WAGNER ANTONIO DEFENSOR FILHO

Investigação experimental de vibrações induzidas por escoamento em
cilindros flexíveis com rigidez ortotrópica

São Paulo

2018

WAGNER ANTONIO DEFENSOR FILHO

Investigação experimental de vibrações induzidas por escoamento em
cilindros flexíveis com rigidez ortotrópica

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo
para a obtenção do Título de Mestre em
Ciências

São Paulo
2018

WAGNER ANTONIO DEFENSOR FILHO

Investigação experimental de vibrações induzidas por escoamento em
cilindros flexíveis com rigidez ortotrópica

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo
para a obtenção do Título de Mestre em
Ciências

Área de Concentração:
Engenharia Naval e Oceânica

Orientador:
Prof. Dr. Celso Pupo Pesce

São Paulo
2018

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

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

São Paulo, _____ de _____ de _____

Assinatura do autor: _____

Assinatura do orientador: _____

Catálogo-na-publicação

Filho, Wagner Antonio Defensor

Investigação experimental de vibrações induzidas por escoamento em cilindros flexíveis com rigidez ortotrópica / W. A. D. Filho -- versão corr. -- São Paulo, 2018.

233 p.

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

1.VIV 2.cilindro flexível 3.rigidez ortotrópica 4.ramo de resposta em alta velocidade 5.investigação experimental I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica II.t.

Dedico este trabalho aos meus pais, Wagner e Eliana, por seu amor incondicional e dedicação de que dispuseram em me levar o mais longe possível. Dedico também à minha esposa, Franciele Schlemm, por todo seu amor, paciência, carinho e companheirismo únicos. E, principalmente, por ter ficado ao meu lado, me apoiado e me levantado nos momentos em que mais me perdi na vida. Não teria conseguido sem você.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho, de modo algum, representa o esforço de um único indivíduo. Muito pelo contrário, ele é a materialização da contribuição de várias pessoas e instituições, direta e indiretamente, cada qual com sua parcela. Este autor teve apenas o privilégio de poder estar no timão desta empreitada.

Meus mais sinceros agradecimentos a meu orientador, Prof. Dr. Celso Pupo Pesce, pela oportunidade que me foi dada em participar deste trabalho, pela infra-estrutura de excelência montada no LMO que me foi oferecida, pelos incontáveis momentos de apoio, conversas e orientações (pessoais, principalmente!), despendidos comigo e, principalmente, pela contribuição com minha formação pessoal e profissional.

Ao Prof. Dr. André Fugarra, pelas idéias, discussões e todo o apoio oferecido para a realização deste trabalho. Aos Profs. Drs. Kazuo Nishimoto e Pedro Cardozo de Mello do TPN – USP, pelo equipamento óptico Qualisys® que nos foi emprestado e todo o apoio de que precisávamos. Aos Profs. Drs. Gustavo R. S. Assi e Cesar Monzu Freire e ao MSc Murilo Marangon Cicolin do NDF – EPUSP, por terem possibilitado agenda e pelas orientações e muita ajuda na operação do Canal de Água Circulante. Em especial, ao Prof. Dr. Guilherme Rosa Franzini, pelas constantes contribuições e apoio indispensáveis, desde minha entrada no PPGEN até o fim deste trabalho.

A Oygres Siqueira, Jorge Sakamoto, Cristiano Emilio Justiniano, Douglas Silva e Prof. Gilmar Batalha, pelo apoio durante a construção dos modelos experimentais.

Aos colegas de LMO, que me foram indispensáveis durante todo o curso, elucidando infinitas dúvidas, além da amizade oferecida: Caio Santos, Fernando Toni, Rafael Salles e Renato Orsino. À Larissa Costa Silva, Lânia Camilo e D.^a Edite Maria de Almeida, por todo o apoio oferecido e por nos proporcionar um excelente ambiente de trabalho.

Agradeço ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Naval e Oceânica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo e a Capes – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, pela bolsa de Mestrado de Demanda Social, vigência fev./2015 a fev./2017, que me foi oferecida.

RESUMO

Em experimentos com um cilindro flexível com rigidez a flexão ortotrópica, proporcionando razão entre frequências naturais longitudinal e transversal muito próximas a quatro ($f_{x1}/f_{y1} = 4,08$), Fajarra *et al* (2001) [17] revelaram um ramo de resposta em VIV em alta velocidade. Tal ramo de respostas estável, excitado por perturbações a montante, era caracterizado por amplitudes transversais ao escoamento com ordem de 1 diâmetro e componentes de alta frequência no espectro de energia, estendendo-se por faixa de velocidade reduzida $12 < U^* < 20$ e esvaindo-se a partir da emergência de oscilações no segundo modo de vibração. Almejando aprofundar as investigações acerca deste intrigante achado experimental, uma nova campanha investigativa foi planejada e executada. Quatro cilindros flexíveis com distintas razões de rigidez ortotrópica foram construídos em resina polimérica, com enrijecedores internos de seções retangulares feitos de alumínio, resultando um conjunto com frequências naturais, correspondentes a modos longitudinais e transversais, com razões relativas: 4:1, 3:1, 2:1 e 1:1. Os cilindros foram verticalmente fixados a uma célula de carga 3D. Uma série de ensaios foi conduzida, sob velocidade de escoamento crescente e decrescente. As vibrações dos cilindros flexíveis foram capturadas através de um sistema óptico subaquático, posicionado a jusante, que rastreava a posição de alvos constituídos por fitas refletivas afixadas ao longo do comprimento do cilindro. Clássicas técnicas de análise espectral, decomposição modal no domínio do tempo e a Transformada de Hilbert-Huang foram utilizadas de modo encadeado e recursivo com o fim de determinar as respostas de vibração, em amplitude e frequências dominantes, em função da velocidade reduzida. O ramo de resposta em altas velocidades reduzidas foi recuperado nos experimentos com os quatro cilindros. Análise comparativa sistemática permitiu concluir que o ramo de resposta em tela se deve ao *lock-in* de modos longitudinais, que são excitados em velocidades reduzidas tão mais altas quanto maior for a razão de frequências considerada. Empregando-se, então, os deslocamentos e velocidades modais medidos em formulação de Mineto (2013) [23], foi realizada estimativa de potência elétrica a ser extraída pelo emprego de finos filmes de material piezelétrico depositados sobre as lâminas enrijecedoras internas aos cilindros.

Palavras-chave: VIV; cilindro flexível; rigidez ortotrópica; ramo de resposta em alta velocidade; investigação experimental;

ABSTRACT

A previous work by Fujarra et al. (2001) revealed a “high speed mode branch” in cantilevered flexible cylinders subjected to VIV. That work studied a flexible cylinder with orthotropic bending stiffness in a recirculating water channel, by setting the ratio between the first natural frequencies, in the in-line and cross-wise directions to the flow, very close to four ($f_{x1}/f_{y1} = 4,08$). Such a new stable response branch, triggered by upstream hydrodynamic perturbations, was characterized by amplitudes, perpendicular to the flow, of order of one diameter and by high frequencies components in the energy spectrum. The branch extends from reduced velocity circa 12 up to 20, being extinguished by the onset of the second vibration mode lock-in. Aiming at investigating further this intriguing experimental finding, a new campaign has been planned and performed. Four flexible cylinders with distinct orthotropic bending ratios were built, by molding thin aluminum stiffeners, of rectangular cross section, inside the cylinders made of a flexible resin. The respective natural frequencies ratio, between in-line and cross-wise bending modes, was set to 4:1, 3:1, 2:1 and 1:1. The flexible cylinders were vertically clamped to a 3D load cell. A series of experimental runs were carried out, under ascending and descending flow speeds. The flexible cylinder vibration was captured through an underwater optical system, placed downstream, by tracking 3D Cartesian coordinates of reflective strips placed all along the span, at equi-spaced cross sections. Besides standard spectral analysis techniques, modal decomposition in time domain and the Hilbert-Huang Transform have been recursively used together to determine amplitude and dominant response frequencies. The “high speed mode branch” revealed for all four cylinders tested. Systematic comparative analysis allowed us to conclude that such a response branch is caused by the lock-in of longitudinal modes, excited at reduced velocities ranges that increase with the frequency ratio considered. Finally, using measured modal responses in Mineto (2013) [23] formulation, the electric power that would be extracted by the use of thin piezoelectric layers deposited over the internal stiffeners blades was estimated.

Keywords: VIV; flexible cylinder; orthotropic bending stiffness; high speed mode branch; experimental investigation;

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Amplitudes modais normalizadas para o primeiro modo de vibração flexional. Destaque para o curto ramo de respostas encontrado após o ramo superior. Fonte: Fugarra (1997) [15].	33
Figura 2: Resposta de amplitude versus velocidade reduzida para um cilindro flexível engastado, com fina chapa retangular inserida no sentido longitudinal ao escoamento. Destaque para o ramo de respostas encontrado. Fonte: Fugarra <i>et al.</i> (2001) [17].	35
Figura 3: [Esquerda] Modelo de <i>galloping</i> com um grau de liberdade. [Direita] Resposta de amplitude adimensional vs velocidade adimensional para um sistema de secção quadrada em <i>galloping</i> . $Re = 4000$ a $Re = 20000$. Fonte: Blevins (2001) [6].	39
Figura 4: Modelo de um aerofólio suportado por uma mola vertical e outra torcional. Fonte: Blevins (2001) [6].	40
Figura 5: Diagrama de bifurcação de amplitude <i>versus</i> velocidade de escoamento. [Esquerda] bifurcação supercrítica; [Direita] bifurcação subcritica apresentando histerese. Linha contínua: soluções estáveis; Linha tracejada: soluções instáveis. Fonte: Païdoussis <i>et al.</i> (2011) [25].	41
Figura 6: [Acima] Visualização de escoamento ao redor de cilindro estacionário a $Re=2000$. Adaptado de van Dyke (1982), reproduzido em Assi (2009) [2]. [Abaixo] Pressão distribuída em torno de um cilindro submerso. Fonte: Blevins (2001) [6].	42
Figura 7: [Esquerda] Acima: Escoamento em cilindro circular e fixo. Esteira de vórtices laminar; Abaixo: Esteira de vórtices turbulenta. Notas de aulas, Gustavo Assi, 2016. [Direita] Escoamento ao redor de cilindro para número de Reynolds $Re=3,64$, $Re=9,10$, $Re=13,05$, $Re=39$ e $Re=57,7$. Taneda (1956). Fonte: Franceschini (2015) [9].	46
Figura 8: Escoamento ao redor de cilindro para número de Reynolds $Re=3.64$, $Re=9.10$, $Re=13.05$, $Re=39.0$ e $Re=57.7$. Taneda (1956). Fonte: Franceschini (2015) [9].	47
Figura 9: Visualização dos padrões de emissão de vórtices de Brika & Laneville's, reproduzido em Williamson & Govardhan (2004) [35]. Modo de emissão 2S (à esquerda) e 2P (à direita).	48
Figura 10: Vibração livre de um cilindro montado em base elástica, evidenciando a região de lock-in, A velocidade reduzida é apresentada normalizada. Feng (1968). Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].	49
Figura 11: [Esquerda]: símbolos preenchidos: m^* baixo; símbolos abertos: m^* alto. [Direita]: sistema com baixo parâmetro $m^* \zeta$, evidenciando os ramos de resposta e os respectivos pontos de salto, Govardhan & Williamson (2000). Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].	50

Figura 12: Resultados de um set experimental independente, mostrando a aparição de um valor de massa m^* crítico, abaixo do qual, grandes amplitudes de oscilação são observadas. Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].	51
Figura 13: Resposta de amplitude de oscilação para $m^* < m^*_{crit}$, mostrando um regime infinito de ressonância. Neste caso, $m^* = 0.52$. Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].	52
Figura 14: Massa crítica como função do número de Reynolds. Extraído de Morse & Williamson (2009) [24].	53
Figura 15: Diagrama de Griffin, Skop & Balasubramanian (1997). Fonte: Govardhan & Williamson (2006) [20].	55
Figura 16: Melhoria no dados dispersos provenientes do gráfico de Griffin. Número de Reynolds levado em consideração. Fonte: Govardhan e Williamson (2006) [20].	56
Figura 17: Amplitude modal, q_n / D , versus, c^*_n . Fonte: Vandiver (2012) [34].	57
Figura 18: Representações esquemáticas. [Esquerda] 1 GL; [Direita] 2 GL.	58
Figura 19: [Acima] resultados experimentais do fenômeno de VIV em um grau de liberdade. [Abaixo] resultados experimentais do fenômeno de VIV com dois graus de liberdade. Cilindro perpendicular ao escoamento. Fonte: Franzini (2013) [10].	60
Figura 20: Resposta de amplitude para 1 e 2 GL: (a) $m^* = 2,36$, (b) $m^* = 3,68$, (c) $m^* = 5,19$, (d) $m^* = 6,54$, (e) $m^* = 7,91$, (f) $m^* = 8,76$, (g) $m^* = 10,63$, (h) $m^* = 12,96$. Fonte: Stappenbelt & Lalji (2008) [32].	62
Figura 21: Amplitudes modais normalizadas para o primeiro modo de vibração flexional. Esquerda: destaque para o curto ramo de respostas encontrado após o ramo superior. Extraído de Fuarra (1997). Direita: resposta de oscilação em sistema com 2 GL; Surgimento do novo ramo de resposta: “super-upper branch”. Jauvtis & Williamson (2003b,c). Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].	64
Figura 22: Amplitude de resposta de um Cilindro Flexível, (Pesce & Fuarra, 2000), (*;+), $m^*=2.4$; $(m^*+Ca)\zeta = 0.016$. Destaque para o curto ramo de respostas encontrado; Cilindro Pendular, (Jauvtis & Williamson, 2004), (o), $m^*=2.6$; $(m^*+Ca)\zeta = 0.013$. Fonte: Pesca & Fuarra (2005) [28].	65
Figura 23: Resposta de amplitude versus velocidade reduzida para um cilindro flexível engastado, com fina lâmina retangular de metal inserida como alma do material elastomérico, posicionada no sentido longitudinal ao escoamento. Fonte: Fuarra <i>et al.</i> (2001) [17].	67
Figura 24: [Acima] Detalhe da seção transversal do modelo original e esquema de montagem. [Abaixo] Parâmetros Físico-Mecânicos Nominiais adotados para os Materias que compõem o Modelo Flexível original. Fonte: Fuarra (2002) [16].	71
Figura 25: Três primeiros modos de vibração analíticos de uma barra engastada-livre (<i>cantilever</i>).	74
Figura 26: Destaque para o núcleo artificialmente introduzido nas almas metálicas, em branco no centro, de modo a computar o valor da massa adicional potencial.	75

Figura 27: Disposição típica dos modelos numéricos. Da esquerda para a direita, do alto para baixo: “2mm x 2mm”; “2mm x 1mm”; “3mm x 1mm”; “4mm x 1mm”;.....	76
Figura 28: Três primeiros modos de vibração (transversal) de uma viga tipo engastada-livre (<i>cantilever</i>).	76
Figura 29: Rigidez Flexional em torno do eixo “X-X”. Linha azul: lâmina de 1mm de espessura; Linha preta: lâmina de 2mm de espessura. Pontos vermelhos representam os valores obtidos via MEF.	77
Figura 30: Rigidez Flexional em torno do eixo “Y-Y”. Linha azul: lâmina de 1mm de espessura; Linha preta: lâmina de 2mm de espessura. Pontos vermelhos representam os valores obtidos via MEF.	78
Figura 31: Massa total (massa estrutural somada à massa adicional potencial). Linha azul: lâmina de 1mm de espessura; Linha preta: lâmina de 2mm de espessura. Pontos vermelhos representam os valores obtidos via MEF.....	78
Figura 32: Relação entre frequências naturais longitudinal e transversal correspondentes ao primeiro modo de vibrar nestas direções, f_x / f_y . Linha azul: lâmina de 1mm de espessura; Linha preta: lâmina de 2mm de espessura. Pontos vermelhos representam os valores obtidos via MEF.	79
Figura 33: Modelos experimentais instrumentados com fita refletiva do Sistema Qualisys®.....	83
Figura 34: Vista em planta do conjunto esquemático com disposição dos aparatos utilizados no Canal de Água Recirculante do NDF.....	84
Figura 35: Imagens do ensaio no Canal de Água Circulante do NDF. [Acima, à esquerda] Ancoragem (em amarelo) e cilindro flexível afixados em posição de ensaio. [Acima, à direita] Câmeras subaquáticas do sistema Qualisys® em montagem a jusante dos modelos. [Abaixo, à esquerda] Ancoragem impressa 3D. [Abaixo, à direita] Ensaio em andamento com iluminação proveniente das câmeras; sentido do escoamento: da direita para a esquerda.	85
Figura 36: Ensaio de decaimento. [Acima] amplitudes de vibração longitudinal dos 9 alvos ao longo do cilindro e respectivos espectros de amplitude normalizados. [Abaixo] Decaimentos de amplitude de vibração no primeiro e segundo modo.	87
Figura 37: Ensaio de decaimento. [Acima] amplitudes de vibração transversal dos 9 alvos ao longo do cilindro e respectivos espectros de amplitude normalizados. [Abaixo] Decaimentos de amplitude de vibração no primeiro e segundo modo.	88
Figura 38: Sinais obtidos. Cilindro com razão entre frequências, $f_x / f_y = 4:1$. [Esquerda] crescente. [Direita] decrescente. [Acima] Velocidade de escoamento em função do tempo. [Centro e abaixo] Amplitude adimensional, A^* , da ponta do modelo em X e Y, respectivamente. Curvas azuis: sinais aquisitados; Curvas vermelhas: Função Tendência Instantânea.	92
Figura 39: Sinais obtidos. Cilindro com razão entre frequências, $f_x / f_y = 3:1$. [Esquerda] crescente. [Direita] decrescente. [Acima] Velocidade de escoamento em função do tempo. [Centro e abaixo] Amplitude adimensional, A^* , da ponta do modelo	

em X e Y, respectivamente. Curvas azuis: sinais aquisitados; Curvas vermelhas: Função Tendência Instantânea.	92
Figura 40: Sinais obtidos. Cilindro com razão entre frequências, $f_x / f_y = 2:1$. [Esquerda] crescente. [Direita] decrescente. [Acima] Velocidade de escoamento em função do tempo. [Centro e abaixo] Amplitude adimensional, A^* , da ponta do modelo em X e Y, respectivamente. Curvas azuis: sinais aquisitados; Curvas vermelhas: Função Tendência Instantânea.	93
Figura 41: Sinais obtidos. Cilindro com razão entre frequências, $f_x / f_y = 1:1$. [Esquerda] crescente. [Direita] decrescente. [Acima] Velocidade de escoamento em função do tempo. [Centro e abaixo] Amplitude adimensional, A^* , da ponta do modelo em X e Y, respectivamente. Curvas azuis: sinais aquisitados; Curvas vermelhas: Função Tendência Instantânea.	93
Figura 42: Metodologia de Análise Experimental desenvolvida.	95
Figura 43: Sinais sintetizados. [Esquerda] $f(t)$. [Direita] $g(t)$. Sinais submetidos à transformada de Hilbert. [Acima] Amplitude Instantânea. [Centro] Fase Instantânea (rad); [Abaixo] Frequência instantânea (Hz).....	98
Figura 44: [Esquerda] Oscilações longitudinais, X; [Direita] Oscilações transversais, Y; [Acima] Amplitude de oscilação adimensional com média nula; [Abaixo] 3 IMFs mais significativas. Em vermelho: envelope das IMFs. Cilindro flexível com razão de frequência 4:1.....	99
Figura 45: Amplitudes e frequências adimensionais instantâneas das 3 IMFs mais significativas em ambas direções. [Esquerda] Longitudinal (X). [Direita] Transversal (Y). Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.	100
Figura 46: [Esquerda] Amplitude sintetizada da extremidade. [Direita] Amplitude sintetizada decomposta em amplitudes modais sintetizadas.	104
Figura 47: Amplitudes Modais Adimensionais. [Esquerda] A_{x1}^* e A_{x2}^* , respectivamente. [Direita] A_{y1}^* e A_{y2}^* , respectivamente. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1. Velocidade crescente.....	105
Figura 48: [Esquerda] amplitudes modais adimensionais instantâneas na direção do escoamento, A_{x1}^* e A_{x2}^* . [Direita] frequências modais adimensionais, F_{x1}^* e F_{x2}^* . Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.	107
Figura 49: [Esquerda] amplitudes modais adimensionais instantâneas na direção transversal ao escoamento, A_{y1}^* e A_{y2}^* . [Direita] frequências modais adimensionais, F_{y1}^* e F_{y2}^* . Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.....	107
Figura 50: [Acima à esquerda] Sinal sintetizado $j(t)$ em azul; Pontos pretos: Magnitude de $h(t)$; Pontos vermelhos: Magnitude de $g(t)$; [Acima à direita]: Pontos pretos: Frequência de $h(t)$. Pontos vermelhos: Frequência de $g(t)$. [Abaixo, esquerda e direita] Ampliação da imagem do sinal sintetizado $j(t)$	111
Figura 51: [Esquerda] amplitudes modais adimensionais instantâneas, A_{x1}^* e A_{x2}^* . [Direita] frequências modais adimensionais instantâneas, F_{x1}^* e F_{x2}^* . Procedimento via FFT móvel. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.	112

Figura 52: [Esquerda] amplitudes modais adimensionais instantâneas, A_{y1}^* e A_{y2}^* . [Direita] frequências modais adimensionais instantâneas, F_{y1}^* e F_{y2}^* . Procedimento via FFT móvel. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.	112
Figura 53: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, A_{x1}^* e A_{x2}^* . [Direita] Frequência adimensional modal, F_{x1}^* e F_{x2}^* . [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.	116
Figura 54: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, A_{y1}^* e A_{y2}^* . [Direita] Frequência adimensional modal, F_{y1}^* e F_{y2}^* . [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.	117
Figura 55: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, A_{x1}^* e A_{x2}^* . [Direita] Frequência adimensional modal, F_{x1}^* e F_{x2}^* . [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 3:1.	118
Figura 56: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, A_{y1}^* e A_{y2}^* . [Direita] Frequência adimensional modal, F_{y1}^* e F_{y2}^* . [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 3:1.	119
Figura 57: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, A_{x1}^* e A_{x2}^* . [Direita] Frequência adimensional modal, F_{x1}^* e F_{x2}^* . [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 2:1.	120
Figura 58: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, A_{y1}^* e A_{y2}^* . [Direita] Frequência adimensional modal, F_{y1}^* e F_{y2}^* . [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 2:1.	121
Figura 59: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, A_{x1}^* e A_{x2}^* . [Direita] Frequência adimensional modal, F_{x1}^* e F_{x2}^* . [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 1:1.	123
Figura 60: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, A_{y1}^* e A_{y2}^* . [Direita] Frequência adimensional modal, F_{y1}^* e F_{y2}^* . [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 1:1.	124
Figura 61: [Esquerda] A_{x1}^* e A_{x2}^* ; [Direita]: , F_{x1}^* e F_{x2}^* ; De cima para baixo: 1:1, 2:1, 3:1 e 4:1.	127
Figura 62: [Esquerda] A_{y1}^* e A_{y2}^* ; [Direita] , F_{y1}^* e F_{y2}^* ; De cima para baixo: 1:1, 2:1, 3:1 e 4:1.	129
Figura B - 1: Sinal sintetizado. [Esquerda e acima] amplitude de deslocamento modal. [Esquerda e abaixo] amplitude de velocidade modal. [Direita, acima e abaixo] Ampliação da amplitude de deslocamento e velocidade modal, respectivamente. .	143
Figura B - 2: Potência com sinal $u(t)$ sintetizado como representativo da amplitude do primeiro modo de vibrar do cilindro flexível engastado.	146
Figura B - 3: [Esquerda] Potência disponível no escoamento (W). [Direita] Eficiência de coleta (%). Avaliação a partir de sinal temporal de amplitude sintetizada para o primeiro modo de vibrar.	147

Figura B - 4: Estimativa de potência elétrica que teria sido extraída a partir do primeiro e segundo modos de vibrar na direção transversal ao escoamento. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.	148
Figura B - 5: [Esquerda] Potência disponível no escoamento. [Direita] eficiência de coleta (%). Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.	149
Figura B - 6: [Acima] Potência da amplitude modal extraída na direção Y, P_{y1} (W) e P_{y2} (W), respectivamente. [Direita] velocidade crescente; [Esquerda] velocidade decrescente; Abaixo: RMS da potência da amplitude modal, parametrizada para 3 valores de resistência: 5.	151
Figura B - 7: [Acima]: Potência disponível no escoamento (W). [Abaixo]: Eficiência de coleta (%). [Direita]: velocidade crescente; [Esquerda]: velocidade decrescente; Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.	152
Figura B - 8: [Acima] Potência da amplitude modal extraída na direção Y, P_{y1} (W) e P_{y2} (W), respectivamente. [Direita] velocidade crescente; [Esquerda] velocidade decrescente; Abaixo: RMS da potência da amplitude modal, parametrizada para 3 valores de resistência: 5.	153
Figura B - 9: [Acima]: Potência disponível no escoamento (W). [Abaixo]: Eficiência de coleta (%). [Direita]: velocidade crescente; [Esquerda]: velocidade decrescente; Cilindro flexível com razão de frequências 3:1.	154
Figura B - 10: [Acima] Potência da amplitude modal extraída na direção Y, P_{y1} (W) e P_{y2} (W), respectivamente. [Direita] velocidade crescente; [Esquerda] velocidade decrescente; Abaixo: RMS da potência da amplitude modal, parametrizada para 3 valores de resistência: 5.	155
Figura B - 11: [Acima]: Potência disponível no escoamento (W). [Abaixo]: Eficiência de coleta (%). [Direita]: velocidade crescente; [Esquerda]: velocidade decrescente; Cilindro flexível com razão de frequências 2:1.	156
Figura B - 12: [Acima] Potência da amplitude modal extraída na direção Y, P_{y1} (W) e P_{y2} (W), respectivamente. [Direita] velocidade crescente; [Esquerda] velocidade decrescente; Abaixo: RMS da potência da amplitude modal, parametrizada para 3 valores de resistência: 5.	157
Figura B - 13: [Acima]: Potência disponível no escoamento (W). [Abaixo]: Eficiência de coleta (%). [Direita]: velocidade crescente; [Esquerda]: velocidade decrescente; Cilindro flexível com razão de frequências 1:1.	158
Figura B - 14: RMS das potências modais. [Acima] modelo 4:1; [Abaixo] modelo 3:1.	159
Figura B - 15: RMS das potências modais. [Acima] modelo 2:1; [Abaixo] modelo 1:1.	160
Figura A - 1: Modelo 1:1. Corrida 1. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, A_{x^*} e A_{y^*} , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	162

Figura A - 2: Modelo 1:1. Corrida 2. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	163
Figura A - 3: Modelo 1:1. Corrida 3. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	164
Figura A - 4: Modelo 2:1. Corrida 1. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	165
Figura A - 5: Modelo 2:1. Corrida 2. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	166
Figura A - 6: Modelo 2:1. Corrida 3. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	167
Figura A - 7: Modelo 3:1. Corrida 1. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	168
Figura A - 8: Modelo 3:1. Corrida 2. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	169
Figura A - 9: Modelo 3:1. Corrida 3. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	170
Figura A - 10: Modelo 4:1. Corrida 1. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	171
Figura A - 11: Modelo 4:1. Corrida 2. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	172
Figura A - 12: Modelo 4:1. Corrida 3. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.	173
Figura A - 13: Modelo 1:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.	174
Figura A - 14: Modelo 1:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.	175

Figura A - 15: Modelo 1:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	176
Figura A - 16: Modelo 2:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	177
Figura A - 17: Modelo 2:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	178
Figura A - 18: Modelo 2:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	179
Figura A - 19: Modelo 3:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	180
Figura A - 20: Modelo 3:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	181
Figura A - 21: Modelo 3:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	182
Figura A - 22: Modelo 4:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	183
Figura A - 23: Modelo 4:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	184
Figura A - 24: Modelo 4:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ax1^*$ e $Ax2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	185
Figura A - 25: Modelo 1:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	186
Figura A - 26: Modelo 1:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	187
Figura A - 27: Modelo 1:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	188

Figura A - 28: Modelo 2:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	189
Figura A - 29: Modelo 2:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	190
Figura A - 30: Modelo 2:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	191
Figura A - 31: Modelo 3:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	192
Figura A - 32: Modelo 3:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	193
Figura A - 33: Modelo 3:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	194
Figura A - 34: Modelo 4:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	195
Figura A - 35: Modelo 4:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	196
Figura A - 36: Modelo 4:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fx1^*$ e $Fx2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	197
Figura A - 37: Modelo 1:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	198
Figura A - 38: Modelo 1:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	199
Figura A - 39: Modelo 1:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	200
Figura A - 40: Modelo 2:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	201

Figura A - 41: Modelo 2:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	202
Figura A - 42: Modelo 2:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	203
Figura A - 43: Modelo 3:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	204
Figura A - 44: Modelo 3:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	205
Figura A - 45: Modelo 3:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	206
Figura A - 46: Modelo 4:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	207
Figura A - 47: Modelo 4:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	208
Figura A - 48: Modelo 4:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $Ay1^*$ e $Ay2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	209
Figura A - 49: Modelo 1:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	210
Figura A - 50: Modelo 1:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	211
Figura A - 51: Modelo 1:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	212
Figura A - 52: Modelo 2:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	213
Figura A - 53: Modelo 2:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	214

Figura A - 54: Modelo 2:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	215
Figura A - 55: Modelo 3:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	216
Figura A - 56: Modelo 3:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	217
Figura A - 57: Modelo 3:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	218
Figura A - 58: Modelo 4:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	219
Figura A - 59: Modelo 4:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	220
Figura A - 60: Modelo 4:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $Fy1^*$ e $Fy2^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	221
Figura A - 61: Modelo 1:1. Corrida 1. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms $Py1$ e rms $Py2$, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	222
Figura A - 62: Modelo 1:1. Corrida 2. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms $Py1$ e rms $Py2$, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	223
Figura A - 63: Modelo 1:1. Corrida 3. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms $Py1$ e rms $Py2$, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	224
Figura A - 64: Modelo 2:1. Corrida 1. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms $Py1$ e rms $Py2$, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	225
Figura A - 65: Modelo 2:1. Corrida 2. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms $Py1$ e rms $Py2$, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	226
Figura A - 66: Modelo 2:1. Corrida 3. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms $Py1$ e rms $Py2$, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.....	227

Figura A - 67: Modelo 3:1. Corrida 1. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U* crescente; [Abaixo] U* decrescente.....	228
Figura A - 68: Modelo 3:1. Corrida 2. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U* crescente; [Abaixo] U* decrescente.....	229
Figura A - 69: Modelo 3:1. Corrida 3. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U* crescente; [Abaixo] U* decrescente.....	230
Figura A - 70: Modelo 4:1. Corrida 1. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U* crescente; [Abaixo] U* decrescente.....	231
Figura A - 71: Modelo 4:1. Corrida 2. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U* crescente; [Abaixo] U* decrescente.....	232
Figura A - 72: Modelo 4:1. Corrida 3. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U* crescente; [Abaixo] U* decrescente.....	233

LISTA DE TABELAS

Tabela 3-1: Grupos adimensionais que governam o fenômeno de VIV.	44
Tabela 4-1: Sequência de atividades relativas aos procedimentos experimentais....	70
Tabela 4-2: Parâmetros físicos e mecânicos utilizados na modelagem analítica e numérica.....	80
Tabela 4-3: Valores de frequências naturais longitudinais e transversais obtidos analítica e numericamente, correspondentes ao primeiro modo de vibrar nestas direções.....	80
Tabela 4-4: Valores de frequências naturais longitudinais e transversais obtidos analítica e numericamente, correspondentes ao segundo modo de vibrar nestas direções.....	80
Tabela 4-5: Frequências naturais e coeficientes de amortecimento obtidos de ensaios de decaimento em água parada ($U = 0$ m/s) em ambas as direções.	88
Tabela 4-6: Valores de frequências naturais em água obtidos analítica, numérica e experimentalmente. Diferença percentual apresentada entre os procedimentos analítico e experimental.	89
Tabela 4-7: Matriz de ensaios experimentais	90

LISTA DE SÍMBOLOS

Alfabeto Grego

π	Pi (3,14)
ρ	Densidade da água (1000 kg/m ³)
ζ	Coeficiente de amortecimento
ν	Viscosidade cinemática da água (1,003*10 ⁻³ Pa*s)
$\emptyset_{VORTEX}$	Fase de liberação de vórtices com respeito ao movimento
$\emptyset_{TOTAL}$	Fase total
α	Parâmetro massa-amortecimento de Govardhan & Williamson (2006) [20]
α_n	Coeficientes de modos de vibrar
φ_n	Modos de vibrar
ω	Frequência de vibração (rad/s)
θ	Fase entre sinais
$\phi(L)^n$	Formas modais
$\phi(U^*)$	Potência disponível no escoamento
ϕ^L	Integral da derivada dos modos de vibrar no comprimento da viga
ϕ^{Lp}	Integral da derivada dos modos de vibrar no comprimento do material piezelétrico
$\eta(U^*)$	Eficiência de coleta de energia
μ_0	Constante de permeabilidade do material magnético
ρ_P	Densidade do material piezelétrico
ρ_V	Densidade do material

Alfabeto Romano

a	Parâmetro estrutural não-linear do material piezelétrico
A	Parâmetro relacionado à energia potencial da massa magnética
A_p	Área do material piezelétrico
A_v	Área da seção transversal da viga engastado-livre
$a(t)$	Sinal sintetizado
$\hat{a}_n^x(t_j)$	Amplitude modal para um dado momento t_j na direção x
$\hat{a}_n^y(t_j)$	Amplitude modal para um dado momento t_j na direção y
$\hat{a}_n^z(t_j)$	Amplitude modal para um dado momento t_j na direção z
A_M^*	Amplitude modificada
A_x^*	Amplitude adimensional na direção x
A_y^*	Amplitude adimensional na direção y
A_{xn}^*	Amplitude modal adimensional na direção x
A_{yn}^*	Amplitude modal adimensional na direção y
$\hat{A}_{xn}^*$	Amplitude modal adimensional instantânea na direção x
$\hat{A}_{yn}^*$	Amplitude modal adimensional instantânea na direção y
b	Parâmetro estrutural não-linear do material piezelétrico
B	Parâmetro relacionado à energia potencial da massa magnética
c	Parâmetro estrutural não-linear do material piezelétrico
c_f	Coefficiente de amortecimento mecânico
c^*	Parâmetro de máxima amplitude de vibração de Vandiver (2012) [34]
C_a	Coefficiente de massa adicional
C_D	Coefficiente da força de arrasto
C_L	Coefficiente da força de sustentação

d	Parâmetro estrutural não-linear do material piezelétrico
d_0	Parâmetro geométrico relacionado ao ponto de medição do deslocamento $w(x,t)$
D	Diâmetro
e	Parâmetro estrutural não-linear do material piezelétrico
EI	Rigidez à flexão
U	Velocidade de Escoamento
U^*	Velocidade de Escoamento Reduzida
f	Frequência de oscilação
$f(t)$	Sinal sintetizado
f^*	Frequência de oscilação adimensional
f_{xn}	Frequência característica do modo de vibrar na direção x
f_{yn}	Frequência característica do modo de vibrar na direção y
F	Força de excitação
F_D	Força de arrasto
F_L	Força de sustentação
$F(\omega)$	Transformada de Fourier
F_x^*	Frequência adimensional na direção x
F_y^*	Frequência adimensional na direção y
F_{xn}^*	Frequência modal adimensional na direção x
F_{yn}^*	Frequência modal adimensional na direção y
$\hat{F}_{xn}^*$	Frequência modal adimensional instantânea na direção x
$\hat{F}_{yn}^*$	Frequência modal adimensional instantânea na direção y
$g(t)$	Sinal sintetizado
$h(t)$	Sinal sintetizado
I_V	Momento de inércia de área da viga engastado-livre

$j(t)$	Sinal sintetizado
k	Rigidez
k_0	Rigidez efetiva da viga “ <i>bimorph</i> ”
K_S	Parâmetro de estabilidade de Vickery & Watkin 1964
L	Comprimento do cilindro sob VIV
m_1	Momento magnético da massa concentrada
m_2	Momento magnético da massa concentrada
m	Massa estrutural
m_a	Massa adicional
m_m	Massa magnética
m_t	Massa total do sistema
m^*	Razão de massa
m_{CRIT}^*	Razão de massa crítica
$\tilde{m}$	Massa modal do sistema para o primeiro modo de vibrar
Rk	Resistência ($k = 1, 2, 3$)
Re	Número de Reynolds
S_C	Número de Scruton
S_G	Parâmetro de Skop-Griffin
S_t	Número de Strouhal
u	Deslocamento modal
$\dot{u}$	Velocidade modal
$\ddot{u}$	Aceleração modal
$u(t)$	Sinal sintetizado
$u_0(t)$	Sinal sintetizado
V	Tensão elétrica
$X_j(t)$	IMFs

X^*	Amplitude adimensional na direção x
Y_V	Módulo de elasticidade do material da viga
$\tilde{y}(t)$	Sinal modal sintetizado
$Y_j(t)$	Transformada de Hilbert
Y^*	Amplitude adimensional na direção y
$Z_j(t)$	Função analítica
Z^*	Amplitude adimensional na direção z

GLOSSÁRIO

1 GL	Um Grau de Liberdade
2 GL	Dois Graus de Liberdade
EMD	Empirical Mode Decomposition
EPUSP	Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
FFT	Fast Fourier Transform
Flutter	Fenômeno de instabilidade dinâmica, de natureza aeroelástica, que envolve acoplamento entre flexão e torção de um fólio (ou corpo semelhante, de perfil afilado) exposto a escoamento, em baixo ângulo de ataque.
Galloping	Fenômeno de instabilidade dinâmica, de natureza aeroelástica, de um corpo exposto a escoamento, geralmente com seção transversal não-circular.
HHT	Hilbert-Huang Transform
IMF	Intrinsic Mode Function
IPT	Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo
Lock-in	Sincronização
Lower branch	Ramo inferior de respostas de amplitude de oscilação em VIV
NDF	Núcleo de Dinâmica e Fluidos
VIV	Vortex-Induced Vibration ou Vibrações Induzidas por Vórtices
VIM	Vortex-Induced Motion
RMS	Root Mean Square
Upper branch	Ramo superior de respostas de amplitude de oscilação em VIV

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	28
2	MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS	33
3	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	38
3.1	Gallopig	38
3.2	Flutter 40	
3.3	VIV – “Vortex-Induced Vibration”	42
3.3.1	A esteira de vórtices.....	45
3.3.2	Ramos de resposta	48
3.3.3	Máxima amplitude de oscilação	54
3.3.4	Cilindros com dois graus de liberdade	58
3.3.5	Cilindros flexíveis engastados	63
4	METODOLOGIA EXPERIMENTAL E MATRIZ DE ENSAIOS.....	69
4.1	Concepção dos modelos de cilindros flexíveis.....	70
4.2	Modelagem analítica e numérica.....	73
4.3	Instrumentação e sistemas de medição.....	82
4.4	Caracterização dinâmica dos modelos experimentais.....	86
4.5	Matriz de ensaios experimental	89
5	METODOLOGIA DE ANÁLISE EXPERIMENTAL E RESULTADOS ILUSTRATIVOS.....	94
5.1	Transformada de Hilbert-Huang	96
5.2	Projeção de Galerkin	103
5.3	Transformada de Fourier – Janelamento móvel	109
6	ANÁLISE EXPERIMENTAL COMPARATIVA.....	115
6.1	Comportamento dinâmico - Modelo 4:1	116
6.2	Comportamento dinâmico - Modelo 3:1	118
6.3	Comportamento dinâmico - Modelo 2:1	120
6.4	Comportamento dinâmico - Modelo 1:1	123
6.5	Síntese.....	126
7	CONCLUSÃO	130
7.1	Sugestões de trabalhos futuros	133
8	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	136
	APÊNDICE A – MOMENTOS DE INÉRCIA E RIGIDEZ FLEXIONAL.....	141
	APÊNDICE B – ESTIMATIVA DE ORDEM DE GRANDEZA DE POTÊNCIA DE EXTRAÇÃO	142

APÊNDICE B 1 Análise sistemática de estimativa de ordem de grandeza de potência extraída	150
APÊNDICE B 1.1 Estimativa de potência extraída – Modelo 4:1	151
APÊNDICE B 1.2 Estimativa de potência extraída – Modelo 3:1	153
APÊNDICE B 1.3 Estimativa de potência extraída – Modelo 2:1	155
APÊNDICE B 1.4 Estimativa de potência extraída – Modelo 1:1	157
APÊNDICE B 1.5 Síntese da estimativa de ordem de grandeza de potência de extração.....	158
ANEXO A- FIGURAS.....	161

1 INTRODUÇÃO

Interações Fluido-Estrutura são fenômenos decorrentes da dinâmica existente no escoamento de um fluido ao redor de um corpo material sólido. Tais interações ocorrem em uma enorme gama de sistemas naturais e artificiais de nosso cotidiano, quando submetidos à ação de ventos, correntezas, ou, eventualmente, à combinação de ambos.

Os efeitos decorrentes de tais interações influenciam o comportamento dinâmico e a vida útil de diversas estruturas, a exemplo de asas e fuselagem de aviões, chaminés, edifícios, estruturas de torres e pontes, estais de fixação, veículos terrestres e aquáticos, plataformas oceânicas, cabos umbilicais, *risers* e linhas de produção utilizados em exploração *offshore*.

Uma das interações fluido-estrutura mais interessantes possui natureza ressonante e é conhecida como *VIV – Vibrações Induzidas por Vórtices*, ou, do inglês, *Vortex-Induced Vibration*. Geralmente, este tipo de fenômeno ocorre em estruturas e corpos rombudos¹ e é decorrente da sincronização que ocorre entre a frequência de liberação de vórtices com alguma das frequências características de vibração do corpo imerso. Os esforços impostos por tal fenômeno possuem caráter cíclico, muitas vezes caracterizado por rico conteúdo de frequências.

Cilindros flexíveis, quando posicionados de forma transversal ao escoamento, são corpos rombudos que apresentam grande semelhança com muitas estruturas e sistemas tecnológicos atuais de grande esbeltez, tais como cabos, tubulações e *risers*, muito utilizados na Engenharia Oceânica. Diferentemente da dinâmica encontrada em cilindros rígidos montados em base elástica, cilindros flexíveis apresentam um comportamento dinâmico mais complexo. É de se esperar que longas estruturas flexíveis, quando submetidas ao fenômeno de *VIV*, apresentem oscilações em uma combinação de distintos modos de vibrar.

De especial importância à Engenharia Oceânica, o comportamento dinâmico de estruturas flexíveis, em especial cilindros flexíveis, vêm sendo alvo de intensivos

¹ Corpo rombudo é aquele que, quando sujeito a uma corrente fluida, apresenta considerável proporção de sua superfície submersa exposta ao fenômeno da separação do escoamento; ver Bearman (1984) [3].

estudos por pesquisadores da EPUSP há mais de duas décadas. Em especial, dois trabalhos se depararam com comportamentos dinâmicos curiosos e nunca antes observados nas clássicas respostas de cilindros 1 e 2 graus de liberdade² (respectivamente, liberdade de oscilação transversal ao escoamento e liberdade de oscilação transversal e longitudinal ao escoamento simultâneas): Fuarra (1997) [15] e Fuarra (2002) [16].

Em Fuarra (1997) [15], ver também Pesce & Fuarra (2000) [27], os resultados de ensaios de VIV com um longo cilindro flexível em alumínio, com extremidade superior engastada, apresentaram, dentre outros pontos muito interessantes um curto ramo de resposta, após o ramo superior, com amplitudes de oscilação superiores àsquelas do próprio pico de *lock-in*, o qual poderia indicar a ocorrência de um acoplamento modal.

Já o trabalho concluído por Fuarra (2002) [16], que fora previamente discutido e publicado em Fuarra *et al* (2001) [17], buscou aprofundar as investigações acerca do acoplamento modal em VIV e da dinâmica envolvida no patamar de respostas ressonante, através de uma segunda campanha investigativa empregada em um cilindro rígido com 2 GL, bem como em um cilindro flexível com extremidade superior engastada e rigidez ortotrópica, proporcionada pela inclusão de uma fina lâmina metálica como alma do cilindro, com sua maior rigidez disposta no sentido do escoamento. Na investigação do cilindro rígido com 2 GL, as respostas de amplitude e frequência de oscilação corroboram os resultados apontados na literatura. Entretanto, as respostas do cilindro flexível apresentaram um inédito ramo de resposta com altas amplitudes e frequências de oscilação, em faixa de velocidade reduzida incomum, $U^* > 12$, $U^* = U/f_n D$ (onde U é a velocidade do escoamento, f_n a frequência natural do primeiro modo de vibração transversal ao escoamento e D o diâmetro do cilindro), batizado pelos autores de “ramo de alta velocidade” (“*high speed mode branch*”).

Se por um lado a dinâmica causada pelo fenômeno do tipo VIV representa potencial risco de dano estrutural, por outro, dado seu caráter auto-excitado e auto-regulado, se utilizado de forma controlada, pode ser visto como eventual fonte de energia alternativa, extraindo-se energia das oscilações por ele causadas.

² Desde ponto em diante, a denominação de grau de liberdade será dada pela abreviação GL.

A dinâmica dos oceanos constitui formidável fonte de aproveitamento de energia e tem sido objeto de diversas concepções de aproveitamento e conversão, tais como descritos em Fleming (2012) [8]. De maneira complementar, a energia eólica tem sido explorada a partir de turbinas instaladas em plataformas fixas e flutuantes, próximas ou afastadas da costa; ver Alves (2011) [1].

No que concerne às interações do tipo VIV, há testes de conversão de energia pioneiros bem sucedidos sendo executados em canais lacustres e fluviais como, por exemplo, os realizados com o dispositivo VIVACE, *Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy*, desenvolvido pelo grupo liderado pelo Prof. Michael Bernitsas, da Universidade de Michigan, Bernitsas *et al* (2008) [5]. Tal dispositivo foi concebido para extração de energia através de conversão eletro-mecânica, de baixa a média potência, na faixa de algumas centenas de KW a uma dezena de MW, dependendo da quantidade de módulos utilizados. Baseia-se na amplificação controlada das VIV decorrentes da interação entre diversos cilindros rígidos montados em base elástica, em um mecanismo que mimetiza o nado sincronizado de cardumes de peixes. Até o presente momento, tal dispositivo não foi testado em ambiente marítimo.

Por outro lado, a aplicação de materiais piezelétricos como meio para a conversão de oscilações em eletricidade é um tema bastante atual. Em Franzini *et al* (2017) [14], os autores investigaram, através de um modelo numérico, os efeitos da instabilidade paramétrica na colheita de energia de um prisma de seção transversal quadrada, submetido aos efeitos de *galloping* transversal, simulando a aplicação de materiais piezelétricos. Em outro trabalho, Tang & Dowell (2018) [33], analisaram, também por meios numéricos, a capacidade de extração de potência de uma placa laminada sujeita a *flutter*, recoberta em ambas as faces por material piezelétrico.

Dentro deste contexto, motivado pelos resultados inéditos acerca da dinâmica de cilindros flexíveis investigados em Fuarra (1997) [15] e Fuarra (2002) [16], bem como, pela atualidade do tema de conversão de oscilações em energia elétrica através de materiais piezelétricos, o presente trabalho engendrou campanha experimental acerca do comportamento dinâmico de cilindros flexíveis engastados com rigidez flexional ortotrópica sob ação de VIV. O foco primeiro desta investigação é a compreensão das causas e mecanismos que controlam os inusitados ramos de respostas com grandes amplitude e frequência de oscilação, obtidos por Fuarra *et al* (2001) [17], almejando, como foco ulterior, seu emprego como fonte primária na

conversão de energia mecânica em energia elétrica, através do emprego de finas lâminas de material piezelétrico, possivelmente depositadas sobre a alma metálica interna aos cilindros. Investigar o mecanismo dos diferentes ramos de resposta em VIV, em especial daquele encontrado em Fajarra *et al.* (2001) [17], é fundamental à eventual necessidade de mitigação do fenômeno, bem como pode representar um avanço chave a subsidiar o desenvolvimento de sistemas de coleta de energia renovável, tema este tão atual e promissor. Tais dispositivos poderiam atender a demandas energéticas de pequenos sistemas flutuantes, como bóias-oceanográficas, sensores remotos oceanográficos e hidrológicos, que utilizam baterias por estarem afastados de fontes de energia convencionais.

A presente dissertação investiga, experimentalmente, quatro cilindros flexíveis de rigidez flexional ortotrópica sujeitos a VIV com diferentes razões de frequências naturais, f_{x1}/f_{y1} , construídos a partir do emprego de resina polimérica, no interior da qual é montada lâmina metálica com diferentes razões de aspecto. Os experimentos foram conduzidos no Canal de Água Circulante do NDF (Núcleo de Dinâmica e Fluidos), localizado na EPUSP (Escola Politécnica da Universidade de São Paulo). Curvas de resposta de amplitude e frequência de oscilação foram obtidas, de acordo com os modos de vibração predominante. De posse dos resultados experimentais de tal investigação, através dos deslocamentos e velocidades modais medidos, estimou-se a potência elétrica que poderia ser extraída, através de um modelo matemático representativo da dinâmica de uma viga engastado-livre (*cantilever*) revestida com material piezelétrico em arranjo bimorfo, estudado em Mineto (2013) [23].

O texto está estruturado como descrito abaixo.

No segundo capítulo são detalhadas as motivações e os objetivos definidos para este trabalho.

No capítulo três, são apresentados alguns fundamentos que envolvem três fenômenos de interação fluido-estrutura mais comuns, a saber: *Galloping*, *Flutter* e VIV. Ênfase é dada à descrição do fenômeno de VIV, de sua natureza, e dos parâmetros que o controlam, com especial tratamento emprestado aos cilindros flexíveis engastados, tema de fundo da presente dissertação.

No capítulo 4 é apresentada a metodologia experimental adotada no presente trabalho. São descritas a concepção dos modelos experimentais através de vertentes

analíticas e numéricas (MEF), bem como a instrumentação aplicada para a caracterização dos modelos e obtenção das séries temporais. Técnicas atuais de monitoração de deslocamento ao longo dos cilindros, utilizando-se de sistema subaquáticos de rastreamento ótico são empregadas. A matriz de ensaios elaborada é descrita com detalhes.

No quinto capítulo é apresentada e discutida a metodologia de análise experimental desenvolvida e aplicada aos dados experimentais obtidos nos ensaios. Métodos de análise de sinais atuais são utilizados, organizados através de um original emprego recursivo da Transformada de Hilbert-Huang, aplicada a sinais temporais de deslocamento e de amplitudes modais, provenientes da técnica de projeção de Galerkin. O conceito de “janelamento móvel” é utilizado para o emprego de técnica clássica de análise de sinais, baseada na Transformada de Fourier (FFT). O cilindro de razão de frequências naturais 4:1, calculada entre modos homólogos nas direções longitudinal e transversal, é tomado como caso ilustrativo de aplicação da metodologia de análise experimental, tornando-se estudo de referência. Deste estudo, importantes conclusões são extraídas acerca da natureza e dos mecanismos de formação do “*high speed mode branch*”.

O capítulo seis apresenta análise sistemática, comparando resultados advindos dos experimentos com os quatro cilindros ensaiados, de distintas razões de frequência.

No capítulo sete, apresentam-se as conclusões acerca da campanha experimental aqui realizada, juntamente com sugestões de trabalhos futuros.

No Apêndice B, a partir de formulação analítica de Mineto (2013) [23], impondo as amplitudes modais de cada modelo obtidas através da metodologia de análise aqui desenvolvida, é estabelecido um método de estimação de ordem de grandeza de potência elétrica a ser extraída dos cilindros estudados, se sobre sua alma de enrijecimento fosse depositada fina camada de material piezoelétrico. São apresentadas comparações das ordens de grandeza obtidas dos valores estimados de potência elétrica extraída.

2 MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS

A motivação aqui apresentada tem como fonte resultados inéditos e curiosos de dois trabalhos realizados pelo grupo de estudos da EPUSP, que vêm, ao longo das últimas décadas, conduzindo esforços no sentido de melhor compreender os fenômenos de VIV em cilindros flexíveis. Devido a resultados mais impactantes, o segundo trabalho aqui descrito é o maior motivador da presente campanha.

No primeiro trabalho em questão, Fugarra (1997) [15] e Pesce & Fugarra (2000) [27], apresentam resultados inéditos de ensaios de VIV em água, realizados no Tanque de Provas do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo (IPT), com um longo cilindro flexível de alumínio, engastado em sua extremidade superior. Os resultados apontaram a presença de, ao menos, três ramos de resposta de amplitude, característica compartilhada por cilindros rígidos com 2 graus de liberdade. No entanto, os autores identificaram um curto e inédito ramo de resposta de grandes amplitudes de oscilação, após o pico de *lock-in*, competindo com o ramo inferior, ou *lower branch*. Foram aventadas algumas hipóteses para o surgimento deste inédito comportamento dinâmico, como um possível acoplamento modal.

Fig. 9 Normalized Modal Amplitude as function of the Reduced Velocity. First flexural eigenmode only.

Figura 1: Amplitudes modais normalizadas para o primeiro modo de vibração flexional. Destaque para o curto ramo de respostas encontrado após o ramo superior. Fonte: Fugarra (1997) [15].

Maiores detalhes acerca do primeiro experimento motivador encontram-se no Capítulo 3, “Fundamentação Teórica”, Seção 3.3, “VIV – Vortex-Induced Vibration”, sub-seção 3.3.5, “Cilindros Flexíveis Engastados”.

Fujarra (2002) [16] foi o segundo trabalho motivador da presente campanha, ver também Fujarra *et al.* (2001) [17]. Neste trabalho, os autores buscaram aprofundar as investigações com cilindros rígidos e flexíveis sob VIV, a fim de obter maiores informações acerca das causas que contribuem para o surgimento do inédito e curto ramo de respostas identificado imediatamente após o ramo superior (SU) por Fujarra (1997) [15].

O primeiro sistema investigado era um cilindro rígido montado em base elástica com 2 graus de liberdade e o segundo, um cilindro flexível de elastômero, engastado em sua extremidade superior, porém, utilizando uma lâmina metálica como alma, posicionada paralela ao plano longitudinal de escoamento, de modo a aumentar a rigidez do cilindro neste sentido e assim, permitir oscilações transversais ao escoamento e tentar inibir oscilações longitudinais. O acoplamento entre vibrações longitudinais e transversais havia sido observado visualmente nos experimentos relatados em Pesce & Fujarra (2000) [27] quando da ocorrência do curto ramo de resposta de alta amplitude existente após o pico de *lock-in*.

Quanto aos resultados de Fujarra *et al.* (2001) [17], para o sistema com cilindro rígido e apoio elástico com 2 graus de liberdade, foram identificados 3 ramos de resposta e oscilações transversais e longitudinais acopladas, as quais reafirmam a relação da presença do 2º grau de liberdade (longitudinal ao escoamento) com o aumento das amplitudes de oscilação. Por sua vez, nos resultados referentes ao cilindro flexível engastado de rigidez ortotrópica, evidenciou-se claramente em seu comportamento dinâmico o surgimento de um intrigante amplo ramo estável de respostas de oscilação, após o pico de *lock-in*, caracterizado por valores de amplitudes superiores aos valores encontrados no próprio pico de *lock-in*, situado em uma faixa de velocidade reduzida, $12 < U^* < 20$, onde comumente se extingue o denominado “*lower branch*”. Nesta faixa de velocidade reduzida, dois ramos de resposta estão presentes, coexistindo, evidenciando uma bifurcação no comportamento dinâmico do sistema, a qual foi visualizada através da presença de um fenômeno de salto entre estes ramos. A este novo ramo, os autores atribuíram a identificação de “*high-speed mode branch*” (deste ponto em diante, a este ramo será utilizada a denominação de “ramo de alta velocidade”, visto ser uma denominação mais condizente com suas características observadas: grandes amplitudes e maior frequência de oscilação).

Figura 2: Resposta de amplitude versus velocidade reduzida para um cilindro flexível engastado, com fina chapa retangular inserida no sentido longitudinal ao escoamento. Destaque para o ramo de respostas encontrado. Fonte: Fuarra *et al.* (2001) [17].

A identificação (neste segundo e diferente experimento) de um segundo ramo de respostas de grandes amplitudes, em faixa inesperada de velocidade reduzida, sugere que, sob determinadas condições, cilindros flexíveis podem acoplar oscilações em modos de vibração ortogonais, ocasionando trajetórias de maior energia.

O detalhamento completo acerca deste experimento encontra-se no Capítulo 3, “Fundamentação Teórica”, Seção 3.3, “VIV – Vortex-Induced Vibration”, sub-seção 3.3.5, “Cilindros Flexíveis Engastados”.

O ineditismo observado nos resultados presentes em ambos os trabalhos prévios descritos acima, Fuarra (1997) [15] e Fuarra (2002) [16], são motivação suficiente para o desenvolvimento de uma campanha investigativa, com a finalidade de aprofundar o conhecimento acerca da temática de VIV em cilindros flexíveis. No entanto, uma motivação secundária irrompe nesse cenário. A possibilidade de conversão das oscilações estruturais (de grandes amplitudes e frequências) decorrentes da dinâmica presente no ramo de alta energia, em energia elétrica, categoriza o fenômeno como uma possível fonte de energia alternativa. Para esta

conversão, o emprego de materiais piezelétricos é uma opção, permitindo a conversão da energia de deformação presente na barra engastada em balanço (*cantilever*) sob VIV, em eletricidade.

As questões a serem respondidas são diversas e poderão contribuir concretamente para o avanço no entendimento acerca dos fenômenos de interação fluido-estrutura em cilindros flexíveis. Estes complexos e ainda não totalmente esclarecidos comportamentos dinâmicos, além da possibilidade de seu uso como fonte de energia alternativa, nos levam a aprofundar a investigação acerca do comportamento de cilindros flexíveis sob VIV.

Partindo da linha investigativa descrita acima. Os objetivos propostos a serem alcançados são o aprofundamento no entendimento do fenômeno de VIV em cilindros flexíveis, o entendimento do “ramo de alta velocidade”, bem como respostas que apontem os parâmetros que controlam tal comportamento dinâmico encontrado nos modelos ensaiados por Fugarra (2002) [16], previamente publicados em Fugarra *et al.* (2001) [17]. A investigação busca então elucidar os seguintes pontos:

- Seria o “ramo de vibração de alta velocidade” causado pelo acoplamento entre modos de vibração em planos ortogonais (nas direções do e perpendicular ao escoamento)?
- Qual a influência da rigidez ortotrópica do modelo ensaiado, no surgimento deste novo ramo?
- Qual o motivo da bifurcação existente na estabilidade dinâmica em velocidades reduzidas $U^* \geq 12$? A relação de rigidez ou geometria da alma influenciam em tal comportamento?
- Quais são os padrões de emissão de vórtices, presentes neste ramo de vibração?
- Estas oscilações são características de qual fenômeno: VIV, *Flutter* ou a alguma combinação destes dois fenômenos já bem fundamentados na literatura?

Complementarmente, as respostas aqui obtidas serão avaliadas sob o prisma da conversão de energia, de modo a subsidiar o posterior desenvolvimento de

dispositivos de colheita elétrica, baseados na conversão das oscilações estruturais presentes em cilindros flexíveis sob VIV. Os fatores iniciais a serem abordados são:

- Qual a ordem de grandeza da estimativa de potência extraída, considerando a escala de tamanho dos cilindros analisados?
- Como controlar e maximizar as oscilações, a fim de intensificar a colheita de energia? Qual o tipo de material ou meio é mais adequado para este tipo de conversão?

3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

O presente capítulo revisita três fenômenos clássicos de interação fluido-estrutura, os quais comumente ocorrem em nosso cotidiano, sejam em estruturas naturais ou artificiais. Estes fenômenos são: *Galloping*, *Flutter* e VIV (*Vortex-Induced Vibration*).

O objetivo é construir fundamentação que subsidie a interpretação dos fenômenos experimentais observados neste trabalho.

3.1 Galloping

Segundo Blevins (2001) [6], historicamente, o *galloping* é um termo recorrente na engenharia civil e denota instabilidades de 1 grau de liberdade em estruturas com seção não-circular. No entanto, um acoplamento do tipo mergulho-torcional também pode ser descrito como *galloping*.

Seções não-circulares, como a apresentada na Figura 3 (esquerda), quando submetidas a oscilações do tipo mergulho ou torcionais, causam mudanças na orientação do ângulo de ataque da estrutura em relação à orientação do escoamento. Esta mudança de orientação, por sua vez, causa o aparecimento de bolhas de sucção nas faces da estrutura, as quais podem intensificar as oscilações. A origem da força no *galloping* vem de uma instabilidade dinâmica, quando o amortecimento total (estrutural + fluidodinâmico), é menor que zero. Trata-se de uma bifurcação dinâmica, classificada em teoria de sistemas dinâmicos como do tipo Hopf, em que a velocidade do escoamento é o parâmetro de controle.

Figura 3: [Esquerda] Modelo de *galloping* com um grau de liberdade. [Direita] Resposta de amplitude adimensional vs velocidade adimensional para um sistema de secção quadrada em *galloping*. $Re = 4000$ a $Re = 20000$. Fonte: Blevins (2001) [6].

Ainda na Figura 3 (esquerda), é possível observar uma resposta de amplitude em função da velocidade reduzida do escoamento para um sistema de seção quadrada, ambos adimensionalizados. Nota-se que a porção da curva contida entre as velocidades $\underline{U} = 0,4$ e $\underline{U} = 0,7$ contém duas soluções, onde $\underline{U} = \frac{U}{f_y D} \frac{\rho D^2}{4m(2\pi\zeta_y)}$. É possível observar uma histerese produzida pela mudança de inclinação do coeficiente $C_y(\alpha)$, a qual ocorre para ângulos de ataque efetivo próximos a 7 graus, para seções transversais quadradas. Para representar a curva com fidelidade e, consequentemente, a coexistência de múltiplos ramos de resposta em certa faixa de velocidades, empregou-se uma aproximação polinomial de sétimo grau para o coeficiente de força, C_y .

Seção transversal não-circular é uma característica necessária ao fenômeno de *galloping* (por exemplo, cabos elétricos com acúmulo de gelo devido a intempérie). Esta obrigatoriedade elimina a possibilidade de classificar o Ramo de alta velocidade, evidenciado por Fajarra *et al.* (2001) [17], como um fenômeno do tipo *galloping*, visto que o cilindro flexível que apresentou tal comportamento dinâmico possui seção transversal circular.

3.2 Flutter

Este segundo fenômeno de interação fluido-estrutural possui características distintas do apresentado anteriormente, no que tange, principalmente, à presença adicional de um grau de liberdade, de torção.

Flutter é uma terminologia aeronáutica empregada para descrever um acoplamento de instabilidades do tipo mergulho-torcional, em estruturas com seção tipo aerofólio (Blevins (2001) [6]). Trata-se de um fenômeno de instabilidade com, pelo menos, 2 graus de liberdade, sendo um de translação e o outro, torcional. A Figura 4 ilustra uma estrutura com tais características: um fólio bidimensional suportado por uma mola vertical e outra torcional, submetido aos esforços decorrentes do escoamento ao seu redor.

Figura 4: Modelo de um aerofólio suportado por uma mola vertical e outra torcional. Fonte: Blevins (2001) [6].

A Figura 5, obtida de Païdoussis *et al.* (2011) [25], apresenta dois diagramas de bifurcação de amplitude, A , de acordo com o aumento da velocidade de escoamento, U . O sistema perde estabilidade, divergindo estaticamente, quando $U = U_c$ (velocidade de escoamento crítica). Os contornos positivos e negativos são o envelope das oscilações de *flutter* e representam as duas soluções divergentes estáveis e simétricas possíveis. À esquerda, para U acima U_c , o equilíbrio trivial é instável, de forma que, se o sistema for perturbado, será atraído à solução estável (linhas cheias). Esta condição é chamada de *bifurcação supercrítica*.

Já, à direita, temos a *bifurcação subcrítica*. Nesta situação, a primeira solução que emerge como alternativa à solução trivial é instável, portanto é repulsora. Este tipo de solução instável é denominado ciclo-limite instável na terminologia de sistemas dinâmicos. Dessa forma, para pequenas perturbações em torno da condição de equilíbrio, quando $U < U_c$, o sistema retorna ao seu estado original, o equilíbrio trivial, que é, portanto, localmente estável. Entretanto, para perturbações grandes o suficiente, o sistema pode ser atraído para uma terceira condição de equilíbrio dinâmico, um segundo ciclo-limite estável, que envolve o primeiro ciclo-limite instável. No diagrama de bifurcação, este segundo atrator é representado pelas duas linhas cheias que aparecem simetricamente dispostas em torno da solução trivial, localmente estável.

Figure 1.6. Bifurcation diagrams of the amplitude A of static divergence or flutter versus the flow velocity U : (a) for a supercritical bifurcation, and (b) for a subcritical bifurcation displaying hysteresis; —, stable solutions; — — —, unstable solutions.

Figura 5: Diagrama de bifurcação de amplitude *versus* velocidade de escoamento. [Esquerda] bifurcação supercrítica; [Direita] bifurcação subcrítica apresentando histerese. Linha contínua: soluções estáveis; Linha tracejada: soluções instáveis. Fonte: Païdoussis *et al.* (2011) [25].

Os cilindros de rigidez flexional ortotrópica aqui em estudo, possuem certas características presentes neste tipo de fenômeno, como a combinação de graus de liberdade tanto translacionais, quanto torcionais. Embora a alma metálica não sofra ação direta do escoamento, sua rigidez ortotrópica e liberdade de oscilação em três direções podem contribuir para que o sistema tenha uma estabilidade dinâmica tipo *flutter* (“*flutter-like mode*”). A natureza do ramo de resposta em alta velocidade reduzida na direção transversal ao escoamento (“*high speed mode branch*”) não pôde ser precisamente estabelecida por Fajarra *et al.* (2001) [17], constituindo-se, portanto, um dos pontos intrigantes da presente investigação.

No entanto, esse ramo parece ter origem na ocorrência de vibrações na direção do escoamento na mesma faixa de velocidades. Este fato enseja que o clássico fenômeno de VIV seja revisitado com maior profundidade do que os foram os fenômenos de *galloping* e de *flutter*. Isso será feito na seção a seguir.

3.3 VIV – “Vortex-Induced Vibration”

O fenômeno de VIV tem sua origem no desprendimento alternado de vórtices decorrentes da interação entre duas camadas cisalhantes livres, escoando ao redor de um corpo submerso. A Figura 6 (superior) apresenta o desprendimento de vórtices em um cilindro rígido e fixo, com escoamento incidente à esquerda. Conforme o escoamento incide no cilindro, as partículas do fluido se dividem, sendo impelidas acima e abaixo do mesmo, dando origem a duas camadas cisalhantes livres após a separação à jusante do cilindro.

Figura 6: [Acima] Visualização de escoamento ao redor de cilindro estacionário a $Re=2000$. Adaptado de van Dyke (1982), reproduzido em Assi (2009) [2]. [Abaixo] Pressão distribuída em torno de um cilindro submerso. Fonte: Blevins (2001) [6].

O ponto A, localizado na metade frontal do cilindro, é o ponto de estagnação do escoamento. O ponto B, localizado a 180° em relação ao ponto A, é chamado de ponto base. Já os pontos S são os pontos de separação da denominada camada limite da parede do cilindro. Conforme o escoamento atinge o cilindro, as partículas de fluido são aceleradas entre o ponto A e os dois pontos S, com consequente queda de pressão, bem como desaceleradas, entre os dois pontos S e o ponto B, região aonde sofrem aumento de pressão.

Na superfície do corpo, o campo de velocidades do escoamento é igual ao campo de velocidades desta superfície. O campo de velocidades relativas é essencialmente paralelo à superfície do corpo e tanto mais intenso quanto mais dela estiver distante, aproximando-se assintoticamente do escoamento livre. Esta região de escoamento próxima ao corpo é a denominada camada limite. O gradiente de velocidades na direção normal à superfície do corpo, criado pela ação da viscosidade, dará então origem à formação de um campo de micro-vorticidade, o que provocará aumento da espessura da camada limite e causará o surgimento de um gradiente reverso de pressão e, por conseguinte, um campo de escoamento dentro da camada limite de direção oposta ao escoamento livre.

Em outras palavras, as partículas que se movem nas imediações da parede do cilindro, dentro da camada limite, consomem muito de sua energia cinética no caminho de A para S, de forma que a energia cinética restante na partícula não é suficiente para superar o aumento de pressão que existe entre os pontos S e B, a jusante do cilindro. Dessa forma, encontrando resistência, as partículas do fluido não conseguem se mover adentro da região mais espessa da camada-limite, tendo seu deslocamento detido e direcionado para camadas de fluido externas, criando-se assim os denominados pontos de separação da camada limite, da parede do cilindro; ver Schlichting (1979) [31].

Com essa separação, as duas camadas cisalhantes livres irão se unir através de interação vorticiosa, desprendendo vórtices de forma alternada à jusante do cilindro, gerando uma região com variação de pressão nesta parte do corpo submerso.

Na superfície à jusante do corpo submerso, age o campo de pressão associado ao desprendimento de vórtices. A integral das forças do campo de pressão e cisalhamento dá origem às componentes na direção longitudinal (arrasto), F_D , e

transversal (sustentação), F_L , ao escoamento. A Figura 6 (inferior) mostra como o campo de pressão varia com o desprendimento de vórtices e, conseqüentemente, varia a direção e magnitude das forças de arrasto e sustentação.

Para um cilindro rígido e fixo (sem liberdade de movimento), a frequência de emissão dos vórtices liberados a jusante cresce linearmente com a velocidade do escoamento. Segundo modelo bidimensional de Gerrard (1966), apud Fajarra (2002) [16], o desprendimento alternado de vórtices pode ser modelado como uma função harmônica de frequência f_s . Usualmente, tal relação linear é descrita pela equação $f_s = S_t U/D$, onde U é a velocidade do escoamento, D o diâmetro do cilindro e S_t é um número adimensional, denominado número de Strouhal, o qual depende da forma da secção transversal do corpo. Para cilindros circulares, tal valor é próximo de 0,2, em uma faixa relativamente larga do número de Reynolds; ver Williamson & Govardhan (2004) [35] e Sarpkaya (2004) [30].

A Tabela 3-1 aponta os principais parâmetros adimensionais que regulam o fenômeno de VIV.

Tabela 3-1: Grupos adimensionais que governam o fenômeno de VIV.

Parâmetro de massa reduzida	m^*	$\frac{m}{\pi \rho D^2 L/4}$
Taxa de amortecimento (1 grau de liberdade)	ζ	$\frac{c}{2\sqrt{k(m + m_A)}}$
Velocidade reduzida	U^*	$\frac{U}{f_N D}$
Amplitude adimensional	A^*	$\frac{A_y}{D}$
Frequência adimensional	f^*	$\frac{f}{f_N}$
Coeficiente de arrasto	C_D	$\frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL}$
Coeficiente de sustentação	C_L	$\frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL}$
Número de Reynolds	Re	$\frac{UD}{\nu}$

Se o cilindro rígido for montado de forma a poder oscilar livremente na direção transversal ao escoamento (1 GL), ele responderá às forças oscilatórias transversais

a ele impostas, com um movimento também oscilatório, seguindo a frequência das forças atuantes. Quando a frequência de oscilação do cilindro, f , assim como a frequência de emissão de vórtices, f_S , estão próximas, ou ao redor da frequência natural do mesmo, f_N , de forma que se dê a relação de frequência, $f^* = f/f_N \sim 1$, um fenômeno ressonante ocorre, no qual o cilindro responderá às forças oscilatórias com grandes amplitudes de vibração.

Neste processo de ressonância, o movimento de grande amplitude do cilindro acaba por comandar a frequência de liberação de vórtices, sincronizando-a à sua própria frequência de oscilação, em um fenômeno que é denominado *lock-in*.

No entanto, o aumento demasiado da amplitude do movimento acaba por destruir a formação coordenada dos vórtices, fonte primária do fenômeno de ressonância. Tipicamente, amplitudes de cerca de um a dois diâmetros são observadas como pico de ressonância. Do ponto de vista fenomenológico, diz-se que as VIV são fenômenos auto-excitados e auto-regulados. Do ponto de vista da teoria de sistemas dinâmicos, tal comportamento se traduz através do conceito de ciclo-limite de oscilação.

Cilindros rígidos com liberdade de oscilação em duas direções, X e Y, ou seja, 2 GL, apresentam um comportamento ainda mais complexo, devidamente abordado nas seções seguintes.

3.3.1 A esteira de vórtices

O fenômeno de separação de escoamento, bem como de formação da esteira de vórtices, é governado pelo balanço entre forças inerciais e viscosas agindo dentro da camada limite Assi (2009) [2]. O número de Reynolds, Re , é o parâmetro adimensional que representa a relação entre as forças dessa natureza,

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (3-1)$$

onde U é a velocidade do escoamento, D o diâmetro do cilindro e ν é a viscosidade cinemática do fluido. A Figura 7, à esquerda, demonstra um cilindro circular, rígido e fixo apresentando duas esteiras de vórtices, a primeira laminar (acima) e a segunda turbulenta (abaixo). A formação vorticosa criada em um cilindro circular, rígido e fixo

é chamada de esteira de von Kármán. O surgimento da esteira de vórtices periódica e laminar, conforme o número de Reynolds aumenta, é apresentado na mesma figura, à direita.

Figura 7: [Esquerda] Acima: Escoamento em cilindro circular e fixo. Esteira de vórtices laminar; Abaixo: Esteira de vórtices turbulenta. Notas de aulas, Gustavo Assi, 2016. [Direita] Escoamento ao redor de cilindro para número de Reynolds $Re=3,64$, $Re=9,10$, $Re=13,05$, $Re=39$ e $Re=57,7$. Taneda (1956). Fonte: Franceschini (2015) [9].

Segundo Blevins (2001) [6], em um cilindro circular, rígido e fixo, o desprendimento de vórtices pode ser segmentado da seguinte forma:

- $Re \leq 5$, o escoamento externo e interno à camada limite é laminar; a camada limite acompanha o cilindro em todo o seu perímetro, sem descolamento e sem a formação de zonas de recirculação.
- $5 < Re \leq 45$ a 49 , o escoamento é laminar, porém, devido ao aumento do gradiente reverso de pressão surge uma zona de recirculação, separando a camada limite da parede do cilindro. Formam-se bolhas de recirculação à jusante, em contato com a parede do cilindro.
- $45 \leq Re \leq 150$, as camadas cisalhantes tornam-se instáveis, sujeitas a perturbações mútuas. Inicia-se o desprendimento de vórtices; surge uma esteira periódica e laminar a jusante do cilindro, incapaz de retornar ao seu estado inicial, de vórtices fixos. À esta estrutura dá-se o nome de esteira de von Kármán.
- $150 \leq Re \leq 300$, a esteira vorticiosa começa a se tornar turbulenta, porém a camada limite ainda se mantém laminar.

- Número de Reynolds Subcrítico, $300 \leq Re \leq 1,5 \times 10^5$, esteira vorticosa completamente turbulenta e periódica; pontos de separação da camada limite se encontra em torno de 80° em relação ao ponto de estagnação.
- A faixa de Transição, $1,5 \times 10^5 \leq Re \leq 3,5 \times 10^5$. Ocorrem bolhas de separação laminar e efeitos tridimensionais do escoamento afetam a esteira vorticosa, que se encontra desorganizada e com formato afilado. Pontos de separação deslocados em direção à jusante do corpo, em torno de 140° em relação ao ponto de estagnação e, devido ao fato da camada limite se apresentar completamente turbulenta, ocorre uma drástica diminuição do coeficiente de arrasto do cilindro, C_D , que decresce para valores em torno de 0,3, fenômeno conhecido como *crise de arrasto*.
- $Re \geq 3,5 \times 10^6$, faixa Supercrítica. A esteira de vórtices é restabelecida e a camada limite é turbulenta.

A Figura 8 apresenta a formação das bolhas de recirculação, bem como seu crescimento com o aumento do número de Reynolds.

Figura 8: Escoamento ao redor de cilindro para número de Reynolds $Re=3.64$, $Re=9.10$, $Re=13.05$, $Re=39.0$ e $Re=57.7$. Taneda (1956). Fonte: Franceschini (2015) [9].

A interação vorticosa é influenciada pelo deslocamento do corpo submerso, que induz a formação de padrões de vórtices diversos. Segundo terminologia introduzida

por Williamson & Roshko (1988) [37], apud Williamson & Govardhan (2004) [35] e Williamson & Govardhan (2008) [36], os principais modos de emissão de vórtices são: 2S (2 vórtices (*single* vórtices) por ciclo) e o modo 2P (2 pares de vórtices em contra rotação, formados em cada ciclo de movimento do corpo), ver Figura 9.

Curiosamente, sob vibração forçada, o escoamento também pode apresentar outros modos de geração de vórtices, incluindo modos P, C e S, os quais não conseguem excitar o corpo em vibração livre. Estes modos ocorrem em corpos com um ou dois graus de liberdade, barras pivotadas, barras engastadas, cones oscilando e outros; Williamson & Roshko (1988) [37].

Figura 9: Visualização dos padrões de emissão de vórtices de Brika & Laneville's, reproduzido em Williamson & Govardhan (2004) [35]. Modo de emissão 2S (à esquerda) e 2P (à direita).

3.3.2 Ramos de resposta

Para cilindros com liberdade de oscilação transversal ao escoamento (1 GL), as curvas de resposta de amplitude de oscilação do fenômeno de VIV podem ser classificadas de acordo com ramos distintos. Os principais parâmetros a ele relacionados são os chamados coeficiente de massa, m^* (razão entre a massa estrutural e a massa de fluido deslocada) e o coeficiente de massa-amortecimento, $m^*\zeta$, que é definido através do produto entre os coeficientes de massa e o coeficiente de amortecimento, ζ .

Jauvtis e Williamson (2004) [22] fazem uma diferenciação interessante quanto ao valor da razão de massa, m^* . Valores, $m^* > 6$, são classificados com “moderados”, já valores, $m^* < 6$, são definidos como “baixos” valores de razão de massa.

Na Figura 10, Williamson & Govardhan (2004) [35] apresentam uma comparação de resultados experimentais de VIV realizados por Feng (1968) e Brika & Laneville (1993) em ar, com cilindros de mesmo valor $m^*\zeta$. No caso de Feng, o cilindro possui alta ($m^* \geq 100$) relação de massa, $m^* \sim 250$. A resposta de oscilação apresenta apenas dois ramos distintos, chamados de “ramo inicial” (*initial branch*) e “ramo final”, ou “ramo inferior” (*lower branch*). É possível notar uma mudança na amplitude devido a um significativo salto no ângulo de fase relativa entre a força transversal e o deslocamento relativo do corpo submerso, causado, segundo os autores, por uma alteração no modo de emissão de vórtices que forma a esteira.

Figura 10: Vibração livre de um cilindro montado em base elástica, evidenciando a região de lock-in. A velocidade reduzida é apresentada normalizada. Feng (1968). Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].

Para valores moderados do parâmetro m^* ($m^* \approx 10$), o comportamento dos sistemas é alterado e três ramos de resposta distintos podem ser observados, com

dois fenômenos de salto entre eles. O primeiro ramo é denominado inicial (*initial branch*) e corresponde às baixas amplitudes de oscilação, bem inferiores a um diâmetro, tipicamente abrangendo valores de velocidade reduzida no intervalo $3 < U^* < 4$. No intervalo $4 < U^* < 7$, o ramo de resposta é denominado *upper branch*, no qual são observadas as maiores amplitudes de oscilação, da ordem de um diâmetro. Por fim, o *lower branch* se estende no intervalo $7 < U^* < 11$, no qual a amplitude de oscilação é praticamente constante e menor do que um diâmetro. O término do *lower branch* coincide com o início da dessincronização e a consequente queda da amplitude de oscilação. A Figura 11 apresenta esses ramos de resposta à esquerda, bem como ilustra a existência dos dois fenômenos de salto existentes em sistemas com baixo parâmetro $m^*\zeta$, à direita.

Segundo Williamson & Govardhan (2008) [36], as pioneiras medições do campo de vorticidade em vibrações livres de cilindros são de Govardhan & Williamson (2000), e confirmaram que os ramos iniciais e finais correspondem aos modos 2S e 2P de emissão, respectivamente.

Figura 11: [Esquerda]: símbolos preenchidos: m^* baixo; símbolos abertos: m^* alto. [Direita]: sistema com baixo parâmetro $m^*\zeta$, evidenciando os ramos de resposta e os respectivos pontos de salto, Govardhan & Williamson (2000). Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].

O primeiro salto ocorre na mudança do “ramo inicial” para o “ramo superior” e é associado com um salto na fase dos vórtices, ϕ_{VORTEX} , que ocorre quando a frequência de resposta atinge a frequência natural do sistema no meio fluido em que ele está submerso, $f = f_{N \text{ MEDIUM}}$. Essa mudança na fase dos vórtices se deve a uma alteração do modo de emissão de 2S para 2P.

O segundo salto, do “ramo superior” para o “ramo inferior”, corresponde a um salto na fase total, ϕ_{TOTAL} , que ocorre quando a frequência de oscilação se iguala à frequência natural do sistema no vácuo, $f = f_{N VACUUM}$. No entanto, essa alteração não está vinculada a mudanças no padrão de emissão de vórtices.

Ainda em relação à influência causada pela razão de massa, m^* , segundo Williamson & Govardhan (2004) [35], conforme a quantidade de massa em uma estrutura submersa diminui, a faixa de velocidade reduzida, U^* , na qual ela interage com grandes amplitudes de oscilação, aumenta. Ou seja, quanto mais leve for a estrutura, mais extensa será a faixa de U^* onde haverá sincronização, diminuindo assim o *lower branch* e, eventualmente, podendo extinguí-lo, quando valores de relação de massa abaixo do valor de massa crítica são atingidos.

Figura 12: Resultados de um set experimental independente, mostrando a aparição de um valor de massa m^* crítico, abaixo do qual, grandes amplitudes de oscilação são observadas. Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].

A Figura 12 mostra que o sistema investigado apresenta oscilações desprezíveis quando possui uma relação de massa acima do valor crítico. Mesmo estando completamente livre para oscilar, o cilindro apresenta oscilações abaixo de 0,3D quando $m^* > 0,542$. No entanto, quando m^* cai abaixo deste valor crítico, $m^*_{CRIT} = 0,542$, o sistema apresenta oscilações próximas a 1 diâmetro. Os dados apresentados formam uma curva de boa precisão, a qual leva à obtenção de uma expressão que

provê de forma prática e simples meios de calcular a maior frequência atingível no *lower branch* por um sistema sob VIV, quando fornecida a razão de massa, m^* ,

$$f_{LOWER}^* = \sqrt{\frac{m^*+1}{m^*-0.54}} \quad (3-2)$$

Observando a expressão acima, nota-se que, quando a razão de massa cai para um valor limite de 0,54, a frequência de vibração se torna infinitamente grande! Dessa forma, Williamson & Govardhan (2004) [35] puderam concluir que existe uma relação de massa crítica, abaixo da qual o *lower branch* nunca poderá ser atingido, deixando de existir (ver Figura 13). Esse valor de relação de massa se dá por $m_{CRIT}^* = 0,54 \pm 0,02$.

Figura 13: Resposta de amplitude de oscilação para $m^* < m_{crit}^*$, mostrando um regime infinito de ressonância. Neste caso, $m^* = 0.52$. Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].

É importante salientar que esse valor de relação de massa crítica se dá para sistemas com baixo parâmetro massa-amortecimento. Vale notar também que o valor de massa crítica, m_{CRIT}^* , é função do número de Reynolds.

Morse & Williamson (2009) [24] contribuíram ao entendimento da influência do número de Reynolds na determinação do valor de relação de massa crítica. Eles conduziram experimentos com um cilindro rígido montado elasticamente, com

possibilidade de vibração somente na direção transversal ao escoamento. A faixa avaliada do número de Reynolds foi $Re = 4000 - 30000$. Para a identificação do valor de massa crítica, eles deixaram o cilindro sem restauração de força transversal, ou seja, com rigidez transversal ao escoamento $k = 0$. Apesar de livre para oscilar, se a razão de massa permanece acima de um determinado valor, o cilindro apresenta oscilações quase inexistentes. Diminuindo-se o valor da massa do sistema, atinge-se um valor crítico, abaixo do qual o cilindro apresenta oscilações vigorosas. Esta alteração se dá pela mudança de padrão na esteira de vórtices, que passa de uma esteira desorganizada para uma esteira que apresenta um modo de emissão 2P (dois pares de vórtices formados por ciclo de movimento).

Figura 14: Massa crítica como função do número de Reynolds. Extraído de Morse & Williamson (2009) [24].

É possível observar na Figura 14 que a massa crítica é claramente influenciada pelo número de Reynolds, partindo de 0,36 em $Re = 4000$, chegando a 0,54 em $Re = 16000$ e assim permanecendo, próximo do valor de 0,54, até o valor máximo de Reynolds atingido neste experimento, $Re = 30000$. Os autores enfatizam que, o fato do valor da massa crítica, m^*_{CRIT} , ser constante a partir de $Re = 16000$ e o fato de a maioria dos experimentos prévios de VIV terem sido realizados para números de Reynolds maiores do que este, explicaria o motivo do valor de 0,54 ter sido assumido como o valor de massa crítica a ser utilizado.

3.3.3 Máxima amplitude de oscilação

Uma questão importante é debatida há anos e ainda carece de uma resposta definitiva. Qual combinação do parâmetro massa-amortecimento, $m^*\zeta$, ou outro parâmetro, conseguiria fornecer uma previsão razoável da máxima amplitude de oscilação atingível por um cilindro rígido montado em base elástica com 1 grau de liberdade, sob o fenômeno de VIV?

Williamson & Govardhan (2004) [35] apontam que no decorrer do tempo, diversos autores contribuíram na busca por este entendimento. Porém, conforme descrito em Vandiver (2012) [34], foi somente com Khalak and Williamson (1999) e Govardhan & Williamson (2006) [20], que progressos mais sensíveis foram atingidos, reduzindo a dispersão dos dados nos gráficos de Griffin. Tais gráficos serão discutidos brevemente a seguir.

Inicialmente, Vickery & Watkins (1964) apresentaram seu parâmetro de estabilidade, $K_S = \pi^2(m^*\zeta)$, seguindo por Scruton (1965), que apresentou um parâmetro proporcional a K_S , que ficou conhecido como número de Scruton, $S_c = (\pi/2)(m^*\zeta)$. Posteriormente, Skop & Griffin (1973) apresentaram um parâmetro derivado de análises envolvendo a equação de van der Pol, que ficou conhecido como parâmetro Skop-Griffin, $S_G = 2\pi^3 S^2(m^*\zeta)$. Desde então, o procedimento mais utilizado na previsão da máxima amplitude de vibração de um cilindro sob VIV é o gráfico de Griffin, o qual utiliza este o parâmetro de Skop-Griffin, S_G .

A Figura 15 mostra o gráfico de Griffin e apresenta a curva de previsão de resposta da máxima amplitude de oscilação versus o parâmetro Skop-Griffin, ambos em eixos logarítmicos.

Figura 15: Diagrama de Griffin, Skop & Balasubramanian (1997). Fonte: Govardhan & Williamson (2006) [20].

Govardhan & Williamson (2006) [20] redefiniram o parâmetro massa-amortecimento, $m^*\zeta$, de modo a considerar a influência da massa adicional, apresentando-o na forma $\alpha = (m^* + Ca)\zeta$. Também propuseram melhorias na utilização do parâmetro Skop-Griffin realizando estudos com variação de m^* e ζ de modo independente, sempre mantendo o parâmetro Skop-Griffin constante, através da utilização de técnicas de controle de amortecimento.

Os efeitos do número de Reynolds nas amplitudes de resposta são um outro tema profundamente investigado por Govardhan e Williamson (2006) [20] e, posteriormente, por Stappenbel et al (2014). A Figura 16 mostra o 'gráfico de Griffin', modificado por Govardhan e Williamson, em que o valor de pico de amplitude de resposta é plotado em função do parâmetro massa-amortecimento, re-normalizado por uma função do número de Reynolds. Esta função foi empiricamente determinada, a partir de dezenas de resultados experimentais previamente publicados, advindos de experimentos com cilindros rígidos em distintas condições e com parâmetros diversos. A expressão por eles proposta consiste no produto de duas funções e é dada por $A_M^* = g(\alpha)f(Re) = (1 - 1,12\alpha + 0,30\alpha^2)\log(0,41Re^{0,36})$. Na Figura 16 é possível observar como os dados dispersos do gráfico de Griffin coincidem de forma mais clara com a utilização da curva proposta por Govardhan e Williamson (2006). A amplitude utilizada pelos autores é chamada de amplitude modificada, $A_M^* = A^*/f(Re)$.

Figura 16: Melhoria no dados dispersos provenientes do gráfico de Griffin. Número de Reynolds levado em consideração. Fonte: Govardhan e Williamson (2006) [20].

Existe uma contestação ao uso do parâmetro $m^*\zeta$ devida a Vandiver (2012) [34]. Este autor faz uma colocação muito interessante. Como os parâmetros apresentados pelos autores acima citados se diferenciam entre si apenas por valores constantes, todos eles devem compartilhar dos mesmos pontos fortes e fracos em prever picos de resposta de amplitude. Desta forma, Vandiver (2012) [34] apresentou um novo parâmetro adimensional de amortecimento para cilindros submetidos a VIV, designado por $c^* = 2c\omega / \rho U^2$, onde c é o parâmetro de amortecimento linear do sistema dinâmico e ω é a frequência de oscilação. A vantagem deste parâmetro em relação aos mencionados anteriormente, é o fato dele poder ser utilizado para caracterizar o fenômeno de VIV em qualquer velocidade reduzida dentro da faixa de lock-in, diferentemente dos outros parâmetros, os quais não são úteis em organizar amplitudes fora do pico de resposta.

O parâmetro c^* de Vandiver (2012) [34] foi obtido através da análise da equação de movimento de um cilindro rígido montado em base elástica sujeito a VIV, com liberdade de movimento na direção transversal ao escoamento. As suposições principais são de que a força de excitação na direção transversal ao escoamento é uma força estacionária, periódica e pode ser decomposta em série de Fourier. Através de um experimento numérico interativo, utilizando o software SHEAR7, foram computadas, individualmente, respostas de amplitudes modais para um cilindro flexível, com região central exposta ao escoamento (chamada pelo autor de região de

potência) e extremidades mantidas protegidas dos efeitos de VIV. As respostas foram computadas para a região de potência, para os modos de vibrar de 25 a 33, levando à obtenção do parâmetro c^* modal, $c_n^* = 2R_n\omega/\rho U^2 L_{in}$. Conceitualmente, o autor aponta que o parâmetro modal, c_n^* , pode ser considerado como o parâmetro c^* para um cilindro rígido montado elasticamente, de comprimento L_{in} , com um amortecimento modal constante por unidade de comprimento R_n/L_{in} . A Figura 17 apresenta a previsão da amplitude modal versus o parâmetro c_n^* modal de Vandiver.

Figura 17: Amplitude modal, q_n/D , versus, c_n^* . Fonte: Vandiver (2012) [34].

3.3.4 Cilindros com dois graus de liberdade

O problema mais estudado no contexto do VIV analisa um cilindro rígido montado em base elástica de rigidez, k , com taxa de amortecimento, ζ , e liberdade de oscilação na direção transversal à correnteza incidente. Denomina-se esta configuração de um grau de liberdade (1 GL).

Adicionando-se à configuração anterior o grau de liberdade de oscilação na direção do escoamento, tem-se o que é denominado VIV com dois graus de liberdade (2 GL). A Figura 18 esquematiza ambas configurações.

Figura 18: Representações esquemáticas. [Esquerda] 1 GL; [Direita] 2 GL.

Particularmente após o final da década de 1990, sob forte motivação da demanda da engenharia oceânica, o problema de um cilindro rígido montado em apoio elástico com 2 GL recebeu especial atenção.

Sistemas de dois graus de liberdade, com valores de parâmetros de massa-amortecimento, $m^*\zeta$, e razão de massa, m^* , relativamente baixos, apresentam oscilações paralelas (longitudinais) à correnteza. Oscilações longitudinais são tipicamente de menor amplitude ($0.3D$). Porém, influenciam diretamente a dinâmica entre o fluido e a estrutura, aumentando cerca de 40% a máxima amplitude de oscilação na direção transversal à correnteza (Y) e deslocando o pico de amplitude do *lock-in* de $U^* \approx 6$ para $U^* \approx 8$.

Para cilindros montados em base elástica com 2 GL, Jauvtis & Williamson (2004) [22] apontam que oscilações longitudinais pouco influenciam as respostas de oscilação transversais, quando $m^* > 6$. No entanto, para valores $m^* < 6$, uma mudança dramática na interação fluido-estrutura ocorre, com um novo ramo de

resposta surgindo, apresentando oscilações significativas na direção longitudinal e oscilações surpreendentes de $1,5D$ na direção transversal. Este novo ramo fora batizado pelos autores de “*super-upper response branch*”. Foi também identificado, neste ramo, um novo padrão de emissão de vórtices, modo 2T, composto por uma tríade de vórtices emitida a cada meio ciclo de oscilação.

Outro experimento que reafirma a alteração na dinâmica de sistemas com 2 GL é o trabalho de Franzini (2013) [10]. Nele foram estudados cilindros rígidos com um e dois graus de liberdade, sujeitos a escoamento oblíquo e, como caso particular, escoamento normal ao eixo do cilindro.

Na Figura 19, é possível observar resultados experimentais de um cilindro rígido montado em base elástica, sujeito ao fenômeno de VIV, com um grau de liberdade (Y), bem como resultados experimentais em cilindros rígidos com dois graus de liberdade. É possível notar alguns efeitos interessantes causados na dinâmica do sistema quando há presença de oscilações na direção da correnteza (longitudinal), quando comparados com os correspondentes resultados do sistema com um único grau de liberdade, como o aumento da amplitude no pico de *lock-in* e seu deslocamento para maiores valores de U^* .

Figura 19: [Acima] resultados experimentais do fenômeno de VIV em um grau de liberdade. [Abaixo] resultados experimentais do fenômeno de VIV com dois graus de liberdade. Cilindro perpendicular ao escoamento. Fonte: Franzini (2013) [10].

Apesar do estudo relatado em Franzini (2013) [10] ter como foco a análise da influência causada pela inclinação dos cilindros, ou seja, a influência de um escoamento oblíquo no fenômeno de VIV, é possível observar que a diferença de amplitude ganha na direção transversal ao escoamento entre os dois tipos de montagem (compare Figura 19.a superior e Figura 19.b inferior) corresponde ao que é relatado em outros estudos. Enquanto no cilindro com apenas 1 GL seu ramo superior apresenta oscilação da ordem de $1D$, na montagem com 2 GL a oscilação chega à ordem de um $1,5D$.

Com a liberação de oscilação no sentido longitudinal ao escoamento e $m^* < 6$, tem-se um acoplamento entre os movimentos de oscilação nos dois sentidos, gerando uma vibração de maior energia. De fato, tal acoplamento dá origem a trajetórias de

maior energia, que, dependendo da relação de massa, m^* , podem exibir formas de figuras de Lissajous, predominando a forma de duplo-laço ou '8'.

Gonçalves *et al* (2013) [19] investigaram o comportamento dinâmico de cilindros rígidos, com 2 graus de liberdade, 3 diferentes e baixas razões de massa ($m^* = 1,00$, 2,62 e 4,36), bem como baixas relação de aspecto ($0,3 \leq L/D \leq 2,0$). Os autores observaram que o sistema com menor relação de massa, $m^* = 1,00$, apresentava trajetórias com “forma de 8”, bem como menores amplitudes de oscilação transversais e maiores amplitudes de oscilação longitudinais, quando comparado aos outros sistemas que possuíam maior relação de massa e mesma relação de aspecto, $L/D = 2,0$.

Avaliando a energia cinética do sistema, os autores relacionaram a presença de maiores oscilações longitudinais e menores oscilações transversais, ao processo de transferência de energia do escoamento para o sistema hidroelástico oscilatório, composto pelo cilindro oscilante e a esteira.

Complementarmente, a partir da análise dos dados experimentais, os autores inferem que, para uma dada velocidade reduzida, U^* , o total de energia transferida do escoamento livre pode ser dito como invariante com respeito a relação de massa, m^* .

Por fim, uma comparação clara entre as dinâmicas de cilindros com 1 e 2 GL é apresentado por Stappenbelt & Lalji (2008) [32], reproduzida na Figura 20, para diferentes valores de m^* . Os autores apontam que o ramo denominado “*super-upper branch*” deve ser influenciado não somente pela razão de massa, m^* , mas também pelo parâmetro massa-amortecimento.

Fig. 5 Transverse response amplitude single and 2 degrees of freedom: (a) $m^* = 2.36$, (b) $m^* = 3.68$, (c) $m^* = 5.19$, (d) $m^* = 6.54$, (e) $m^* = 7.91$, (f) $m^* = 8.76$, (g) $m^* = 10.63$ and (h) $m^* = 12.96$

Figura 20: Resposta de amplitude para 1 e 2 GL: (a) $m^* = 2,36$, (b) $m^* = 3,68$, (c) $m^* = 5,19$, (d) $m^* = 6,54$, (e) $m^* = 7,91$, (f) $m^* = 8,76$, (g) $m^* = 10,63$, (h) $m^* = 12,96$. Fonte: Stappenbelt & Lalji (2008) [32].

3.3.5 Cilindros flexíveis engastados

Um estudo muito interessante a fim de averiguar o comportamento de sistemas flexíveis foi inicialmente apresentado e discutido nos trabalhos de Fugarra (1997) [15], ver também Pesce & Fugarra (2000) [27]. De modo a investigar a dinâmica de comportamento de um cilindro flexível sob ação do VIV, foi realizado um experimento com um longo cilindro flexível de alumínio com 2 graus de liberdade, de diâmetro $D = 31,75mm$, comprimento $L = 3m$, com extremidade superior engastada, parâmetro massa-amortecimento, $(m^* + Ca)\zeta = 0,016$, e relação de massa, $m^* = 2,4$. Os experimentos foram conduzidos no Tanque de Provas do Instituto de Pesquisas Tecnológicas – IPT.

Os autores identificaram ao menos três ramos de resposta de amplitude, característica compartilhada por cilindros rígidos com 2 graus de liberdade, sendo o primeiro um curto ramo inicial (I), o qual é sucedido diretamente por um ramo superior e um ramo inferior (SU e L, respectivamente), seguindo terminologia de Williamson e Govardhan (2004) [35]. Na faixa de *lock-in*, foram identificadas amplitudes do pico de resposta próximas a 1,5 diâmetro, deslocamento do pico de resposta para $U^* = 8$, além de um fenômeno de salto entre o ramo superior e o ramo inferior em torno de $U^* = 8,3$, caracterizando um comportamento histerético nesta faixa de resposta, quando se vem de uma velocidade superior ou inferior a esse valor.

Fato curioso ocorre logo adiante ao ramo superior (SU), onde um curto ramo de resposta surge, competindo com o ramo inferior (L), entre as velocidades reduzidas de 8,5 a 10. Este curto ramo de resposta, localizado ao final do ramo superior (SU), pode ser um indício de um acoplamento modal entre os primeiros modos de vibração transversal e longitudinal (X e Y) do cilindro. Os autores cogitam, de suas observações experimentais, que tal acoplamento modal poderia se dar através de excitação longitudinal provinda de flutuações de sub-harmônicos da força de arrasto, com frequência de atuação capaz de levar a uma ressonância interna, causando um acoplamento entre as oscilações nesta região, ao invés da comum redução para o ramo inferior (L) de respostas, como observado em sistemas com cilindros rígidos. Ver Figura 21, à esquerda.

Fig. 9 Normalized Modal Amplitude as function of the Reduced Velocity. First flexural eigenmode only.

Figura 21: Amplitudes modais normalizadas para o primeiro modo de vibração flexional. Esquerda: destaque para o curto ramo de respostas encontrado após o ramo superior. Extraído de Fujarra (1997). Direita: resposta de oscilação em sistema com 2 GL; Surgimento do novo ramo de resposta: “super-upper branch”. Jauvtis & Williamson (2003b,c). Fonte: Williamson & Govardhan (2004) [35].

Conforme mencionado na seção anterior, posteriormente, Jauvtis & Williamson (2003b,c) conduziram um experimento reproduzido em Williamson & Govardhan (2004) [35], no qual os autores analisaram o comportamento dinâmico de um cilindro rígido montado em base pendular, com 2 graus de liberdade, sob VIV e com parâmetro massa-amortecimento, $(m^* + Ca)\zeta = 0,013$ e relação de massa, $m^* = 2,6$. Importante salientar a similiaridade dos parâmetros adotados por estes autores com os parâmetros utilizados previamente por Fujarra (1997) [15]; ver também Pesce & Fujarra (2000) [27]. Foi identificado o surgimento de um ramo de resposta com amplitudes chegando a 1.5 diâmetro (50% acima dos valores encontrados em sistemas com 1 grau de liberdade), com grande semelhança de comportamento dinâmico encontrado em Fujarra (1997). Este novo ramo apresentava um novo modo de emissão de vórtices, um modo 2T, onde uma tríade de vórtices é liberada a cada meio ciclo e o intitularam de “super-upper branch”. Ver Figura 21, à direita.

A Figura 22, apresentada por Pesce & Fujarra (2005) [28], compara a curva de resposta típica obtida e discutida em Fujarra (1997) [15] e Pesce & Fujarra (2000) [27] com a curva de resposta apresentada em (Jauvtis & Williamson, 2003b, c) e reproduzida em Jauvtis & Williamson (2004) [22]. É possível observar que os resultados são bastante aderentes entre si, com exceção do surgimento do curto ramo de resposta pós-*lock-in*, fato este não capturado por Jauvtis & Williamson (2004).

Figura 22: Amplitude de resposta de um Cilindro Flexível, (Pesce & Fuarra, 2000), (*;+), $m^*=2.4$; $(m^*+Ca)\zeta = 0.016$. Destaque para o curto ramo de respostas encontrado; Cilindro Pendular, (Jauvtis & Williamson, 2004), (o), $m^*=2.6$; $(m^*+Ca)\zeta = 0.013$. Fonte: Pesce & Fuarra (2005) [28].

Um segundo trabalho produzido pelo grupo de pesquisa da EPUSP, também com o intuito de estudar o comportamento de oscilações acopladas em cilindros com 2 GL é o trabalho de Fuarra (2002) [16]; ver também Fuarra *et al* (2001) [17]. Neste trabalho, buscou-se aprofundar as investigações com cilindros flexíveis e rígidos sob VIV, com o fim de obter maiores informações acerca do comportamento dinâmico e das causas do surgimento do inédito e curto ramo de respostas observado imediatamente após o ramo superior (SU) apresentando em Fuarra (1997) [15].

Foram então analisados dois sistemas, o primeiro um cilindro rígido montado em base elástica com 2 graus de liberdade. O segundo é um cilindro flexível construído com material elastomérico, engastado em sua extremidade superior, porém, utilizando uma lâmina metálica como alma, posicionada paralela ao plano longitudinal de escoamento. Tal montagem visava aumentar a rigidez do cilindro neste sentido e, assim, permitir oscilações transversais ao escoamento e inibir oscilações longitudinais, eventualmente minimizando possíveis acoplamentos entre vibrações.

O experimento com o primeiro sistema, cilindro rígido montado em base elástica com 2 graus de liberdade, foi realizado no tanque de provas do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo. Foram identificados 3 ramos de respostas e oscilações acopladas nas duas direções, reafirmando a relação existente entre sistemas com 2 graus de liberdade e acoplamento de oscilações, culminando em trajetórias de maior amplitude.

Com o segundo tipo de sistema, os modelos de cilindros flexíveis engastados tendo fitas metálicas como alma, foram realizados experimentos em dois laboratórios. O primeiro, na Universidade de Michigan por Fugarra & Pesce, em 1999. Em vista dos interessantes e inéditos resultados obtidos, esse experimento foi replicado na Universidade de Cornell, por Jauvtis & Williamson, utilizando um cilindro flexível gêmeo fornecido pela própria equipe brasileira, constituindo-se assim uma parceria internacional. O mesmo comportamento foi observado nos dois locais de ensaio, por equipes diferentes, eliminando assim possíveis vieses que poderiam estar associados a diferentes aparatos experimentais, distintos laboratórios ou metodologias de análise.

O ponto mais intrigante deste experimento com os cilindros flexíveis, foi o surgimento de um amplo ramo de resposta transversal, com grandes amplitudes de vibração, quando $U^* > 12$, denominado pelos autores de “*high speed mode branch*” (ver Figura 23). Foram observados dois ramos de resposta de amplitude, após o pico de resposta em *lock-in*, numa faixa de velocidade reduzida onde seria condizente a dessincronização em cilindros rígidos montados em base elástica. O primeiro se constitui num ramo de resposta caracterizado por menores amplitudes de oscilação, um típico *lower branch*. Já o segundo ramo é caracterizado por valores de amplitudes superiores aos valores encontrados no próprio pico de *lock in*, comportamento este nunca antes observado. Foi observada também uma bifurcação na dinâmica entre estes dois ramos, *lower branch* e *high speed mode branch*, identificada por um fenômeno de salto de amplitude (*jump*) em $U^* \sim 12$ e $U^* \sim 20$, ver Figura 23.

Figura 23: Resposta de amplitude versus velocidade reduzida para um cilindro flexível engastado, com fina lâmina retangular de metal inserida como alma do material elastomérico, posicionada no sentido longitudinal ao escoamento. Fonte: Fujarra *et al.* (2001) [17].

Buscando esclarecer o aparecimento do ramo denominado *high speed mode branch*, foram aventadas algumas hipóteses que justificassem a coexistência dos dois tipos de vibração após o pico de *lock-in*.

A princípio, foi sugerido que este comportamento poderia ser fruto do caráter tridimensional do modelo em estudo. Aventou-se que a distinção fosse devida aos diferentes padrões de emissão de vórtices ao longo do cilindro, principalmente influenciados por efeitos tridimensionais atribuídos à ponta do modelo. Entre outras palavras, padrões de emissão de vórtices diversos poderiam estar atuando em conjunto ao longo do cilindro.

Por outro lado, muito embora sensores que possibilitassem medir as vibrações do cilindro na direção do escoamento não tivessem sido empregados naquele experimento, vigorosas oscilações nesta direção foram visualmente observadas, acopladas a vibrações transversais. De fato, ao longo de todo o desenvolvimento do novo ramo de resposta, que se mostrou estável e de grande amplitude em toda extensão da faixa $12 < U^* < 20$, estas oscilações acopladas foram observadas e

registradas em filme VHS, depois convertido digitalmente e apresentado por Fugarra (2002) [16] em sua defesa de tese de doutoramento. De acordo com essas observações experimentais, neste ramo de resposta o modelo oscilava nas duas direções, combinando dois ou mais modos de vibrar de forma acoplada e auto-sustentada, talvez também exibindo acoplamento em torção. Pequenos desvios de simetria na construção do cilindro flexível podem ter estimulado alguma ressonância entre modos ortogonais de vibração, causando assim um acoplamento modal. A presença de uma alma de fita metálica com rigidez longitudinal maior que a rigidez transversal ao escoamento (o que levava a uma primeira frequência natural longitudinal cerca de 4 vezes maior do que a primeira frequência natural transversal, $f_{1x} / f_{1y} \approx 4$), pode ter levado à existência de modos de vibração longitudinais e transversais com frequências naturais muito próximas às frequências dos carregamentos hidrodinâmicos, bem como de seus sub-harmônicos, criando assim a possibilidade de oscilações acopladas entre modos pertencentes a planos ortogonais.

Essa discussão, efetivamente não conclusiva, é a motivação central do presente estudo experimental, com foco ulterior na possibilidade de utilização do novo ramo de resposta observado como fonte de energia alternativa.

4 METODOLOGIA EXPERIMENTAL E MATRIZ DE ENSAIOS

A influência da razão de rigidez ortotrópica no surgimento e manutenção do ramo estável de VIE, ocorrente em velocidades reduzidas altas, é foco principal da presente investigação, estendendo os estudos anteriores de Fugarra (2002) [16].

Neste capítulo, são descritas a Metodologia Experimental empregada no projeto e construção dos cilindros flexíveis com rigidez ortotrópica e a Matriz de Ensaio dos experimentos. Esta descrição abrange a concepção, projeto e dimensionamento dos cilindros flexíveis, aspectos da fabricação empregada, instrumentação utilizada, procedimentos de caracterização prévios aos ensaios principais, bem como a elaboração da matriz dos ensaios realizados no Canal de Água Circulante do NDF. A título ilustrativo, são apresentados alguns exemplos de registros das séries temporais de amplitude e velocidade reduzida obtidas nos ensaios.

Buscou-se garantir semelhança estrutural entre os modelos experimentais aqui propostos e o modelo original de Fugarra *et al.* (2001) [17], almejando recuperar o mesmo comportamento dinâmico observado sem a inclusão de parâmetros não desejados na investigação.

Foram obtidas séries temporais de amplitude de oscilação e esforços atuantes nos modelos experimentais.

Nos procedimentos de caracterização dinâmica e nos ensaios propriamente ditos, a monitoração e registro dos movimentos dos modelos foram realizados através de um sistema óptico de rastreamento direto de posição, Qualisys®, dotado de grande precisão, cuja operação utiliza técnicas de aquisição e processamento de imagens obtidas por câmeras submersas.

Os esforços e flutuações das forças de arrasto e sustentação, F_D e F_L , atuantes nos modelos, foram registrados através do emprego de célula de carga, de modo que fosse possível a formação de uma rica base de dados. No entanto, ressalta-se que, neste trabalho, não serão apresentados nem discutidos resultados de análises envolvendo os esforços registrados pela célula de carga, os quais são deixados para um segundo momento de aprofundamento dos trabalhos aqui realizados. Foco será posto nas séries temporais de amplitude e frequência de oscilação.

Parâmetros como frequências naturais, modos de vibração e rigidezes de modelos numéricos em elementos finitos elaborados através do Software Abaqus, bem como por meio de modelos analíticos, elaborados em Matlab®, todos desenvolvidos durante a fase de concepção deste trabalho, foram utilizados de modo a orientar o projeto e a construção dos modelos, bem como a análise de dados posterior. A metodologia de análise é detalhadamente apresentada, ilustrada e empregada no Capítulo 5.

A sequência das atividades experimentais seguiu a ordem de eventos descrita na Tabela 4-1 abaixo.

Tabela 4-1: Sequência de atividades relativas aos procedimentos experimentais.

Planejamento de Atividades Experimentais		
Atividade	Local	Descrição
1	LMO	Concepção e Fabricação dos modelos experimentais
2		Aplicação da Instrumentação
3	Canal NDF	Caracterização dos modelos
4		Ensaio dos modelos sob escoamento

4.1 Concepção dos modelos de cilindros flexíveis

A concepção dos modelos para ensaio visou a investigação acerca da influência causada no comportamento dinâmico dos cilindros flexíveis sob VIV pelo parâmetro de rigidez ortotrópica, que pode ser caracterizado pela razão entre as frequências naturais do primeiro modo de vibração nas direções do escoamento e a ele transversal, f_{x1} / f_{y1} .

Foram realizados ensaios com um conjunto de 4 modelos flexíveis, cada qual com sua respectiva razão f_{x1} / f_{y1} .

Todos os modelos experimentais confeccionados seguiram, sempre que possível, os detalhes construtivos e propriedades mecânicas do modelo original de Fugarra (2002) [16], visando recompor o comportamento dinâmico observado na época daquela investigação. A Figura 24 apresenta os detalhes construtivos e propriedades mecânicas nominais do modelo cilíndrico flexível de Fugarra (2002).

Barra de Alumínio Interna	Elastômero
Módulo de Elasticidade: $E = 70\text{GPa}$	Módulo de Elasticidade: $E = 0,05\text{GPa}$
Massa específica: $\rho = 2700\text{ kg/m}^3$	Massa específica: $\rho = 1200\text{ kg/m}^3$
Largura e Espessura: $5 \times 1\text{mm}$	Diâmetro Externo: 10mm

Figura 24: [Acima] Detalhe da seção transversal do modelo original e esquema de montagem. [Abaixo] Parâmetros Físico-Mecânicos Nominais adotados para os Materiais que compõem o Modelo Flexível original. Fonte: Fugarra (2002) [16].

O modelo original possui corpo cilíndrico feito de elastômero com diâmetro externo $D = 10\text{mm}$ e uma alma metálica de liga de alumínio posicionada em seu plano central longitudinal. Ambos, corpo cilíndrico e alma metálica, possuem comprimento $L = 390\text{mm}$, livre para oscilar. A união das duas partes foi feita a partir de injeção de resina em moldes bipartidos.

É importante ressaltar ao leitor que vários fatores tiveram que ser considerados para o desenvolvimento dos modelos experimentais aqui detalhados. Em alguns momentos, foi necessário retroceder à etapa conceitual e reavaliar o projeto sob o

prisma da construtibilidade, bem como corrigir a adoção de valores nominais de certos parâmetros por seus valores reais, assim que obtidos.

Estabeleceu-se que a máxima velocidade reduzida a ser investigada seria $U^* = 22$, a qual deveria ser atingida com pequena interferência dos fenômenos de superfície livre no canal de testes. Com base na experiência operacional do laboratório, estipulou-se que o escoamento não deveria ultrapassar 0,5 m/s.

As almas metálicas foram construídas a partir de finas chapas de liga de alumínio naval 5052 H34, cortadas em processo de corte a jato d'água e, posteriormente, desbastadas manualmente com uma lima. Para a confecção do corpo flexível dos modelos, foi escolhida a resina elastomérica mais flexível encontrada no mercado, PlatSil Gel-00, do fabricante Polytek®. Os valores dos parâmetros estruturais dos insumos estão detalhados mais a frente.

Os quatro modelos experimentais foram confeccionados com diâmetro, $D = 10\text{mm}$, comprimento livre para oscilar, $L = 400\text{mm}$ (10mm a mais que o modelo original de Fajarra), cada qual parametrizado por uma distinta razão entre as primeiras frequências naturais longitudinal e transversal da alma metálica, determinada a partir respectiva razão de aspecto da seção transversal da mesma. As quatro razões nominais de frequências naturais escolhidas foram: 1:1, 2:1, 3:1, 4:1.

Para se atingir as razões entre frequências naturais apontadas acima, quatro distintas razões de aspecto da seção transversal foram escolhidas para as almas: “2mm x 2mm”, “2mm x 1mm”, “3mm x 1mm” e “4mm x 1mm”, respectivamente. De fato, a razão entre frequências naturais correspondentes a modos homólogos, nas direções x e y , será proporcional a b/t , onde b é a largura da lâmina e t sua espessura, conforme pode ser verificado diretamente das equações (A – 1) e (A – 2), descritas no Apêndice A.

Quanto à razão de aspecto do modelo que representa a razão entre frequências naturais, $f_{x1}/f_{y1} = 1$, foi necessário fazer uso de uma chapa de liga de alumínio com 2mm de espessura, visto não ter sido possível realizar o corte para se obter uma lâmina de 1mm de largura em uma chapa com 1mm de espessura. No entanto, o corte de uma lâmina de 2mm de largura a partir de chapas de 1 ou 2mm de espessura mostrou-se factível.

A união entre cada alma e seu respectivo corpo flexível de elastômero foi realizada através da injeção de resina, já em processo de cura, em um molde bipartido de latão, fabricado propriamente para este fim. Para tanto, a alma metálica foi devidamente posicionada e fixada nas extremidades superior e inferior do molde por meio de guias obtidas através de impressão 3D.

O posicionamento e fixação dos cilindros flexíveis no canal de testes foi feito por meio de uma peça de ancoragem (também construída com uma impressora 3D), na qual parte dos cilindros era rigidamente fixada em seu núcleo. Essa ancoragem foi projetada prevendo o acoplamento de uma célula de carga vedada em sua superfície superior, sendo possível realizar ensaios com ela submersa, caso necessário.

Realizada a instrumentação dos modelos (ver seção 4.3), foi feita a montagem em dispositivo mecânico rígido fixado à borda do canal juntamente com a célula de carga. A montagem foi adequada ao gabarito do canal do NDF, o qual possui segmento de testes com dimensões 7,5m x 0,9m x 0,7m. O plano da raiz do engastamento dos cilindros flexíveis (superfície de fixação da célula de carga) foi posicionado na mesma cota da linha d'água do canal. Feito isto, as câmeras subaquáticas foram calibradas e cada modelo experimental caracterizado em água parada.

4.2 Modelagem analítica e numérica

De forma a obter frequências naturais e modos de vibração característicos dos cilindros flexíveis para sua utilização no planejamento dos experimentos, bem como na posterior análise experimental, optou-se pelo uso de modelagem analítica e numérica, com fins de validação mútua dos resultados.

Os modelos analíticos foram elaborados utilizando o software Matlab® e as hipóteses adotadas foram: (i) adesão total entre lâmina e polímero e (ii) teoria linear de vigas. O cálculo das frequências naturais longitudinal e transversal foi feito utilizando o modelo de viga engastado-livre de Euler-Bernoulli, através da conhecida expressão:

$$f_n = \frac{\alpha_n^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI_{eq}}{mL^4}} \quad (4-1)$$

Onde, (EI_{eq}) é a rigidez flexional equivalente; (m) é a massa total por unidade de comprimento (massa estrutural + massa adicional); (L) é o comprimento em balanço; (α_n) é um coeficiente específico para cada modo natural de vibrar ($\alpha_1 = 1,8751$; $\alpha_2 = 4,6941$; $\alpha_3 = 7,8548$). Os correspondentes modos naturais de vibração de uma barra na condição engastado-livre são dados pela equação seguinte (ver, por exemplo Blevins (2001) [7]),

$$\varphi_n(x) = \sigma_n \left[\sin\left(\frac{\alpha_n x}{L}\right) - \sinh\left(\frac{\alpha_n x}{L}\right) \right] + \cos\left(\frac{\alpha_n x}{L}\right) - \cosh\left(\frac{\alpha_n x}{L}\right) \quad (4-2)$$

onde,

$$\sigma_n = \frac{\sin \alpha_n - \sinh \alpha_n}{\cos \alpha_n + \cosh \alpha_n} \quad (4-3)$$

$$\alpha_n = \beta_n \quad (4-4)$$

$$\cos(\beta_n L) \cosh(\beta_n L) + 1 = 0 \quad (4-5)$$

Figura 25: Três primeiros modos de vibração analíticos de uma barra engastada-livre (*cantilever*).

Para o coeficiente de massa adicional correspondente ao primeiro modo de vibrar foi adotado o valor, $C_a = 1,17$, (Pesce & Fajarra (2000) [27] e Salles & Pesce (2017) [29]), o qual levou à obtenção de um valor de massa adicional, $m_a = 36,8g$. Por outro lado, as diferentes seções das lâminas de alumínio levam a quatro distintas razões de massa, $m^* = 1,18$; $1,14$; $1,16$; $1,18$. Nota-se aqui que todos os modelos possuem razão

de massa bem inferior a $m^* = 6$, valor de referência limítrofe considerado por Jauvtis & Williamson no estabelecimento do efeito de acoplamento longitudinal-transversal ligado ao super-upper branch. O cálculo da rigidez flexional equivalente das almas é descrito no Apêndice A.

Quatro modelos numéricos foram elaborados, com as mesmas características geométricas e parâmetros estruturais utilizados nos modelos analíticos, para sua posterior comparação e validação mútua. O software utilizado foi o Abaqus®, versão 6.14-5. Os elementos utilizados são sólidos, cúbicos, do tipo C3D8R de integração reduzida.

Para a inclusão da massa adicional potencial nos modelos numéricos, m_a , criou-se um núcleo longitudinal, de seção transversal quadrada, com face, $d = 0,25\text{mm}$, comprimento total, $L = 400\text{mm}$ (mesmo comprimento dos cilindros), localizado no plano central longitudinal de todos os modelos; ver Figura 26. A este núcleo foi atribuída uma densidade que considera, ao mesmo tempo, a densidade do alumínio, somada à uma densidade fictícia que representa toda a massa adicional, calculada a partir do volume total ocupado pelo cilindro. Dessa forma, a densidade do núcleo artificialmente introduzido deve ser, $\rho_{nucleo} = 1,473 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^3$.

Figura 26: Destaque para o núcleo artificialmente introduzido nas almas metálicas, em branco no centro, de modo a computar o valor da massa adicional potencial.

Na Figura 27, apresenta-se a malha de discretização típica dos modelos numéricos em elementos finitos, com a maior rigidez a ser orientada paralelamente à direção X (longitudinal ao escoamento) e a menor rigidez na direção Y (transversal ao escoamento).

Figura 27: Disposição típica dos modelos numéricos. Da esquerda para a direita, do alto para baixo: “2mm x 2mm”; “2mm x 1mm”; “3mm x 1mm”; “4mm x 1mm”;

Os três primeiros modos de vibração na direção transversal (y) são apresentados na Figura 28.

Figura 28: Três primeiros modos de vibração (transversal) de uma viga tipo engastada-livre (*cantilever*).

Para a determinação da rigidez flexional equivalente dos modelos numéricos, foi utilizada uma relação linear para pequenos deslocamentos e deformações. Foi imposta, separadamente em cada direção, uma carga concentrada de 0,1N no nó central da extremidade livre de cada modelo numérico e medida a respectiva deflexão. De posse da equação do carregamento para uma viga prismática, calcula-se a rigidez flexional:

$$EI = \frac{FL^3}{3\delta} \quad (4-6)$$

As figuras a seguir apresentam a comparação entre os valores analíticos e numéricos das rigidezes flexionais (em ambas as direções), massa total (massa estrutural + massa adicional) e as razões entre as primeiras frequências naturais longitudinal e transversal ao escoamento.

Figura 29: Rigidez Flexional em torno do eixo "X-X". Linha azul: lâmina de 1mm de espessura; Linha preta: lâmina de 2mm de espessura. Pontos vermelhos representam os valores obtidos via MEF.

Figura 30: Rigidez Flexional em torno do eixo “Y-Y”. Linha azul: lâmina de 1mm de espessura; Linha preta: lâmina de 2mm de espessura. Pontos vermelhos representam os valores obtidos via MEF.

Figura 31: Massa total (massa estrutural somada à massa adicional potencial). Linha azul: lâmina de 1mm de espessura; Linha preta: lâmina de 2mm de espessura. Pontos vermelhos representam os valores obtidos via MEF.

Figura 32: Relação entre frequências naturais longitudinal e transversal correspondentes ao primeiro modo de vibrar nestas direções, f_x / f_y . Linha azul: lâmina de 1mm de espessura; Linha preta: lâmina de 2mm de espessura. Pontos vermelhos representam os valores obtidos via MEF.

É possível observar a boa aderência entre os valores de resultados obtidos através da modelagem analítica e via MEF. Nota-se uma pequena diferença quanto aos valores de massa total, diferença atribuída à precisão dos elementos finitos na região próxima à superfície cilíndrica dos modelos. Quanto mais refinados forem os elementos finitos, melhor definida fica esta região. Em contrapartida, o tempo de processamento aumenta consideravelmente.

Os valores nominais e reais (indicados na nota de rodapé 3) dos parâmetros físicos e mecânicos considerados em ambos métodos de modelagem são apresentados na Tabela 4-2.

Tabela 4-2: Parâmetros físicos e mecânicos utilizados na modelagem analítica e numérica.

Parâmetro	Corpo	Alma
Material	Resina Elastomérica	Liga de Alumínio
Massa Específica	$\rho = 1100\text{kg/m}^3$	$\rho = 2700\text{kg/m}^3$
Módulo de Elasticidade	$E=1\text{MPa}$	$E=62.4\text{GPa}^{(3)}$
Coeficiente de Poisson	0,48	0,33
C_a	1,17	

A Tabela 4-3 apresenta os valores de frequências naturais obtidos analítica e via MEF, correspondentes ao primeiro modo de vibrar nas direções do escoamento e a ele transversal, bem como as respectivas razões de frequência, f_{x1} / f_{y1} .

Tabela 4-3: Valores de frequências naturais longitudinais e transversais obtidos analítica e numericamente, correspondentes ao primeiro modo de vibrar nestas direções.

Modelo	Analítico			Numérico		
Largura x Espessura (mm)	f_{x1} (Hz)	f_{y1} (Hz)	f_{x1} / f_{y1}	f_{x1} (Hz)	f_{y1} (Hz)	f_{x1} / f_{y1}
2 x 2	2,357	2,357	1,000	2,360	2,360	1,000
2 x 1	1,687	0,857	1,968	1,689	0,863	1,957
3 x 1	3,074	1,037	2,964	3,073	1,043	2,946
4 x 1	4,690	1,187	3,951	4,705	1,193	3,943

Da mesma forma, a Tabela 4-4 informa os respectivos valores de frequências naturais obtidas para o segundo modo de vibração, em ambas direções, juntamente com a razão, f_{x2} / f_{y2} .

Tabela 4-4: Valores de frequências naturais longitudinais e transversais obtidos analítica e numericamente, correspondentes ao segundo modo de vibrar nestas direções.

Modelo	Analítico			Numérico		
Largura x Espessura (mm)	f_{x2} (Hz)	f_{y2} (Hz)	f_{x2} / f_{y2}	f_{x2} (Hz)	f_{y2} (Hz)	f_{x2} / f_{y2}
2 x 2	14,761	14,761	1,000	14,784	14,784	1,000
2 x 1	10,571	5,372	1,968	10,580	5,407	1,957
3 x 1	19,265	6,502	2,963	19,248	6,533	2,946
4 x 1	29,4	7,438	3,953	29,459	7,475	3,941

³ Valor real. Obtido através de ensaio de tração realizado no LMO, com uso de um equipamento de ensaios mecânicos MTS250.

De posse das estimativas de frequências naturais, os cilindros flexíveis foram confeccionados, instrumentados e caracterizados, conforme descrito na seção seguinte.

4.3 Instrumentação e sistemas de medição

Nesta seção, é detalhada a técnica empregada para a caracterização dos modelos e obtenção das séries temporais de deslocamentos durante os ensaios principais.

Foi escolhido o sistema Qualisys® – Motion Capture System, um sistema de rastreamento óptico de imagens através do emprego de câmeras aéreas e subaquáticas. Este sistema foi escolhido por apresentar vantagens quando em comparação com sistemas de medição clássica indireta de deslocamentos (*strain-gages*). Trata-se de um sistema não-invasivo, com ordem de precisão menor que 0,1mm (ver Salles & Pesce (2017) [29]). Sendo as almas metálicas dos modelos flexíveis muito delgadas e de considerável esbeltez, a aplicação de *strain-gages* constituiria um trabalho extremamente delicado. Poderia haver considerável influência na dinâmica do sistema devido à inclusão da massa de fios e à criação de pontos de maior rigidez nos locais de fixação dos gages.

Foram utilizadas apenas câmeras subaquáticas, localizadas dentro do canal de testes, posicionadas a jusante dos modelos experimentais. Tratando-se de um canal relativamente estreito, o posicionamento das câmeras a montante causaria importantes perturbações no escoamento que interfeririam nos resultados. No entanto, mesmo posicionando-as a jusante, manteve-se uma distância mínima de 2 metros em relação aos modelos experimentais, de modo a minimizar efeitos de bloqueio do escoamento, com consequentes mudanças na região do experimento.

A aquisição das séries temporais de deslocamento ocorreu através de um processamento óptico de imagens aquisitadas⁴ de “n” pontos de rastreamento aplicados na estrutura a ser investigada. A posição desses pontos de rastreamento são convertidos em coordenadas cartesianas, definidas a partir do referencial das câmeras. Tais pontos de rastreamento afixados nos modelos podem ser pequenas esferas ou fitas adesivas refletivas, próprias do sistema Qualisys. Foram adotadas fitas refletivas adesivas pois, além de propiciarem uma instalação de maior praticidade, seu uso não causa interferência substancial no escoamento nem outras

⁴ O termo “aquisitar” não existe em português. É, no entanto, jargão da área de engenharia experimental e vem do termo “aquisição do sinal”, o qual significa, estrito senso, “registro do sinal elétrico advindo do sensor de medida, de forma digital, ou após conversão analógica-digital”.

alterações, como adição de massa (e massa adicional), que teriam de ser levadas em conta nas análises.

Em cada modelo experimental, foram aplicadas 9 fitas de contorno total (360°), dispostas em intervalos de 50mm, centro-a-centro, com a primeira localizada junto à ancoragem e a última, na sua extremidade livre.

Figura 33: Modelos experimentais instrumentados com fita refletiva do Sistema Qualisys®

Neste trabalho, a questão jaz em como obter uma base de dados rica, que propicie o entendimento de quais modos de vibração atuam em conjunto durante a excitação do ramo de alta velocidade.

De acordo com as frequências naturais encontradas pela modelagem analítica e numérica, e considerando que o pico de *lock-in* de modos de vibração superiores também ocorra em sua respectiva velocidade reduzida modal, $U_n^* \sim 6$, não seria possível atingir o pico de *lock-in* do segundo modo de vibração transversal dos modelos, visto a razão entre a segunda e a primeira frequências naturais ser da ordem de 6,4. O pico de *lock-in* do segundo modo se daria em $U^* \sim 38$, correspondente a uma velocidade de escoamento que não poderia ser atingida neste canal e que, se atingida, poderia induzir deformações plásticas na alma metálica do modelo que estaria sujeito a grandes forças de arrasto. Dessa forma, seria intuitivo preparar a instrumentação tendo em mente apenas um comportamento dinâmico, baseado somente no primeiro modo de vibração dos modelos experimentais. No entanto, acredita-se que o ramo de alta velocidade ocorra devido ao acoplamento em flexão em frequências super-harmônicas, eventualmente ligadas a acoplamentos modais;

assim, espera-se um comportamento dinâmico mais complexo. Tal conjectura motivou a opção pela disposição de 9 fitas refletivas ao longo do corpo dos cilindros flexíveis, com o fim de garantir a captura de harmônicos superiores ocorrendo em conjunto com o primeiro modo de vibração, bem como, caso ocorram, alternâncias entre o 1º e 2º modos de vibração.

A célula de carga empregada é um transdutor de força em 6 graus de liberdade, a qual permite a obtenção dos esforços nos três eixos cartesianos, inclusive os respectivos torques. Esta célula possui um diferencial por ser vedada, podendo ficar o mais próxima possível da lâmina d'água, ou mesmo submersa, desde que não interfira no escoamento local junto à extremidade engastada, situação esta a ser evitada. A medição dos esforços através do uso da célula de carga é importante visto o interesse, já descrito, de medição e compreensão dos padrões de vibração existentes no ramo de alta velocidade. No entanto, como apontado anteriormente, neste texto não serão apresentados resultados envolvendo estudos com os esforços atuantes aqusitados, deixando sua análise para trabalhos futuros.

Figura 34: Vista em planta do conjunto esquemático com disposição dos aparatos utilizados no Canal de Água Recirculante do NDF.

A Figura 34 ilustra o conjunto esquemático dos aparatos e seus respectivos posicionamentos nos ensaios realizados no canal de água circulante. A Figura 35 apresenta algumas imagens da montagem realizada.

Figura 35: Imagens do ensaio no Canal de Água Circulante do NDF. [Acima, à esquerda] Ancoragem (em amarelo) e cilindro flexível afixados em posição de ensaio. [Acima, à direita] Câmeras subaquáticas do sistema Qualisys® em montagem a jusante dos modelos. [Abaixo, à esquerda] Ancoragem impressa 3D. [Abaixo, à direita] Ensaio em andamento com iluminação proveniente das câmeras; sentido do escoamento: da direita para a esquerda.

4.4 Caracterização dinâmica dos modelos experimentais

Para a realização dos procedimentos de caracterização dinâmica em água parada, os modelos foram posicionados em estrutura fixada à borda do canal de testes (ver Figura 35 superior), em posição vertical, submersos e na ausência de escoamento, $U = 0$ m/s, em sua montagem final de ensaio de VIV.

As câmeras submersas foram posicionadas a jusante dos modelos, na seção de saída do canal, visando diminuir sua interferência no escoamento a montante dos cilindros. Foram posicionadas separadas entre si, utilizando-se toda a largura do canal; uma ao fundo e a outra próxima à superfície da água, configuração esta que aumenta a precisão de captura do sistema Qualisys. Após a montagem, as câmeras do sistema Qualisys foram calibradas.

Com os modelos devidamente fixados em sua posição de ensaio e as câmeras calibradas, foram realizados ensaios de decaimento. A taxa de amostragem foi fixada em 200Hz. Para cada ensaio de decaimento, em cada modelo, foram desferidos 6 impactos em cada direção, X e Y. O valor obtido das frequências naturais e dos coeficientes de amortecimento em água, em cada direção, é o respectivo valor médio obtido dos diversos ensaios.

Os valores de frequências naturais foram obtidos transformando as séries temporais de deslocamento dos decaimentos para o domínio da frequência, através da Transformada de Fourier, por meio do algoritmo FFT (*Fast Fourier Transform*), nativo do Matlab, e identificado os valores e posições do primeiro e segundo picos de magnitude dominante. Os coeficientes modais de amortecimento, ζ_{nx} e ζ_{ny} , foram extraídos a partir de uma decomposição modal por meio da Projeção de Galerkin⁵, aplicada nas séries temporais de decaimento em ambas as direções, obtendo-se assim as amplitudes modais do primeiro e segundo modos de vibração característicos. Ajustou-se uma curva exponencial aos picos de oscilação das amplitudes modais em decaimento, da qual foram extraídos os respectivos valores de ζ .

⁵ Decomposição modal por meio da Projeção de Galerkin: procedimento matemático em que as funções espaciais de interesse são projetadas em espaços (na prática finito-dimensionais) varridos por funções que respeitam as condições de contorno do problema.

Como exemplo, nas Figura 36 e Figura 37, são apresentadas séries temporais de decaimento (longitudinal e transversal, respectivamente) com as frequências dominantes encontradas, bem como a decomposição dos sinais de decaimentos em amplitudes modais juntamente com as envoltórias obtidas.

Figura 36: Ensaio de decaimento. [Acima] amplitudes de vibração longitudinal dos 9 alvos ao longo do cilindro e respectivos espectros de amplitude normalizados. [Abaixo] Decaimentos de amplitude de vibração no primeiro e segundo modo.

Figura 37: Ensaio de decaimento. [Acima] amplitudes de vibração transversal dos 9 alvos ao longo do cilindro e respectivos espectros de amplitude normalizados. [Abaixo] Decaimentos de amplitude de vibração no primeiro e segundo modo.

A tabela Tabela 4-5 apresenta os valores obtidos para frequências naturais e coeficientes de amortecimento em ambas as direções, bem como a razão entre frequências, f_{xn}/f_{yn} , quando possível.

Tabela 4-5: Frequências naturais e coeficientes de amortecimento obtidos de ensaios de decaimento em água parada ($U = 0$ m/s) em ambas as direções.

Razão de Aspecto	f_{x1} (Hz)	f_{x2} (Hz)	f_{y1} (Hz)	f_{y2} (Hz)	f_{x1}/f_{y1}	f_{x2}/f_{y2}	ζ_{x1} (%)	ζ_{x2} (%)	ζ_{y1} (%)	ζ_{y2} (%)
2 x 2	2,08	12,52	2,03	12,94	1,02	0,97	7,3%	2,1%	7,2%	1,2%
2 x 1	1,56	8,49	0,84	5,46	1,86	1,56	6,0%	1,2%	8,7%	1,3%
3 x 1	2,73	17,74	1,01	6,65	2,71	2,67	5,2%	0,7%	7,4%	1,0%
4 x 1	4,27	-	1,17	7,69	3,64	-	3,7%	-	5,5%	2,3%

A Tabela 4-6 apresenta a razão entre as frequências naturais nas direções longitudinal e transversal, bem como uma comparação entre os resultados obtidos pelos métodos analítico, numérico e experimental. A diferença apresentada é relativa aos valores obtidos analiticamente, tomados como referência para comparação.

Tabela 4-6: Valores de frequências naturais em água obtidos analítica, numérica e experimentalmente. Diferença percentual apresentada entre os procedimentos analítico e experimental.

MODELO	ANALÍTICO			NUMÉRICO			CARACTERIZAÇÃO			Comparação f_{x1}/f_{y1}
Razão de Aspecto	f_{x1} (Hz)	f_{y1} (Hz)	f_{x1}/f_{y1}	f_{x1} (Hz)	f_{y1} (Hz)	f_{x1}/f_{y1}	f_{x1} (Hz)	f_{y1} (Hz)	f_{x1}/f_{y1}	"Analítico" x "Caracterização"
2 x 2	2,357	2,357	1,000	2,360	2,360	1,000	2,08	2,03	1,02	2%
2 x 1	1,687	0,857	1,968	1,689	0,863	1,957	1,56	0,84	1,86	5,45%
3 x 1	3,074	1,037	2,964	3,073	1,043	2,946	2,73	1,01	2,71	8,57%
4 x 1	4,690	1,187	3,951	4,705	1,193	3,943	4,27	1,17	3,64	7,87%

4.5 Matriz de ensaios experimental

Imediatamente após a realização dos ensaios de decaimento em água parada, cada modelo foi submetido ao ensaio de VIE propriamente dito. Foram realizadas três baterias de testes para cada modelo experimental. As duas primeiras baterias foram utilizadas para ajustes e melhorias nos procedimentos, bem como para ganho de experiência no controle do canal de testes por parte deste autor. A terceira bateria é a considerada para análise.

A bateria é composta por três corridas de aquisição de dados (Corrida 1, 2 e 3), cada qual subdividida em duas condições diferentes de variação da velocidade de escoamento (Crescente e Decrescente), ou seja, com faixa de investigação variando de U_{Min}^* a U_{Max}^* , e, igualmente, de U_{Max}^* a U_{Min}^* .

A Tabela 4-7 mostra a Matriz de Ensaios da Terceira Bateria. É apresentada a faixa de velocidade de escoamento U (m/s) investigada, calculada com base nas frequências naturais obtidas através da caracterização dos modelos experimentais, bem como as respectivas faixas de número de Reynolds, Re , e velocidade reduzida, U^* .

Tabela 4-7: Matriz de ensaios experimentais

Dimensões do modelo (mm x mm)	Corrida	Sentido ⁶	U (m/s)	Re	U*
2x2	1	C	0,014 – 0,28	140 - 2800	0-13
		D	0,28 – 0,014	2800- 140	13-0
	2	C	0,014 – 0,28	140 - 2800	0-13
		D	0,28 – 0,014	2800- 140	13-0
	3	C	0,014 – 0,28	140 - 2800	0-13
		D	0,28 – 0,014	2800- 140	13-0
2x1	1	C	0,014 – 0,182	140 - 1814	0-22
		D	0,182 – 0,014	1814 - 140	22-0
	2	C	0,014 – 0,182	140 - 1814	0-22
		D	0,182 – 0,014	1814 - 140	22-0
	3	C	0,014 – 0,182	140 - 1814	0-22
		D	0,182 – 0,014	1814 - 140	22-0
3x1	1	C	0,014 – 0,225	140 - 2243	0-22
		D	0,225 – 0,014	2243 - 140	22-0
	2	C	0,014 – 0,225	140 - 2243	0-22
		D	0,225 – 0,014	2243 - 140	22-0
	3	C	0,014 – 0,225	140 - 2243	0-22
		D	0,225 – 0,014	2243 - 140	22-0
4x1	1	C	0,014 – 0,258	140 - 2572	0-22
		D	0,258 – 0,014	2572 - 140	22-0
	2	C	0,014 – 0,258	140 - 2572	0-22
		D	0,258 – 0,014	2572 - 140	22-0
	3	I	0,014 – 0,258	140 - 2572	0-22
		D	0,258 – 0,014	2572 - 140	22-0

Importante notar que a máxima velocidade reduzida para o modelo “2mm x 2mm”, referente à razão entre frequências naturais, $f_{x1}/f_{y1} = 1$, foi limitada abaixo da U^* máxima usual para os outros cilindros. Isto foi necessário de modo a garantir que a tensão devida à força de arrasto, atuante na região de engastamento do modelo flexível, não superasse a máxima tensão de escoamento tolerada pela alma metálica. Tomando como referência a tensão de escoamento limite da liga Al 5052 H34, $\sigma_{esc} \approx 160$ MPa, este valor seria atingido em velocidades reduzidas em torno de $U^* \approx 15$, sendo então necessário limitar o valor da velocidade reduzida no caso do modelo “2mm x 2mm” a $U^* = 13$.

⁶ C: velocidade de escoamento crescente; D: velocidade de escoamento decrescente.

Durante os ensaios, procurou-se atingir comportamento estacionário dos modelos experimentais, bem como obter uma quantidade de pontos amostrais adequada para a análise de dados posterior. A estratégia de controle adotada para o canal de água circulante previu alterações na velocidade de escoamento (incrementos e decrementos), somente após decorrido certo período de tempo. Tal período de tempo contemplava 20 segundos iniciais voltados à estabilização da velocidade de escoamento, acrescido do tempo necessário para cada modelo completar 100 oscilações. O tempo de cada oscilação foi calculado com base na primeira frequência natural transversal de vibração, f_{1y} , respectiva de cada modelo. No entanto, como a escala de tempo de resposta do canal de água circulante é muito superior à escala de tempo de transição adotada nos experimentos (20s), o escoamento não chegava a entrar em regime estacionário. Em decorrência, a resposta de velocidade de escoamento apresentou flutuações, em torno de uma curva de incremento ou decremento quase linear no tempo. Não há, portanto, segmentos de registro de velocidades estritamente constantes a serem isolados, sobre os quais pudesse ser diretamente aplicado um procedimento clássico de análise de sinais no domínio da frequência como a Transformada de Fourier.

Outrossim, os sinais obtidos exibem as características de um sistema dinâmico com comportamento não-linear e não-estacionário, com grandes deflexões médias em ambas direções (X e Y), em todos os modelos ensaiados. Aventa-se que a causa da deflexão transversal (Y), possa ser atribuída a uma possível quebra da simetria do escoamento em relação ao plano central-longitudinal do canal, causada pela montagem das câmeras subaquáticas do sistema Qualisys. Outra hipótese plausível seria a existência de alguma imperfeição na fixação dos modelos ao dispositivo ao centro do canal, com algum desalinhamento angular.

Da Figura 38 à Figura 41, é apresentado um conjunto exemplificativo das séries temporais aquisitadas, obtidas de ensaios realizados nas duas condições de velocidade de escoamento, crescente e decrescente. O conjunto completo de gráficos das séries temporais aquisitadas são apresentados no Apêndice C.

Em todas as imagens, a curva superior mostra a variação de $U^*(t)$ imposta no ensaio. As curvas ao centro e inferior, são a amplitude adimensional nas duas direções, $A_x^*(t)$ e $A_y^*(t)$, respectivamente, do alvo localizado na extremidade livre do modelo. São apresentados, em sequência, um exemplo para cada modelo de ensaio:

4:1, 3:1, 2:1 e 1:1. As curvas azuis correspondem ao sinal original aquisitado; já as curvas vermelhas são as respectivas tendências locais, ou instantâneas, obtidas através de procedimentos que serão discutidos no próximo capítulo. Estas tendências representam em essência, “curvas de média móvel”.

Figura 38: Sinais obtidos. Cilindro com razão entre frequências, $f_x / f_y = 4:1$. [Esquerda] crescente. [Direita] decrescente. [Acima] Velocidade de escoamento em função do tempo. [Centro e abaixo] Amplitude adimensional, A^* , da ponta do modelo em X e Y, respectivamente. Curvas azuis: sinais aquisitados; Curvas vermelhas: Função Tendência Instantânea.

Figura 39: Sinais obtidos. Cilindro com razão entre frequências, $f_x / f_y = 3:1$. [Esquerda] crescente. [Direita] decrescente. [Acima] Velocidade de escoamento em função do tempo. [Centro e abaixo] Amplitude adimensional, A^* , da ponta do modelo em X e Y, respectivamente. Curvas azuis: sinais aquisitados; Curvas vermelhas: Função Tendência Instantânea.

Figura 40: Sinais obtidos. Cilindro com razão entre frequências, $f_x / f_y = 2:1$. [Esquerda] crescente. [Direita] decrescente. [Acima] Velocidade de escoamento em função do tempo. [Centro e abaixo] Amplitude adimensional, A^* , da ponta do modelo em X e Y, respectivamente. Curvas azuis: sinais aquisitados; Curvas vermelhas: Função Tendência Instantânea.

Figura 41: Sinais obtidos. Cilindro com razão entre frequências, $f_x / f_y = 1:1$. [Esquerda] crescente. [Direita] decrescente. [Acima] Velocidade de escoamento em função do tempo. [Centro e abaixo] Amplitude adimensional, A^* , da ponta do modelo em X e Y, respectivamente. Curvas azuis: sinais aquisitados; Curvas vermelhas: Função Tendência Instantânea.

Nota-se que os sinais de amplitude são não-estacionários, com amplitudes típicas de oscilação que evoluem 'lentamente', à medida que a velocidade reduzida aumenta, de forma quase-linear no tempo. Nota-se também a grande deflexão do cilindro na direção do escoamento, acompanhada por uma deflexão pequena, porém não desprezível, na direção a ele transversal. No capítulo seguinte, a metodologia de análise experimental desenvolvida para o tratamento desses registros temporais é apresentada e detalhada.

5 METODOLOGIA DE ANÁLISE EXPERIMENTAL E RESULTADOS ILUSTRATIVOS

A metodologia de análise experimental é detalhada neste capítulo. Ela foi originalmente desenvolvida pelo autor deste texto para a análise das séries temporais obtidas nos ensaios experimentais no Canal de Água Circulante do NDF/USP, apresentados ao final do capítulo anterior. É importante ressaltar ao leitor que o desenvolvimento desta metodologia foi um processo contínuo de aprendizado, com cada etapa representando um avanço de clareza no entendimento do comportamento dinâmico dos modelos em atuação.

Como antecipado no capítulo anterior, os sinais adquiridos são não-estacionários, associados a uma variação de U^* de forma praticamente linear no tempo. Para lidar com sinais com tais características, a metodologia de análise lançou mão de uma combinação de procedimentos.

Inicialmente foi adotado procedimento não convencional de análise no domínio do tempo, a técnica de Transformada de Hilbert Huang, ver Huang *et al.* (1998) [21], utilizada de modo recursivo neste trabalho. Esta técnica foi inicialmente empregada na análise de cilindros flexíveis sob VIV por Pesce *et al.* (2006) [26]. Sendo o VIV um fenômeno não-estacionário, decorrente de uma dinâmica não-linear, a técnica tornou-se muito útil e, a partir de 2006, vem sendo usualmente empregada por parte do grupo de pesquisa da ESPUSP concentrado em estudos de VIV. Ao leitor mais interessado na aplicação da técnica em fenômenos de VIM e VIV, recomenda-se Gonçalves *et al.* (2012) [18] e Franzini *et al.* (2014) [12].

Neste trabalho, foi também empregada a técnica de projeção de Galerkin, que consiste em decompor, a cada instante, os sinais temporais de posição medida ao longo do comprimento da estrutura, tomando como base de representação um conjunto finito de funções representativas dos seus modos de vibrar. Por fim, análise clássica de sinais no domínio da frequência foi empregada através da Transformada de Fourier. A Figura 42 apresenta as etapas da metodologia desenvolvida e detalhada a seguir.

Figura 42: Metodologia de Análise Experimental desenvolvida.

A descrição da metodologia é acompanhada pela formulação de cada procedimento empregado, seguida por resultados exemplificativos, oriundos de sua aplicação a sinais analiticamente sintetizados, com a finalidade de validá-la. São apresentados, conjuntamente aos resultados de sinais sintetizados, exemplos dos resultados experimentais obtidos. Os resultados das etapas intermediárias da metodologia são ricos em informações e fazem parte do processo de desenvolvimento da análise, como um todo. No entanto, apenas síntese dos resultados da aplicação dessa metodologia de análise são apresentados e devidamente discutidos no Capítulo 6. O conjunto completo de resultados de análise é apresentado no Anexo A

5.1 Transformada de Hilbert-Huang

Conforme mencionado no prólogo deste capítulo, a fim de lidar com o comportamento não-estacionário, a aplicação da técnica de Transformada de Hilbert-Huang (HHT) mostrou-se extremamente adequada. Utilizou-se da primeira parte da técnica, chamada de *EMD – Empirical Mode Decomposition*, para ‘peneirar’ os sinais de amplitude de acordo com as escalas de tempo presentes, separando-os em um grupo de $n-1$ *IMFs – Intrinsic Mode Functions*, funções dinâmicas com média nula, e uma última função, *Trend Function*, a tendência instantânea do sinal ou, o resíduo. Segundo os autores da técnica, a denominação “*intrinsic mode function*” foi adotada pois a função representa o modo oscilatório embebido no sinal.

Considere $X_j(t)$ uma IMF específica e $Z_j(t)$ uma função analítica definida como,

$$Z_j(t) = X_j(t) + iY_j(t) = a_j \exp[i\theta_j(t)] \quad (5-1)$$

$$Y_j(t) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x_i(\tau)}{t-\tau} d\tau \quad (5-2)$$

Onde é $Y_j(t)$ é a transformada de Hilbert de $X_j(t)$. P é o valor principal de Cauchy. O sinal original é decomposto em um grupo de IMFs, como numa “série de Fourier generalizada”,

$$X(t) = \text{Re} \sum_{j=1}^n a_j(t) \exp[i \int \omega_j(t) dt] \quad (5-3)$$

$$\omega_j(t) = \frac{d}{dt} [\theta_j(t)] \quad (5-4)$$

onde, amplitude, $a_j(t)$, fase local, $\theta_j(t)$, e, por conseguinte, a frequência local (ou instantânea), $\omega_j(t) = d\theta_j(t)/dt$, de cada IMF, são dependentes do tempo (Pesce *et al.* (2006) [26]). Para ilustrar e validar a técnica de análise adotada, foram submetidas à transformada de Hilbert dois sinais sintetizados, $f(t)$ e $g(t)$, de amplitude e frequências arbitrariamente escolhidos,

$$f(t) = a(t) \cos(\omega t) \quad (5-5)$$

$$a(t) = A(2 + \cos(\Omega t)) \quad (5-6)$$

sendo $a(t)$ a amplitude modulada e $A = 1$. O segundo sinal, $g(t)$, tem a forma de função harmônica modulada por exponencial decrescente:

$$g(t) = e^{-\zeta t} \cos(\omega t) \quad (5-7)$$

onde, $\omega = 2\pi$ (rad/s), $\Omega = 2\pi/10$ (rad/s) e $\zeta = 0,05$ (s⁻¹).

Note que a função de modulação $a(t)$ da primeira função, $f(t)$, nunca se anula. Já a função moduladora da segunda função, $g(t)$, se anula assintoticamente quando o tempo tende ao infinito. As consequências desses comportamentos serão explicitadas à frente.

Figura 43: Sinais sintetizados. [Esquerda] $f(t)$. [Direita] $g(t)$. Sinais submetidos à transformada de Hilbert. [Acima] Amplitude Instantânea. [Centro] Fase Instantânea (rad); [Abaixo] Frequência instantânea (Hz)

Em ambos os casos, nota-se como o procedimento recuperou a amplitude unitária imposta e a frequência ω , de 2π rad/s, estabelecidos para ambos os sinais. Percebe-se no segundo caso exemplificado, no entanto, que quando a amplitude moduladora instantânea tende a zero, a frequência instantânea não é bem recuperada. De fato, a frequência estimada flutua com frequência superior à do sinal (onda portadora) e tem

amplitude que cresce à medida que decresce a amplitude moduladora. Ou seja, quando a energia do sinal modulado decresce, a Técnica de Hilbert não permite identificação de fase de forma acurada, o que leva à amplificação do erro de estimativa da frequência, calculada como a derivada temporal deste último sinal. Tal ponto será retomado, quando da análise experimental.

Assim, similarmente, o sinal da ponta dos modelos foi submetido a esta primeira etapa da metodologia de análise. De modo a eliminar a deflexão causada pela força de arrasto, F_D , bem como aquela identificada na direção transversal, possivelmente causada por assimetria no escoamento principal a montante, este proporcionado pelo posicionamento das câmeras submersas a jusante, as amplitudes, em ambas direções, tiveram sua tendência instantânea subtraída, restando somente suas partes dinâmicas de média nula, ou seja, todas as IMFs presentes no sinal. Foram identificadas, de modo *ad hoc*, as 3 IMFs que mais contribuem com a energia do sinal. Na Figura 44, em sua parte superior, observa-se as respostas de amplitude da ponta dos modelos, em ambas direções, A_x^* e A_y^* , com a tendência instantânea subtraída, seguidas, respectivamente, por 3 IMFs mais significativas em suas composições. Para a exemplificação com resultados experimentais, estão sendo utilizadas respostas do modelo com razão entre frequências, $f_{x1}/f_{y1} = 4:1$, a mesma razão do cilindro objeto dos experimentos relatados em Fajarra *et al.* (2001) [17].

Figura 44: [Esquerda] Oscilações longitudinais, X; [Direita] Oscilações transversais, Y; [Acima] Amplitude de oscilação adimensional com média nula; [Abaixo] 3 IMFs mais significativas. Em vermelho: envelope das IMFs. Cilindro flexível com razão de frequência 4:1.

Note, leitor, que como tanto velocidade do escoamento como os deslocamentos são funções do tempo, pode-se colocar os segundos como função do primeiro. Ou

seja pode-se escrever $A^*(t) = A^*(U^*(t))$, bem como registrar graficamente as respostas de amplitude e frequência instantâneas como função de U^* . Logo, pode-se trabalhar em função da velocidade reduzida modal, como é o caso aqui exposto.

Até este momento da primeira etapa da análise, apenas foi aplicado o procedimento de peneiragem, EMD, a primeira parte da HHT, para a identificação das IMFs. Em seguida, as IMFs obtidas dos sinais de amplitude foram submetidas ao segundo passo da HHT, onde são encontradas as respectivas amplitudes e frequências instantâneas características do movimento da extremidade livre dos modelos, ver Figura 45.

Figura 45: Amplitudes e frequências adimensionais instantâneas das 3 IMFs mais significativas em ambas direções. [Esquerda] Longitudinal (X). [Direita] Transversal (Y). Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

Os movimentos da extremidade do cilindro apresentam conteúdo riquíssimo de frequências resultando em dinâmica muito complexa. Nota-se que o sinal é fortemente não estacionário, havendo inclusive processos de troca (*switching*) entre as IMFs. No entanto, percebe-se claramente uma tendência nas magnitudes, de amplitudes e respectivas frequências, em ambas direções. A amplitude instantânea na direção longitudinal, X, tem, claramente, um pico de *lock-in* definido em torno de $U^* = 12$, atingindo valores de 0,2 a 0,3, apresentando inícios de dessincronia com o aumento de U^* . De fato, a natureza ressonante do movimento na direção do escoamento ocorre na faixa de velocidades reduzidas $8 < U^* < 16$. Revisitando a Figura 20 b, verifica-se que o denominado VIV longitudinal (ou in line *lock-in*) comparece nos experimentos de Govardhan e Williamson (2004) [35] na faixa $2 < U^* < 4$. Naquele experimento, a relação de frequências naturais era 1:1. Deve-se ressaltar, no entanto, que o cilindro

considerado neste exemplo apresenta razão de frequências $f_{1x}/f_{1y} = 4$ e que a velocidade reduzida do gráfico é calculada com base em f_{1y} , corroborando a presente interpretação a respeito da natureza da resposta ressonante na direção do escoamento: *lock-in*. Coerentemente, a correspondente frequência instantânea inicia o *lock-in* com valor da ordem de uma vez a primeira frequência natural longitudinal, f_{1x} , e aumenta gradualmente, atingindo um valor próximo de $2f_{1x} \sim 8f_{1y}$. Cumpre mencionar que neste gráfico não são apresentados os registros de frequência instantânea para velocidades reduzidas abaixo de 8. Como observado acima, quando o sinal apresenta pequena amplitude, a avaliação da fase pela transformada de Hilbert perde sua acurácia, fazendo com que a estimativa do valor da frequência instantânea perca significado.

Na direção transversal, nota-se o início do *lock-in* em torno de $U^* = 3$ a 3,5, dando lugar a um patamar de amplitude que se estende de 5 a 8, com pico aparente em torno de $U^* = 6$. A frequência instantânea, na região de *lock-in*, como esperado, apresenta valor próximo à primeira frequência natural transversal, f_{1y} . Conforme U^* aumenta, a amplitude instantânea tem uma leve queda em sua magnitude próxima de $U^* = 9$, para, em seguida, apresentar grandes amplitudes de oscilação conforme U^* cresce, atingindo valores da ordem de 1D.

Observa-se, na realidade, um segundo patamar de amplitude de resposta transversal ao escoamento, na faixa $12 < U^* < 16$ e subsequente redução gradual de seu valor. Este comportamento, não usual em VIV de cilindros rígidos com 2 GL, ou em cilindros flexíveis de rigidez flexional omnidirecional (razão de frequências 1:1), é aqui estimulado pela ocorrência do *lock-in* na direção do escoamento (in-line VIV), o qual, como mencionado, inicia-se em $U^* \sim 8$ e se extingue em $U^* \sim 16$. Trata-se, portanto, da extensão do pequeno ramo de amplitude de resposta observado por Fujarra (1997) [15], em seus experimentos pioneiros com cilindros flexíveis. Naquela oportunidade, a instrumentação com extensômetros instalados em alma interna, constituída por uma barra circular, foi instalada para capturar as oscilações na direção transversal, tão somente, não havendo medidas da vibração na direção do escoamento, apenas observações visuais de sua ocorrência, conforme relatam Pesce e Fujarra (2000) [27]; ver Figura 20 e Figura 21. Mais importante, trata-se da efetiva verificação da existência do ramo de resposta de grande amplitude, em altas

velocidades reduzidas, o “*high speed mode branch*”, observado por Fugarra *et al.* (2001) [17]; ver Figura 22.

Por sua vez, observando-se os registros das frequências instantâneas das oscilações transversais ao escoamento, verifica-se uma série bastante interessante de eventos e comportamentos. O clássico comportamento de *lock-in* é evidenciado, na faixa $3,5 < U^* < 10$. Nesta faixa, a IMF 1 é dominante, com a frequência de oscilação partindo do valor da frequência natural do primeiro modo transversal e aumentando até atingir um patamar com o dobro deste valor. Este patamar se estende até velocidades reduzidas $U^* \sim 16$, que coincide com o término do *lock-in in line*. Nota-se também a intermitente troca das frequências associadas à IMF 1, de $\sim 2f_{1y}$ a $\sim 6,5f_{1y}$, particularmente na faixa $12,5 < U^* < 15,5$, a partir do qual se estabiliza no valor mais alto. Este valor é essencialmente o da razão f_{2y} / f_{1y} . Ou seja, corresponde ao segundo modo de vibrar na direção transversal.

De fato, voltando a observar a curva de resposta em amplitude, nota-se que o segundo modo de vibrar emerge a partir da velocidade reduzida $U^* \sim 14$, representado pelas IMFs 1, 2 e 3, particularmente pela primeira delas. A troca repetitiva de cores (azul-vermelha), mostra que ora é a IMF1 (azul) que representa o primeiro modo de vibrar, ora é a IMF 2 (vermelha) que faz esse papel. Nota-se que o primeiro modo de vibrar transversal continua excitado em toda a faixa superior de velocidades reduzidas, particularmente representado pela IMF 2 a partir de $U^* \sim 16$.

Cumprе ressaltar que não se deve confundir as IMFs (*intrinsic mode functions*), do sinal, com os modos naturais de vibrar da estrutura.

Assim, com o fim de aprofundar ainda mais a presente investigação, complementa-se a metodologia de análise com técnicas de decomposição modal. Para tanto, utiliza-se da técnica de projeção de Galerkin em espaços de funções modais. Esta próxima etapa é descrita na seção seguinte.

5.2 Projeção de Galerkin

A idéia por trás desta análise é a de que as amplitudes de vibração de um determinado sistema dinâmico são compostas por contribuições de “n” modos de vibração deste mesmo sistema. Dependendo da magnitude e frequência de excitação, um ou mais modos de vibração podem coexistir, aumentando a complexidade da dinâmica envolvida. Em outras palavras, esta análise nos dirá qual dos modos de vibração é predominante e em qual intervalo de tempo ele assim o foi, bem como se mais de um modo de vibração é estimulado, simultaneamente ou intermitentemente.

A análise consiste em projetar a configuração deformada, para cada instante t_j de tempo, num espaço de projeção composto por funções cinematicamente compatíveis com a estrutura, Ψ .

As amplitudes modais, para um dado modo de vibração “n”, em um dado instante de tempo, t_j , podem ser calculadas como em Franzini et al. (2016a) [13] pelas seguintes relações integrais:

$$\tilde{a}_n^x(t_j) = \frac{\int_0^L X^*(s, t_j) \psi_n(s) ds}{\int_0^L (\psi_n(s))^2 ds} \quad (5-8)$$

$$\tilde{a}_n^y(t_j) = \frac{\int_0^L Y^*(s, t_j) \psi_n(s) ds}{\int_0^L (\psi_n(s))^2 ds} \quad (5-9)$$

$$\tilde{a}_n^z(t_j) = \frac{\int_0^L Z^*(s, t_j) \psi_n(s) ds}{\int_0^L (\psi_n(s))^2 ds} \quad (5-10)$$

Onde, X^* , Y^* e Z^* são os deslocamentos adimensionais normalizados pelo diâmetro do cilindro flexível.

Após a decomposição modal e a criação da curva de amplitude modal em função do tempo, é possível reconstruir o registro temporal das amplitudes adimensionais em uma posição qualquer ao longo do eixo do cilindro, através da sobreposição das contribuições modais,

$$X^*(t, s) = \frac{x(t, s)}{D} = \sum_{n=1}^N \tilde{a}_n^x(t) \psi_n(s) \quad (5-11)$$

$$Y^*(t, s) = \frac{y(t, s)}{D} = \sum_{n=1}^N \tilde{a}_n^y(t) \psi_n(s) \quad (5-12)$$

$$Z^* = \frac{z(t,s)}{D} = \sum_{n=1}^N \tilde{a}_n^z(t) \psi_n(s) \quad (5-13)$$

De forma análoga à seção anterior, a fim de validar o procedimento acima, um sinal sintético de amplitudes e frequências conhecidas foi submetido à Projeção de Galerkin para avaliar as respostas encontradas. O sinal em questão é dado pela expressão abaixo, em que as fases relativas são tomadas nulas,

$$\tilde{y}_j(t) = \sum_{k=1}^4 a_k \cos(\omega_k t) \psi_k(z_j) \quad (5-14)$$

onde, j varia de 1 a 9, representando os 9 alvos dos modelos experimentais e k indica o número do modo de vibração. Foi tomada a série de Fourier, truncando-a no quarto modo; a_k é a amplitude modal ($a_1 = 1$, $a_2 = 1$, $a_3 = 1$ e $a_4 = 1$), ω_k é a frequência modal ($\omega_1 = 2*\pi$, $\omega_2 = 13*\pi$, $\omega_3 = 35*\pi$, $\omega_4 = 69*\pi$) e ψ_k são os modos de vibrar de uma viga cantilever, apresentados anteriormente. As frequências consideradas representam a mesma relação existente entre as frequências naturais modais, dos 4 primeiros modos, do modelo 4:1.

Figura 46: [Esquerda] Amplitude sintetizada da extremidade. [Direita] Amplitude sintetizada decomposta em amplitudes modais sintetizadas.

Na Figura 46, a amplitude do sinal calculado na extremidade livre é apresentada à esquerda. As amplitudes modais do quatro primeiros modos são apresentados à direita, fruto da decomposição modal decorrente da aplicação do método de Galerkin aos sinais medidos em nove seções ao longo do cilindro. Apenas o primeiro modo foi efetivamente bem recuperado. Os outros apresentam flutuações e batimentos. Aventou-se a possibilidade do número de séries temporais ser insuficiente para a representação de modos superiores. Entretanto, os batimentos permaneceram,

mesmo dobrando, de 9 para 18, o número de séries temporais de suporte. Os respectivos espectros em frequência apresentarão então energia em frequências próximas. É fato que as causas deste fenômeno numérico precisam ser melhor investigadas. No entanto observa-se que a amplitude modal dos modos superiores é suficientemente bem estimada. Como os resultados experimentais envolvem contribuições modais significativas até o segundo modo, conforme será visto adiante, considerou-se válida a aplicação da técnica na metodologia de análise.

Aplicada a técnica de Galerkin aos sinais decorrentes dos ensaios com o cilindro de razão de frequências 4:1, a Figura 47 apresenta os registros das amplitudes adimensionais dos dois primeiros modos, nas duas direções de vibração, em função da velocidade reuduzida U^* .

Figura 47: Amplitudes Modais Adimensionais. [Esquerda] A_{x1}^* e A_{x2}^* , respectivamente. [Direita] A_{y1}^* e A_{y2}^* , respectivamente. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1. Velocidade crescente.

Estes registros de amplitude modal corroboram, de forma clara, os resultados revelados pela análise empreendida anteriormente, quando da aplicação da HHT aos registros das vibrações da extremidade livre do cilindro flexível.

De fato, o fenômeno de *lock-in* do primeiro modo de vibrar na direção do escoamento (*in-line*) fica agora nitidamente evidenciado, com nascedouro em $U^* \sim 8$, alguma redução de amplitude em torno de $U^* \sim 10$ e amplificação ocorrente no trecho $10 < U^* < 12$.

Este regime ressonante, *in-line*, acaba por sustentar a vibração a ele transversal, em primeiro modo, a qual se inicia com *lock-in* clássico em $U^* \sim 3$, conforme mostra a figura acima e à direita. Ao invés de se esvaír em $U^* \sim 10$, como usual em cilindros de

rigidez omnidirecional (ver Figura 21), a vibração transversal no primeiro modo é alimentada de energia pelo *lock-in* do primeiro modo de vibrar na direção do escoamento (ver Figura 22). O segundo modo de vibrar na direção transversal emerge então em $U^* \sim 12$, e auxilia a sustentar e amplificar ainda mais a vibração do primeiro modo transversal, interagindo de forma sinérgica com o primeiro modo de vibrar na direção do escoamento.

Tais interações explicam a sustentação da vibração com grande amplitude e conteúdo de altas frequências em ampla faixa de elevadas velocidades reduzidas, o denominado “*high speed mode branch*”, por Fugarra *et al* (2001) [17]; ver Figura 22.

Amplitudes elevadas e rico conteúdo de frequências em faixas mais altas caracterizam excelente cenário de extração de energia, conforme será visto adiante.

Em seguida, as curvas de amplitudes modais adimensionais, A_{xn}^* e A_{yn}^* , são novamente submetidas à HHT. Utilizando a HHT de modo recursivo, as amplitudes modais adimensionais, A_{xn}^* e A_{yn}^* , são submetidas ao *EMD – Empirical Mode Decomposition*, primeira etapa da técnica em questão, obtendo-se as IMFs das amplitudes modais, ou seja, IMFs Modais. Em seguida, submetendo as IMFs Modais à transformada de Hilbert, obtém-se as respectivas amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{xn}^*$ e $\hat{A}_{yn}^*$, bem como as frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{xn}^*$ e $\hat{F}_{yn}^*$.

Seguindo a análise ilustrativa com o cilindro flexível de razão de frequências 4:1, foram escolhidas as 3 IMFs que mais contribuem para o conteúdo de energia do sinal de amplitude modal em análise. Ver Figura 48 e Figura 49.

Figura 48: [Esquerda] amplitudes modais adimensionais instantâneas na direção do escoamento, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$. [Direita] frequências modais adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

Figura 49: [Esquerda] amplitudes modais adimensionais instantâneas na direção transversal ao escoamento, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$. [Direita] frequências modais adimensionais, $\hat{F}_{y1}^*$ e $\hat{F}_{y2}^*$. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

Com a aplicação deste procedimento, torna-se ainda mais claro o complexo comportamento dinâmico em análise, corroborando plenamente o relatado quando do estudo do movimento da extremidade do cilindro flexível. Na direção longitudinal, X, apenas o primeiro modo é excitado. A análise deste modo reforça o já apresentado na seção precedente, evidenciando as mesmas característica de '*lock-in in-line*'.

Por sua vez, na direção transversal, os dois primeiros modos são excitados. Como evidenciado na análise da seção precedente, o primeiro emerge no nascedouro de seu clássico *lock-in*, em $U^* \sim 3$ e é sustentado ao longo de toda a faixa de velocidades reduzidas ensaiadas, pela ação sinérgica do primeiro modo de vibração na direção do escoamento e do segundo modo na direção transversal. Este último emerge em

$U^* \sim 12$ e tem sua amplitude amplificada de forma quase-linear até que a máxima velocidade de ensaio é atingida.

Os conteúdos de frequência dos dois modos transversais são bastante bem exemplificados a partir da análise de suas respectivas IMFs. Note que a frequência de vibração da primeira IMF do primeiro modo inicia-se em sua respectiva frequência natural e, após o clássico *lock-in* transversal, atinge um segundo patamar, $12 < U^* < 16$, que corresponde ao dobro desta frequência e à metade da primeira frequência natural do primeiro modo de vibrar na direção do escoamento. A frequência de vibração deste primeiro modo transversal evolui, então, para valores mais altos, atingindo múltiplos de ordem 3 a 4. Paralelamente, as respectivas IMFs 2 e 3, evidenciam a presença de sub-harmônicos. Cumpre notar que os fatores adimensionalizadores das frequências de oscilação são tomados como as frequências naturais dos respectivos modos, determinadas experimentalmente em águas paradas.

A análise do registro de frequências associadas à vibração no segundo modo transversal revela nitidamente o início do *lock-in* neste modo, conforme evidencia a frequência associada à IMF 1. Mais uma vez, a IMF 2 mostra a existência de um sub-harmônico com baixa amplitude e frequência igual à metade da frequência dominante.

A frequência natural nominal do segundo modo de vibração transversal é da ordem de 6,5 vezes a frequência do primeiro modo de vibração transversal, $f_{2y} \approx 6,5f_{1y}$. Assim, resta evidente que, na análise da HHT aplicada à extremidade livre do cilindro flexível, discutida na seção anterior, o braço de frequência instantânea na direção transversal ao escoamento, cuja intensidade atinge em torno de 6,5 vezes a frequência do primeiro modo de vibração transversal, representa a frequência das amplitudes modais do segundo modo de vibração transversal.

Almejando enriquecer ainda mais a presente análise, uma etapa complementar é introduzida. Levando em consideração que as IMFs são a separação, ou peneiragem, de um sinal em suas várias e intrínsecas escalas de tempo, a clássica Transformada de Fourier será aplicada às IMFs modais.

5.3 Transformada de Fourier – Janelamento móvel

Nesta seção, o sinal das IMFs modais é submetido à clássica Transformada de Fourier. O sinal é dividido em n partes de mesmo tamanho e é a FFT aplicada a cada uma delas. A fim de se garantir um certo grau de correlação amostral, cada janela criada repete 75% dos pontos amostrais da janela anterior e utiliza 25% de pontos novos, prosseguindo até se atingir o final do vetor do sinal. Convencionou-se chamar este procedimento de janelamento móvel. Cada parte do sinal foi convertida para o domínio da frequência através do algoritmo *FFT – Fast Fourier Transform*, nativo do Matlab. A seguinte definição clássica é adotada para a Transformada de Fourier:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (5-15)$$

A quantidade de pontos de amostragem das janelas foi calculada prevendo garantir 100 oscilações, tendo como base a frequência natural do primeiro modo natural de vibrar nas respectivas direções, X e Y.

Ressalta-se que tal técnica não poderia ser aplicada, ao menos não diretamente, ao sinal completo registrado, posto que a velocidade reduzida, ao aumentar, faz com que o estado do sistema dinâmico seja inerentemente não-estacionário e, portanto, não ergódico. Efetivamente, este fato levou o autor à aplicação da HHT, conforme apresentado na seção precedente.

Mesmo considerando a técnica de 'janelamento móvel', a técnica baseada na Transformada de Fourier não poderia, estrito senso, ser aplicada. Sim pois, ao longo da duração dos segmentos móveis, variações lentas do estado do sistema dinâmico estão presentes. No entanto, considerando a escala de tempo de variação da velocidade reduzida (tempo de estabilização, 20s, mais o tempo decorrido para cada modelo completar 100 oscilações, decorrendo, na maioria dos casos um tempo total entre cada comando de ~100s) comparada à pequena escala relaciona aos períodos naturais de oscilação em análise (~1s), o emprego da técnica é justificável. Formalização desta assertiva poderia ser realizada através da técnica de expansões assintóticas conhecida como de 'escalas múltiplas', ver, por exemplo, Bender e Orszag (1999) [4].

Ressalvas poderiam ser feitas, no caso de variações bruscas, portanto na escala de tempo das oscilações, associadas a saltos modais, por exemplo. Tais fenômenos não foram observados, no entanto.

Com o fim de ilustrar o procedimento de análise proposto, um sinal sintetizado a ele foi submetido, almejando a recuperação de suas características principais, como os conteúdos de amplitude e de frequência. O sinal utilizado é apresentado abaixo,

$$j(t) = h(t) + g(t) \quad (5-16)$$

$$h(t) = A \sin(\omega_1 t) \quad (5-17)$$

$$g(t) = B \sin(\omega_2 t + \varphi) \quad (5-18)$$

com, $A = 2$, $B = 1$, $\omega_1 = 2\pi$, $\omega_2 = 4\pi$ e a fase, $\varphi = \pi$.

Cumpramos notar que tanto amplitudes quanto frequências dominantes são extraídas dos espectros de amplitude dos respectivos sinais temporais. Podemos observar que o procedimento recupera as amplitudes e frequências que compõem o sinal.

Figura 50: [Acima à esquerda] Sinal sintetizado $j(t)$ em azul; Pontos pretos: Magnitude de $h(t)$; Pontos vermelhos: Magnitude de $g(t)$; [Acima à direita]: Pontos pretos: Freqüência de $h(t)$. Pontos vermelhos: Freqüência de $g(t)$. [Abaixo, esquerda e direita] Ampliação da imagem do sinal sintetizado $j(t)$.

Ilustrado o procedimento de janelamento móvel das FFT, os sinais experimentais são analisados. Os resultados da análise aplicada ao caso do cilindro flexível com razão de freqüências 4:1 podem ser observados nas Figura 51 e Figura 52.

Os pontos azul-escuro, identificados nas legendas por “Soma”, representam a soma das magnitudes das três IMFs ali apresentadas. A simples soma é feita desconsiderando a fase relativa entre IMFs, portanto deve ser considerada como um valor limite (“*upper-bound*”).

Figura 51: [Esquerda] amplitudes modais adimensionais instantâneas, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$. [Direita] frequências modais adimensionais instantâneas, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$. Procedimento via FFT móvel. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

Figura 52: [Esquerda] amplitudes modais adimensionais instantâneas, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$. [Direita] frequências modais adimensionais instantâneas, $\hat{F}_{y1}^*$ e $\hat{F}_{y2}^*$. Procedimento via FFT móvel. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

Uma visão bastante mais nítida da dinâmica do sistema é produzida, em que pese ser, estrito senso, discutível a aplicação da FFT com janelamento móvel. Esta técnica, aplicada às IMFs modais, pode ser vista como um procedimento complementar de filtragem. Isto posto, sob tal técnica, os resultados de análise devem ser vistos à luz da aplicação dos procedimentos que envolvem a transformada de Hilbert-Huang, esta sim própria para aplicação a sinais não estacionários. Nota-se, com clareza, a posição do pico de *lock-in* do primeiro modo na direção do escoamento, X, em torno de $U^* = 12$. Mais claro ainda é o registro da frequência dominante de vibração neste primeiro modo, que parte de patamar com valor da respectiva frequência natural e, a partir de $U^* \sim 12$, aumenta progressivamente com a velocidade reduzida, atingindo valores adimensionais próximos a 2.

Um cenário típico de *lock-in* do primeiro modo transversal pode ser observado na faixa $3 < U^* < 10$, com pico de amplitude adimensional $\sim 0,7$, em $U^* \sim 6$ e frequência dominante de oscilação próxima à correspondente frequência natural. Fica evidente a presença de um ramo inferior de resposta, com frequência dominante levemente crescente e que, em $U^* \sim 10$, é substituído por vibração de mesma ordem de amplitude, estimulada pelo nascente *lock-in* do primeiro modo de vibrar na direção do escoamento. De fato, um pequeno decréscimo de amplitude ocorre em $U^* \approx 9$, seguido por um aumento expressivo da amplitude de resposta a partir de $U^* \approx 11$, atingindo valores próximos a 1, seguindo até a máxima U^* com aproximadamente 0,6. A frequência dominante de oscilação segue até o fim do ensaio com um acréscimo praticamente linear em U^* , atingindo valores cerca de 3 vezes superior à respectiva frequência natural medida em águas paradas. As duas outras IMFs que apresentam alguma contribuição significativa, revelam frequências sub-harmônicas de vibração a partir de $U^* \sim 15$, estimuladas pelo *lock-in* do segundo modo transversal.

De fato, o *lock-in* do segundo modo de vibração transversal emerge em $U^* \approx 12$, suas amplitudes crescem consistentemente, atingindo valores $\sim 0,25$, na faixa superior de velocidades reduzidas do ensaio considerado. Nesta faixa de velocidade o *lock-in* está em seu ramo inicial, o que é nitidamente evidenciado pelo respectivo traço da frequência dominante de oscilação, de valor constante e igual à respectiva frequência natural. Nota-se, adicionalmente, a presença de harmônico inferior com metade dessa frequência.

Apesar de muitas melhorias serem ainda possíveis, entende-se que a metodologia de análise experimental proposta e aplicada permitiu desvelar e interpretar o rico cenário dinâmico presente no experimento.

Em particular, permitiu confirmar a existência do “*high speed mode branch*” em um cilindro flexível de rigidez ortotrópica e explicar a sua origem, qual seja, o deslocamento da região de *lock-in* do primeiro modo ‘*in-line*’ para faixa de velocidades reduzidas mais altas. No caso ilustrado, considerando o cilindro de razão de frequências 4:1, esta faixa se inicia no fim do ramo inferior de resposta do *lock-in* do primeiro modo transversal de vibração. A sustentação da vibração no primeiro modo transversal em larga faixa de velocidades é então proporcionada pelo *lock-in* do primeiro modo de vibrar na direção de escoamento e, quando de seu esmaecimento, pelo surgimento do *lock-in* do segundo modo transversal de vibrar.

O capítulo 6 retomará esta análise, estendendo-a através de uma comparação sistemática com os resultados auferidos com os demais cilindros, de razão de frequências 3:1, 2:1 e 1:1.

6 ANÁLISE EXPERIMENTAL COMPARATIVA

Neste capítulo, uma análise experimental comparativa e sistemática é apresentada, envolvendo os resultados obtidos para os quatro cilindros ensaiados, de quatro distintas razões de frequência; 4:1, 3:1, 2:1 e 1:1.

Para tanto, a metodologia de análise descrita no Capítulo 5, lá aplicada ao caso base 4:1, foi empregada.

No entanto, por concisão, apenas os resultados finais da análise, que mostram amplitudes modais e frequências dominantes em função de velocidade reduzida são utilizados. Os exemplos apresentados pertencem à corrida 1, condições de variação de U^* continuamente crescente e decrescente. Os resultados das 3 corridas, são apresentando no Anexo A.

As figuras estão subdivididas em seções, organizadas de acordo com o cilindro flexível considerado, de razões de frequência: 4:1, 3:1, 2:1, 1:1.

6.1 Comportamento dinâmico - Modelo 4:1

Figura 53: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, $\hat{A}x_1^*$ e $\hat{A}x_2^*$. [Direita] Frequência adimensional modal, $\hat{f}x_1^*$ e $\hat{f}x_2^*$. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

Na direção longitudinal ao escoamento, X , o modelo ensaiado apresentou oscilações apenas no primeiro modo de vibração, iniciando a subida de *lock-in* em $U^* = 8$, com pico em $U^* \approx 11 - 12$ e atingindo valores de amplitude de oscilação da ordem de 0,3 a 0,35. A frequência de oscilação, durante o *lock-in*, permanece com valor aproximadamente constante, igual à primeira frequência natural longitudinal, f_{1x} , para depois aumentar quase-linearmente com U^* , atingindo valor de duas vezes esta frequência na máxima velocidade de ensaio.

Figura 54: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$. [Direita] Frequência adimensional modal, $\hat{F}_{y1}^*$ e $\hat{F}_{y2}^*$. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

Já na direção transversal ao escoamento, Y , o comportamento dinâmico observado é multimodal. O início do *lock-in* do primeiro modo ocorreu em $U^* \approx 3$, com pico em $U^* \approx 5 - 6$. As amplitudes atingidas neste ponto são da ordem de 0,8, com frequência de oscilação igual à primeira frequência natural transversal de vibração, f_{1y} . Curiosamente, após o *lock-in*, em $U^* = 9$, ocorre uma pequena redução nas amplitudes atingidas, com ordem de 0,5, no que seria o final do ramo inferior de resposta. A vibração neste primeiro modo volta a aumentar, excitada pelo *lock-in* do primeiro modo na direção longitudinal. Logo em seguida, em $U^* = 12$, o comportamento dinâmico apresenta um sensível aumento de magnitude de oscilação, na qual, as amplitudes da IMF 1 atingem magnitude $\sim 1,0$, com o dobro da primeira frequência natural transversal, f_{1y} . Nesta mesma velocidade reduzida, tem início a contribuição das amplitudes do segundo modo de vibração transversal, com valores da ordem de 0,25 e frequência constante igual a uma vez a segunda frequência natural

transversal de vibração, f_{2y} . Em nenhum ponto da faixa de U^* investigada, foi observada dessincronização.

6.2 Comportamento dinâmico - Modelo 3:1

Figura 55: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, $\hat{A}x_1^*$ e $\hat{A}x_2^*$. [Direita] Frequência adimensional modal, $\hat{f}x_1^*$ e $\hat{f}x_2^*$. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 3:1.

Para o modelo com razão entre frequências naturais 3:1, o comportamento dinâmico é semelhante ao anterior. Na direção longitudinal ao escoamento, X , há apenas contribuição do primeiro modo de vibração, emergindo o *lock-in* em $U^* = 6$, com pico em $U^* \approx 7,5$, atingindo valores de amplitude de oscilação da ordem de 0,4. Igualmente, a frequência de oscilação, durante o *lock-in*, permanece com intensidade de uma vez a primeira frequência natural longitudinal, f_{1x} , aumentando

progressivamente com U^* e atingindo quase o dobro do valor inicial, na máxima velocidade de ensaio.

Figura 56: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$. [Direita] Frequência adimensional modal, $\hat{F}_{y1}^*$ e $\hat{F}_{y2}^*$. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 3:1.

Na direção transversal ao escoamento, Y, também é observado comportamento dinâmico multimodal. O início do *lock-in* ocorre em $U^* \approx 3$, com pico em $U^* \approx 5$, atingindo amplitudes da ordem de 0,7, com frequência igual à primeira frequência natural transversal de vibração, f_{1y} . Uma redução de magnitude das oscilações ocorre, após o *lock-in*, em $U^* = 6$, a valores da ordem de 0,5, de forma similar ao caso 4:1. Em seguida, a amplitude do primeiro modo transversal de vibrar apresenta um sensível aumento de magnitude, em decorrência do *lock-in* ocorrido no primeiro modo de vibração na direção do escoamento, atingindo valores que chegam a 1,1, vibrando em frequências igual a 1,5 vezes a primeira frequência natural transversal, f_{1y} . Daí em diante, as amplitudes têm sua magnitude diminuída, permanecendo em torno de 0,6. A frequência dominante de oscilação atinge valores que são o triplo da respectiva

frequência natural em águas paradas. Componentes com frequências inferiores, estimuladas pelo segundo modo de vibrar transversal, aparecem em $U^* > 15$.

A contribuição das amplitudes do segundo modo de vibração transversal tem de fato seu início em $U^* = 12$ (similarmente ao modelo 4:1), atingindo valores da ordem de 0,5 na máxima velocidade de ensaio e oscilando com frequência que permanece constante e igual à segunda frequência natural transversal de vibração, f_{2y} . Analogamente ao caso anterior, em nenhum ponto da faixa de U^* investigada foi observada dessincronização.

6.3 Comportamento dinâmico - Modelo 2:1

Figura 57: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, $\hat{A}x_1^*$ e $\hat{A}x_2^*$. [Direita] Frequência adimensional modal, $\hat{f}x_1^*$ e $\hat{f}x_2^*$. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 2:1.

O modelo com razão entre frequências naturais 2:1 tem o comportamento dinâmico semelhante aos anteriores. Na direção longitudinal ao escoamento, X , igualmente só há contribuição do primeiro modo de vibração, cujo *lock-in* se inicia em $U^* = 4$, tem pico em $U^* \approx 5$ e atinge valores de amplitude de oscilação da ordem de 0,3. A frequência de oscilação, durante o *lock-in*, tem valor aproximadamente igual à primeira frequência natural longitudinal, f_{1x} .

Na direção transversal ao escoamento, Y , o comportamento dinâmico multimodal é mais uma vez observado. O *lock-in* do primeiro modo transversal de vibrar tem início em $U^* \approx 2,5$, com pico primeiro em $U^* \approx 4$, atingindo amplitudes da ordem de 0,8, e apresenta oscilações com frequência praticamente igual à primeira frequência natural transversal, f_{1y} .

Figura 58: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$. [Direita] Frequência adimensional modal, $\hat{F}_{y1}^*$ e $\hat{F}_{y2}^*$. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 2:1.

Redução de magnitude das oscilações ocorre após o *lock-in*, em $U^* \approx 5$, com valores da ordem de 0,7. Em seguida, em $U^* \approx 6$, um segundo pico de lock-in se

apresenta, onde as amplitudes de oscilação tornam a aumentar, atingindo 1, estimulado pelo *lock-in* do primeiro modo de vibrar na direção do escoamento. Para U^* acima de 6, o valor das amplitudes se mantém, de certa forma, constante, em torno de 0,5 a 0,6, até o final do ensaio, com frequência dominante de oscilação aumentando até superar 3 vezes a primeira frequência natural transversal. Conteúdo de frequência em sub-harmônicos, excitadas pela presença do segundo modo de vibrar na direção transversal, aparecem em $U^* > 15$, como nos casos anteriores. A contribuição do segundo modo de vibração transversal tem início em $U^* = 12$, em perfeita similaridade com os modelos 4:1 e 3:1, apresentando amplitudes que atingem valores da ordem de 0,4 na máxima velocidade de ensaio e vibrando com frequência que permanece constante e igual à segunda frequência natural transversal de vibração, f_{2y} . Uma vez mais, não foi observada dessincronização em nenhum ponto da faixa de U^* investigada.

6.4 Comportamento dinâmico - Modelo 1:1

Figura 59: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, $\hat{A}x_1^*$ e $\hat{A}x_2^*$. [Direita] Frequência adimensional modal, $\hat{f}x_1^*$ e $\hat{f}x_2^*$. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 1:1.

O comportamento do modelo experimental com razão entre frequências naturais 1:1 apresenta algumas diferenças em relação aos casos anteriores de análise. Na direção longitudinal ao escoamento, X , há contribuições do primeiro e segundo modos de vibração. Acerca do primeiro modo de vibração, sua vibração, sincronizada com a vibração transversal, se inicia em $U^* \approx 5$, tem pico em $U^* \approx 6$, apresentando valores de amplitude de oscilação da ordem de 0,4. A frequência de oscilação, nesta faixa de sincronização, se inicia igual a uma vez e meia a primeira frequência natural longitudinal, $1,5f_{1x}$, crescendo progressivamente até a máxima velocidade de ensaio, $U^* \approx 13$, atingindo frequências próximas da ordem de $3f_{1x}$. Diminuída a amplitude de vibração do primeiro modo de vibração longitudinal, que se encerra em torno de $U^* \approx 8$ a 9, as amplitudes de oscilação se mantêm da ordem 0,1, até o fim do ensaio.

Curiosamente, ao final da região de *lock-in* do primeiro modo de vibração longitudinal, $U^* \approx 8$ a 9, surgem contribuições do segundo modo de vibração longitudinal, as quais perdurarão até a máxima velocidade reduzida de ensaio, atingindo amplitudes da ordem de 0,1, com conteúdo frequência de oscilação igual a uma vez o valor nominal do segundo modo de vibração longitudinal, f_{2x} .

Figura 60: [Esquerda] Amplitude adimensional modal, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$. [Direita] Frequência adimensional modal, $\hat{F}_{y1}^*$ e $\hat{F}_{y2}^*$. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente. Cilindro flexível com razão de frequências 1:1.

Quanto à dinâmica na direção transversal, o *lock-in* do primeiro modo inicia-se em $U^* \approx 3$, com pico em $U^* \approx 6$, atingindo amplitudes da ordem de 1,5, com frequência de oscilação igual à uma vez a primeira frequência natural, f_{1y} , com parte do conteúdo de frequências em torno de $1,5f_{1y}$, em $U^* > 8$. Redução gradual de magnitude das oscilações ocorre após o pico de *lock-in*, a partir de $U^* = 6$, decaindo até valores da ordem 0,5, nas maiores velocidades de ensaio. Uma pequena contribuição do segundo modo de vibração transversal é identificada através do conteúdo de frequências observado na contribuição da primeira IMF do segundo modo transversal,

em $U^* \geq 10$, sem contribuições claras na magnitude das oscilações devido ao limite de velocidade reduzida máxima de ensaio, $U^* \approx 13$. Para este modelo, a forte sincronização da vibração longitudinal com a transversal, amplifica as oscilações quando em comparação com os outros casos de análise.

Igualmente aos outros modelos ensaiados, em nenhum ponto da faixa de U^* investigada, foi observada dessincronização.

6.5 Síntese

Longitudinalmente, os cilindros apresentam amplitudes de oscilação da ordem de 0,2 a 0,4, com posição de *lock-in* variando de acordo com razão entre frequências longitudinal e transversal. Quanto mais alta a razão de frequência, em maior U^* ocorrerá o *lock-in* longitudinal.

O *lock-in* longitudinal influencia diretamente a magnitude das oscilações transversais, aumentando seu valor. Este fato é claramente constatado a partir do ganho observável na amplitude de vibração do primeiro modo transversal, quando da ocorrência daquele. Isso ocorre nos casos 4:1, 3:1 e 2:1.

As respostas de oscilação na direção transversal apresentaram, a partir de $U^* = 5 \sim 6$, altas amplitude de vibração, atingindo valores de 0,8 a 1,5, sem decair. A partir de $U^* = 10 - 12$, em todos os modelos, inicia-se a contribuição das amplitudes de vibração do segundo modo transversal, as quais possuem magnitude que não ultrapassam valor de 0,5. As oscilações transversais, em momento algum, dessincronizam.

Na Figura 61 são apresentadas as curvas de amplitude e frequência de oscilação modais instantâneas adimensionais, na direção longitudinal, X. Apenas no caso de ensaio 1:1, foi atingido o segundo modo de vibração longitudinal dos modelos.

Percebe-se uma região de sincronização claramente estabelecida, com posição determinada pelo valor da razão entre primeiras frequências naturais, longitudinal e transversal. Quanto maior a razão entre frequências, mais à direita, em U^* , é a região onde ocorre *lock-in* longitudinal. As posições de pico de *lock-in* longitudinal encontradas foram, $U^* \approx 5,5, 9$ e 12 , respectivamente para as razões de frequência 2:1, 3:1 e 4:1. Nota-se também que a faixa de sincronização é mais larga, quanto maior é a razão entre frequências naturais. No caso 1:1, o *lock-in* longitudinal, estrito senso, não foi observado, ao menos não com grande amplitude de vibração. Nesta situação espera-se que o *lock-in* longitudinal ocorra em velocidade reduzida da ordem 2.5. As grandes amplitudes longitudinais observadas são decorrentes de processo de sincronização com a resposta transversal, esta sim na região de seu próprio *lock-in*.

Figura 61: [Esquerda] $\hat{A}x_1^*$ e $\hat{A}x_2^*$; [Direita]: $\hat{F}x_1^*$ e $\hat{F}x_2^*$; De cima para baixo: 1:1, 2:1, 3:1 e 4:1.

Na Figura 62, são apresentadas as curvas de amplitudes e frequências de oscilação modais instantâneas adimensionais, na direção transversal, Y.

As curvas de resposta apresentam-se estáveis, com grandes amplitudes e frequências. Em todos os casos de análise, as oscilações na direção transversal ao escoamento são compostas, a partir de $U^* = 10 - 12$, por dois modos de vibração atuando em conjunto. No caso 1:1 no entanto, as magnitudes de oscilação do segundo modo de vibração transversal são insignificantes, com sua presença sendo notada apenas através da insurgência de conteúdo de frequência a ela respectivo. Em faixa alguma de U^* , em nenhum modelo experimental, foi observada dessincronização.

Nos casos 4:1, 3:1 e 2:1, a sincronização transversal, ou seja, o *lock-in* na direção transversal, ocorre por faixas de U^* mais largas que as observadas em cilindros rígidos com 2 GL. Observa-se a ascensão para o *lock-in* do primeiro modo transversal, geralmente em $U^* = 3$ a 5, com amplitudes no pico atingindo valores de 0,8 a 1, sendo ligeiramente reduzidas após a região de *lock-in*. Em todos os modelos, percebe-se claramente que, no local onde ocorre *lock-in* longitudinal, a amplitude do primeiro modo de vibrar na direção transversal é amplificada. Há um aumento significativo na amplitude transversal nestas regiões ($U^* \approx 5,5, 9$ e 12 respectivamente), onde são atingidos valores da ordem de 1. No caso de análise 1:1, as oscilações transversais atingem 1,5 na sua região de *lock-in*, amplificadas apenas pela sincronização com as oscilações longitudinais e não por seu *lock-in in-line*, como nos outros casos. A partir destas velocidades, as amplitudes são ligeiramente diminuídas, ficando em torno de 0,5 a 0,7, até o final do ensaio, nunca decaindo para zero, o que seria sinal de dessincronização.

As frequências de oscilação se mantêm em torno da primeira frequência natural transversal, f_{1y} , na região do início do *lock-in*, e seguem até o final do ensaio crescendo monotonicamente, chegando a superar 3 vezes a primeira frequência natural transversal nas máximas velocidades reduzidas. Já as amplitudes modais do segundo modo de vibração surgiram em todos os modelos. No entanto, no caso de análise 1:1, provavelmente devido ao limite de velocidade de escoamento, sua contribuição é pouco notável. Nos outros casos, 2:1, 3:1 e 4:1, as amplitudes atingem valores de 0,25 a 0,5. As frequências identificadas do segundo modo de vibração, em todos os modelos, permanecem constantes e iguais a segunda frequência natural transversal, f_{2y} , até a máxima velocidade reduzida de ensaio.

Figura 62: [Esquerda] $\hat{A}y_1^*$ e $\hat{A}y_2^*$; [Direita] , $\hat{F}y_1^*$ e $\hat{F}y_2^*$; De cima para baixo: 1:1, 2:1, 3:1 e 4:1.

7 CONCLUSÃO

Recorda-se que as seguintes questões haviam sido levantadas no início deste trabalho, motivando-o cientificamente:

- Seria o ramo de vibração de alta energia causado pelo acoplamento entre modos de vibração ortogonais entre si?
- Qual a influência da rigidez ortotrópica do modelo ensaiado, no surgimento deste novo ramo?
- Qual o motivo da bifurcação existente na estabilidade dinâmica em velocidades reduzidas $U^* \geq 12$? A relação de rigidez ou geometria da alma influenciam tal comportamento?
- Quais são os padrões de emissão de vórtices, presentes neste ramo de vibração?
- Estas oscilações são características de qual fenômeno: VIV, *Flutter* ou a alguma combinação destes dois fenômenos já bem fundamentados na literatura?

Para tanto, um experimento original foi conduzido. Um conjunto de quatro cilindros de rigidez ortotrópica, com distintos valores de razão de frequências (4:1, 3:1, 2:1, 1:1), foi projetado, construído e ensaiado no canal de águas circulantes do Núcleo de Dinâmica e Fluidos - NDF da EPUSP.

Foram empregadas técnicas atuais de monitoração de deslocamento ao longo dos cilindros, utilizando-se de sistema subaquáticos de rastreamento ótico, com o qual as três coordenadas cartesianas de alvos refletivos são determinadas ao longo do tempo.

Os experimentos foram conduzidos de forma quase contínua, aumentando ou diminuindo a velocidade do escoamento, com tempo mínimo necessário (20s) de estabilização do canal de água circulante, o que permitiu varrer toda uma larga faixa de velocidades reduzidas, em prazo de ensaios relativamente exíguo.

Técnicas atuais e modernas de análise experimental foram utilizadas, com o emprego encadeado e recursivo da Transformada de Hilbert-Huang, aplicada a sinais temporais de deslocamentos e de amplitude modais, essas obtidas a partir de

projeções de Galerkin. Técnicas clássicas de análise de sinais, baseadas na transformada rápida de Fourier (FFT) foram também empregadas, dentro de um conceito de 'janelamento móvel'.

De posse dos resultados apresentados nos capítulos 5 e 6, pôde-se então elucidar algumas das questões acima apontadas.

Todos os cilindros flexíveis ensaiados apresentaram vibrações acopladas nas direções do escoamento e a ele transversal, direções, X e Y, comportamento esperado em sistemas com 2 GL e com baixa razão de m^* , em toda a extensão de velocidade reduzida ensaiada, independentemente da razão de frequência que os caracterizavam.

Transversalmente à correnteza incidente, todos os modelos apresentaram comportamento multimodal, com oscilações no segundo modo de vibrar transversal ao escoamento a partir da velocidade reduzida $U^* \approx 10 - 12$. No modelo de razão entre frequências 1:1, não foi percebida claramente a existência de amplitudes significativas no segundo modo de vibração, devido à limitação de U^* máxima imposta por razões de integridade estrutural do corpo ensaiado.

Comportamento curioso ocorre no sistema na região de *lock-in* na direção longitudinal ao escoamento, X. Na faixa de velocidades reduzidas onde ocorre este *lock-in*, ou *lock-in in line*, oscilações no primeiro modo de vibrar na direção transversal ao escoamento são amplificadas, atingindo valores maiores dos que os verificados no respectivo pico de *lock-in*.

Assim o valor da razão de frequências naturais, nas direções do escoamento e a ela transversal, decorrente da rigidez ortotrópica de cada modelo, determina a posição do *lock-in* do primeiro modo de vibrar *in-line*. De fato, maiores razões de frequência deslocam a região de *lock-in in line* para maiores valores de velocidade reduzida e vice-versa (recorda-se que, em todos os ensaios, a velocidade reduzida considerada é referente às frequências naturais correspondentes ao primeiro modo de vibrar na direção transversal ao escoamento).

Entende-se assim que o ramo, inicialmente denominado “ramo de alta velocidade” (“*high speed mode branch*” (Fujarra *et al.* (2001) [17])), foco deste trabalho, foi recuperado. Em todas as razões de frequência natural, para todas as condições de ensaio impostas, as oscilações transversais apresentaram grandes amplitudes em

velocidades reduzidas elevadas. As oscilações se mantêm estáveis, pouco variando sua amplitude, até que as máximas velocidades de escoamento impostas no ensaios fossem atingidas. Dessa forma, entende-se que sim, o ramo de alta velocidade é causado pelo acoplamento de vibrações, longitudinais e transversais, o que, em um sistema flexível e de baixos valores de m^* , como os aqui estudados, conduz a um regime contínuo de sincronização de oscilações transversais de grande amplitude.

Não foi observado fenômeno de salto entre ramos de resposta, como o foi em Fajarra (2002) [16]. Naquele experimento, o cilindro flexível de razão de frequência 4:1, alternava comportamentos de acoplamento de vibrações com momentos onde apenas oscilações transversais eram excitadas. Recorda-se que, naquele experimento, o ramo de resposta de grande amplitude em alta velocidade (ou de alta energia), era excitável estruturalmente ou por perturbação do escoamento a montante, ao final do ramo de resposta inferior do *lock-in* transversal. Por outro lado, no presente experimento, tal persistência do ramo de respostas transversais em velocidades reduzidas elevadas se deve, para os casos de rigidez ortotrópica diferenciada, inicialmente, à contribuição de energia fornecida pela região de *lock-in in-line*, a qual amplia as oscilações transversais. Quando do fim da região de *lock-in* longitudinal, ao invés de haver uma queda nas amplitudes de oscilações transversais, nova contribuição surge, dessa vez decorrente do aparecimento do segundo modo de vibração transversal. Dessa forma, o longo regime contínuo de sincronia transversal se deve às contribuições do primeiro modo longitudinal e, posteriormente, ao segundo modo de vibração transversal.

Os padrões de emissão de vórtices não foram medidos neste trabalho, ficando para um aprofundamento futuro.

Muito embora o mecanismo de excitação do '*high speed mode branch*' tenha sido inequivocamente identificado, qual seja, o posicionamento da região de *lock-in in line* para os casos de rigidez ortotrópica diferenciada (4:1, 3:1 e 2:1), resta ainda classificar e modelar matematicamente o fenômeno de interação fluido-estrutura nele ocorrente. Para isso contribuirão experimentos adicionais, conforme sugerido ao final deste capítulo.

Por sua vez, recorda-se também que o foco prático e ulterior da presente investigação é a colheita de energia.

Para apenas adentrar o tema, foi realizada uma estimativa de ordem de grandeza de potência elétrica que teria sido colhida, fazendo uso de formulação matemática. Tal formulação considera haver recobrimento da alma metálica do cilindro com finíssima lâmina de material piezoelétrico em arranjo bimorfo (ver Apêndice B). Essa estimativa apontou valores que variam de $0,04 \mu\text{W}$ a $3 \mu\text{W}$. Os valores mais elevados estão associados, como se poderia esperar, à excitação do segundo modo de vibrar, caracterizado por maiores curvaturas e frequências de oscilação. A eficiência de coleta se mostrou extremamente baixa, com valores variando de $0,03\%$ a $0,001\%$. No entanto, é importante notar que estes valores de potência obtidos são próprios das escalas dos pequenos modelos ensaiados. Valores substantivamente maiores de potência poderiam ser atingidos com o aumento das dimensões dos cilindros. Tornou-se assim claro que o presente reconhecimento dos mecanismos que regem o fenômeno de VIE em tela poderá vir a possibilitar o projeto racional de dispositivos de colheita de energia.

7.1 Sugestões de trabalhos futuros

Visando o aprofundamento da presente investigação, sugere-se as seguintes linhas de trabalho futuro:

- Investigação acerca dos padrões de emissão de vórtices nos modelos flexíveis. Permitirá aprofundar a compreensão dos mecanismos que regem os fenômenos de interação fluido-estrutura envolvendo cilindros flexíveis de rigidez ortotrópica.
- Estudo dos esforços atuantes nos modelos, provenientes do escoamento. A identificação da fase entre força incidente e deslocamento dos modelos é crucial ao entendimento do fenômeno, bem como contribuirá para sua classificação.
- Identificação experimental dos modos de vibrar.
- Abordagem do fenômeno de interação fluido-estrutura e de seus mecanismos com o objetivo de construir modelos matemáticos representativos; pode-se aventar a construção de:

- modelos de ordem reduzida, baseados em técnicas de Galerkin e aplicando modelos simplificados para a dinâmica da esteira, a exemplo de (Orsino e Pesce, 2017);
- modelos de alta hierarquia acoplados, com uso do método de EF para descrição da dinâmica estrutural e de técnicas de CFD para descrição da dinâmica do escoamento.

Novos experimentos, com o estudo de outros arranjos de cilindros flexíveis com rigidez ortotrópica. Por exemplo:

- para investigar o efeito da orientação da lâmina flexível com respeito ao escoamento;
- para investigar arranjos com múltiplos cilindros; dispostos em tandem; lado-a-lado; em configuração matricial.
- Investigação acerca da influência dinâmica causada pela aceleração do escoamento no comportamento dinâmico dos cilindros flexíveis, de modo a identificar possível novos ramos de resposta.

Não obstante, no que concerne à investigação acerca da estimativa de potência elétrica a ser extraída, são destacados os seguintes pontos de aprofundamento da investigação:

- Adequação da formulação utilizada para a estimativa de potência. No caso aqui apresentado, utilizou-se apenas de uma das equações constituintes do sistema elétrico-dinâmico, a que rege a tensão elétrica proporcionada pelo material piezoelétrico, supondo conhecida a amplitude modal considerada. Considerou-se que as camadas de material não causariam efeito significativo nas amplitudes modais obtidas experimentalmente. Tal hipótese deve ser avaliada com maior cuidado e rigor, considerando as equações acopladas que governam o sistema e, eventualmente, técnicas outras que envolvam teoria de estimação.
- Realização de ensaios com dispositivo utilizando camadas de materiais piezelétricos a fim de verificar a estimativa de potência extraída apresentada neste trabalho, bem como obter valores paradigmáticos.

- Ensaios com arranjos de múltiplos cilindros em diversas configurações, visando utilizar-se de fenômenos de interferência hidrodinâmica para o aumento da potência elétrica extraída e da eficiência da colheita.

8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Alves, R. M. (2011). Acções Dinâmicas em Estruturas Offshore: Torres Eólicas em Plataformas Flutuantes. (Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Civil - Perfil de Estruturas). Lisboa, Portugal.
- [2] Assi, G. R. (2009). Mechanisms for flow-induced vibration of interfering bluff bodies. (Tese submetida para obtenção do título de Doutor em Filosofia da Universidade de Londres). Londres, Inglaterra.
- [3] Bearman, P. W. (1984); Vortex shedding from oscillating bluff bodies; Annual Review of Fluid Mechanics; vol. 16, 195-222
- [4] Bender, C. M., Orszag, S. A. (1999). Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers I. Asymptotic Methods and Perturbation Theory. Springer.
- [5] Bernitsas, M. M., Raghavan, K., Ben-Simon, Y., & Garcia, E. M. (2008). VIVACE (Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy): A New Concept in Generation of Clean and Renewable Energy From Fluid Flow. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol. 130. doi:10.1115/1.2957913
- [6] Blevins, R. D. (2001). Flow-Induced Vibration (2nd ed.). Florida, Malabar: Krieger Publishing Co. 477p.
- [7] Blevins, R. D. (2001). Formulas for natural frequency and mode shape (Reprint Edition 2001). Krieger Publishing Co. 492p.
- [8] Fleming, F. P. (2012). Avaliação do Potencial De Energias Oceânicas No Brasil. UFRJ, Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós-Graduação e Pesquisa de Engenharia.
- [9] Franceschini, L. (2015). Implementação Numérica de um Algoritmo de Interação Fluido-Estrutura em Escoamento Bidimensional e Laminar. (Trabalho de Formatura - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo). São Paulo, SP, Brasil.
- [10] Franzini, G. R. (2013). Investigação experimental do escoamento ao redor de cilindros inclinados, sujeitos a condições de contorno assimétricas nas extremidades. (Tese (Doutorado) - Escola Politécnica da Universidade de São

- Paulo. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica.), 330 p. São Paulo, SP, Brasil.
- [11] Franzini, G. R., Gonçalves, R. T., Pesce, C. P., Fugarra, A. L., Mazzili, C. E., Meneghini, J. R., & Mendes, P. (2014). Vortex-Induced vibration experiments with a long semi-immersed flexible cylinder under tension modulation: Fourier transform and Hilbert-Huang spectral analysis. *J Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.* doi:10.1007/s40430-014-0182-7
 - [12] Franzini, G. R., Pesce, C. P., Gonçalves, R. T., Fugarra, A. L., & Pereira, A. A. (2014). Concomitant vortex-induced vibration experiments: a cantilevered flexible cylinder and a rigid cylinder mounted on a leaf-spring apparatus. *J Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.* (2014), vol. 36, 547-558. doi:10.1007/s40430-013-0095-x
 - [13] Franzini, G.R., Pesce, C.P., Gonçalves, R.T., Fugarra, A.L.C., Mendes, P., 2016. Experimental investigations on Vortex-Induced Vibrations with a long flexible cylinder. Part I: modal-amplitude analysis with a vertical configuration, in: *Proceedings of the 11th International Conference on Flow-Induced Vibration - FIV2016*.
 - [14] Franzini, G. R., Santos, R. C., & Pesce, C. P. (2017). A Numerical Study on Piezoelectric Energy Harvesting by Combining Transverse Galloping and Parametric Instability Phenomena. *J. Marine Sci. Appl.* (2017), 16, 465-472. doi:https://doi.org/10.1007/s11804-017-1439-1
 - [15] Fugarra, A. L. (1997). Estudo Em Modelo Reduzido de Tubo, Flexível e Liso, Submetido ao Fenômeno de Vibração Induzida Pela Vorticidade "Vortex Induced Vibration". (Dissertação apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Engenharia). São Paulo, SP, Brasil.
 - [16] Fugarra, A. L. (2002). Estudos Experimentais e Analíticos das Vibrações Induzidas pela Emissão de Vórtices em Cilindros Flexíveis e Rígidos. (Tese (Doutorado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica.). São Paulo, SP, Brasil.
 - [17] Fugarra, A., Pesce, C., Flemming, F., & Williamson, H. (2001). Vortex-Induced Vibration of a Flexible Cantilever. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 15, 651-658. doi:10.1006/jfls.2000.0368

- [18] Gonçalves, R. T., Franzini, G. R., Rosetti, G. F., Fajarra, A. L., & Nishimoto, K. (2012). Analysis Methodology for Vortex-Induced Motion (VIM) of a Monocolumn Platform Applying the Hilbert-Huang Transform Method. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, vol. 134 / 011103-2. doi:10.1115/1.4003493
- [19] Gonçalves, R., Rosetti, G., Franzini, G., Meneghini, J., & Fajarra, A. (2013). Two-degree-of-freedom vortex-induced vibration of circular cylinders with very low aspect ratio and small mass ratio. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 39, 237-257. Fonte: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2013.02.004>
- [20] Govardhan, R. N., & Williamson, C. H. (2006). Defining the 'modified Griffin plot' in vortex-induced vibration: revealing the effect of Reynolds number using controlled damping. *J. Fluid Mech.* (2006), vol. 561, 147-180. doi:10.1017/S0022112006000310
- [21] Huang, N. E., Shen, Z., Long, S. R., Wu, M. C., Shih, H. H., Zheng, Q., Liu, H. H. (1998). The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. *Proc. R. Soc. Lond. A* (1998), vol. 454, pp. 903-995. Fonte: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/>
- [22] Jauvtis, N., & Williamson, C. (2004). The Effect of Two Degrees of Freedom on Vortex-Induced Vibration at a Low Mass and Damping. *J. Fluid Mech.* (2004), vol. 509, 23-62. doi:10.1017/S0022112004008778
- [23] Mineto, A. T. (2013). Geração de energia através de vibração estrutural de dispositivos piezelétricos não lineares - Tese (Doutorado). (Tese (Doutorado) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e Área de Concentração em Dinâmica de Máquinas e Sistemas - Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo). São Carlos, SP, Brasil.
- [24] Morse, T. L., & Williamson, C. H. (2009). The effect of Reynolds number on the critical mass phenomenon in vortex-induced vibration. *Physics of Fluids*, vol. 21, 045105; doi:10.1063/1.3113522
- [25] Païdoussis, Michael P.; Price, Stuart J.; Langre, Emmanuel de (2011). *Fluid-Structure Interactions: Cross-Flow-Induced Instabilities*. Cambridge University Press.

- [26] Pesce, C. P., Kubota, L. K., & Fuarra, A. L. (2006). The Hilbert-Huang Spectral Analysis Method Applied to VIV. Proceedings of OMAE'06, 25th Int. Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, June 4-9, 2006, Hamburg, Germany.
- [27] Pesce, C., & Fuarra, A. (2000). Vortex-Induced Vibrations and Jump Phenomenon: experiments with a clamped flexible cylinder in water. Int. Journal of Offshore and Polar Engineering, vol. 10 (1), 26-33.
- [28] Pesce, C., & Fuarra, A. (2005). The "super-upper branch" VIV Response of flexible cylinders. BBVIV 4, Santorini, Greece.
- [29] Salles, R., & Pesce, C. P. (2017). Experimental Assessment of the added mass of flexible cylinders in water: the role of modal shape representation. DINAME 2017 - XVII International Symposium on Dynamic Problems of Mechanics. São Sebastião, SP, Brasil.
- [30] Sarpkaya, T., 2004. A critical review of the intrinsic nature of vortex induced vibrations. Journal of Fluids and Structures 19, 389-447.
- [31] Schlichting, H. (1979). Boundary-Layer Theory (Seventh Edition ed.). (M.-H. S. Engineering, Ed., & D. J. Kestin, Trad.)
- [32] Stappenbelt, B., & Lalji, F. (2008). Vortex-Induced Vibration Super-Upper Response Branch Boundaries. International Journal of Offshore and Polar Engineering (ISSN 1053-5381), vol. 18, No. 2, June 2008, 99-105.
- [33] Tang, D. M., & Dowell, E. H. (2018). Aeroelastic response and energy harvesting from a cantilevered piezoelectric laminated plate. Journal of Fluids and Structures, vol. 76 (2018), 14-36. Fonte: <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2017.09.007>
- [34] Vandiver, J. K. (2012). Damping Parameters for flow-induced vibration. Journal of Fluids and Structures, vol. 35 (2012), 105-119. Fonte: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2012.07.002>
- [35] Williamson, C., & Govardhan, R. (2004). Vortex-Induced Vibrations. Annu. Rev. Fluid Mech., vol. 36, 413-455. doi:10.1146/annurev.fluid.36.050802.122128

- [36] Williamson, C., & Govardhan, R. (2008). A brief review of recent results in vortex-induced vibrations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 96 (2008), 713-735. doi:10.1016/j.jweia.2007.06.019
- [37] Williamson, C., & Roshko, A. (1988). Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *J. Fluids Struct.* 2, 355-381.

APÊNDICE A – MOMENTOS DE INÉRCIA E RIGIDEZ FLEXIONAL

- Relativo ao item 4.2: Momentos de Inércia e Rigidez Flexional

Os momentos de Inércia das almas, bem como a rigidez flexional equivalente de ambos os grupos, foram calculados com relação aos eixos cartesianos X e Y, tomando a origem no centro geométrico dos cilindros.

Para o grupo que investiga a relação entre frequências naturais, os momentos de inércia são,

$$(I_{xx})_{Alma} = \frac{bt^3}{12} \quad (A - 1)$$

$$(I_{yy})_{Alma} = \frac{tb^3}{12} \quad (A - 2)$$

A espessura da alma é t (constante 1mm) e a largura é b , variando de 0 a 10 mm. O momento de Inércia do corpo em elastômero em sua totalidade, sem subtrair o valor de área ocupado pelas almas, é dado pela relação de momento de inércia polar abaixo:

$$(I_P)_C = \frac{\pi r^4}{2} = (I_{xx})_C + (I_{yy})_C \quad (A - 3)$$

sendo r o raio externo do corpo. O Módulo de Elasticidade equivalente, do conjunto corpo em elastômero mais alma metálica, é dado pela relação descrita abaixo:

$$(EI_{xx})_{eq} = E_{Elast}((I_{xx})_C - (I_{xx})_{Alma}) + E_{Alum}(I_{xx})_{Alma} \quad (A - 4)$$

$$(EI_{yy})_{eq} = E_{Elast}((I_{yy})_C - (I_{yy})_{Alma}) + E_{Alum}(I_{yy})_{Alma} \quad (A - 5)$$

APÊNDICE B – ESTIMATIVA DE ORDEM DE GRANDEZA DE POTÊNCIA DE EXTRAÇÃO

Conforme apontado no Capítulo 2, a meta ulterior desta investigação experimental é dar subsídios à concepção de dispositivo que se utilize de VIE em cilindros flexíveis como fonte de energia mecânica a ser convertida em elétrica, possivelmente através do emprego de materiais piezelétricos depositados sobre a superfície da alma metálica dos cilindros flexíveis.

Almejando estimar a ordem de grandeza de potência elétrica que poderia ter sido colhida através dos modelos experimentais aqui estudados, utilizou-se do modelo de equações eletromecânicas acopladas apresentado em (Mineto, 2013), onde uma viga *cantilever*, revestida de finíssima camada de material piezelétrico em arranjo bimorfo, tem sua potência de geração elétrica avaliada. Naquela tese, partindo de formulação variacional e utilizando a técnica de projeção modal de Galerkin, a autora formula o problema, deduzindo pares de equações diferenciais ordinárias modais que acoplam a dinâmica do modo em análise com a tensão elétrica provida pelo material piezoelétrico.

Seguindo procedimento de validação apresentado em capítulos anteriores, o método de avaliação aqui adotado é ilustrado através de sinais temporais sintetizados a partir de funções analíticas, que apresentem características semelhantes aos sinais de amplitudes modais obtidos nos experimentos em tela. O sinal de amplitude modal sintetizado foi arbitrariamente escolhido como a função:

$$u(t) = u_0 \cdot \cos(\omega t) \quad (\text{B - 1})$$

$$u_0(t) = U \cdot \tanh(\lambda t) \quad (\text{B - 2})$$

onde, $U = 0.01$, $\lambda = 0.003$ e $\omega = 3 \cdot f_{1y} = 7.37 \text{ rad/s}$ (f_{1y} referente ao modelo 4:1).

O respectivo sinal temporal de velocidade de amplitude modal foi obtido derivando-se analiticamente a equação (B – 1). A Figura B - 1 apresenta o sinal sintetizado e sua respectiva velocidade modal, com ordens de grandeza similares às encontradas nos ensaios do presente trabalho.

Figura B - 1: Sinal sintetizado. [Esquerda e acima] amplitude de deslocamento modal. [Esquerda e abaixo] amplitude de velocidade modal. [Direita, acima e abaixo] Ampliação da amplitude de deslocamento e velocidade modal, respectivamente.

As equações diferenciais ordinárias não lineares que representam o acoplamento entre a dinâmica de um dado modo, $u(t)$, e a tensão elétrica, $V(t)$, e da tensão elétrica proporcionada pelo material piezoelétrico são deduzidas por Mineto (2013) [23] na forma:

$$\ddot{u} + \tilde{c}_f \dot{u} + \tilde{k}u + \tilde{b}u^3 - \tilde{c}V - \tilde{d}Vu^2 = -\frac{F}{m_t} \cos(\omega t) \quad (\text{B - 3})$$

$$\dot{V} + \frac{V}{2R1e} = -\frac{c}{4e} \dot{u} - \frac{3d}{4e} u^2 \dot{u} \quad (\text{B - 4})$$

onde F é a força de excitação (N), m_t a massa total do sistema (kg), ω é a frequência de excitação (rad/s), V é a voltagem (Volts), $R1$ é a resistência (Ohms), u é o deslocamento modal (m), $\dot{u}$ é a velocidade modal (m/s) e $\ddot{u}$ é a aceleração modal (m/s²), com,

$$\tilde{c}_f = \frac{c_f}{2\tilde{m}} \quad (\text{B - 5})$$

$$\tilde{k} = \frac{(2a - A\phi(L^2) + Y_V I_V \phi_{22}^L)}{\tilde{m}} \quad (\text{B - 6})$$

$$\tilde{b} = \frac{4b + B\phi(L^4)}{\tilde{m}} \quad (\text{B - 7})$$

$$\tilde{c} = \frac{c}{2\tilde{m}} \quad (\text{B - 8})$$

$$\tilde{d} = \frac{3d}{2\tilde{m}} \quad (\text{B - 9})$$

$$\tilde{m} = \rho_V A_V \Phi_{20}^L + 2\rho_P A_P \Phi_{20}^L + m_m \Phi(L^2) \quad (\text{B - 10})$$

$$A = -\left(k_0 - \frac{\mu_0 m_1 m_2}{2\pi} 3d_0 D^{-5}\right) \quad (\text{B - 11})$$

$$B = \frac{15\mu_0 m_1 m_2 d_0^3 D^{-7}}{4\pi} \quad (\text{B - 12})$$

onde, $\tilde{c}_f$ representa o coeficiente de amortecimento mecânico do sistema (Ns/m), ρ_V é a densidade do material da viga (kg/m^3), A_V é a área da viga (m^2), ρ_P é a densidade do material piezelétrico (kg/m^3), A_P é a área do material piezelétrico (m^2), Y_V é o módulo de Young da viga (GPa), I_V é o momento de inércia da viga (m^4), $\Phi(L^n)$ é a forma modal do *cantilever*, k_0 é a rigidez efetiva da viga *bimorph* na condição inicial de linearidade, m_m é massa magnética alocada na extremidade livre do modelo (kg), μ_0 é a constante de permeabilidade do material magnético, m_1 e m_2 são os momentos magnéticos das massas concentradas, d_0 é um parâmetro geométrico relacionado ao ponto de medição do deslocamento $w(x, t)$ (em relação ao trabalho de Mineto (2013) [23]), D é a distância entre massas magnéticas (m) e os parâmetros a (N/m), b (N/m³), c (C/m), d (C/m³) e e (F), são,

$$a = \frac{1}{2} c_{11} b_w \left(\frac{1}{12} h_v^3 + \frac{1}{2} h_v^2 h_p + h_v h_p^2 + \frac{2}{3} h_p^3 \right) \Phi_{22}^{L_p} \quad (\text{B - 13})$$

$$b = \frac{1}{2} c_{1111} b_w \left(\frac{1}{80} h_v^5 + \frac{1}{8} h_v^4 h_p + \frac{1}{2} h_v^3 h_p^2 + h_v^2 h_p^3 + h_v h_p^4 + \frac{2}{3} h_p^5 \right) \Phi_{42}^{L_p} \quad (\text{B - 14})$$

$$c = \frac{1}{2} e_{31} b_w (h_v + h_p) \Phi_{12}^{L_p} \quad (\text{B - 15})$$

$$d = \frac{1}{2} e_{3111} b_w \left(\frac{1}{4} h_v^3 + \frac{3}{4} h_v^2 h_p + h_v h_p^2 + \frac{1}{2} h_p^3 \right) \Phi_{32}^{L_p} \quad (\text{B - 16})$$

$$e = \frac{1}{2} \varepsilon_{33}^S b_w \left(\frac{h_v}{4h_p^2} + \frac{1}{2h_p} \right) L_p \quad (\text{B - 17})$$

onde b_w (m) é a largura da viga *cantilever*, h_v (m) é a espessura da viga *cantilever*, h_p (m) a espessura das camadas de material piezoelétrico, $c_{11} = 60,6$ (GPa) possui o mesmo valor do módulo de Young do material piezelétrico, $c_{1111} = -3,6673 \times 10^{17}$ (GPa) é uma propriedade não-linear do material piezelétrico, $e_{31} = -16,6$ (C/m²) é a constante piezelétrica, $e_{3111} = 1,7212 \times 10^8$ (C/m²) é propriedade não-linear do material piezelétrico, $\varepsilon_{33}^S = 3400\varepsilon_0$ (F/m) é a permissividade, com $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ (F/m) a

permissividade no vácuo e $L_p = 0,4$ (m) o comprimento das camadas piezelétricas (aqui, com o mesmo comprimento da viga *cantilever* em estudo, $L = 400\text{mm}$).

Os termos Φ_{20}^L e Φ_{22}^L são integrais modais calculadas ao longo da extensão da viga,

$$\Phi_{20}^L = \int_0^L \Phi(x)^2 dx \quad (\text{B - 18})$$

$$\Phi_{22}^L = \int_0^L \Phi''(x)^2 dx \quad (\text{B - 19})$$

Já os termos, Φ_{12}^{Lp} , Φ_{22}^{Lp} , Φ_{32}^{Lp} e Φ_{42}^{Lp} são, respectivamente, integrais modais, que envolvem a curvatura modal, calculadas ao longo da extensão recoberta pelo material piezoelétrico:

$$\Phi_{12}^{Lp} = \int_0^{Lp} \Phi''(x) dx \quad (\text{B - 20})$$

$$\Phi_{22}^{Lp} = \int_0^{Lp} \Phi''(x)^2 dx \quad (\text{B - 21})$$

$$\Phi_{32}^{Lp} = \int_0^{Lp} \Phi''(x)^3 dx \quad (\text{B - 22})$$

$$\Phi_{42}^{Lp} = \int_0^{Lp} \Phi''(x)^4 dx \quad (\text{B - 23})$$

Recorda-se que a intenção da presente seção é apresentar e aplicar um procedimento que permita fazer uma primeira estimativa da ordem de grandeza de potência que teria sido gerada se as lâminas que constituem a alma dos cilindros flexíveis estudados tivessem sido recobertas por finíssima camada de material piezoelétrico em arranjo bimorfo.

Assim, por simplicidade, será admitido que as vibrações medidas não teriam sido alteradas pela resposta mecânica do material piezoelétrico ao se deformar. Tal hipótese permite desconsiderar a primeira das equações acopladas, a que rege a dinâmica modal, e utilizar a segunda equação apenas, a que rege a tensão elétrica gerada. Apesar de tal hipótese ser irreal, é recordado novamente ao leitor que esta estimativa tem a finalidade de avaliar a ordem de grandeza de potência elétrica extraída com relação à escala dos modelos utilizados. Em momento algum, os valores aqui obtidos serão tomados como referência para qualquer avaliação de viabilidade

econômica no desenvolvimento de dispositivos de extração de energia, mas sim, para contribuir na orientação de desenvolvimentos futuros.

A série temporal de amplitude modal é então suposta conhecida, de tal forma que os termos forçantes da equação (B - 4) são prontamente calculáveis.

A potência obtida com o sinal sintetizado é então calculada através de,

$$P = \frac{V^2}{R1} \quad (\text{B} - 24)$$

e apresentada em função do tempo na Figura B - 2.

Figura B - 2: Potência com sinal $u(t)$ sintetizado como representativo da amplitude do primeiro modo de vibrar do cilindro flexível engastado.

A eficiência de coleta pode então ser avaliada a partir da razão entre a potência elétrica extraída estimada e a potência disponível no escoamento. A potência disponível pode ser definida como aquela correspondente ao fluxo de energia cinética do escoamento através de uma seção de controle de dimensões iguais às dimensões principais do cilindro (Franzini *et al*, (2017) [14]):

$$\Phi(U^*) = \frac{1}{2} \rho L D^4 f_n^3 U^{*3} \quad (\text{B} - 25)$$

onde, ρ é a densidade específica da água, L e D são o comprimento submerso e o diâmetro do cilindro flexível, respectivamente, e f_n é a frequência natural do primeiro modo transversal de vibrar, a qual tem sido usada neste trabalho na definição da

velocidade reduzida, U^* . Facilmente calcula-se uma medida de eficiência de coleta de energia por,

$$\eta(U^*) = \frac{P(U^*)}{\Phi(U^*)} \quad (\text{B - 26})$$

onde, P é a potência elétrica modal extraída.

Na Figura B - 3 é apresentada a potência disponível no escoamento, juntamente com a eficiência de coleta.

Figura B - 3: [Esquerda] Potência disponível no escoamento (W). [Direita] Eficiência de coleta (%). Avaliação a partir de sinal temporal de amplitude sintetizada para o primeiro modo de vibrar.

Nota-se que a potência disponível no escoamento aumenta com o cubo de U^* . A taxa de crescimento da potência elétrica extraída não obedece esta lei para velocidades reduzidas altas, posto que a amplitude do movimento é limitada. Além disso, no presente caso sintetizado, a amplitude modal é monocromática, ou seja, o sinal temporal é composto por uma única e constante frequência de oscilação. Tal fato explica haver um máximo de eficiência em velocidade reduzida relativamente baixa.

Para ilustrar a aplicação do procedimento aos casos experimentais, volta-se a atenção para o cilindro flexível de razão de frequências 4:1, tomado como caso de referência de estudo neste capítulo. A Figura B - 4 apresenta estimativas da potência elétrica que teria sido extraída no ensaio, a partir das vibrações do primeiro e segundo modos transversais ao escoamento. Além do sinal de potência elétrica modal, calculada como função da velocidade reduzida $U^* = U^*(t)$, a figura mostra os respectivos valores RMS, úteis à avaliação de sistemas elétricos.

Nesta estimativa, são considerados 3 valores distintos de resistências elétricas, a saber 5, 10 e 15 K Ω , valores com ordem de grandeza próxima aos utilizados em (Mineto, 2013) [23].

Figura B - 4: Estimativa de potência elétrica que teria sido extraída a partir do primeiro e segundo modos de vibrar na direção transversal ao escoamento. Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

Os valores encontrados estão coerentes em ordem de magnitude com os obtidos através do sinal sintetizado, e também, com os valores apresentados por (Mineto, 2013) em seu trabalho.

A potência disponível no escoamento e a eficiência de coleta calculada são apresentadas na Figura B - 5. Nota-se que a eficiência de coleta é extremamente baixa, da ordem de 0,03% em torno da velocidade reduzida usual de *lock-in*, $U^* = 5$. Este valor está de acordo com aqueles apresentados por Franzini et al (2017) [14], onde os autores avaliam a eficiência de coleta para um sistema sujeito a *galloping*. O que se deve observar é que a potência elétrica extraída pelos dois modos aumenta progressivamente com a velocidade reduzida, estendendo-se por toda a faixa do experimento, conforme mostra a Figura B - 4. Isso é consequência da vibração auto-sustentada no “*high speed mode branch*”.

Figura B - 5: [Esquerda] Potência disponível no escoamento. [Direita] eficiência de coleta (%). Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

A seção seguinte cuidará de uma análise comparativa sistemática, tomando em conta os quatro cilindros flexíveis investigados, caracterizados por distintas razões de rigidez ortotrópica.

APÊNDICE B 1 Análise sistemática de estimativa de ordem de grandeza de potência extraída

Nesta seção, são apresentados curvas de valores estimados de potência elétrica que teriam sido extraídas, utilizando as amplitudes experimentais de todos os modelos ensaiados, conforme procedimento descrito no prólogo deste Apêndice. Todas as curvas aqui apresentadas foram obtidas através das amplitudes modais na direção transversal ao escoamento, Y .

São também apresentadas curvas de estimativa de potência em RMS, parametrizadas por três valores de resistência de mesma ordem de grandeza dos utilizados em (Mineto, 2013) [23], a saber, 5, 10 e 15 k Ω , bem como a curva de potência disponível no escoamento e a eficiência de coleta de energia, organizadas segundo a razão de frequências naturais dos cilindros ensaiados.

APÊNDICE B 1.1

Estimativa de potência extraída – Modelo 4:1

Figura B - 6: [Acima] Potência da amplitude modal extraída na direção Y, $Py1$ (W) e $Py2$ (W), respectivamente. [Direita] velocidade crescente; [Esquerda] velocidade decrescente; Abaixo: RMS da potência da amplitude modal, parametrizada para 3 valores de resistência: 5

Figura B - 7: [Acima]: Potência disponível no escoamento (W). [Abaixo]: Eficiência de coleta (%). [Direita]: velocidade crescente; [Esquerda]: velocidade decrescente; Cilindro flexível com razão de frequências 4:1.

Na Figura B - 6 (linha superior) é apresentada a potência estimada de extração do escoamento para o modelo 4:1, considerando resistência do circuito piezelétrico de 10 kΩ. A curva de amplitude de potência em função da velocidade reduzida, da mesma forma que as amplitudes modais, é não estacionária, sendo então melhor representada pelo respectivo valor RMS, de modo a tornar mais clara a magnitude de potência de que tratamos aqui. Na mesma Figura B - 6 (linha inferior), são apresentados os valores RMS da potência elétrica estimada, utilizando-se os três valores de resistência informados (5, 10 e 15 kΩ).

A estimativa de potência extraída do primeiro modo de vibração atinge valores da ordem de 0,25 μW a 0,5 μW , em torno de $U^* = 16$. Já a amplitude da potência associada ao segundo modo de vibração, atinge valores uma ordem de magnitude superior, de 2,5 μW a 3 μW , na máxima velocidade de ensaio. Esta diferença se deve,

essencialmente, à maiores curvaturas e frequências de oscilação presentes no segundo modo de vibração.

A potência disponível no escoamento cresce com o cubo de U^* . Observa-se assim que a eficiência de extração é extremamente baixa, da ordem de 0,02% a 0,03% em $U^* = 5$ e 0,005% em $U^* = 16$, ponto de maior potência extraída.

APÊNDICE B 1.2 Estimativa de potência extraída – Modelo 3:1

Figura B - 8: [Acima] Potência da amplitude modal extraída na direção Y, Py1 (W) e Py2 (W), respectivamente. [Direita] velocidade crescente; [Esquerda] velocidade decrescente; Abaixo: RMS da potência da amplitude modal, parametrizada para 3 valores de resistência: 5

A estimativa de potência que teria sido extraída do primeiro modo de vibração atinge valores da ordem de 0,1 μW a 0,28 μW , também em torno de $U^* = 16$. Do segundo modo de vibração, a potência atingiria valores uma ordem de grandeza maior, de 2 μW a 2,3 μW , na velocidade máxima de ensaio.

A eficiência de extração atinge valores da ordem de 0,01% a 0,02% em $U^* = 5$ e, 0,0025% em $U^* = 16$.

Figura B - 9: [Acima]: Potência disponível no escoamento (W). [Abaixo]: Eficiência de coleta (%). [Direita]: velocidade crescente; [Esquerda]: velocidade decrescente; Cilindro flexível com razão de frequências 3:1.

APÊNDICE B 1.3 Estimativa de potência extraída – Modelo 2:1

Figura B - 10: [Acima] Potência da amplitude modal extraída na direção Y, $Py1$ (W) e $Py2$ (W), respectivamente. [Direita] velocidade crescente; [Esquerda] velocidade decrescente; Abaixo: RMS da potência da amplitude modal, parametrizada para 3 valores de resistência: 5

No modelo 2:1, os valores atingidos diminuem ainda mais.

A potência que seria extraída do primeiro modo de vibração atinge valores da ordem de 0,04 μ W a 0,1 μ W, da mesma forma em torno de $U^* = 16$. Aquela correspondente ao segundo modo de vibração, atinge valores uma ordem maior, de 0,4 μ W a 0,8 μ W, na máxima velocidade de ensaio.

A eficiência de extração atinge valores da ordem de 0,01% em $U^* = 5$ e, 0,0025% em $U^* = 16$.

Figura B - 11: [Acima]: Potência disponível no escoamento (W). [Abaixo]: Eficiência de coleta (%). [Direita]: velocidade crescente; [Esquerda]: velocidade decrescente; Cilindro flexível com razão de frequências 2:1.

APÊNDICE B 1.4

Estimativa de potência extraída – Modelo 1:1

Figura B - 12: [Acima] Potência da amplitude modal extraída na direção Y, $Py1$ (W) e $Py2$ (W), respectivamente. [Direita] velocidade crescente; [Esquerda] velocidade decrescente; Abaixo: RMS da potência da amplitude modal, parametrizada para 3 valores de resistência: 5

Já no modelo 1:1, a amplitude que seria extraída do primeiro modo de vibração atinge valores da ordem de 0,25 μ W a 0,5 μ W, em torno de $U^* = 7$.

Apesar da amplitude modal do segundo modo de vibração ter sido ligeiramente excitada, um pequeno valor de potência surge, com ordem de magnitude de 0,10 μ W, em $U^* = 13$, máxima velocidade reduzida de ensaio.

A eficiência de extração atinge valores da ordem de 0,005% em $U^* = 5$ e, 0,01% em $U^* = 7$.

Figura B - 13: [Acima]: Potência disponível no escoamento (W). [Abaixo]: Eficiência de coleta (%). [Direita]: velocidade crescente; [Esquerda]: velocidade decrescente; Cilindro flexível com razão de frequências 1:1.

APÊNDICE B 1.5 Síntese da estimativa de ordem de grandeza de potência de extração

A potência estimada, em todos os modelos ensaiados, foi parametrizada por 3 diferentes valores de resistência, a saber, 5, 10 e 15 K Ω , valores estes considerados usuais para sistemas piezelétricos.

A estimativa de amplitude de potência associada ao primeiro modo de vibração gira em torno de 0,04 μ W (o menor valor), apresentado pelo modelo 2:1, até valores mais altos, como o apresentado pelos modelos 4:1 e 1:1, que atinge potências em torno de 0,5 μ W.

Já a amplitude de potência associada ao segundo modo de vibração atinge valores mais elevados em todos os modelos. Ela varia de 0,25 μ W, valor apresentado

peelo modelo 1:1, o qual mal apresenta amplitudes do segundo modo de vibração, a até 3 μW , valor apresentado pelo modelo 4:1 na máxima velocidade de ensaio.

Figura B - 14: RMS das potências modais. [Acima] modelo 4:1; [Abaixo] modelo 3:1.

Figura B - 15: RMS das potências modais. [Acima] modelo 2:1; [Abaixo] modelo 1:1.

A potência elétrica que seria extraída do segundo modo de vibração é sempre superior àquela correspondente ao primeiro modo de vibrar. Isto se deve às maiores curvaturas e frequências contidas na vibração do segundo modo, muito superiores às aquelas associadas ao primeiro. Este é um resultado esperado e, do ponto de vista prático deve ser aproveitado: quanto maior for o modo de vibrar excitado, tanto maior será a potência extraída.

Cumprе mencionar que no presente experimento o segundo modo de vibrar é excitado a partir de $U^* \approx 10 - 12$.

ANEXO A- FIGURAS

Neste anexo, são apresentadas as figuras fornecidas pela aplicação da última etapa da metodologia de análise experimental, aquelas que apresentam curvas de amplitudes e frequências modais instantâneas adimensionais, juntamente com as curvas de potência em RMS obtidas para a estimativa de potência elétrica extraída.

As figuras estão divididas por procedimento, de modo que o leitor conseguirá prontamente comparar as respostas dos modelos entre si. Inicia-se com a apresentação das curvas de velocidade reduzida e deslocamento da ponta dos modelos, em condição crescente e decrescente de velocidade de escoamento. Em seguida são apresentadas as curvas de amplitudes e frequências modais instantâneas adimensionais e, por fim, as curvas de estimativa de potência extraída, apresentadas em valores RMS. A sequência em relação aos modelos será, sempre: 1:1, 2:1, 3:1 e 4:1.

Figura A - 1: Modelo 1:1. Corrida 1. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 2: Modelo 1:1. Corrida 2. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 3: Modelo 1:1. Corrida 3. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 4: Modelo 2:1. Corrida 1. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 5: Modelo 2:1. Corrida 2. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 6: Modelo 2:1. Corrida 3. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 7: Modelo 3:1. Corrida 1. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 8: Modelo 3:1. Corrida 2. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 9: Modelo 3:1. Corrida 3. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 10: Modelo 4:1. Corrida 1. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 11: Modelo 4:1. Corrida 2. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 12: Modelo 4:1. Corrida 3. Velocidade reduzida e amplitudes adimensionais de oscilação da ponta, Ax^* e Ay^* , respectivamente. [Acima] U (m/s) crescente; [Abaixo] U (m/s) decrescente.

Figura A - 13: Modelo 1:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 14: Modelo 1:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 15: Modelo 1:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 16: Modelo 2:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 17: Modelo 2:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 18: Modelo 2:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 19: Modelo 3:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 20: Modelo 3:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 21: Modelo 3:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 22: Modelo 4:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 23: Modelo 4:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 24: Modelo 4:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{x1}^*$ e $\hat{A}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 25: Modelo 1:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 26: Modelo 1:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 27: Modelo 1:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 28: Modelo 2:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{x1}^*$ e $\hat{f}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 29: Modelo 2:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 30: Modelo 2:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 31: Modelo 3:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 32: Modelo 3:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 33: Modelo 3:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 34: Modelo 4:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 35: Modelo 4:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{x1}^*$ e $\hat{f}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 36: Modelo 4:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{F}_{x1}^*$ e $\hat{F}_{x2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 37: Modelo 1:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 38: Modelo 1:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 39: Modelo 1:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 40: Modelo 2:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 41: Modelo 2:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 42: Modelo 2:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 43: Modelo 3:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 44: Modelo 3:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 45: Modelo 3:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 46: Modelo 4:1. Corrida 1. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 47: Modelo 4:1. Corrida 2. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 48: Modelo 4:1. Corrida 3. Amplitudes modais instantâneas adimensionais, $\hat{A}_{y1}^*$ e $\hat{A}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 49: Modelo 1:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 50: Modelo 1:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 51: Modelo 1:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 52: Modelo 2:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 53: Modelo 2:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 54: Modelo 2:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 55: Modelo 3:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 56: Modelo 3:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 57: Modelo 3:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 58: Modelo 4:1. Corrida 1. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 59: Modelo 4:1. Corrida 2. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 60: Modelo 4:1. Corrida 3. Frequências modais instantâneas adimensionais, $\hat{f}_{y1}^*$ e $\hat{f}_{y2}^*$, para as três principais IMFs. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 61: Modelo 1:1. Corrida 1. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 62: Modelo 1:1. Corrida 2. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 63: Modelo 1:1. Corrida 3. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 64: Modelo 2:1. Corrida 1. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 65: Modelo 2:1. Corrida 2. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 66: Modelo 2:1. Corrida 3. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 67: Modelo 3:1. Corrida 1. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 68: Modelo 3:1. Corrida 2. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 69: Modelo 3:1. Corrida 3. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 70: Modelo 4:1. Corrida 1. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 71: Modelo 4:1. Corrida 2. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.

Figura A - 72: Modelo 4:1. Corrida 3. RMS das potências modais estimadas na direção transversal, rms Py1 e rms Py2, respectivamente, para três valores de resistência. [Acima] U^* crescente; [Abaixo] U^* decrescente.