em razão de complementarem as análises iniciadas no capítulo anterior e fornecerem informações importantes para a compreensão dos resultados de reconstrução volumétrica de esteira.

6.2.1 Comprimento de formação de vórtices

A flutuação de velocidade transversal foi medida ao longo da linha de centro da esteira do cilindro. Essa medição foi conduzida para detectar a distância (x_v/d) ao longo do eixo do cilindro onde ocorre o primeiro pico de flutuação de velocidade, pois essa distância é considerada uma medida razoável da localização do enrolamento da camada cisalhante (SZEPESSY; BEARMAN, 1992). Entretanto, como dito na subseção 2.6, essa medida não deve ser considerada definitiva, mas sim uma boa aproximação. A velocidade flutuante é a componente transversal U_y dos campos de velocidade SPIV. A distância de formação de vórtices varia entre vórtices sucessivos e, como consequência, um número suficientemente grande de campos de velocidade é requerido para alcançar valores *rms* convergentes. No presente caso, foram utilizados 345 campos. Na Fig. 6.3, seis curvas são mostradas;

Figura 6.3: Flutuação da velocidade transversal ao longo da linha de centro da esteira. Liso: $\circ$ - $Re = 1000$ e $\bullet$ - $Re = 10\,000$, $10/0.1$: $\square$ - $Re = 1000$ e $\blacksquare$ - $Re = 10\,000$, $10/0.2$: $\triangle$ - $Re = 1000$ e $\blacktriangle$ - $Re = 10\,000$.

três modelos a dois números de Reynolds diferentes. Para o cilindro liso, a redução do comprimento de formação de vórtices é de $x_v/d = 2.5$ para 1.0 quando o número de Reynolds varia de 1000 to 10 000. A flutuação de velocidade também aumenta com o aumento do número de Reynolds. A configuração 10/0.1 a $Re = 1000$ não apresenta um pico bem definido de $U_{y_{rms}}/U$, ao invés disso, existem alguns picos que aumentam seus valores em função do crescimento da distância x/d . Por essa razão, não é possível afirmar que a distância x_v/d é alcançada dentro do intervalo de medições. O cilindro 10/0.2 exibe um comportamento similar para o mesmo número de Reynolds. Para $Re = 10\ 000$, a curva 10/0.1 mostra um máximo bem definido para $x_v/d = 3.7$, mas com menor valor de flutuação de velocidade comparada com o cilindro liso. A curva para 10/0.2 atinge um platô ao invés de um pico, que começa ao redor de $x/d = 3.6$ e continua até o limite superior da distância medida. A flutuação de velocidade é ainda menor do que para 10/0.1. Pode-se verificar que os *strakes* reduzem a flutuação de velocidade comparada ao cilindro liso e que essa redução é intensificada para o *strake* de altura $h = 0.2d$. Outro resultado observado é que o desprendimento de vórtices de maior intensidade, com as associadas flutuações de velocidades e forças mais intensas, está acoplado explicitamente com uma diminuição do comprimento de formação de vórtices.

6.2.2 Frequência de desprendimento de vórtices

Os resultados do capítulo anterior e da subseção anterior mostraram como as forças de arrasto e sustentação e o comprimento de formação de vórtices são afetados por *strakes* de alturas diferentes. Como os parâmetros de esteira são interdependentes, a frequência de desprendimento de vórtices também deve ser afetada. Uma análise espectral foi realizada no sinal gravado pelo sistema de SPIV ao longo da linha de centro da esteira do cilindro. A frequência de desprendimento de vórtices foi tomada na posição x/d onde a densidade espectral de potência tem seu máximo. Os resultados são apresentados na Tab. 6.1 na forma do número de Strouhal. Os números de Strouhal para o cilindro liso são 0.21 ($Re = 1000$) e 0.19 ($Re = 10\ 000$). O cilindro 10/0.1 a $Re = 1000$ possui o mesmo valor

Tabela 6.1: Número de Strouhal para cilindros liso e com *strakes*.

	Re = 1000	Re = 10 000
Liso	0.21	0.19
10/0.1	0.21	0.13
10/0.2	0.13	0.12

do cilindro liso, mas é reduzido substancialmente com o aumento do número de Reynolds. Para a configuração 10/0.2, o número de Strouhal é reduzido consideravelmente para ambos os números de Reynolds quando comparado aos valores do cilindro liso, e apresenta uma pequena redução de 0.13 para 0.12 com o aumento do número de Reynolds. Os resultados desta subseção indicam que os *strakes* reduzem a frequência de desprendimento de vórtices do cilindro circular estático.

A Fig. 6.4 mostra a relação entre a frequência de desprendimento de vórtices e a resposta de frequência dos cilindros liso, 10/0.1 e 10/0.2 montados em base elástica (seção 5.2). Junto à resposta de frequência são plotadas linhas que representam a frequência de Strouhal para cilindro estático correspondente a cada configuração considerada. Para todos os casos presentes na Fig. 6.4, verifica-se uma região inicial da resposta de frequência na qual a frequência de oscilação do sistema coincide com a frequência de Strouhal do cilindro estático. Após a região inicial de $f \approx f_{st}$, as respostas de frequência apresentam comportamentos distintos para cada cilindro. Desse modo, fica evidente a correlação entre o fenômeno de desprendimento de vórtices e as vibrações induzidas por vórtices.

6.2.3 Comparação entre campos de vorticidade instantâneos e médios

A Fig. 6.5 compara os campos instantâneo e médio de vorticidade ao longo da envergadura do escoamento ao redor de um cilindro liso estático e isolado. O campo instantâneo mostra o enrolamento das camadas cisalhantes, a interação entre camadas cisalhantes, e a formação e emissão alternadas de vórtices, que resulta em vibração induzida por vórtices dependendo das condições de contorno. Por sua vez, o campo médio apresenta apenas

(a) Liso.

(b) 10/0.1.

(c) 10/0.2.

Figura 6.4: Resposta de frequência de cilindros com e sem *strakes*.

as duas camadas cisalhantes separadas, filtrando completamente os fenômenos periódicos. Sendo assim, o campo médio do escoamento em torno de um cilindro liso provê informações reduzidas a respeito da dinâmica do escoamento.

Williamson (1996) revisou a dinâmica dos vórtices na esteira de um cilindro cir-

Figura 6.5: Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (ω_z^* , valores negativos em azul e positivos em vermelho) para cilindro liso a $Re = 1000$.

cular desde o regime laminar de desprendimento de vórtices até o regime pós-crítico. Os números de Reynolds testados neste capítulo estão além do regime de transição 3-D da esteira ($Re \approx 190$ a 260), portanto o escoamento é tridimensional no intervalo de medição. Os valores selecionados do número de Reynolds, 1000 e $10\,000$, estão dentro do regime de transição da camada cisalhante. As instabilidades desenvolvidas nas camadas cisalhantes separadas de ambos os lados do cilindro reduzem o comprimento de formação de vórtices, diminuem gradualmente o número de Strouhal e aumentam a sucção na base do cilindro, como resultado do crescimento da instabilidade de Kelvin-Helmholtz nas camadas cisalhantes. Neste regime, espera-se o desenvolvimento de estruturas tridimensionais na escala dos vórtices das camadas cisalhantes e da esteira de von Kármán.

A comparação entre campos instantâneos e médios para cilindros com *strakes*, conforme visto nas Figs. 6.6 a 6.8, mostra que as médias ainda retêm informações relevantes do escoamento instantâneo, principalmente com relação ao comprimento e à largura das camadas cisalhantes, e também em como o escoamento é afetado pela orientação dos *strakes*. Tal fato permite o uso dos campos médios de velocidade para reconstruir as principais características tridimensionais do escoamento ao redor de cilindros com *strakes*.

Figura 6.6: Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (ω_z^*) para cilindro 10/0.1 a $Re = 1000$.

Figura 6.7: Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (ω_z^*) para cilindro 10/0.1 a $Re = 10\,000$.

Os campos instantâneos de vorticidade das Figs. 6.5(a) e 6.6(a) dos cilindros liso e 10/0.1, respectivamente, apresentam diferenças importantes e que já foram abordadas no capítulo anterior. Observa-se claramente uma esteira de vórtices para o cilindro liso e que se forma numa região próxima à base do cilindro. Para o cilindro 10/0.1, as camadas cisalhantes permanecem separadas na região próxima ao cilindro e só interagem em uma

Figura 6.8: Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (Ω_z^*) para cilindro 10/0.2 a $Re = 1000$.

Figura 6.9: Campos adimensionais de vorticidade ao longo da envergadura (Ω_z^*) para cilindro 10/0.2 a $Re = 10\,000$.

distância maior. Dessa forma, o comprimento de formação de vórtices aumenta e contribui para a atenuação das vibrações induzidas por vórtices.

Quando se aumenta o número de Reynolds, as camadas cisalhantes interagem numa região mais próxima do cilindro, o comprimento de formação de vórtices é reduzido e ocorre o desprendimento de vórtices alternados, conforme observado na Fig. 6.7(a). A

comparação dos campos médios (Figs. 6.6(b) e 6.7(b)) também permite verificar esse efeito da diminuição do comprimento de formação de vórtices em função do aumento do número de Reynolds. Nesses campos, as camadas cisalhantes tem seu comprimento reduzido ao se passar de $Re = 1000$ para $Re = 10\,000$, comportamento já observado na subseção 6.2.1 através do comprimento de formação de vórtices. Para a configuração de altura maior de *strake* (10/0.2), Figs. 6.8 e 6.9, ocorre um aumento da largura da esteira se comparada com o cilindro 10/0.1. Além disso, através dos campos instantâneos (Figs. 6.8(a) e 6.9(a)) pode-se observar a maior presença de pequenas estruturas vorticais na esteira. As camadas cisalhantes se mantêm separadas e o aumento do número de Reynolds também encurta o comprimento das camadas cisalhantes médias (Figs. 6.8(b) e 6.9(b)). Considerando os resultados da subseção anterior, pode-se verificar que a maior separação relativa das camadas cisalhantes resulta num número de Strouhal menor.

Em contraste com a esteira do cilindro liso, os *strakes* são suficientemente grandes para fixarem o ponto de separação da camada limite, de modo que a dependência do número de Reynolds seja relativamente fraca, o que significa que as características do escoamento persistem ao longo de uma faixa grande de Re .

6.2.4 Efeito da rotação do cilindro no escoamento da esteira

A Fig. 6.10 mostra os campos médios de vorticidade e velocidade ao longo da envergadura para nove dos 25 planos usados para reconstruir o escoamento médio tridimensional ao longo de um passo do cilindro 10/0.2 a $Re = 1000$. Os incrementos do ângulo de rotação θ são 15° , totalizando uma volta de 120° . Através desta figura, observa-se como a posição dos *strakes* afeta o escoamento da esteira. A rotação do cilindro muda a direção preferencial das camadas cisalhantes, a largura da esteira é afetada e a distribuição da velocidade ao longo da envergadura também muda. A deflexão do escoamento médio atrás do cilindro pode ser explicada pelas diferenças no posicionamento dos pontos de separação da camada limite, pois dependendo da orientação dos *strakes*, a separação pode ocorrer na ponta do *strakes* ou na própria superfície do cilindro.

Figura 6.10: Média adimensional do campos de vorticidade ao longo da envergadura ($\Omega_z d/U$, valores negativos em azul e positivos em vermelho) e de velocidade ao longo da envergadura (U_z^* , valores negativos em linhas interrompidas e positivos em linhas sólidas) para cilindros isolados liso e com *strakes*. A direção ao longo da envergadura é a direção fora do plano.

A velocidade instantânea máxima ao longo da envergadura possui a mesma ordem de magnitude da velocidade do escoamento, $U_z^* = \mathcal{O}(1)$, mas ela é atenuada para em torno de 0.4 quando se calcula a média dos campos de velocidade. A distribuição da velocidade ao longo da envergadura também é fortemente afetada pelo posicionamento dos *strakes*. Da Fig. 6.10 pode-se prever a existência de vorticidade na direção do escoamento (Ω_x^*), que será confirmada com a reconstrução do escoamento.

Figura 6.11: Critério de correlação entre campos de velocidade SPIV.

Para verificar se a periodicidade geométrica apresentada pela configuração de *strakes* com três hélices gera um escoamento na esteira com a mesma periodicidade, um critério de correlação entre os diferentes ângulos θ e o ângulo inicial $\theta = 0^\circ$ é proposto a seguir:

$$C_\theta = \sum_{\theta=0^\circ}^{360^\circ} \frac{U_{0^\circ}}{\|U_{0^\circ}\|} \cdot \frac{U_\theta}{\|U_\theta\|}, \quad (6.2)$$

onde U_θ é a magnitude de velocidade e $\theta = 0^\circ, 15^\circ, \dots, 360^\circ$.

A Fig. 6.11 mostra como cada campo médio de velocidade se compara com o primeiro campo. Através da figura fica claro que há três comprimentos de onda equidistantes em um passo da configuração com três hélices de *strakes*. A diferença menor do que 2% entre a autocorrelação do primeiro campo e os outros picos de correlação pode ser explicada pelos erros experimentais envolvidos, como a construção e o posicionamento do modelo e a incerteza da técnica SPIV.

6.2.5 Reconstrução volumétrica do escoamento médio

Os resultados da reconstrução volumétrica do escoamento médio da esteira de um cilindro com *strakes* são apresentados nesta subseção. Para reconstruir um passo do cilindro 10/0.2 foram utilizados 25 planos separados por 15° de rotação, totalizando uma volta completa ou um passo. Em continuidade aos resultados de vorticidade ao longo da envergadura (Ω_z^*) da seção anterior, a Fig. 6.12 mostra as superfícies de isovorticidade ao longo da envergadura. Como já visto através do parâmetro de correlação C_θ , o comprimento de onda é um terço do passo. Além da deflexão das camadas cisalhantes, os comprimentos das camadas também variam de acordo com o comprimento de onda, fato melhor observado através da camada cisalhante de sinal negativo (azul), que possui três picos bem definidos.

Conforme já notado nos resultados do capítulo anterior (5), a distribuição da velocidade ao longo da envergadura sugere a existência de vórtices secundários na direção do escoamento (Ω_x^*). Esta suposição é comprovada pela Fig. 6.13. As superfícies de isovorticidade Ω_x^* (Fig. 6.13(a)) novamente possuem um comprimento de onda de um terço de passo, que pode ser melhor notado através de planos δ em diferentes posições na direção x . Os campos de vorticidade apresentam estruturas vorticais de sinais opostos, inclinadas e confinadas entre as camadas cisalhantes. A direção da inclinação é definida pela orientação do enrolamento das hélices dos *strakes* (Fig. 3.4). Nas Figs. 6.13(b) a (f), os campos de vorticidade em diferentes posições na direção do escoamento (x) permitem visualizar o decaimento da intensidade de vorticidade em função do afastamento do cilindro. A natureza secundária da vorticidade na direção do escoamento pode ser verificada através do módulo da vorticidade Ω_x^* máxima ser $\|\Omega_{x_{max}}^*\| = 1.5$, enquanto que para a vorticidade ao longo da envergadura é $\|\Omega_{z_{max}}^*\| = 4.0$.

A Fig. 6.14 mostra que a vorticidade na direção transversal ao escoamento (Ω_y^*) é preferencialmente positiva (rosa), não possui um comprimento de onda bem definido e também é de natureza secundária ($\|\Omega_{y_{max}}^*\| = 1.5$). Os campos de vorticidade Ω_x^* , Ω_y^* e Ω_z^* mostram que o escoamento defletido pelos *strakes* resulta na formação de estru-

Figura 6.12: Superfícies médias de isovorticidade ao longo da envergadura (Ω_z^* , valores negativos em azul e positivos em vermelho).

ras vorticais intensas na direção ao longo do escoamento, além da deflexão periódica da vorticidade ao longo da envergadura, que interrompe o desprendimento correlacionado de vórtices.

Informações importantes a respeito do escoamento na esteira também são obtidas da distribuição da velocidade ao longo da envergadura (U_z^*), conforme visto na Fig. 6.15. O campo de velocidade referente ao plano δ na posição $x = 2d$ (Fig. 6.15(a)) mostra que a velocidade negativa se concentra preferencialmente na região da vorticidade Ω_z^* de sinal positivo, enquanto que a velocidade positiva se concentra na região de Ω_z^* negativa. Dos campos de velocidade obtidos nos planos β pode-se notar novamente que o escoamento

Figura 6.13: Superfícies de isovorticidade e campos de vorticidade em diferentes planos δ ao longo de x (Ω_x^* , valores negativos em azul e positivos em amarelo).

Figura 6.14: Superfícies de isovorticidade e campos de vorticidade em diferentes planos β ao longo de y (Ω_y^* , valores negativos em verde e positivos em rosa).

ao longo da envergadura tem um comprimento de onda igual a um terço do passo dos *strakes*. Na posição $y = -1d$, a velocidade é predominantemente negativa, no plano coincidente ao eixo do cilindro, $y = 0d$, não se observa um sentido preferencial, e em $y = 1d$ ocorre predominância de velocidade positiva. Dessa forma, a camada cisalhante positiva induz um escoamento de velocidade U_z^* de sinal negativo e a camada cisalhante negativa, velocidade U_z^* positiva. Entretanto, a deflexão das camadas cisalhantes e as vorticidades secundárias geradas pelos *strakes* impedem que a velocidade U_z^* seja contínua

Figura 6.15: Campos de velocidade ao longo da envergadura (U_z^*) em um plano δ ao longo de x e diferentes planos β ao longo de y .

ao longo da envergadura, pois ela varia com o comprimento de onda de um terço de passo.

Como ficou demonstrado que a configuração de três hélices de *strakes* gera um comprimento de onda ao longo da envergadura de um terço de passo, propõe-se a utilização de 9 planos de SPIV para a reconstrução volumétrica de um terço do passo, que equivale a uma rotação de 120° . Os cilindros 10/0.1 e 10/0.2 em $Re = 1000$ e $10\,000$ são utilizados para tanto e permitem complementar as análises iniciadas na seção 6.2.3. Utilizando a técnica de reconstrução proposta, a Fig. 6.16 apresenta o escoamento volumétrico

Figura 6.16: Superfícies adimensionais médias de isovorticidade ao longo da envergadura ($\Omega_z d/U$, valores negativos em azul e positivos em vermelho).

médio das configurações testadas. Como anteriormente identificado nas Figs. 6.6 a 6.9, a esteira é mais curta para $Re = 10\,000$ e mais larga para o cilindro com *strakes* 10/0.2. Uma característica comum a todas as configurações é a deflexão das camadas cisalhantes ao longo da envergadura testada. Mais uma vez, pode-se observar que as principais características da esteira permanecem quando o número de Reynolds é aumentado.

O escoamento reconstruído se compara muito bem com os resultados apresentados por Constantinides e Oakley (2006) referentes a simulações CFD do escoamento ao redor

de cilindros com *strakes* e com os resultados experimentais de Chyu e Rockwell (2002), incluindo a periodicidade do escoamento ao longo da envergadura a cada terço do passo.

6.3 Conclusões

A técnica de reconstrução proposta permite o uso do sistema Stereo PIV com duas câmeras para obter campos de velocidade pseudo 3D3C. A técnica de reconstrução usa medições SPIV em planos adjacentes sem a necessidade dos equipamentos adicionais de outras técnicas propriamente volumétricas. A esteira do escoamento ao redor de cilindros com *strakes* helicoidais foi estudado usando a técnica proposta com o objetivo de prover medições volumétricas da esteira ausentes na literatura. Como os campos adjacentes de velocidade não são medidos simultaneamente, campos médios de velocidade foram empregados na reconstrução. Foi observado que o escoamento médio da esteira retém as principais características das estruturas da esteira de um cilindro com *strakes*. Para simplificar o processo de reconstrução, os planos adjacentes foram medidos na mesma altura rotacionando o modelo, aproveitando a periodicidade geométrica da configuração com três hélices, que repete as características geométricas a cada um terço do passo.

Os campos de vorticidade ao longo da envergadura mostraram que os *strakes* introduzem um comprimento de onda bem definido no escoamento da esteira. O comprimento de onda é um terço de passo e está diretamente relacionado com a configuração geométrica dos modelos testados. Há uma deflexão substancial das camadas cisalhantes devido aos pontos de separação diferentes dependendo da posição dos *strakes*, pois o escoamento pode separar da ponta do *strake* ou da superfície do cilindro. Os *strakes* também geram vorticidade ao longo do escoamento de natureza secundária que possui o mesmo comprimento de onda da direção ao longo da envergadura. De acordo com Choi, Jeon e Kim (2008), os *strakes* helicoidais são classificados como controle forçante de tridimensionalidade, porque eles forçam o escoamento ao longo do eixo do cilindro, gerando estruturas vorticais tridimensionais que previnem o desprendimento correlacionado

de vórtices ao longo da envergadura.

Como os parâmetros da esteira são interdependentes, os *strakes* afetam as forças de arrasto e sustentação, a flutuação de velocidade transversal, o comprimento de formação de vórtices e a frequência de desprendimento de vórtices. Quando os dois cilindros com *strakes* (10/0.1 e 10/0.2) são comparados com o cilindro liso, verifica-se que os *strakes* aumentam o comprimento de formação de vórtices e reduzem a flutuação de velocidade e a frequência de desprendimento de vórtices. A redução da flutuação de velocidade transversal indica que os *strakes* diminuem a intensidade da vorticidade da esteira. Isso resulta na redução da flutuação da sustentação e, conseqüentemente, na atenuação ou supressão de vibrações induzidas por vórtices. O aumento do comprimento de formação de vórtices também pode ser considerado um importante efeito causado pelos *strakes* para a supressão de VIV. Ao contrário da esteira do cilindro liso, os campos de vorticidade, o número de Strouhal e o arrasto médio dos cilindros com *strakes* demonstram que as características dominantes do escoamento possuem uma fraca dependência em relação ao número de Reynolds.

O efeito da altura do *strake* também foi investigado. Conforme mostrado no capítulo anterior, o arrasto médio depende fortemente da altura do *strake*, ocorrendo um aumento de 12% (10/0.1) e 37% (10/0.2) comparados ao cilindro liso. Outros parâmetros da esteira também são influenciados pela altura do *strake*, por exemplo, a frequência de desprendimento de vórtices e a flutuação de velocidade são menores para a configuração 10/0.2. Considerando esses resultados, a eficiência dos *strakes* como supressor de VIV é intensamente afetada pela altura do *strake*, como já notado no capítulo anterior e por outros pesquisadores. Através dos campos de vorticidade ao longo da envergadura, pode-se verificar que a largura da esteira do *strake* $h = 0.2d$ é maior que a de $h = 0.1d$, o que atrasa a interação das camadas cisalhantes. A reconstrução do escoamento volumétrico médio da esteira de cilindros com *strakes* apresentada aqui também forma uma boa base de comparação para validar simulações numéricas (GIORIA; KORKISCHKO; MENECHINI, 2011).

7 CONTROLE DE CAMADA LIMITE POR SUPERFÍCIES MÓVEIS

O surgimento de tridimensionalidades é observado para $Re > 180$ no escoamento em torno do cilindro circular, conforme apresentado em Williamson (1996). A transição do escoamento bi- para tridimensional foi verificada indiretamente através do estudo de estabilidade hidrodinâmica apresentado no capítulo 4. Dessa forma, o escoamento é tridimensional para a faixa de número de Reynolds dos testes desta tese, bem como para outras investigações científicas e para a maioria das aplicações de engenharia.

O mecanismo de funcionamento do supressor de VIV do tipo *strakes* helicoidais, investigado nos capítulos 5 e 6, baseia-se na introdução de tridimensionalidades de maneira bem controlada. Ou seja, as protusões de superfície (*strakes*) forçam o escoamento tridimensional em direções diferentes que impedem o desprendimento de vórtices correlacionado ao longo da envergadura. Apesar da comprovada eficiência de supressão de VIV de determinadas configurações de *strakes*, quando são analisados cilindros estáticos, que representam grande quantidade de estruturas, os *strakes* causam o aumento do arrasto médio.

Sendo assim, justifica-se a utilização de mecanismos que combinem supressão de VIV e diminuição de arrasto. Dispositivos comumente utilizados funcionam impedindo a interação das camadas cisalhantes na região próxima ao corpo através de placas, como em *splitter-plates* e suas derivações (ÁSSI; BEARMAN; KITNEY, 2009), ou também através de carenagens (*fairings*) (GALVAO et al., 2008). Pode-se entender que o escoamento é forçado a retornar para um estado bidimensional com grande correlação ao longo da envergadura,

diminuindo a flutuação da velocidade transversal ao escoamento e reduzindo ou impedindo a recirculação de ocorrer na região da esteira próxima ao cilindro.

Neste contexto, o controle de camada limite por superfícies móveis (CCLSM) busca suprimir VIV e diminuir arrasto através da injeção de quantidade de movimento angular na camada limite e a consequente bidimensionalização do escoamento, reduzindo a flutuação da velocidade transversal na esteira. As simulações numéricas realizadas por Mittal (2001) apresentaram resultados promissores do uso de CCLSM para o controle do escoamento ao redor de um cilindro liso estático e diminuição das forças de arrasto e sustentação. Nesta tese, o método CCLSM foi empregado para a supressão de vibrações induzidas por vórtices em cilindros isolados e montados em base elástica com um grau de liberdade. Este método também pode ser empregado como controle de malha fechada do escoamento (PATNAIK; WEI, 2002).

7.1 Resposta do cilindro com CCLSM

Uma investigação paramétrica da resposta do cilindro com controle de camada limite por superfícies móveis (CCLSM) é apresentada nesta seção. O parâmetro de controle é a razão entre a velocidade tangencial da superfície móvel e a velocidade do escoamento ao longe, definida como U_c/U . A razão de velocidades U_c/U também é denominada como parâmetro de injeção de momento angular ou parâmetro de rotação. O acionamento dos cilindros de controle por motores elétricos impõe restrições ao intervalo de U_c/U que pode ser efetivamente investigado nos testes conduzidos com o aparato experimental disponível.

A Fig. 7.1(a) mostra a resposta de amplitude de cilindros isolados liso e com CCLSM. Como apresentado no capítulo 5, a resposta de amplitude do cilindro liso possui os ramos inicial, superior e inferior, bem como uma região de dessincronização. Na configuração deste capítulo, a amplitude máxima é $A^* \approx 0.7$ para $V_r \approx 7$.

Quando os cilindros de controle são adicionados e mantidos estáticos, isto é, sem rotação ($U_c/U = 0$), nota-se uma resposta totalmente diferente comparada à resposta do

Figura 7.1: Respostas de amplitude e frequência de cilindros isolados liso e com CCLSM ($Re = 1600 - 7500$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

cilindro liso. Pode-se observar que as oscilações surgem antes ($V_r \approx 4$), onde atingem amplitude máxima ($A^* = 0.6$) e decrescem lentamente ao longo do intervalo de V_r testado, atingindo valores assintóticos um pouco abaixo de $A^* = 0.4$. O fato dos cilindros de controle fixarem os pontos de separação das camadas limites sugere que o cilindro com $U_c/U = 0$ pode estar sujeito ao fenômeno de galope clássico (*classical galloping*). Entretanto, o galope clássico é caracterizado por amplitudes de oscilação muito maiores do que $1d$ (PARKINSON, 1971), comportamento não observado na resposta de amplitude de $U_c/U = 0$.

Acionando os cilindros de controle, verifica-se uma substancial redução da amplitude de oscilação para todas as razões U_c/U testadas. Como comportamento geral

Figura 7.2: Resposta de amplitude de cilindros isolados liso e com CCLSM na velocidade reduzida $V_r = 7$ ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

para $U_c/U \geq 5$, observa-se que a menor efetividade do método é localizada no intervalo entre $V_r = 4$ (máxima amplitude de $U_c/U = 0$) e $V_r = 8$ (ramo superior do cilindro liso), e também para os maiores valores de velocidade reduzida ($V_r > 15$). Mesmo assim, a amplitude máxima de oscilação não ultrapassa $A^* = 0.3$.

A resposta de frequência apresentada na Fig. 7.1(b) possui três comportamentos distintos para os cilindros liso, $U_c/U = 0$ e $U_c/U \geq 5$. Primeiramente, para o cilindro liso, a frequência f^* cresce de 1.2 a 1.6, não havendo sincronização em $f^* = 1$ no intervalo considerado. Por sua vez, para o cilindro $U_c/U = 0$, a frequência f^* coincide com a frequência de Strouhal para o cilindro liso de $V_r = 3 - 8$. A partir deste intervalo, a frequência f^* diverge gradualmente de f_{St} à medida que a velocidade reduzida aumenta. Finalmente, quando $U_c/U \geq 5$, a resposta de frequência não apresenta um padrão de oscilação como observado para os outros casos. Nota-se claramente a intermitência das oscilações de pequena amplitude para as diferentes razões U_c/U .

Com o objetivo de verificar o efeito do aumento da razão U_c/U , foi realizado um teste no qual a velocidade reduzida foi mantida constante em $V_r = 7$ ($Re = 3000$),

correspondente à amplitude máxima de oscilação para o cilindro liso, e a razão U_c/U foi incrementada de um entre 3 e 10 e depois de cinco até atingir 25. Da Fig. 7.2 observa-se a queda da amplitude de oscilação A^* em função do aumento de U_c/U . Entretanto, essa queda não é monotônica. Por exemplo, as amplitudes para $U_c/U = 7, 15, 20$ e 25 possuem valores próximos e podem ser consideradas mínimas no intervalo testado. Tal fato deve ser levado em consideração no projeto de um controle ativo de malha fechada baseado no método CCLSM, pois devido sua natureza ativa, existe consumo de energia. Sendo assim, a lei de controle deve resultar no menor consumo de energia, ou seja, na menor razão U_c/U , para determinado nível de atenuação/supressão de VIV.

7.2 Arrasto médio

Um dos principais objetivos da utilização do controle de camada limite por superfícies móveis (CCLSM) é a redução do arrasto em corpos rombudos. Modi (1997) e Mittal (2001) comprovaram a eficiência do CCLSM na redução do arrasto de diversas geometrias, incluindo o cilindro circular. A Tab. 7.1 mostra o coeficiente de arrasto médio para cilindros montados estaticamente (fixos). Primeiramente, nota-se que o acréscimo dos cilindros de controle não rotativos resulta no crescimento do coeficiente de arrasto médio de 1.21 (liso) para 1.51 ($U_c/U = 0$). Em Mittal (2001), apesar das simulações numéricas serem realizadas para uma configuração ligeiramente diferente ($Re = 10000$, $d_c/d = 0.05$ e $g/d = 0.075$), obteve-se $\overline{C_x} \approx 1.6$ para $U_c/U = 0$, valor próximo ao encontrado experimentalmente.

Quando os cilindros de controle são acionados, observa-se que a rotação dos cilindros de controle provoca a redução do arrasto médio, e a magnitude da redução cresce com o aumento da razão U_c/U no intervalo testado. Para $U_c/U = 5$, $\overline{C_x} = 0.49$, que representa uma redução substancial (60%) do arrasto médio do cilindro liso. Para a mesma razão de velocidade, $U_c/U = 5$, Mittal (2001) obteve $\overline{C_x} = 0.47$, que é um valor muito próximo ao medido nos testes desta tese. Esses resultados permitem validar as simulações numéricas

Tabela 7.1: Coeficiente de arrasto médio ($\overline{C_x}$) no intervalo $Re = 2700 - 9800$ ($d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

	$\overline{C_x}$
Liso	1.21
$U_c/U = 0$	1.51
$U_c/U = 3$	0.77
$U_c/U = 5$	0.49

e os experimentos sobre o método de CCLSM.

Os resultados de respostas de amplitude e frequência e arrasto médio não possibilitam determinar uma razão U_c/U crítica, onde a amplitude de oscilação e o arrasto seriam mínimos. Para tanto, uma investigação muito minuciosa é necessária, com variação de U_c/U em pequenos incrementos numa grande faixa. Os parâmetros geométricos de razão entre diâmetros dos cilindros (d_c/d) e espaçamento (g/d) também devem ser considerados numa análise completa do funcionamento do CCLSM. De toda maneira, o parâmetro mais facilmente controlável em uma aplicação de controle de malha fechada é a razão de velocidade. Obviamente, o sucesso do controle ativo usando o CCLSM depende da escolha adequada de uma grandeza hidrodinâmica que será observada em função da variação de U_c/U . A seção 7.4 apresentará uma metodologia de controle baseada na análise da esteira do cilindro.

7.3 Campos de velocidade e vorticidade

Os campos de velocidade da esteira dos cilindros liso e com CCLSM foram medidos através da técnica PIV, de acordo com a configuração mostrada na Fig. 3.3(a). A vorticidade é calculada conforme a eq. (5.1). Os campos instantâneos adimensionais de magnitude de velocidade e vorticidade ao longo da envergadura (Ω_z^*) de cilindros liso e com CCLSM são apresentados na Fig. 7.3. Os cilindros são fixos e o número de Reynolds é 3000. Para o cilindro liso, verifica-se uma esteira de von Kármán, onde as camadas cisalhantes interagem próximo à base do cilindro e resultam na geração e emissão alternada de vórtices. No

Figura 7.3: Campos adimensionais instantâneos de magnitude velocidade (esquerda) e vorticidade Ω_z^* (direita) de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

caso de $U_c/U = 0$, uma esteira de vórtices alternados também é observada. Entretanto, as camadas cisalhantes surgem com uma maior separação quando comparadas ao cilindro liso, resultado da presença dos cilindros de controle, que fixam os pontos de separação das

Figura 7.3: (*Continuação*) - Campos adimensionais instantâneos de magnitude velocidade (esquerda) e vorticidade Ω_z^* (direita) de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

camadas limites ao longo da envergadura do cilindro.

Ao se acionar o CCLSM ($U_c/U \geq 5$), nota-se uma mudança substancial na esteira do cilindro circular. A injeção de momento angular na camada limite pelos cilindros de controle rotativos desloca o ponto de separação para um ponto mais avançado na superfície do cilindro quando comparado ao cilindro liso, resultando numa esteira mais estreita e com vorticidade menos intensa. Os campos de velocidade permitem verificar

Figura 7.4: Média temporal dos campos adimensionais de magnitude velocidade (esquerda) e vorticidade Ω_z^* (direita) de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

gradientes de velocidade menores para os cilindros com CCLSM ativo e as linhas de corrente convergentes para o centro do campo mostram como o escoamento é modificado pelo atraso da separação da camada limite.

Figura 7.4: (*Continuação*) - Média temporal dos campos adimensionais de magnitude velocidade (esquerda) e vorticidade Ω_z^* (direita) de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

De maneira complementar são apresentadas as médias temporais dos campos de magnitude de velocidade e vorticidade ao longo da envergadura na Fig. 7.4. Cada campo médio é a média de 345 campos instantâneos. Primeiramente, a região de velocidade baixa ou bolha de recirculação, que possui comprimento em torno de dois diâmetros para os casos liso e $U_c/U = 0$, tem seu comprimento bastante reduzido pelo acionamento dos cilindros de CCLSM. Ao se comparar os cilindros liso e $U_c/U = 0$, nota-se claramente que a esteira do último possui largura maior, fato já observado nos campos instantâneos como

resultado da presença dos cilindros de controle.

O acionamento do CCLSM ($U_c/U \geq 5$) resulta no estreitamento da esteira do cilindro circular, além de reduzir o gradiente de velocidade na esteira, pois as linhas de corrente são mais suaves. Isto é obtido pela redução da componente transversal da velocidade na região da esteira próxima ao cilindro. Os campos médios do CCLSM ativo mostram que assimetrias presentes no escoamento ao redor do cilindro, originadas, por exemplo, de pequenas diferenças na rotação dos cilindros, geram uma deflexão do escoamento da esteira para baixo, conforme pode ser visto com maior intensidade para $U_c/U = 10$ e 15 , e de maneira menos intensa para $U_c/U = 5$. No caso $U_c/U = 10$, as camadas cisalhantes se cruzam em função dessa assimetria, enquanto que em $U_c/U = 15$, a camada cisalhante de sinal negativo (azul) induziu o surgimento de uma região de vorticidade positiva (vermelho) acima da mesma. Para as razões U_c/U maiores, $U_c/U = 20$ e 25 , observa-se uma maior simetria do escoamento à jusante do cilindro. As camadas cisalhantes seguem separadas e possuem intensidade de vorticidade menor quando comparadas aos outros casos.

A Fig. 7.5 mostra os perfis médios de velocidade na direção do escoamento em quatro posições ($x/d = 1, 3, 5$ e 7) ao longo da esteira dos cilindros liso e com CCLSM obtidos através dos campos de velocidade PIV. Os perfis de velocidade são representados através de setas com origem na posição considerada e comprimento correspondente à velocidade longitudinal adimensionalizada pela velocidade do escoamento ao longe. A origem das distâncias x/d e y/d é localizada no centro do cilindro. Convém ressaltar que a razão de aspecto de cada esteira da Fig. 7.5 não respeita a razão de aspecto dos campos de velocidade PIV por conveniência de representação.

Inicialmente, para o cilindro liso, observa-se o perfil de velocidade característico, que possui uma região de baixa velocidade situada entre $y/d = -1$ e 1 . Conforme a distância x/d aumenta, o perfil médio se torna mais uniforme. A configuração $U_c/U = 0$ apresenta comportamento geral semelhante ao do cilindro liso. Entretanto, nota-se uma

Figura 7.5: Perfil médio de velocidade longitudinal nas distâncias $x/d = 1, 3, 5$ e 7 ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

diferença perceptível na largura da esteira, que é maior para $U_c/U = 0$, fato anteriormente observado e justificado pela presença dos dois cilindros de controle.

Com o acionamento ($U_c/U \geq 5$) do par de cilindros rotativos, observa-se, como comportamento geral, uma uniformização do escoamento da esteira para distâncias $x/d \geq 3$, com pequenas diferenças entre cada parâmetro de rotação testado. No caso $U_c/U = 5$,

ainda se observa uma região de baixa velocidade na esteira, mas que é menos intensa do que nos casos liso e $U_c/U = 0$, além de apresentar largura menor. Para $U_c/U = 10$ e 15, verifica-se pequenos picos de velocidade deslocados da linha de centro da esteira. Esse deslocamento, conforme anteriormente notado, evidencia assimetrias do escoamento em torno do cilindro e que podem ser explicadas por rotações diferentes dos cilindros de controle. Para parâmetros de controle $U_c/U = 20$ e 25, ocorre a praticamente completa uniformização do perfil de velocidade para distâncias $x/d \geq 5$. Verifica-se então que um dos principais efeitos do CCLSM é uniformizar o escoamento da esteira do cilindro circular, o que possui importância fundamental na redução da transitoriedade da esteira.

A Fig. 7.6 apresenta o esquema do escoamento em torno de um cilindro circular com CCLSM. Nesta condição, a separação da camada limite ocorre antes se comparada ao cilindro liso por causa do efeito rotativo dos cilindros de controle. Os cilindros rotativos, por sua vez, injetam quantidade de movimento angular no escoamento, o que resulta num recolamento da camada limite, que se separa em posição mais avançada na superfície do cilindro se comparada ao cilindro liso. Desta forma, há um atraso efetivo da separação da camada limite e uma diminuição da largura da esteira e da região de baixa velocidade. Tais efeitos contribuem para a atenuação do fenômeno de VIV conforme apresentado anteriormente. Como forma de confirmar a descrição do mecanismo

Figura 7.6: Esquema do escoamento em torno de um cilindro circular com CCLSM.

Figura 7.7: Campo de magnitude de velocidade para um cilindro circular com CCLSM ($Re = 10000$, $U_c/U = 5$, $d_c/d = 0.05$ e $g/d = 0.1$). Extraído de Mittal (2003).

hidrodinâmico do CCLSM, apresenta-se a Fig. 7.7, que mostra o campo de velocidade do escoamento em torno de um cilindro circular com CCLSM obtido através de simulações numéricas realizadas por Mittal (2003).

Mittal (2003) investigou o efeito da separação entre cilindros g/d na eficiência do CCLSM. A Fig. 7.8 mostra os campos de vorticidade do escoamento ao redor do cilindro com CCLSM e também detalhes ao redor dos cilindros de controle para valores diferentes de espaçamento. O resultado mais importante obtido através desta figura mostra que para os espaçamentos $g/d = 0.01 - 0.1$, o fluido nas regiões entre os cilindros possui apenas movimento rotacional induzido pelos cilindros de controle. Por sua vez, o espaçamento $g/d = 0.125$ é grande o suficiente para permitir a passagem de fluido do escoamento pela região entre cilindros. Sendo assim, para este espaçamento existe uma sobreposição de movimentos rotacional e translacional que afeta a estabilidade da esteira.

Através dos resultados apresentados por Mittal (2003), conclui-se que o espaçamento $g/d = 0.1$ é o mais efetivo na redução das forças hidrodinâmicas para uma mesma razão de velocidades U_c/U , fato que pode ser confirmado pela esteira com desprendimento de vórtices menos intensos e aumento do comprimento de formação de vórtices para este

Figura 7.8: Campos de vorticidade para um cilindro circular com CCLSM ($Re = 10000$, $U_c/U = 5$, $d_c/d = 0.05$ e $g/d = 0.1$). Extraído de Mittal (2003).

espaçamento. A passagem de fluido proveniente do escoamento nas regiões entre cilindros justifica o sentido de rotação dos cilindros de controle, pois a rotação no sentido inverso criaria um escoamento do tipo “jato” nesta região, o que desestabilizaria a esteira dos cilindros de controle. Como resultado, seriam introduzidas perturbações nas camadas cisalhantes e na esteira, que produzem um efeito adverso com relação à supressão de VIV.

7.4 Controle do escoamento da esteira

O escoamento turbulento da esteira de um cilindro é caracterizado por flutuações aleatórias da velocidade nas três direções. Para obter supressão de VIV e redução do arrasto, o controle de camada limite por superfícies móveis busca transformar o escoamento tridimensional em bidimensional e reduzir a turbulência de modo a tornar o escoamento laminar. Dessa forma, o CCLSM funciona controlando a turbulência da esteira. No caso ideal de controle da esteira, o escoamento seria potencial, sem flutuação de velocidade e com arrasto nulo, no entanto, devido aos efeitos da viscosidade, o máximo que se pode obter é um escoamento num estado anterior à bifurcação de Hopf, ou seja, sem uma esteira de vórtices de von Kármán. Para tanto, Patnaik e Wei (2002) definem o “estado sincronizado” $\tilde{U}$, que é caracterizado pelo desaparecimento da componente transversal de velocidade ($U_y = 0$). O “estado sincronizado” produz uma região livre de recirculação, onde não se verifica a formação de vórtices. O escoamento modificado desta maneira também reduz o déficit de pressão entre as regiões à montante e à jusante do cilindro. Essas alterações nas características hidrodinâmicas da esteira resultam em supressão de VIV e diminuição do arrasto.

Um modo de aferir a eficiência do CCLSM em atingir o estado sincronizado é através da medição da flutuação de velocidade transversal ao longo da linha de centro da esteira. Tal medida já foi empregada nesta tese para a determinação do comprimento de desprendimento de vórtices (subseção 6.2.1). Utilizou-se 345 campos de velocidade para garantir a convergência dos valores *rms*. A Fig. 7.9 apresenta a flutuação da velocidade transversal ao longo da linha de centro da esteira para os cilindros estáticos liso e com CCLSM a $Re = 3000$. Com o objetivo de simplificar a notação, define-se $U_{y_{rms}}^* = U_{y_{rms}}/U$. Novamente, para o cilindro liso, verifica-se um pico de flutuação de velocidade, que para esta configuração localiza-se em $x_v/d = 3.3$. Para $U_c/U = 0$, não há um pico de $U_{y_{rms}}^*$ tão bem definido quanto para o cilindro liso, mas os valores máximos dos dois casos são próximos. No geral, as curvas de flutuação de velocidade transversal para cilindros liso e

Figura 7.9: Flutuação da velocidade transversal ao longo da linha de centro da esteira ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

$U_c/U = 0$ possuem comportamentos parecidos.

Por outro lado, observa-se um comportamento bastante distinto para o acionamento do CCLSM. No entanto, as respostas não diferem muito para as diferentes razões de velocidade testadas. A flutuação de velocidade transversal atinge um máximo logo no início da distância considerada, que coincide com a região bastante próxima ao cilindro

($x/d < 1$). Nesta distância verifica-se um aumento de $U_{y_{rms}}^*$ comparado aos casos liso e $U_c/U = 0$. Esse aumento é esperado em função do incremento de velocidade induzido pelos cilindros de controle e do atraso da separação das camadas limite, que fazem o escoamento contornar uma maior extensão do corpo e resultam no aumento da velocidade transversal na região próxima ao cilindro. Após atingir o pico, há uma queda acentuada da magnitude de $U_{y_{rms}}^*$ e, para todas as razões U_c/U testadas, alcança-se valores $U_{y_{rms}}^* < 0.1$, que são significativamente inferiores aos dos cilindros liso e $U_c/U = 0$. Ou seja, o CCLSM age estabilizando a esteira de modo a se aproximar de um estado sincronizado $\tilde{U}$. Com esses resultados, mediu-se quantitativamente os efeitos de estabilização da esteira observados primeiramente através das Figs. 7.3 e 7.4 obtidas com PIV.

Após realizar simulações numéricas para parâmetros de injeção ($U_c^* = U_c/U$) específicos, Patnaik e Wei (2002) propuseram um controle da turbulência da esteira em malha fechada. Para medir o grau de sincronização, define-se a variância total

$$\varsigma^2(t) = \frac{1}{\int_S dx dy} \int_S \left[U(x, y, t) - \tilde{U}(x, y, t) \right]^2 dx dy, \quad (7.1)$$

onde S denota a região à jusante do cilindro.

A variância total determina a taxa de variação do parâmetro de injeção $U_c^*(t)$

$$\frac{\partial U_c^*(t)}{\partial t} = C \varsigma^2(t), \quad (7.2)$$

onde C é uma constante.

A eq. (7.2) é referida como a equação de controle para a injeção de momento angular e é resolvida simultaneamente com as equações de Navier-Stokes. Quando $U_c^*(t)$ atinge um valor de regime permanente, a variância total deve se tornar nula, manifestando a sincronização.

Este método de controle também pode ser aplicado experimentalmente, desde que se disponha de medições de campos de velocidade e cálculo de variância total em frequência suficientemente alta. Não é este o caso do aparato experimental disponível

para os ensaios desta tese, principalmente porque o pós-processamento dos campos de velocidade medidos com PIV é bastante dispendioso em termos de tempo. No entanto, o cálculo da variância total para os campos de velocidade medidos ainda provê informações relevantes para a análise comparativa do grau de sincronização da esteira de cilindros liso e com parâmetros de rotação diferentes de CCLSM.

A Fig. 7.10 apresenta a variância total calculada nos campos de velocidade da esteira dos cilindros testados. Os campos de velocidade foram adimensionalizados pela velocidade do escoamento ao longe. Através de uma simples inspeção visual fica evidente o efeito da rotação dos cilindros de controle no nível de sincronização da esteira. O valor da variância total caiu de $\varsigma^2 \approx 0.06$ e $\varsigma^2 \approx 0.09$ nas configurações liso e $U_c/U = 0$, respectivamente, para $\varsigma^2 \approx 0.01$ quando os cilindros rotativos são acionados ($U_c/U \geq 5$). Não se observou diferença significativa entre os diferentes parâmetros de rotação testados. A variância total mostra que o CCLSM efetivamente reduz a flutuação de velocidade transversal na esteira do cilindro, o que contribui para reduzir a recirculação na esteira.

Figura 7.10: Variância total da esteira de cilindros liso e com CCLSM ($Re = 3000$, $d_c/d = 0.06$ e $g/d = 0.07$).

7.5 Conclusões

O controle de camada limite por superfícies móveis injeta quantidade de movimento angular na camada limite do cilindro, atrasando a separação da camada limite e tornando o escoamento correlacionado ao longo da envergadura. Ocorre a diminuição da flutuação da velocidade transversal ao escoamento e o surgimento de uma região livre de (ou de baixa) recirculação na esteira do cilindro. Nessa região não há formação de vórtices e o escoamento retorna para um estado anterior à bifurcação de Hopf. Ao contrário dos *strakes* helicoidais que controlam as tridimensionalidades do escoamento, o CCLSM procura reduzir ou suprimir as tridimensionalidades, tornando o escoamento bidimensional, além de uniformizar o perfil médio de velocidade longitudinal ao longo da esteira. As modificações nas características hidrodinâmicas da esteira impostas pelo CCLSM resultam na supressão de VIV e redução do arrasto.

A definição do “estado sincronizado” introduzida por Patnaik e Wei (2002) permite implementar um controle em malha fechada baseado no cálculo da variância total do campo de velocidade numa região da esteira próxima ao cilindro. Atualmente, a medição de campos de velocidade obtidos com PIV em tempo real não é possível, mas apesar desta limitação técnica impedir a aplicação prática da metodologia de controle como apresentada, pode-se investigar outros parâmetros que indiquem a sincronização da esteira e que possam ser medidos mais facilmente em aplicações práticas.

Ainda considerando as aplicações práticas, deve-se levar em conta que o CCLSM possui algumas limitações. De ordem estrutural, o CCLSM deve ser instalado em estruturas rígidas e a razão de aspecto não pode ser grande devido à estabilidade dos cilindros de controle, que se forem muito esbeltos podem vibrar em múltiplos modos de acordo com o parâmetro de rotação.

Outra limitação diz respeito ao fato do CCLSM não ser omnidirecional como os *strakes* helicoidais, o que restringe sua utilização em escoamentos sujeitos à múltiplas direções de corrente, como em aplicações *offshore*. Para superar tal restrição, pode-se utilizar

um mecanismo posicionador que oriente os dois cilindros de controle em conjunto, com o objetivo de manter o posicionamento transversal ao escoamento. Outra opção é adicionar estrategicamente cilindros de controle de modo que, controlando individualmente a rotação de cada cilindro, seja possível obter uma esteira controlada. O acréscimo de outros cilindros de controle aproxima o CCLSM das soluções passivas com múltiplos elementos, tipo *shrouds* e vigas externas (ZDRAVKOVICH, 1981; KUO; CHIOU; CHEN, 2007). Dessa forma, alcança-se um dos objetivos do estudo de métodos de controle ativo do escoamento, que, segundo Choi, Jeon e Kim (2008), é aplicar os conhecimentos obtidos no desenvolvimento de dispositivos de controle passivo.

8 CONCLUSÃO

Nesta tese foram utilizados conceitos de estabilidade hidrodinâmica e de escoamentos bi- e tridimensionais para investigar experimentalmente dois supressores de VIV baseados em mecanismos hidrodinâmicos distintos. Este capítulo contém as principais discussões e conclusões dos resultados apresentados nos capítulos anteriores, bem como propostas de atividades futuras.

8.1 Estudo de estabilidade hidrodinâmica

O estudo de estabilidade hidrodinâmica do escoamento ao redor de um cilindro circular via modelo de Ginzburg-Landau mostrou que a estrutura espectral da série assintótica da bifurcação de Hopf permite um paralelo com a decomposição em série de Fourier da solução do escoamento. A metodologia criada inicialmente para a análise de resultados de simulações numéricas (BARBEIRO; ARANHA; MENECHINI, 2007) foi estendida para a investigação experimental desta tese em função da semelhança entre as estruturas dos campos experimentais (PIV) e numéricos (CFD).

Os resultados do estudo de estabilidade do escoamento em torno do cilindro circular proporcionaram uma comparação direta e validação dos resultados de simulações numéricas realizadas por Barbeiro, Aranha e Meneghini (2007). Campos de velocidade no intervalo $Re = 50 - 500$ foram decompostos em série de Fourier até o terceiro harmônico. A série converge com coeficientes decrescentes. O primeiro harmônico ilustra a esteira de von Kármán e é anti-simétrico com relação à linha de simetria na direção do escoamento.

O segundo harmônico é simétrico e responsável pelas principais oscilações da força de arrasto, enquanto que o terceiro harmônico é novamente anti-simétrico. Os harmônicos respeitam a hierarquia sugerida pela solução assintótica da bifurcação de Hopf.

As amplitudes dos harmônicos, obtidas experimental e numericamente, possibilitam identificar indiretamente o surgimento das tridimensionalidades na esteira do cilindro ao redor de $Re = 180$, resultado em conformidade com as medições diretas realizadas por Williamson (1989). A medição indireta é obtida através das diferenças entre as amplitudes dos harmônicos numéricos e experimentais, pois tanto as simulações numéricas como as medições dos campos de velocidade eram bidimensionais, mas a partir de $Re \approx 180$, o escoamento é tridimensional. Dessa forma, os harmônicos experimentais apresentaram amplitude menor do que os numéricos. A determinação da transição do escoamento bi-para tridimensional é importante para a investigação de supressores de vibrações induzidas por vórtices, pois os supressores são empregados mais usualmente em escoamentos tridimensionais, e existem maneiras diferentes de lidar com a tridimensionalidade com o objetivo de controlar o escoamento e suprimir VIV.

8.2 *Strakes*

Os *strakes* helicoidais controlam o escoamento tridimensional da esteira do cilindro. A tridimensionalidade do escoamento é orientada de acordo com a configuração dos *strakes*, resultando na inibição do desprendimento sincronizado de vórtices ao longo da envergadura. A reconstrução volumétrica do escoamento médio da esteira de cilindros com *strakes* permitiu verificar que os *strakes* geram uma deflexão das camadas cisalhantes com um comprimento de onda de um terço do passo do *strake*. Há o surgimento de vorticidade secundária na direção do escoamento e esta também possui comprimento de onda de um terço. As principais modificações do escoamento introduzidas pelos *strakes* são a maior separação entre as camadas cisalhantes, o aumento do comprimento de formação de vórtices e a diminuição do número de Strouhal. Além disso, os *strakes* induzem uma forte

componente de velocidade ao longo da envergadura (U_z).

Os testes do supressor de VIV do tipo *strakes* mostraram a importância da altura do *strake* para a atenuação ou supressão de VIV. Quando instalados em cilindros isolados montados em base elástica com um grau de liberdade na direção transversal ao escoamento, os *strakes* de altura $h = 0.1d$ atenuam a resposta de amplitude comparada com o cilindro liso. Para os cilindros com *strakes* de alturas $h = 0.2$ e $0.25d$ há supressão de VIV. Apesar da comprovada eficiência dos *strakes* como atenuadores/supressores de VIV, verificou-se um substancial aumento do arrasto médio (entre 30 e 50%, dependendo da altura) para a configuração de cilindros estáticos. Por outro lado, os *strakes* diminuem a amplitude de oscilação da sustentação. Quando livre para oscilar na direção transversal ao escoamento, a configuração de *strakes* 10/0.2 reduz o arrasto médio máximo no intervalo testado, além de praticamente suprimir as oscilações das forças de arrasto e sustentação.

8.3 CCLSM

Em muitos casos, o aumento do arrasto médio provocado pelos *strakes* para estruturas estáticas é indesejado. Sendo assim, buscam-se mecanismos capazes de suprimir VIV e reduzir o arrasto simultaneamente. O controle de camada limite por superfícies móveis atua estabilizando a esteira através da injeção de quantidade de movimento angular por cilindros de controle rotativos na camada limite do cilindro. A atuação do CCLSM resulta no atraso da separação da camada limite, além de reduzir a flutuação da velocidade transversal e uniformizar o perfil médio de velocidade na esteira, o que previne o surgimento de uma região de recirculação e a consequente formação de vórtices. Não foram verificadas diferenças significativas entre as respostas de amplitude e frequência das diferentes razões de velocidade (parâmetro de controle). A definição do “estado sincronizado” e o cálculo da variância total permitem propor o controle ativo em malha fechada do escoamento em torno do cilindro. O método de controle da camada limite por superfícies móveis (CCLSM) provou ser uma metodologia eficiente na supressão de VIV e redução da força

de arrasto.

8.4 Trabalhos futuros

Esta tese não possui o intuito nem a pretensão de encerrar as investigações que foram tema da mesma. Dessa maneira, apresenta-se a seguir algumas sugestões de trabalhos que possibilitarão aprofundar o entendimento dos mecanismos hidrodinâmicos de controle de escoamento ao redor de cilindro circular adotados neste estudo.

8.4.1 Estudo de estabilidade hidrodinâmica

O estudo de estabilidade hidrodinâmica apresentado nesta tese pode ser complementado pela medição dos campos de velocidade através da técnica PIV estéreo (SPIV), que torna possível a medição da componente de velocidade fora do plano. Um campo de velocidade SPIV permite medir diretamente o surgimento da tridimensionalidade no escoamento ao redor de um cilindro circular.

Outras técnicas de decomposição também podem ser empregadas, tais como POD e DMD (modos de Koopman), que são utilizadas no desenvolvimento de modelos de ordem reduzida (ROMs - *Reduced Order Models*). Estes modelos são base para simulações numéricas e controle de escoamento, conforme o grande número de trabalhos publicados nos últimos anos, confirmando a relevância e atualidade do estudo de estabilidade hidrodinâmica.

8.4.2 *Strakes*

Os resultados desta tese mostraram a eficiência dos *strakes* na supressão de VIV para cilindros isolados. Entretanto, muitas vezes as estruturas sujeitas a escoamentos fluidos estão na proximidade de outras estruturas, caracterizando a configuração de interferência, que pode ser alinhada na direção do escoamento (*tandem*), lado a lado ou desalinhada (*staggered*). Durante este doutorado foi realizada uma investigação da interferência de

dois cilindros com e sem *strakes* na configuração em *tandem*, mas que não foi incluída por fugir ao escopo desta tese. Parte dos resultados desta investigação pode ser encontrada em Korkischko e Meneghini (2010). Como resultado geral, cilindros com *strakes* em *tandem* perdem eficiência na supressão de VIV quando comparados com um cilindro isolado com *strakes*. As respostas de amplitude e frequência são afetadas pela distância entre os cilindros e pela configuração dos cilindros à montante e jusante, sendo estes os principais parâmetros de investigação.

O passo seguinte no estudo de cilindros com *strakes* é verificar a resposta de cilindros montados em base elástica com dois graus de liberdade, tanto na configuração isolada, como com interferência. Os resultados iniciais da investigação de cilindros com *strakes* isolados e em *tandem* com dois graus de liberdade para oscilar foram apresentados em artigos de conferências (KORKISCHKO et al., 2010a; KORKISCHKO et al., 2010b). Falta, no entanto, uma compilação dos resultados apresentados até o presente momento, juntamente com testes adicionais para completar o estudo iniciado no NDF referente a VIV com dois graus de liberdade e interferência.

Com relação à caracterização da estrutura tridimensional da esteira de um cilindro com *strakes*, as informações instantâneas podem ser obtidas através de uma técnica propriamente volumétrica (3D3C), como, por exemplo, PIV Holográfico, PIV Tomográfico ou PIV Desfocado.

8.4.3 CCLSM

A utilização do controle de camada limite por superfícies móveis (CCLSM) para suprimir VIV, por ser inédita na literatura, deixou dúvidas com relação a alguns parâmetros geométricos e do escoamento, que não foram investigadas por questão de brevidade. Os principais parâmetros geométricos são a razão (d_c/d) entre o diâmetro dos cilindros de controle e o diâmetro do cilindro principal, e o espaçamento (g/d) entre os cilindros. O efeito do número de Reynolds também deve ser verificado, principalmente com relação à

razão de velocidade (U_c/U) necessária para se obter o nível desejado de supressão de VIV, diminuição de arrasto e de flutuação de velocidade transversal.

O estudo de interferência também pode ser estendido a cilindros com CCLSM, principalmente em razão das modificações introduzidas na esteira de cilindros com este tipo de supressor de VIV. Espera-se que um cilindro liso na esteira de um cilindro com CCLSM tenha resposta próxima à do cilindro isolado dependendo da distância entre cilindros e do parâmetro de controle (U_c/U).

Outra frente de investigação importante envolve a implementação do controle em malha fechada, identificando qual a grandeza mais adequada para observação, além de desenvolver um sistema que mantenha o aproamento ideal dos cilindros de controle. Um parâmetro importante para o uso do CCLSM que também deve ser investigado é a quantidade de energia necessária para o acionamento do sistema. Por fim, pode-se considerar os mecanismos hidrodinâmicos de atuação do CCLSM como inspiração para o desenvolvimento e investigação de supressores passivos de VIV.

REFERÊNCIAS

- ADRIAN, R. J. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 233, p. 261–304, 1991.
- ALAM, M. M.; SAKAMOTO, H.; MORIYA, M. Reduction of fluid forces acting on a single circular cylinder and two circular cylinders by using tripping rods. *Journal of Fluids and Structures*, v. 18, p. 347–366, 2003.
- ARANHA, J. A. P. Weak three dimensionality of a flow around a slender cylinder: the Ginzburg-Landau equation. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 26, n. 4, p. 355–367, 2004.
- ARANHA, J. A. P.; BURR, K. P.; BARBEIRO, I. C.; KORKISCHKO, I.; MENECHINI, J. R. Flow around a slender circular cylinder: a case study on distributed Hopf bifurcation. *Mathematical Problems in Engineering*, v. 2009, p. 1–16, 2009.
- ARROYO, M. P.; GREATER, C. A. Stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, v. 2, p. 1181–1186, 1991.
- ÁSSI, G. R. S. *Estudo Experimental do Efeito de Interferência no Escoamento ao Redor de Cilindros Alinhados*. Dissertação (Mestrado) — EPUSP, São Paulo, 2005.
- ÁSSI, G. R. S. *Mechanisms for flow-induced vibration of interfering bluff bodies*. Tese (Doutorado) — Imperial College London, 2009.
- ÁSSI, G. R. S.; BEARMAN, P. W.; KITNEY, N. Low drag solutions for suppressing vortex-induced vibration of circular cylinders. *Journal of Fluids and Structures*, v. 25, p. 666–675, 2009.
- ÁSSI, G. R. S.; BEARMAN, P. W.; KITNEY, N.; TOGNARELLI, M. A. Suppression of wake-induced vibration of tandem cylinders with free-to-rotate control plates. *Journal of Fluids and Structures*, v. 26, p. 1045–1057, 2010.
- BARBEIRO, I. C.; ARANHA, J. A. P.; MENECHINI, J. R. Numerical investigation into the asymptotic solution of the viscous flow around a circular cylinder for $Re \leq 600$. In: LEWEKE, T.; MENECHINI, J. R.; WILLIAMSON, C. H. K. (Ed.). *Proceedings of the Fifth Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations*. Costa do Saúpe, Bahia, Brazil: [s.n.], 2007. (BBVIV).
- BARKLEY, D.; HENDERSON, R. D. Three-dimensional floquet stability analysis of the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 322, p. 215–241, 1996.
- BARNHART, D. H.; ADRIAN, R. J.; PAPEN, G. C. Phase-conjugate holographic system for high-resolution particle-image velocimetry. *Applied Optics*, v. 33, p. 7159–7170, 1994.

- BEARMAN, P. W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 16, p. 195–222, 1984.
- BEARMAN, P. W.; BRANKOVIĆ, M. Experimental studies of passive control of vortex-induced vibration. *European Journal of Mechanics - B: Fluids*, v. 23, p. 9–15, 2004.
- BEARMAN, P. W.; OWEN, J. C. Reduction of bluff-body drag and suppression of vortex shedding by the introduction of wavy separation lines. *Journal of Fluids and Structures*, v. 12, p. 123–130, 1998.
- BRANKOVIĆ, M. *Vortex-induced vibration attenuation of circular cylinders with low mass and damping*. Tese (Doutorado) — Imperial College London, 2004.
- BRANKOVIĆ, M.; BEARMAN, P. W. Measurements of transverse forces on circular cylinders undergoing vortex-induced vibration. *Journal of Fluids and Structures*, v. 22, p. 829–836, 2006.
- BREDE, M.; ECKELMANN, H.; ROCKWELL, D. On secondary vortices in the cylinder wake. *Physics of Fluids*, v. 8, p. 2117–2124, 1996.
- CATTAFESTA, L. N.; SHEPLAK, M. Actuators for active flow control. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 43, p. 247–272, 2011.
- CHOI, H.; JEON, W.-P.; KIM, J. Control of flow over a bluff body. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 40, p. 113–139, 2008.
- CHYU, C.-K.; ROCKWELL, D. Near-wake flow structure of a cylinder with a helical surface perturbation. *Journal of Fluids and Structures*, v. 16, p. 263–269, 2002.
- CONSTANTINIDES, Y.; OAKLEY, O. H. Numerical prediction of bare and straked cylinder VIV. In: KUEHNLEIN, W. L.; VALENTINE, D. (Ed.). *Proceedings of 25th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Hamburg, Germany: [s.n.], 2006. (OMAE).
- DIPANKAR, A.; SENGUPTA, T. K.; TALLA, S. B. Suppression of vortex shedding behind a circular cylinder by another control cylinder at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 573, p. 171–190, 2007.
- DONG, S.; TRIANTAFYLLOU, G. S.; KARNIADAKIS, G. E. Elimination of vortex streets in bluff-body flows. *Physical Review Letters*, v. 100, p. 1–4, 2008.
- ELSINGA, G. E.; SCARANO, F.; WIENEKE, B.; OUDHEUSDEN, B. W. Tomographic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, v. 41, p. 933–947, 2006.
- FOURAS, A.; JACONO, D. L.; NGUYEN, C. V.; HOURIGAN, K. Volumetric correlation piv: a new technique for 3d velocity vector field measurement. *Experiments in Fluids*, v. 47, p. 569–577, 2009.
- FU, H.; ROCKWELL, D. Shallow flow past a cylinder: control of the near wake. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 539, p. 1–24, 2005.

- FUJARRA, A. L. C.; PESCE, C. P.; FLEMMING, F.; WILLIAMSON, C. H. K. Vortex-induced vibration of a flexible cantilever. *Journal of Fluids and Structures*, v. 15, p. 651–658, 2001.
- GAD-EL-HAK, M. *Flow control: passive, active, and reactive flow management*. London, United Kingdom: Cambridge University Press, 2000. 448 p.
- GALVAO, R.; LEE, E.; FARRELL, D.; HOVER, F.; TRIANTAFYLLOU, M.; KITNEY, N.; BEYNET, P. Flow control in flow-structure interaction. *Journal of Fluids and Structures*, v. 24, p. 1216–1226, 2008.
- GERRARD, J. H. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, n. 25 no. Part 2, p. 401–413, 1966.
- GIORIA, R. S. *Estudo da estabilidade secundária da esteira de um cilindro em oscilação forçada*. Tese (Doutorado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 2010.
- GIORIA, R. S.; KORKISCHKO, I.; MENECHINI, J. R. Simulation of the flow around a circular cylinder fitted with strakes. In: *Proceedings of the 21st International Congress of Mechanical Engineering*. Natal, RN, Brazil: [s.n.], 2011. (COBEM).
- GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. H. K. Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 420, p. 85–130, 2000.
- HENDERSON, R. D. Nonlinear dynamics and pattern formation in turbulent wake transition. *Journal of Fluid Mechanics*, n. 352, p. 65–112, 1997.
- HUERRE, P.; MONKEWITZ, P. A. Local and global instabilities in spatially developing flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 22, p. 473–537, 1990.
- 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.
- KÄHLER, C. J. Investigation of the spatio-temporal flow structure in the buffer region of a turbulent boundary layer by means of multiplane stereo PIV. *Experiments in Fluids*, v. 36, p. 114–130, 2004.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Motions, forces and mode transitions in VIV at low mass-damping. *Journal of Fluids and Structures*, v. 13, p. 813–851, 1999.
- KORKISCHKO, I.; FREIRE, C. M.; MENECHINI, J. R.; FRANCISS, R. Amplitude response of plain and straked cylinders mounted in 2DOF elastic base: Isolated and tandem configurations. In: LEWEKE, T.; WILLIAMSON, C. H. K. (Ed.). *IUTAM Symposium of Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations*. Capri, Italy: [s.n.], 2010. (BBVIV, 6).
- KORKISCHKO, I.; FREIRE, C. M.; MENECHINI, J. R.; FRANCISS, R. Vortex-induced vibrations and wake structures of isolated and straked cylinders mounted on a 2DOF elastic base. In: *29th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. Shanghai, China: [s.n.], 2010. (OMAE).

- 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*, 2011.
- KORKISCHKO, I.; MENECHINI, J. R.; NISHIMOTO, K.; ÁSSI, G. S. R. Development of a six-component balance for measurements of forces and moments acting in immerse cylinders. In: *Proceedings of the 18th International Congress of Mechanical Engineering*. Ouro Preto, MG, Brazil: [s.n.], 2005. (COBEM).
- KRISHNAMOORTHY, S.; PRICE, S. J.; PAIDOUSSIS, M. P. Cross-flow past an oscillating circular cylinder synchronization phenomena in the near wake. *Journal of Fluids and Structures*, v. 15, p. 955–980, 2001.
- KUO, C.-H.; CHIOU, L.-C.; CHEN, C.-C. Wake flow pattern modified by small control cylinders at low Reynolds numbers. *Journal of Fluids and Structures*, v. 23, p. 938–956, 2007.
- MA, X.; KARNIADAKIS, G. E.; PARK, H.; GHARIB, M. DPIV-driven flow simulation: a new computational paradigm. *Proceedings of the Royal Society A*, v. 459, p. 547–565, 2003.
- MENECHINI, J. R.; BEARMAN, P. W. Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, v. 9, p. 435–455, 1995.
- MITTAL, S. Control of flow past bluff bodies using rotating control cylinders. *Journal of Fluids and Structures*, v. 15, p. 291–326, 2001.
- MITTAL, S. Flow control using rotating cylinders: effect of gap. *Journal of Applied Mechanics*, v. 70, p. 762–770, September 2003.
- MODI, V. J. Moving surface boundary-layer control: a review. *Journal of Fluids and Structures*, v. 11, p. 627–663, 1997.
- NOACK, B. R.; ECKELMANN, H. A global stability analysis of the steady and periodic cylinder wake. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 270, n. 270, p. 297–330, 1994.
- NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. *Journal of Fluids and Structures*, v. 17, p. 57–96, 2003.
- PARKINSON, G. V. Wind-induced instability of structures. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, v. 269, p. 395–413, 1971.
- PARKINSON, G. V. Phenomena and modelling of flow-induced vibrations of bluff bodies. *Progress in Aerospace Sciences*, n. 26, p. 169–224, 1989.
- PATNAIK, B. S. V.; WEI, G. W. Controlling wake turbulence. *Physical Review Letters*, v. 88, n. 5, p. 1–4, 2002.

- PRANDTL, L. Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. In: *Verhandlungen des dritten internationalen Mathematiker-Kongresses*. Heidelberg: [s.n.], 1904.
- PRASAD, A. K. Stereoscopic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, v. 29, p. 103–116, 2000.
- PROVANSAL, M.; MATHIS, C.; BOYER, L. Bénard-von Kármán instability: transient and forced regimes. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 182, p. 1–22, 1987.
- RAFFEL, M.; WILLERT, C. E.; WERELEY, S. T.; KOMPENHANS, J. *Particle Image Velocimetry: A Pratical Guide*. 2nd. ed. [S.l.]: Springer, 2007. 448 p.
- ROCCHI, D.; ZASSO, A. Vortex shedding from a circular cylinder in a smooth and wired configuration: comparison between 3D LES simulation and experimental analysis. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 90, p. 475–489, 2002.
- SARPKAYA, T. Vortex-induced oscillations. *Journal of Applied Mechanics*, v. 46, p. 241–258, 1979.
- SCHLICHTING, H.; GERSTEN, K. *Boundary-Layer Theory*. [S.l.]: Springer, 2003.
- SCHMID, P. J. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 656, p. 5–28, 2010.
- SENGUPTA, T. K.; SINGH, N.; SUMAN, V. K. Dynamical system approach to instability of flow past a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 656, p. 82–115, 2010.
- SIMANTIRAS, P.; WILLIS, N. Investigation on vortex-induced oscillations and helical strakes effectiveness at very high incidence angles. In: CHUNG, J. S. (Ed.). *Proceedings of the Ninth International Offshore and Polar Engineering Conference*. Brest, France: [s.n.], 1999. (ISOPE).
- STEFANI, M. A. *Medidores de distância por triangulação a laser*. Tese (Doutorado) — Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, 1995.
- SZEPESSY, S.; BEARMAN, P. W. Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 234, p. 191–217, 1992.
- TOLSTOV, G. P. *Fourier Series*. [S.l.]: Dover Publications, Inc., 1976.
- TRIM, A. D.; BRAATEN, H.; LIE, H.; TOGNARELLI, M. A. Experimental investigation of vortex-induced vibration of long marine risers. *Journal of Fluids and Structures*, v. 21, p. 335–361, 2005.
- VAN DYKE, M. *An Album of Fluid Motion*. [S.l.]: The Parabolic Press, 1982.
- WILLDEN, R. H. J.; GRAHAM, J. M. R. Numerical prediction of VIV on long flexible circular cylinders. *Journal of Fluids and Sttructures*, v. 15, p. 659–669, 2001.
- WILLERT, C. E.; GHARIB, M. Digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, v. 10, p. 181–193, 1991.

WILLERT, C. E.; GHARIB, M. Three-dimensional particle imaging with a single camera. *Experiments in Fluids*, v. 12, p. 353–358, 1992.

WILLIAMSON, C. H. K. Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 206, p. 579–627, 1989.

WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 28, p. 477–539, 1996.

WILLIAMSON, C. H. K.; GOVARDHAN, R. N. Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 36, p. 413–455, 2004.

WU, C.-J.; WANG, L.; WU, J.-Z. Suppression of the von Kármán vortex street behind a circular cylinder by a travelling wave generated by a flexible surface. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 574, p. 365–391, 2007.

YEUNG, R. W.; SPHAIER, S. H.; VAIDHYANATHAN, M. Unsteady flow about bluff cylinders. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, v. 3, n. 2, 1987.

ZDRAVKOVICH, M. M. Review and classification of various aerodynamic and hydrodynamic means for suppressing vortex shedding. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 7, p. 145–189, 1981.