



ESTUDO NUMÉRICO BIDIMENSIONAL DA INTERAÇÃO
FLUIDO-ESTRUTURA DE UMA VIGA CANTILÉVER EM ESTEIRAS DE
VÓRTICES

Bruno Scaramuzza dos Reis

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Carolina Palma Naveira Cotta

Rio de Janeiro
Fevereiro de 2023

ESTUDO NUMÉRICO BIDIMENSIONAL DA INTERAÇÃO
FLUIDO-ESTRUTURA DE UMA VIGA CANTILÉVER EM ESTEIRAS DE
VÓRTICES

Bruno Scaramuzza dos Reis

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO
ALBERTO LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE
ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO
PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU
DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Orientador: Carolina Palma Naveira Cotta

Aprovada por: Prof. Renato Machado Cotta
Prof. Kleber Marques Lisboa

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
FEVEREIRO DE 2023

Scaramuzza dos Reis, Bruno

Estudo numérico bidimensional da interação fluido-estrutura de uma viga cantiléver em esteiras de vórtices/Bruno Scaramuzza dos Reis. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2023.

XVIII, 132 p.: il.; 29, 7cm.

Orientador: Carolina Palma Naveira Cotta

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Mecânica, 2023.

Referências Bibliográficas: p. 110 – 123.

1. Interação fluido-estrutura. 2. Análise numérica. 3. Vórtices. 4. Elementos Finitos. I. Palma Naveira Cotta, Carolina. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Mecânica. III. Título.

*Em memória de meu avô, Hugo
dos Reis.*

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

ESTUDO NUMÉRICO BIDIMENSIONAL DA INTERAÇÃO
FLUIDO-ESTRUTURA DE UMA VIGA CANTILÉVER EM ESTEIRAS DE
VÓRTICES

Bruno Scaramuzza dos Reis

Fevereiro/2023

Orientador: Carolina Palma Naveira Cotta

Programa: Engenharia Mecânica

Apresenta-se, nesta tese, ...

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

NUMERICAL STUDY ON THE 2D FLUID-STRUCTURE INTERACTION OF
A CANTILEVER BEAM IN BLUFF BODY WAKES

Bruno Scaramuzza dos Reis

February/2023

Advisor: Carolina Palma Naveira Cotta

Department: Mechanical Engineering

In this work, we present ...

Sumário

Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xvii
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objetivos	8
1.3 Organização	8
2 Revisão Bibliográfica	10
2.1 Interação Fluido-Estrutura	10
2.1.1 Motivações e Objetivos do Trabalho	64
3 Metodologia	66
3.1 Descrição do Sistema	66
3.2 Análise Paramétrica	68
3.2.1 Geometria da Estrutura Geradora de Vórtices	68
3.2.2 Número de Reynolds	68
3.2.3 Condições de Contorno do Domínio Computacional	69
3.2.4 Espessura da viga cantiléver	72
3.3 Formulação Matemática	72
3.3.1 Escoamento e Interação Fluido-Estrutura	72
3.3.2 Mecânica dos Sólidos	74
3.4 Método Numérico	75
4 Verificação do Código e Convergência de Malha	78
4.1 Verificação do Código Numérico para a Interação Fluido-Estrutura	78
4.2 Análise Prévia do Sistema Proposto	82
4.2.1 Análise das Frequências Naturais de Vibração e da Frequência de Desprendimento de Vórtices	82
4.2.2 Descrição da malha utilizada e procedimentos computacionais adotados	84

5	Resultados e Discussões	89
5.1	Parâmetros relevantes	89
5.2	Descrição e discussão acerca dos resultados	90
5.2.1	Efeito da geometria do corpo gerador de vórtices	94
5.2.2	Efeito da condição de confinamento	96
5.2.3	Potencial de colheita de energia	104
6	Conclusão	107
	Referências Bibliográficas	110
A	Projeto de Túnel de Água	124
A.1	Seção de Teste	125
A.2	Seção de Contração do Escoamento	126
A.3	Seção de Estabilização do Escoamento	127
A.4	Seção de Entrada do Fluido no Túnel	128
A.5	Seção de Saída do Fluido do Túnel	128
A.6	Equipamentos para Bombeamento e Equipamentos Auxiliares	129
A.7	Estrutura do Túnel de Água	130
A.8	Túnel de Água	131

Lista de Figuras

1.1	Exemplos de possíveis aplicações de redes de sensores com sistemas de colheita de energia a partir da interação fluido-estrutura [5].	2
1.2	Exemplos de sistemas de colheita de energia com materiais piezoelétricos baseados na (a) interação fluido-estrutura em um escoamento e (b) na vibração de uma estrutura cantiléver [14].	5
1.3	Múltiplas físicas e rotas de pesquisa presentes em sistemas de conversão de energia mecânica, proveniente da vibração das interações fluido-estrutura, em energia elétrica [5].	5
1.4	Diferença entre os processos de (a) manufatura subtrativa e (b) manufatura aditiva [15].	6
1.5	Exemplos de metamateriais com (a) coeficiente de Poisson negativo [17], (b) densidade ultra baixa [18] e (c,d) com condutividade térmica efetiva negativa [19]. Em (d) estão indicados o mapa de temperaturas do sistema (à esquerda) e as linhas de fluxo de calor com o sentido do fluxo (à direita).	7
2.1	Classificação dos distintos mecanismos de excitação nas interações fluido-estrutura proposta por Naudascher e Rockwell [28].	11
2.2	Classificação das distintas interações fluido-estrutura proposta por Blevins [27].	13
2.3	Esquema representativo da dinâmica das vibrações induzidas por vórtices [38].	14
2.4	Resultados, ao variar $U^* = U/f_n D_c$, da (a) amplitude de oscilação da estrutura e das (b) frequências de oscilação e de desprendimento de vórtices ($f^* = f_{ex}/f_n$) para distintas razões m^* [41].	15
2.5	Relação entre as frequências de desprendimento de vórtices f_{vs} e de oscilação da estrutura f_{ex} para uma amplitude de oscilação A da estrutura igual a $0,22D$ e $Re = 1500$ [29].	16
2.6	Avaliação do acoplamento e desacoplamento dos modos hidrodinâmico (FM) e estrutural (EM) nas vibrações induzidas por vórtices de um cilindro de acordo com m^* e Re [58].	18

2.7	Avaliação do efeito do coeficiente de amortecimento na (a) amplitude de oscilação e (b) ângulo de fase entre a oscilação e a força atuante (sustentação) [49].	19
2.8	Gráficos de amplitude máxima do VIV (transversal) em relação aos parâmetros (a) S_G , (b) $(m^* + C_A) \zeta_s$ [41] e (c) $(m^* + C_A) \zeta_s$ de acordo com a proposta de Govardhan e Williamson [45].	20
2.9	Variação da amplitude máxima das oscilações com a velocidade reduzida U^* para o corpo de seção em D com a seção reta (a) à jusante e (b) à montante [51].	21
2.10	Resposta da amplitude da oscilação da estrutura com seção transversal (a) quadrada rotacionada, (b) quadrada rotacionada, circular e quadrada [52], (c) elíptica e (d) resposta do número de Strouhal para o corpo elíptico para $m^* = 1$ [53].	22
2.11	Variação da região de histerese ($\Delta_H U^*$) com relação a razão m^* e a razão de bloqueio β [46].	23
2.12	Variação das amplitudes de oscilação e ângulo de fase entre as oscilações paralelas (X) e transversais (Y) com a velocidade reduzida para f_{nx}/f_{ny} igual a (a) 0,5, (b) 1, (c) 1,5, (d) 2, (e) 2,5, (f) 3, (g) 3,5 e (h) 4 [57]. Abaixo das figuras estão trajetórias para oscilações senoidais para distintos ângulos de fase Ψ_{X-Y}	26
2.13	Esquema representativo da dinâmica do fenômeno de <i>galloping</i> [62].	28
2.14	Análise da resposta do sistema para um corpo de (a) seção quadrada em distintas inclinações [65], (b) seção retangular com razões de aspecto $\alpha = H/W$ [67], (c) triangular com inclinações α , (d) seção circular com controladores passivos de turbulência [63] e (e) seção retangular para distintas razões de aspecto W/H [69].	29
2.15	Calibração e avaliação das (a) 28 combinações de modelos para a representação da esteira de vórtices e resultados para a amplitude de oscilação transversal e paralela ao escoamento da estrutura para (b) $m^* = 2,6$ e (c) $m^* = 3,5$. Adaptado de Kurushina <i>et al.</i> [38].	32
2.16	Descrição da (a) oscilação no ângulo e no comprimento da esteira de vórtices e (b) do sistema de forças no acoplamento fluido-estrutura do modelo de Tamura-Matsui para esteiras de comprimento variável. Adaptado de Tamura [70].	33
2.17	Resultados e comparações do modelo de Tamura-Matsui com resultados experimentais para (a) amplitude máxima de oscilação da estrutura e (b) um sistema com $\eta = 0,0181$ e $m^* = 0,00257$ ($\delta^* = 2\pi\eta/m^*$). Em (c) e (d) estão comparações entre experimentos e o modelo proposto para corpos de seção quadrada. Adaptado de Tamura [70].	35

2.18	Mecanismos de excitação em oscilações de placas flexíveis em escoamento. Destaca-se que as excitações dos tipos IIE e EIE também podem apresentar vibrações auto-excitadas (MIE) se as condições de instabilidade forem atingidas [91].	39
2.19	Limites de instabilidade dos distintos mecanismos na vibração de placas em escoamentos [91].	40
2.20	Relação entre a frequência de oscilação da estrutura adimensionalizada St_A e a amplitude de oscilação A/L para os mecanismos IIE, MIE e EIE [91].	41
2.21	(a) Resposta da amplitude de oscilação máxima para distintos ângulos médios da borda de ataque para razões M_s iguais a 10 (quadrados vermelhos), 1 (círculos pretos) e 0,1 (triângulos azuis) e as setas indicando a redução da rigidez à flexão. (b) Caso (1), (c) caso (2), (d) caso (3), (e) caso (4), (f) caso (4b), (g) caso (4c) e (h) caso (5) [92].	42
2.22	Dinâmica dos vórtices que se desprendem da interação do escoamento e uma placa invertida de acordo com St_A [91].	43
2.23	Diagrama com a transição entre os 3 regimes de oscilação de uma placa convencional de baixo coeficiente K_B , sendo $\mu = M_s$. Adaptado de [95].	44
2.24	(a) Fronteiras das regiões de transição do <i>flutter</i> de placas convencionais [96]. (b) Dinâmica da esteira de vórtices em placas convencionais de acordo com a frequência de oscilação St_A [91].	45
2.25	Regimes de oscilações das interações entre duas placas (a) invertidas lado a lado, (b) convencionais lado a lado e, para duas placas em série, as interações (c) destrutivas de placas invertidas, (d) construtivas de placas invertidas, (e) destrutivas de placas convencionais e (f) construtivas de placas convencionais [91].	47
2.26	Resultados da relação entre a amplitude de oscilação da placa adimensionalizada A^* e a rigidez à flexão adimensionalizada K_B para distintos (a) comprimentos da placa (L_{cant}/D_c) e (b) valores de rigidez à flexão da placa EI [102].	49
2.27	Regimes (a) R1, (b) R2, (c) R3, (d) R4 e (e) R5 descritos por Pfister e Marquet [103].	51
2.28	Resultados, para os 5 regimes, do (a) coeficiente de arrasto, (b) coeficiente de sustentação, (c) deslocamento da extremidade livre da estrutura flexível e (d) da frequência de oscilação da placa [103]. De (a) a (c) os círculos representam o valor médio e a barra de erro representa a amplitude da oscilação.	52

2.29	Geometria utilizada por Turek e Hron [104, 105], Breuer <i>et al.</i> [106] e de Nayer <i>et al.</i> [107] nos respectivos <i>benchmarks</i>	53
2.30	Geometrias utilizadas por Gomes e Lienhart [108–110] para as propostas de <i>benchmark</i> dos autores.	54
2.31	Resultados do (a) coeficiente de arrasto médio, (b) frequência do desprendimento de vórtices adimensional e (c) amplitude máxima de oscilação do estudo de Sharma e Dutta [79], sendo RSP a placa rígida e FSP a placa flexível.	56
2.32	Resultados experimentais de Shi <i>et al.</i> [111] para (a) a energia potencial elástica da placa e (b) razão entre frequência de vibração da placa f_m e de desprendimento de vórtices f_v	57
2.33	Resultados da (a) frequência de vibração da placa e da (b) potência elétrica gerada do trabalho de Yu e Liu [113].	58
2.34	Condições e resultados da máxima e mínima potência elétrica produzida, comparando com o caso do cilindro (ângulo de abertura igual a 0) [115].	59
2.35	(a) Geometrias do corpo rígido e resultados das geometrias com (b) maiores faixas úteis de geração de energia e com (c) maiores valores de geração de energia na faixa de 2 a 12 m/s [119].	60
2.36	Variação com a velocidade U^* da (a) amplitude de oscilação da placa e da (b) frequência de oscilação para a placa convencional em escoamentos com ar e água e $G_y = 0$ [120], sendo os casos descritos como $[G_x/L_{cant}, G_y/L_{cant}]$	61
2.37	(a) Regiões de transição da velocidade crítica U^* com o posicionamento G_x e G_y , (b) comparação da amplitude de oscilação para as 3 regiões, e (c)-(f) variação da amplitude de oscilação com a velocidade U^* para distintos posicionamentos $[G_x/L_{cant}, G_y/L_{cant}]$ em escoamentos com ar (o) e água (*) [120].	62
2.38	Variação da (a) frequências F naturais de vibração e frequências dominantes, (b) da média quadrática da amplitude de oscilação A_{rms} e da (c) amplitude média A_{avg} com a velocidade $U^* = U/f_{n1}D$ adimensionalizada com a primeira frequência natural de vibração da estrutura flexível [122].	64
3.1	Sistema proposto para a avaliação da interação fluido-estrutura em uma viga cantiléver exposta a uma esteira de vórtices de um corpo rígido fixo à montante.	67
3.2	Representação do domínio computacional com a estrutura proposta.	67

3.3	Geometrias (a) triangular, (b) C invertido e (c) retangular da análise paramétrica da estrutura geradora de vórtices.	68
3.4	Domínio computacional e condições de contorno usadas no caso do escoamento não confinado.	70
3.5	Domínio computacional e condições de contorno usadas no caso do escoamento confinado e com não deslizamento do fluido.	71
3.6	Domínio computacional e condições de contorno usadas no caso do escoamento confinado e com livre escorregamento do fluido.	71
3.7	Exemplo unidimensional da (a) Descrição Euleriana, (b) Descrição Lagrangeana e (c) Descrição Lagrangeana-Euleriana Arbitrária (ALE).	73
3.8	Estratégias de resolução particionada com acoplamento (a) fraco, (b) forte, e (c) resolução integrada [74].	76
3.9	Matrizes obtidas para a resolução integrada da interação (a) fluido-estrutura [74] e (b) fluido-estrutura-piezoelétrico [75].	77
4.1	Domínio computacional considerado no caso FSI3 de [104], com a estrutura flexível destacada em cinza.	78
4.2	Avaliação dos erros relativos para os valores médios e amplitudes das forças de arrasto e sustentação, e deslocamentos em x e y da extremidade da estrutura flexível.	81
4.3	(a) Primeiro, (b) Segundo e (c) Terceiro modo natural de vibração da estrutura cantiléver com o cilindro rígido na extremidade livre.	83
4.4	Malha espacial do corpo de seção C invertida para os casos não confinados com (a) $t_s = 100\mu m$, (d) $t_s = 50\mu m$ e (g) $t_s = 25\mu m$, casos confinados (não deslizamento) com (b) $t_s = 100\mu m$, (e) $t_s = 50\mu m$ e (h) $t_s = 25\mu m$, e casos confinados (livre deslizamento) com (c) $t_s = 100\mu m$, (f) $t_s = 50\mu m$ e (i) $t_s = 25\mu m$	85
4.5	Malha espacial do corpo de seção retangular para os casos não confinados com (a) $t_s = 100\mu m$, (d) $t_s = 50\mu m$ e (g) $t_s = 25\mu m$, casos confinados (não deslizamento) com (b) $t_s = 100\mu m$, (e) $t_s = 50\mu m$ e (h) $t_s = 25\mu m$, e casos confinados (livre deslizamento) com (c) $t_s = 100\mu m$, (f) $t_s = 50\mu m$ e (i) $t_s = 25\mu m$	86
4.6	Malha espacial do corpo de seção triangular para os casos não confinados com (a) $t_s = 100\mu m$, (d) $t_s = 50\mu m$ e (g) $t_s = 25\mu m$, casos confinados (não deslizamento) com (b) $t_s = 100\mu m$, (e) $t_s = 50\mu m$ e (h) $t_s = 25\mu m$, e casos confinados (livre deslizamento) com (c) $t_s = 100\mu m$, (f) $t_s = 50\mu m$ e (i) $t_s = 25\mu m$	87

5.1	Variação, com a velocidade reduzida U^* , da (a) amplitude máxima de oscilação, (b) razão de frequências f_{ex}/f_{vs} , (c) frequência de oscilação da estrutura f_{ex} e (d) frequência de desprendimento de vórtices f_{vs} .	91
5.2	Variação, com a rigidez à flexão K_B , da (a) amplitude máxima de oscilação, (b) razão de frequências f_{ex}/f_{vs} , (c) frequência de oscilação da estrutura f_{ex} e (d) frequência de desprendimento de vórtices f_{vs} .	92
5.3	Variação, com a velocidade reduzida U^* , dos coeficientes (a) $C_{D_{mean}}$, (c) $C_{D_{rms}}$ e (e) $C_{L_{rms}}$ para a estrutura flexível (contendo o cilindro rígido fixo na extremidade livre), e coeficientes (b) $C_{D_{mean}}$, (d) $C_{D_{rms}}$ e (f) $C_{L_{rms}}$ para a estrutura flexível (contendo o cilindro rígido fixo na extremidade livre),	94
5.4	Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c/U_c$) para as 3 geometrias do corpo gerador de vórtices, com $t_s = 100\mu m$, não confinado, para (a), (c) e (e) $Re = 125$, (b), (d) e (f) $Re = 250$.	96
5.5	Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c/U_c$) para $Re = 125$ e com a condição de confinamento e não escorregamento, sendo (a), (d) e (g) $t_s = 100\mu m$, (b), (e) e (h) $t_s = 50\mu m$, e (c), (f) e (i) $t_s = 25\mu m$.	97
5.6	Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c/U_c$) para $Re = 250$ e com a condição de confinamento e não escorregamento, sendo (a), (d) e (g) $t_s = 100\mu m$, (b), (e) e (h) $t_s = 50\mu m$, e (c), (f) e (i) $t_s = 25\mu m$.	98
5.7	Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c/U_c$) para cerca de 1 ciclo de oscilação, com $Re = 250$, sendo (a) $t = 0s$, (b) $t = 0.03s$, (c) $t = 0.06s$, (d) $t = 0.09s$, (e) $t = 0.12s$, (f) $t = 0.15s$, (g) $t = 0.18s$, (h) $t = 0.21s$, (i) $t = 0.24s$, (j) $t = 0.30s$, (k) $t = 0.33s$, (l) $t = 0.36s$, (m) $t = 0.39s$, (n) $t = 0.42s$, (o) $t = 0.42s$, (p) $t = 0.45s$, (q) $t = 0.48s$, (r) $t = 0.51s$.	100
5.8	Contornos da pressão adimensionalizada ($2p/\rho_f U_c^2$) para cerca de 1 ciclo de oscilação, com $Re = 250$, sendo (a) $t = 0s$, (b) $t = 0.03s$, (c) $t = 0.06s$, (d) $t = 0.09s$, (e) $t = 0.12s$, (f) $t = 0.15s$, (g) $t = 0.18s$, (h) $t = 0.21s$, (i) $t = 0.24s$, (j) $t = 0.30s$, (k) $t = 0.33s$, (l) $t = 0.36s$, (m) $t = 0.39s$, (n) $t = 0.42s$, (o) $t = 0.42s$, (p) $t = 0.45s$, (q) $t = 0.48s$, (r) $t = 0.51s$.	101

5.9	Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c / U_c$) para cerca de 1 ciclo de oscilação, com $Re = 250$, sendo (a) $t = 0s$, (b) $t = 0.03s$, (c) $t = 0.06s$, (d) $t = 0.09s$, (e) $t = 0.12s$, (f) $t = 0.15s$, (g) $t = 0.18s$, (h) $t = 0.21s$, (i) $t = 0.24s$, (j) $t = 0.30s$, (k) $t = 0.33s$, (l) $t = 0.36s$, (m) $t = 0.39s$, (n) $t = 0.42s$, (o) $t = 0.42s$, (p) $t = 0.45s$, (q) $t = 0.48s$, (r) $t = 0.51s$	102
5.10	Contornos da pressão adimensionalizada ($2p/\rho_f U_c^2$) para cerca de 1 ciclo de oscilação, com $Re = 250$, sendo (a) $t = 0s$, (b) $t = 0.03s$, (c) $t = 0.06s$, (d) $t = 0.09s$, (e) $t = 0.12s$, (f) $t = 0.15s$, (g) $t = 0.18s$, (h) $t = 0.21s$, (i) $t = 0.24s$, (j) $t = 0.30s$, (k) $t = 0.33s$, (l) $t = 0.36s$, (m) $t = 0.39s$, (n) $t = 0.42s$, (o) $t = 0.42s$, (p) $t = 0.45s$, (q) $t = 0.48s$, (r) $t = 0.51s$	103
5.11	Valores da potência mecânica média presente na estrutura flexível para (a) $Re = 125$ e (b) $Re = 250$. Demais valores são nulos, correspondendo à não ocorrência de oscilações.	105
5.12	Valores máximos da tensão de von Mises para (a) $Re = 125$ e (b) $Re = 250$. Demais valores são nulos, correspondendo à não ocorrência de oscilações.	106
A.1	Modelo CAD do túnel de água proposto (a) com as tampas e (b) sem as tampas em cada seção para melhor visualização.	125
A.2	Modelo da seção de testes quadrada de lado 150 mm e comprimento 600 mm com um corpo de prova cilíndrico de diâmetro $25,4\text{ mm}$	126
A.3	Modelo da seção de contração, com a vista lateral à direita.	127
A.4	Modelo da seção de saída do túnel em (a) e das palhetas-guia para direcionamento do fluido em (b).	129
A.5	Estrutura em perfil estrutural de alumínio $30 \times 30\text{ mm}$ para sustentar o túnel de água.	131
A.6	Projeto básico do túnel de água proposto. Para melhor visualização, não estão incluídas nas figuras as tampas de cada seção.	131

Lista de Tabelas

1.1	Valores típicos de potência elétrica requerida por distintos equipamentos eletrônicos [6, 8, 9].	3
1.2	Capacidade de conversão de energia em eletricidade de acordo com a fonte de energia e o método de conversão [9].	4
2.1	Equações adimensionais dos modelos de duas equações para a modelagem matemática do VIV [38].	31
4.1	Propriedades físicas da estrutura sólida flexível e do fluido, e parâmetros característicos do caso FSI3 de Turek e Hron [104].	79
4.2	Dados das 5 malhas espaciais e dos 5 passos de tempo utilizados na avaliação de convergência de malha do caso FSI3 de [104].	80
4.3	Tempo computacional (<i>hh:mm:ss</i>) necessário para cada uma das 25 simulações realizadas de acordo com a malha espacial e malha temporal. 80	
4.4	Resultados de Turek <i>et al.</i> [105] para a malha mais refinada com 304128 graus de liberdade e passo temporal de 0,00025 s.	80
4.5	Frequência e número de Strouhal, em parênteses, para as 3 geometrias, 3 condições de confinamento e 2 números de Reynolds considerados.	83
4.6	Frequências dos 3 primeiros modos naturais de vibração da estrutura flexível para as espessuras t_s de $25\mu m$, $50\mu m$ e $100\mu m$	83
4.7	Descrição das condições de tamanho máximo e taxa de crescimento impostas à malha espacial. Para o caso com as condições de confinamento igual a 40% a malha fixa após o corpo possui elementos quadriláteros com tamanho máximo de $D_c/10$	84
4.8	Número de elementos da malha espacial e, em parênteses, o número de variáveis a serem determinadas em cada passo de tempo.	88
5.1	Valores para os 4 parâmetros relevantes ao sistema fluido-estrutura considerado.	90

A.1	Características das 3 malhas selecionadas para o caso de maior vazão no sistema ($40 \text{ m}^3/h$).	128
A.2	Custo estimado das distintas seções do túnel de água proposto.	132

Capítulo 1

Introdução

Neste capítulo são apresentadas as motivações que levaram ao estudo da interação fluido-estrutura de uma viga cantiléver na presença de esteiras de vórtices provenientes de distintos corpos fixos à montante, destacando os objetivos deste trabalho e a sua organização.

1.1 Motivação

Na Indústria 4.0, ou Quarta Revolução Industrial, objetiva-se o controle em toda a cadeia de produção a fim de deslocar de um sistema de produção em massa para um sistema de manufatura inteligente [1], com base na Internet das Coisas (IoT), manufatura inteligente e baseada na nuvem, sendo necessária, portanto, a completa integração e digitalização do processo produtivo [1]. Para a contínua avaliação de todas as etapas e sistemas das cadeias de produção e distribuição de maneira independente, será imprescindível a utilização massiva de sensores para monitoramento do processo produtivo através de uma rede de sensores interconectados [1, 2].

O uso de sensores permite o monitoramento e armazenamento de dados do ambiente ou de determinado sistema. As aplicações de sensores são inúmeras, sendo capazes de avaliar pressão, temperatura, força, luminosidade, presença de determinada substância, rastreamento de objetos, detecção de fogo, vazão de determinado produto, entre outros [2], além de implantes médicos como marcapassos e implantes cocleares [3]. Algumas aplicações envolvem o uso desses sistemas em controle de ambientes em casas e edifícios, monitoramento da integridade de estruturas e de ecossistemas, e automação no setor agrícola [4, 5], conforme indicado na Figura 1.1.

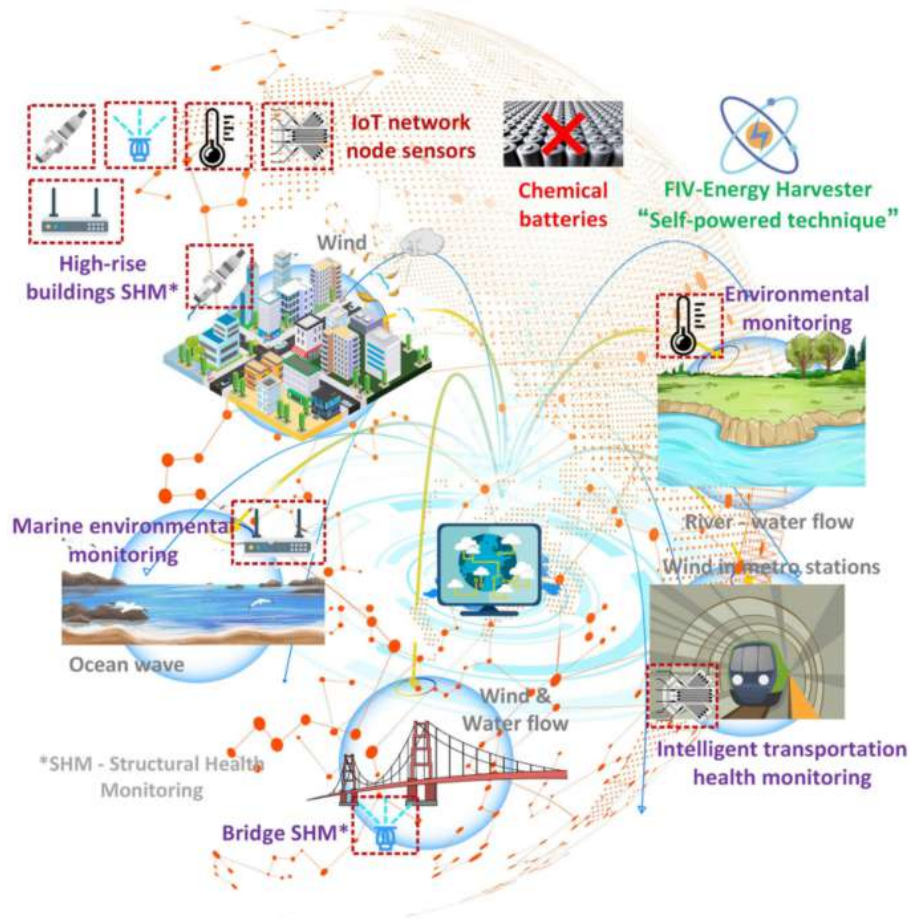


Figura 1.1: Exemplos de possíveis aplicações de redes de sensores com sistemas de colheita de energia a partir da interação fluido-estrutura [5].

Além dos sensores dedicados a medir e avaliar distintos parâmetros, com a Internet das Coisas surge a necessidade de criar redes interconectadas para a transmissão de sinais entre sensores, podendo-se utilizar sensores com transmissores sem fio para essa tarefa [2, 6], permitindo ainda a redução do uso de fios para a conexão elétrica e possibilitando a introdução desses microsistemas em ambientes remotos ou de difícil acesso como usinas nucleares e o oceano, por exemplo. Com a redução da potência elétrica necessária e o desenvolvimento de sistemas inteligentes que permanecem em modo de economia de energia, podem ser encontrados transmissores sem fio comerciais com uma demanda energética média de 2,8 mW [6].

Com os inúmeros avanços tecnológicos das últimas décadas que permitiram a miniaturização de equipamentos eletrônicos e sensores, e a redução do consumo energético desses microeletrônicos [3, 6] (Tabela 1.1), além dos avanços em sistemas de armazenamento de energia, como as baterias de íon de lítio, é possível manter em funcionamento microsistemas por longos períodos de tempo [7, 8] devido ao reduzido consumo energético desses sistemas.

Tabela 1.1: Valores típicos de potência elétrica requerida por distintos equipamentos eletrônicos [6, 8, 9].

Equipamento eletrônico	Potência elétrica requerida
Relógio eletrônico ou calculadora	1 μ W
Dispositivos médicos implantáveis	10 μ W
Marcapasso	30 - 100 μ W
Desfibrilador cardíaco	30 - 100 μ W
Implante coclear	100 μ W - 10 mW
Transmissor sem fio	2,8 - 12 mW
Transceptor bluetooth	45 mW

Entretanto, os avanços no desenvolvimento de baterias químicas não acompanharam os grandes avanços no desenvolvimento de microeletrônicos cada vez mais eficientes [9], de modo que o uso de baterias ainda resulta em custos elevados de manutenção e recarga dos sistemas, sendo ainda mais sensíveis em sistemas de difícil acesso como em determinados implantes médicos [8], e ainda possuem um tamanho elevado quando comparado com diversos microssistemas eletrônicos [3]. Além disso, a utilização em massa, necessária na Indústria 4.0, será responsável por impor uma maior pressão ambiental devido ao descarte das baterias de íon de lítio [10, 11], podendo resultar em danos ao meio ambiente, animais e seres humanos no descarte inadequado. Assim, foi proposta a ideia dos sistemas de colheita de energia do ambiente, responsáveis por converter uma forma de energia disponível no ambiente em energia elétrica a fim de suprir a demanda energética desses microssistemas por um maior período de tempo, reduzindo os elevados custos de manutenção e eventuais problemas ambientais ao substituir as baterias ou prolongar a sua vida útil [6, 10, 12].

Diversas são as fontes energéticas que podem ser utilizadas para essa conversão de energia, como a energia presente em vibrações mecânicas, em fontes luminosas, ondas de rádio, energia térmica e também a energia disponível nos inúmeros escoamentos presentes na natureza (Tabela 1.2).

Tabela 1.2: Capacidade de conversão de energia em eletricidade de acordo com a fonte de energia e o método de conversão [9].

Fonte de energia	Mecanismo de conversão	Densidade energética
Vibração	Piezoelasticidade	100 mW/cm ³
	Eletromagnetismo	0,5 - 8 mW/cm ³
	Eletrostático	8 nW - 42,9 μW/cm ³
Luz	Fotovoltaico (solar)	100 mW/cm ²
	Fotovoltaico (interior de ambientes)	100 μW/cm ²
Irradiação do ambiente	Radiofrequência	≤ 1 mW/cm ²
Vento	Turbina	200 - 800 μW/cm ²
Térmica	Termoeletricidade, Efeito termiônico	60 μW/cm ²

Para a conversão em energia elétrica, diversos mecanismos físicos de conversão são conhecidos, como é o caso do efeito fotovoltaico, amplamente utilizado para a geração de eletricidade sem emissão de gases de efeito estufa, do efeito Seebeck, que produz uma diferença de potencial devido a uma diferença de temperatura, e também do efeito piezoelétrico, capaz de converter tensões mecânicas em eletricidade [6, 9], por exemplo. Além disso, algumas classes de materiais permitem a conversão de energia através de mais de um mecanismo, como é o caso de materiais piroelétricos, uma classe especial de materiais piezoelétricos que também geram eletricidade ao serem expostos a uma mudança de temperatura [13].

Devido à crescente busca pela miniaturização de sistemas de colheita de energia, além da necessidade de sistemas estáveis, sem grandes variações na energia a ser aproveitada, muita atenção tem sido dada aos métodos de conversão de energia mecânica, presente em vibrações mecânicas, em energia elétrica, com três distintos mecanismos [9]: piezoelasticidade, eletromagnetismo e eletrostática. Apesar da facilidade na miniaturização de sistemas eletrostáticos de colheita de energia, a dependência de uma fonte externa de tensão elétrica é uma desvantagem desse sistema [7]. Devido à elevada densidade energética dos atuais materiais piezoelétricos, de não necessitarem fontes externas de tensão, além da simplicidade de utilização e flexibilidade nos sistemas e geometrias utilizadas, esse mecanismo de conversão tem recebido a maior atenção para o desenvolvimento de microssistemas de conversão de energia mecânica em eletricidade [10, 12].

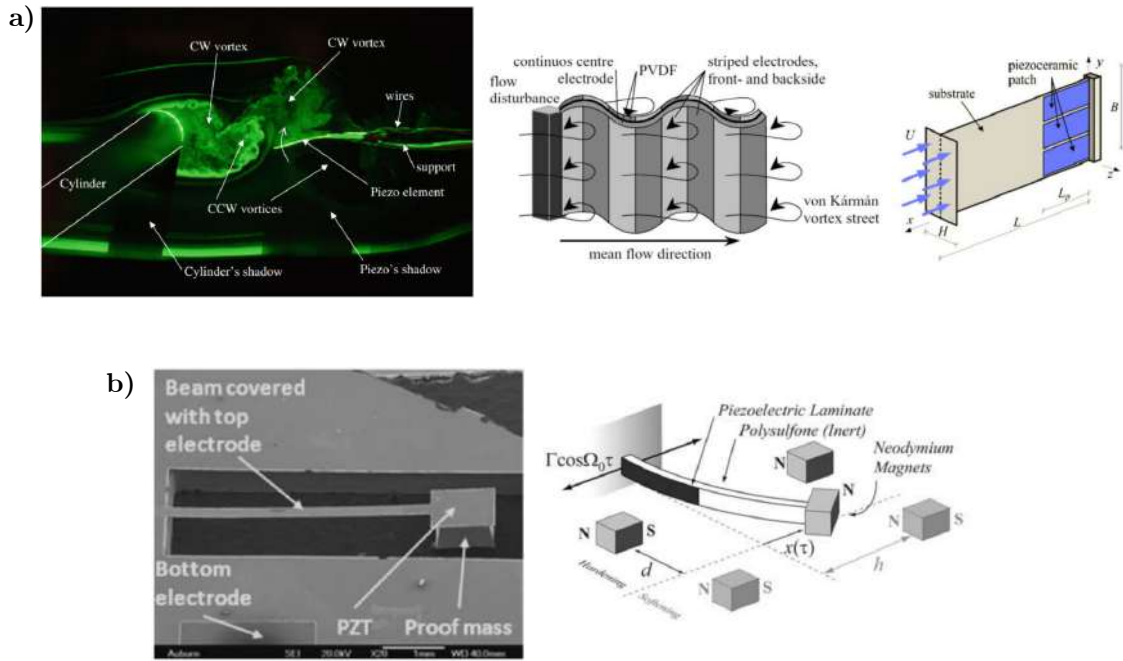


Figura 1.2: Exemplos de sistemas de colheita de energia com materiais piezoelétricos baseados na (a) interação fluido-estrutura em um escoamento e (b) na vibração de uma estrutura cantiléver [14].

Com ênfase aos mecanismos de colheita de energia a partir de vibrações provenientes da interação com escoamentos, destaca-se a necessidade do desenvolvimento de sistemas que reduzam as perdas nas interações fluido-estrutura e no acoplamento eletromecânico do sistema de conversão de energia (Figura 1.3). Além disso, tratam-se de sistemas complexos que incorporam diversas áreas de pesquisa, como aquelas relacionadas à interação fluido-estrutura, às vibrações da estrutura, ao mecanismo de conversão de energia mecânica em elétrica e também ao circuito eletrônico, conforme destacadas, na Figura 1.3, algumas rotas de pesquisa.

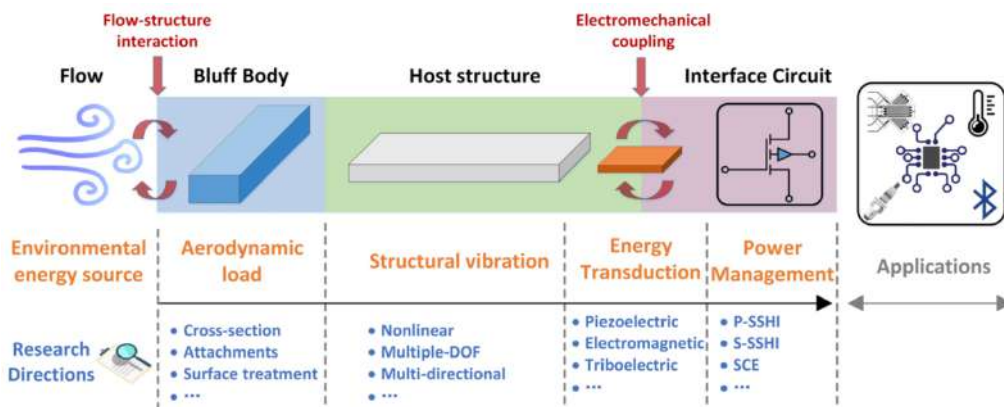


Figura 1.3: Múltiplas físicas e rotas de pesquisa presentes em sistemas de conversão de energia mecânica, proveniente da vibração das interações fluido-estrutura, em energia elétrica [5].

Outro pilar da Indústria 4.0 que tem grande relevância no desenvolvimento de (micro)sistemas complexos é a manufatura aditiva, onde o material é depositado em camadas até a obtenção de um objeto tridimensional próximo de sua geometria final (Figura 1.4.b), oposto ao processo tradicional de manufatura subtrativa, onde o objeto é obtido a partir da retirada de material de um bloco inicial (Figura 1.4.a).

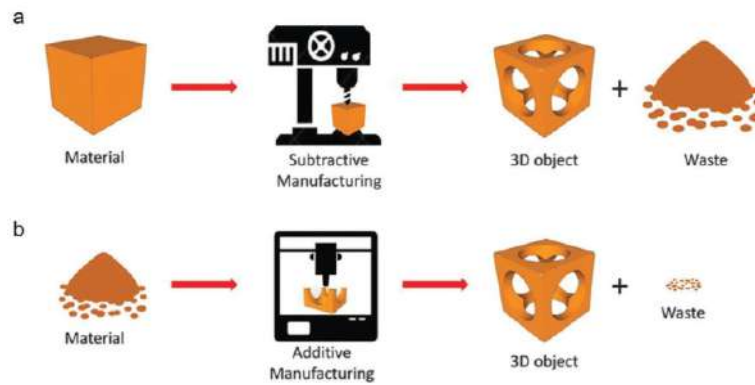


Figura 1.4: Diferença entre os processos de (a) manufatura subtrativa e (b) manufatura aditiva [15].

A manufatura aditiva permite a produção de sistemas complexos de forma individualizada e descentralizada [1], além de permitir a redução de rejeitos do processo produtivo, contribuindo para uma economia mais sustentável. Com a possibilidade de produção de complexas geometrias a partir de distintos substratos, é possível a criação de materiais com propriedades efetivas excepcionais, conhecidos como metamateriais. Com a repetição periódica de microestruturas, os metamateriais permitem a obtenção de propriedades físico-químicas não observáveis em materiais naturais [16], como os metamateriais mecânicos (coeficiente de Poisson negativo [17], densidades ultra baixas [18]) e térmicos (condutividade térmica negativa [19]), presentes nas Figuras 1.5.a-d.

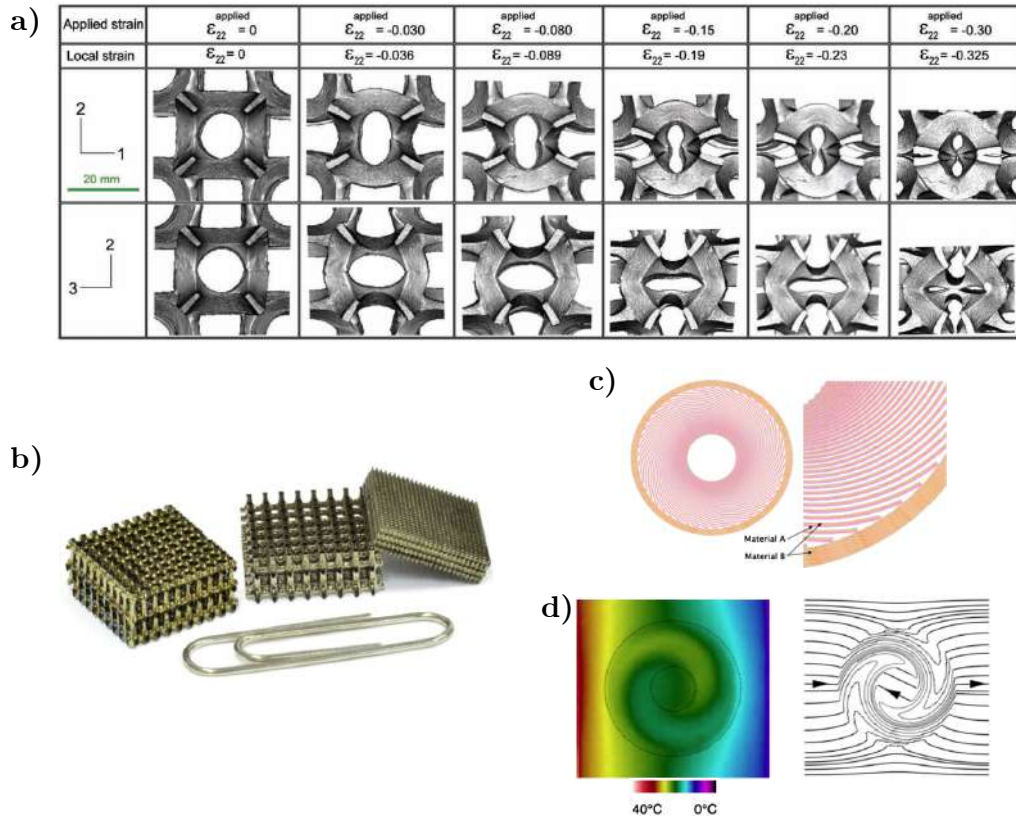


Figura 1.5: Exemplos de metamateriais com (a) coeficiente de Poisson negativo [17], (b) densidade ultra baixa [18] e (c,d) com condutividade térmica efetiva negativa [19]. Em (d) estão indicados o mapa de temperaturas do sistema (à esquerda) e as linhas de fluxo de calor com o sentido do fluxo (à direita).

Com o avanço nas tecnologias de manufatura aditiva, tem sido possível a criação de metamateriais piezoelétricos [13, 15] para a melhoria das propriedades piezoelétricas, obtenção de valores não nulos para essas propriedades [20] ou ainda para a otimização da resposta do material de acordo com as condições de entrada do sistema [21]. Com isso, é possível a conciliação de características desejáveis, e normalmente divergentes, de distintos materiais piezoelétricos, como a elevada flexibilidade de materiais poliméricos, como o PVDF (Fluoreto de Polivinilideno), com a elevada propriedade piezoelétrica de materiais cerâmicos como o PZT (Titanato-Zirconato de Chumbo).

Entretanto, para o desenvolvimento desses materiais, é imprescindível uma melhor compreensão da interação fluido-estrutura a fim de aumentar a conversão de energia proveniente do escoamento em energia mecânica, por exemplo para a colheita de energia. Além disso, um melhor entendimento na interação fluido-estrutura pode permitir a utilização desse fenômeno com outros objetivos, como é o caso de micro misturadores ou sistemas passivos mais eficientes de transferência de calor [22–25], de grande relevância em microfluídica, que possuem limitações dimensionais para o

acoplamento de métodos ativos e também que trabalham, normalmente, com escoamentos laminares.

1.2 Objetivos

Essa dissertação de mestrado teve como principal objetivo avaliar a interação fluido-estrutura em sistemas com uma estrutura geradora de vórtices fixa e uma viga cantiléver engastada na região anterior da estrutura geradora de vórtices. Para isso, foi realizada uma análise paramétrica que permitiu avaliar, na esteira de vórtices resultante, na amplitude de deslocamento e nas forças atuantes nas estruturas fixa e flexível:

- O efeito da seção transversal da estrutura geradora de vórtices na interação com a estrutura flexível;
- A avaliação de distintos números de Reynolds, considerando o escoamento em regime laminar;
- O efeito do confinamento e das condições de contorno das paredes do canal considerado no domínio computacional.

Com essa análise paramétrica será possível identificar os casos mais promissores de interação fluido-estrutura para sistemas de colheita de energia, permitindo reduzir a quantidade de simulações a serem realizadas, em trabalhos futuros, com o acoplamento fluido-estrutura-piezoelétrico.

1.3 Organização

Para permitir a melhor compreensão do tema abordado e das etapas de simulações numéricas realizadas, a estrutura deste trabalho é descrita a seguir.

No capítulo 1 são apresentadas as motivações que incentivaram a pesquisa no tema de interação fluido-estrutura, com destaque a possíveis aplicações do tema.

No capítulo 2 é detalhada a revisão bibliográfica realizada, descrevendo os distintos mecanismos de interação fluido-estrutura e os efeitos de distintos parâmetros na resposta estrutural e esteira de vórtices resultante.

O capítulo 3 detalha a formulação matemática empregada, assim como a metodologia de resolução numérica utilizada. Além disso, são descritos os distintos casos que foram avaliados na análise paramétrica realizada.

O capítulo 4 apresenta o procedimento computacional de convergência de malha para o sistema proposto de interação fluido-estrutura. Também é apresentado

um caso de verificação do código numérico da interação fluido-estrutura com um *benchmark* presente na literatura.

No capítulo 5 são apresentados os resultados obtidos nas simulações numéricas e as discussões acerca dos distintos parâmetros avaliados.

O capítulo 6 reúne, resumidamente, as principais conclusões do trabalho realizado, além de sugestões para estudos futuros acerca do tema.

No apêndice A é apresentado um projeto básico de um túnel de água de baixa velocidade para construção futura no laboratório LabMEMS, a fim de permitir análises experimentais da interação fluido-estrutura em distintos sistemas.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Neste capítulo serão apresentados os trabalhos da literatura que abordam o fenômeno de interação fluido-estrutura, avaliando distintas classificações e categorias de interações. Com isso, será possível avaliar as atuais lacunas de pesquisa existentes para permitir a melhor compreensão do fenômeno de interação e dos efeitos resultantes no escoamento e nas oscilações estruturais.

2.1 Interação Fluido-Estrutura

As interações fluido-estrutura estão presentes em uma infinidade de situações, principalmente naquelas de relevância econômica, humana ou de pesquisa e engenharia, tais como o escoamento ao redor de um avião, de uma ponte ou de dutos de extração de petróleo, no interior de dutos e ao redor de válvulas, e até mesmo no interior de artérias e vasos sanguíneos. A presença abundante desses fenômenos na natureza e a grande complexidade dessas interações, observada nos inúmeros trabalhos presentes na literatura, resultou em distintas tentativas de se classificar e agrupar os fenômenos presentes nessas interações [26, 27].

Uma metodologia de avaliação das interações a ser destacada consiste na proposta por Naudascher e Rockwell [28] (Figura 2.1), a qual deixa de avaliar e agrupar os casos de acordo com os resultados da interação para identificar os mecanismos básicos de excitação. Esses mecanismos de excitação podem ser, basicamente, de três tipos: Excitação Induzida Externamente (EIE), Excitação Induzida por Instabilidades (IIE) e Excitação Induzida pelo Movimento da Estrutura (MIE).

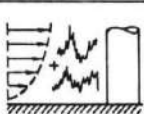
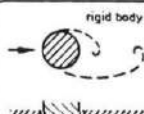
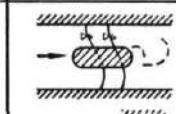
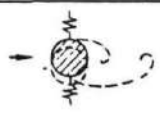
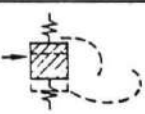
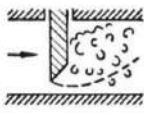
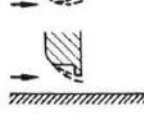
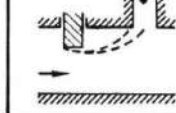

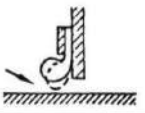
		EXTRANEOUSLY INDUCED EXCITATION (EIE)	INSTABILITY INDUCED EXCITATION (IIE)		MOVEMENT INDUCED EXCITATION (MIE)	
			Excitation unaffected by oscillators FLUID-DYNAMIC	Excitation affected by fluid oscillator FLUID-RESONANT	Excitation affected by body oscillator BODY-RESONANT	
FEATURES	Excitation due to	Flow pulsations not intrinsic to system	Flow instability	Flow instability controlled by fluid-resonator body-resonator		Self-excited movements of structure
	Excitation function of	Flow conditions alone (not affected by structural dynamics)		Flow conditions plus dynamics of fluid oscillator	body oscillator	Flow cond. plus struct. dynamics
EXAMPLES	Cylindrical Structure					
	Conduit Gate					

Figura 2.1: Classificação dos distintos mecanismos de excitação nas interações fluido-estrutura proposta por Naudascher e Rockwell [28].

As excitações induzidas externamente (EIE) são aquelas causadas por flutuações periódicas ou aleatórias na velocidade e/ou pressão do escoamento, e são independentes de instabilidades presentes no escoamento ou de movimentos da estrutura em análise. Como exemplos, destacam-se o *buffeting* (oscilações devido à turbulência do escoamento), a presença de ondas de choque em contato com estruturas ou ainda a presença de vórtices que se desprenderam de uma estrutura à montante, as vibrações induzidas por esteiras de vórtices (WIV) [26].

Já as excitações induzidas por instabilidades (IIE) são aquelas originadas devido à existência de instabilidades no escoamento devido à presença da estrutura, resultando em um regime instável (periódico ou não) que produz forças oscilatórias na estrutura, como é o caso dos vórtices que se desprendem de uma estrutura imersa em um escoamento. Essas excitações podem ser independentes da oscilação da estrutura, como em corpos rígidos e fixos (*fluid-dynamic* na Figura 2.1) ou, ainda, dependentes das oscilações da estrutura, de modo que podem ser amplificadas em uma região de sincronização (*lock-in*) entre a frequência de vibração da estrutura e frequência de variação da força de excitação, como nas vibrações induzidas por vórtices (VIV) [26], fenômeno auto-excitado e auto-limitado.

Por último, as oscilações estruturais geradas pelas excitações induzidas por movimentos da estrutura (MIE) são causadas por oscilações nas forças do fluido na estrutura resultantes dos movimentos da própria estrutura, sendo, assim, auto-excitadas. As vibrações podem ocorrer em um único ou múltiplos modos de vibração como o *flutter* (terminologia utilizada geralmente para a instabilidade, em corpos aerodinâmicos, dos modos de oscilação transversal e torção acoplados [27]) e *galloping* (terminologia utilizada para a instabilidade que resulta em oscilações transversais da estrutura [27]), além de poder envolver múltiplos corpos. O *galloping* ocorre

quando as camadas cisalhantes que se separam na borda de ataque da estrutura não se reatam ao corpo antes da borda de fuga (devido à geometria do corpo), de modo que ocorrem vibrações de baixa frequência e elevada amplitude. Já o *flutter* ocorre quando a movimentação transversal da estrutura é responsável por desprender vórtices que favorecem a oscilação [26]. Além disso, esse mecanismo pode favorecer, em determinadas condições, o acoplamento entre dois ou mais modos de vibração, de forma que a vibração em um modo favorece e amplifica a vibração em outro modo, e vice-versa [26]. Em ambos os casos é necessária uma velocidade mínima do escoamento para o início do fenômeno, denominada velocidade crítica.

Um efeito fundamental nas interações fluido-estrutura é o da massa virtual (ou massa adicional), manifestando-se apenas em situações de aceleração da massa de fluido e sendo dependente do tipo de movimento do corpo, da proximidade com outros corpos, superfícies livres, do tempo e da própria velocidade reduzida do escoamento [29, 30]. Essa massa virtual pode ser entendida, ainda, como a massa de fluido permanentemente deslocada entre as posições inicial e final devido à atuação de um corpo, podendo ser responsáveis por alterações significativas na dinâmica da oscilação devido às flutuações cíclicas impostas pela movimentação do corpo na massa virtual [29]. Um efeito direto na resposta dinâmica do sistema é o aumento da frequência natural de vibração da estrutura com o aumento da velocidade do escoamento devido à dependência inversa entre a frequência natural e o coeficiente de massa virtual, sendo ainda mais significativa no caso de reduzidas razões entre a densidade da estrutura e a densidade do fluido, como ocorre em escoamentos com água [30].

Já a classificação proposta por Blevins [27] agrupa os fenômenos de acordo com o tipo de escoamento incidente na estrutura, sendo permanente ou transiente (Figura 2.2). No caso de escoamentos permanentes, as oscilações estruturais são separadas naquelas causadas por instabilidades existentes na interação do escoamento com a estrutura e nas causadas pela presença de desprendimento de vórtices. E para os escoamentos transientes, estes são divididos de acordo com as flutuações no escoamento, sendo aleatórias, senoidais (ou periódicas) ou transientes.

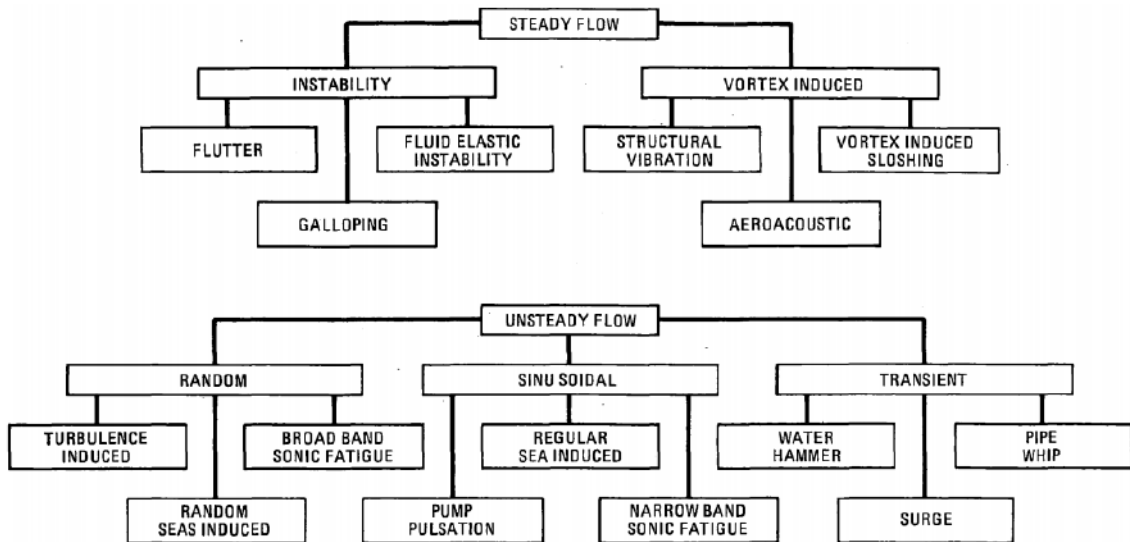


Figura 2.2: Classificação das distintas interações fluido-estrutura proposta por Bleivins [27].

O desprendimento de vórtices em escoamentos ao redor de corpos é, provavelmente, o fenômeno mais estudado em mecânica dos fluidos [31–35], com o número de Reynolds $Re = \rho_f U_c D_c / \mu_f$ (sendo ρ_f a densidade do fluido, μ_f a viscosidade dinâmica do fluido, U_c a velocidade característica do escoamento e D_c o comprimento característico do corpo), caracterizando os regimes de escoamento ao redor do corpo. Em números de Reynolds muito baixos ($Re < 5$) há predominância de efeitos viscosos (escoamento de Stokes), sem separação entre o fluido e o corpo. A separação entre o escoamento e a parede do corpo passa a ocorrer em $5 < Re < 40$ com o surgimento de duas regiões de recirculação de fluido atrás do corpo, mantendo-se um perfil estacionário no tempo. A partir de um número de Reynolds crítico ($Re_{crit} \approx 49$) o escoamento em regime permanente passa a ser instável, de forma a surgir o fenômeno de desprendimento de vórtices do corpo com frequência de desprendimento f_{St} (adimensionalizado pelo número de Strouhal $St = f_{St} D_c / U_c$), presente do regime de escoamento laminar ao turbulento, resultando em oscilações periódicas nas forças de sustentação e arrasto atuantes no corpo, de forma que corpos não rígidos podem apresentar vibrações conforme a atuação dessas forças, sendo denominadas Vibrações Induzidas por Vórtices (VIV), conforme indicado na Figura 2.3 [29, 36, 37], um fenômeno de oscilações auto-controladas.

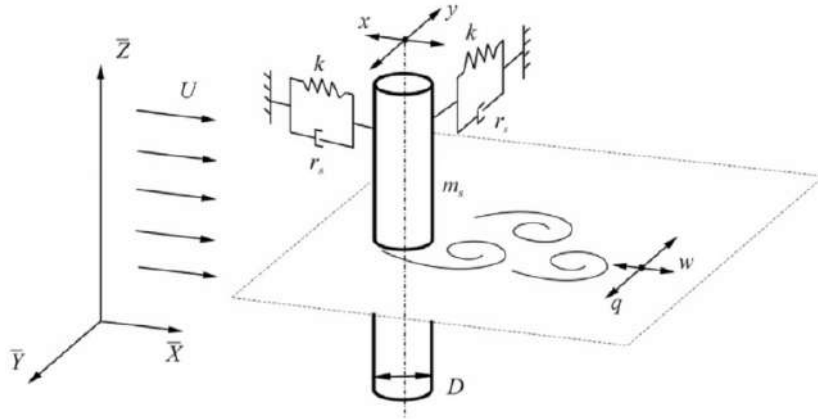


Figura 2.3: Esquema representativo da dinâmica das vibrações induzidas por vórtices [38].

Desde o clássico trabalho de Feng [39], houveram diversos avanços no entendimento dos mecanismos de ação, nos parâmetros fundamentais e na dinâmica do VIV, reunidos em diversos trabalhos de revisão [29, 30, 37, 40]. Dentre os parâmetros que governam esse fenômeno, destacam-se o amortecimento normalizado da estrutura ζ_s , a razão de massas entre a estrutura e o fluido $m^* = \rho_s/\rho_f$, a massa virtual e a intensidade turbulenta do escoamento incidente [29]. A característica fundamental dessas interações é a da região de sincronização entre a frequência de desprendimento de vórtices f_{vs} e a frequência de oscilação da estrutura f_{ex} ($f_{vs} = f_{ex}$), apresentando uma histerese na oscilação da estrutura ao aumentar ou diminuir a velocidade do escoamento nas região final do VIV, evidenciando o caráter não linear da interação fluido-estrutura [40], conforme observado nas Figuras 2.4.a-b para a amplitude de oscilação A e frequências f_{ex} e f_{vs} para distintos valores de m^* .

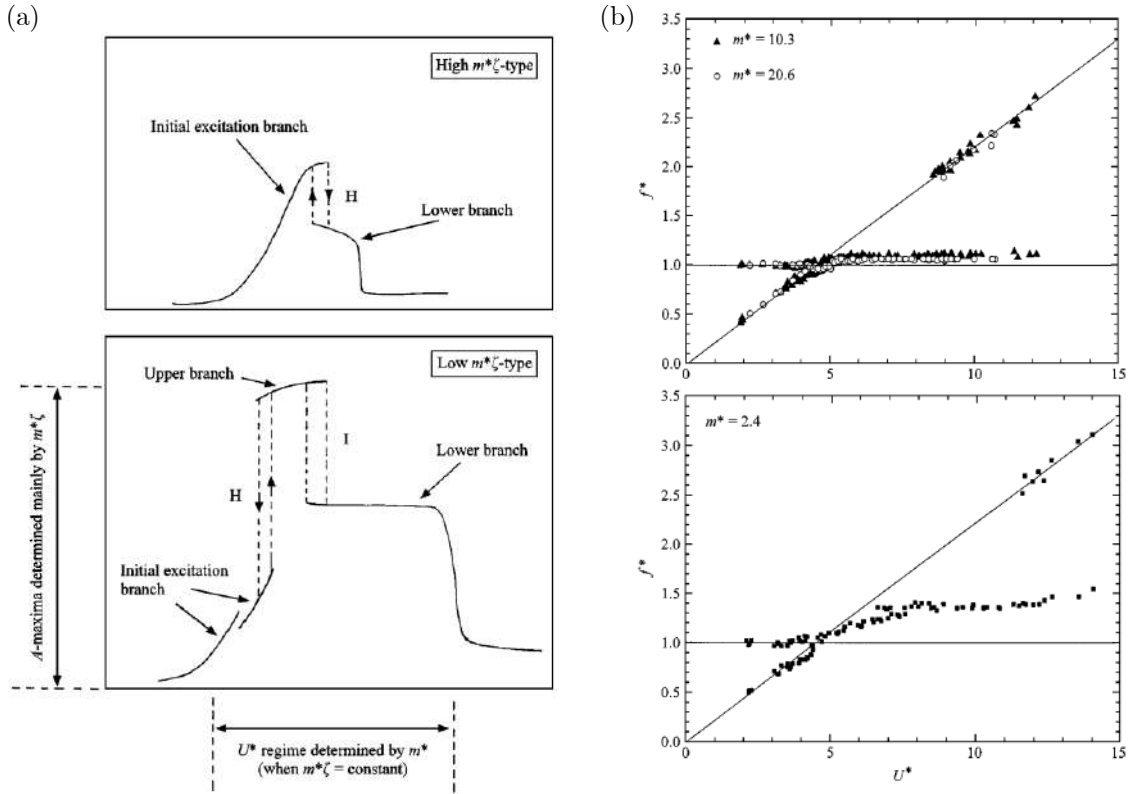


Figura 2.4: Resultados, ao variar $U^* = U/f_n D_c$, da (a) amplitude de oscilação da estrutura e das (b) frequências de oscilação e de desprendimento de vórtices ($f^* = f_{ex}/f_n$) para distintas razões m^* [41].

Neste fenômeno, ao aumentar a velocidade do escoamento a frequência de desprendimento de vórtices se aproxima da frequência natural do corpo ($U^* = U/f_n D_c = 1/St$ para oscilações transversais e $U^* = U/f_n D_c = 1/2St$ para as oscilações paralelas devido à frequência de oscilação da força de arrasto - componente paralela da força atuante no corpo - ser o dobro da frequência da força de sustentação - componente transversal da força [42]), o qual passa a apresentar pequenas oscilações que aumentam de amplitude rapidamente com a velocidade (*initial branch* ou faixa de início do VIV). Nessa região há o início da sincronização entre as frequências de desprendimento de vórtices e de oscilação do corpo ($f_{vs} = f_{ex}$). Com o aumento da velocidade do escoamento a amplitude de oscilação aumenta rapidamente, passando para a região de altas (*upper branch*) ou baixas (*lower branch*, com amplitudes máximas de cerca de $0,6D_c$ para o caso sem amortecimento) amplitudes, de acordo com m^* . Reduzidos valores de m^* resultam em maiores amplitudes de resposta e uma maior faixa de ressonância no ramo de menores oscilações (*lower branch*), mas o ramo de máxima excitação (*upper branch*) é caracterizado pelo parâmetro combinado $m^*\zeta_s$ [30, 41], o qual pode ser denominado parâmetro de Skop-Griffin $S_G = 2\pi^3 St^2 m^*\zeta_s$ [43]. Na região de baixas amplitudes há uma mudança no ângulo de fase entre a oscilação do corpo e o coeficiente de sustentação de 0° a 180° .

Conforme descrito por Sarpkaya [29], os vórtices e as camadas cisalhantes do escoamento determinam as instabilidades no escoamento com a interação entre camadas cisalhantes resultando no desprendimento de vórtices, que resultam em forças oscilatórias atuantes no corpo (tanto de sustentação como arrasto), gerando a movimentação do corpo até a condição de uma frequência comum f_{com} entre a excitação do escoamento (desprendimento de vórtices) e a movimentação da estrutura. Apesar da frequente analogia entre o regime de sincronização, na frequência comum f_{com} , e a frequência natural de vibração da estrutura f_n , alguns trabalhos evidenciaram que frequências de desprendimento de vórtices f_{vs} iguais a múltiplos da frequência de oscilação da estrutura (modos sub-harmônicos, harmônicos e super-harmônicos) também promovem a oscilação da estrutura [29], conforme Figura 2.5. Além disso, para reduzidas razões m^* a frequência comum da região de sincronização aumenta com a velocidade reduzida U^* [41], enquanto para maiores valores de m^* essa frequência permanece praticamente constante e igual a f_n .

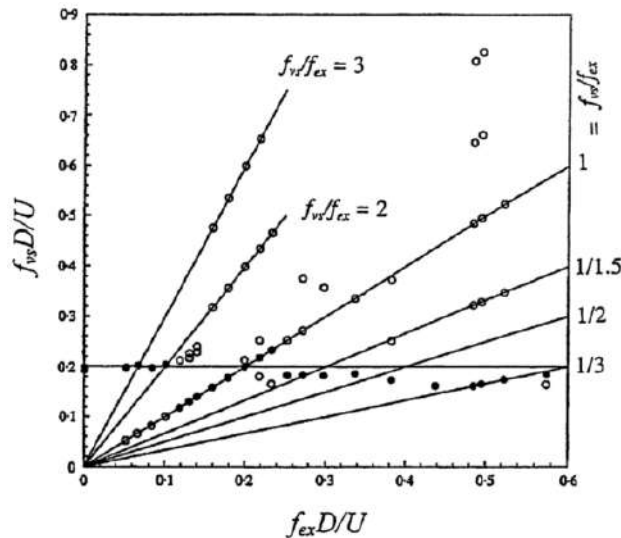


Figura 2.5: Relação entre as frequências de desprendimento de vórtices f_{vs} e de oscilação da estrutura f_{ex} para uma amplitude de oscilação A da estrutura igual a $0,22D$ e $Re = 1500$ [29].

O intenso trabalho de pesquisa para descrever e melhor compreender o fenômeno das vibrações induzidas por vórtices permitiu avaliar a resposta do sistema para distintos parâmetros, destacando a influência da razão entre massas m^* [29, 37, 41, 44], do amortecimento da estrutura ζ_s [29, 37, 45–49], do número de Reynolds Re [29, 37, 45, 47, 49, 50] e da geometria da seção do corpo [51–53], além de avaliar o efeito não somente para oscilações transversais, mas também em conjunto com oscilações paralelas ao escoamento incidente [46, 50, 54–57]. A avaliação somente das oscilações paralelas ao escoamento incidente também foi realizada por Konstantinidis *et al.* [42].

Ao longo dos anos de pesquisa no fenômeno do VIV, significativas variações na resposta do sistema foram observadas entre experimentos realizados com ar ($m^* = O(100)$) ou água ($m^* = O(1)$) [29, 37]. Khalak e Williamson [41] avaliaram as oscilações transversais de um corpo de seção circular para $m^* = 1$ a 20. Com isso, foi possível observar a presença da região de altas amplitudes (*upper branch*) apenas para menores valores de m^* (Figura 2.4.a), observando ainda que nessas condições a frequência na região de sincronização aumenta com a velocidade (Figura 2.4.b). E essa região de altas amplitudes é expandida para uma maior faixa de U^* quanto menor m^* , com Williamson e Govardhan [37] propondo a existência de um valor crítico no qual essa região se estende para $U^* \rightarrow \infty$, sendo igual a 0,50 para um corpo de seção circular engastado em uma extremidade e livre na outra, 0,52 para um corpo de seção circular bi-apoiado em molas e 0,30 para uma esfera [37].

A relação entre a razão m^* e a resposta no sistema também foi avaliada por Navrose e Mittal [58] a partir de uma análise de estabilidade linear, a fim de verificar os modos instáveis (autovalor positivo) dominantes responsáveis pela sincronização entre o desprendimento de vórtices e a oscilação da estrutura. Com essa análise, verifica-se a existência de três modos instáveis, um para o domínio do fluido (modo hidrodinâmico), um para a estrutura (modo estrutural) e um modo acoplado fluido-estrutura, de acordo com m^* e Re , conforme Figura 2.6. Assim, é evidente a possibilidade das oscilações ocorrerem de acordo com instabilidades do fluido, da estrutura ou de forma acoplada, sendo esta equivalente a um *flutter* entre os modos hidrodinâmico e estrutural, o qual ocorre para uma ampla faixa de Reynolds para menores m^* conforme indicado na Figura 2.6. Para $Re > Re_{crit}$ (sendo Re_{crit} o Reynolds crítico de início do desprendimento de vórtices para um corpo fixo) observa-se que a sincronização ocorre para distintos modos, já que mais de um modo é instável, e requer um valor mínimo para a fração da energia contida na oscilação da estrutura.

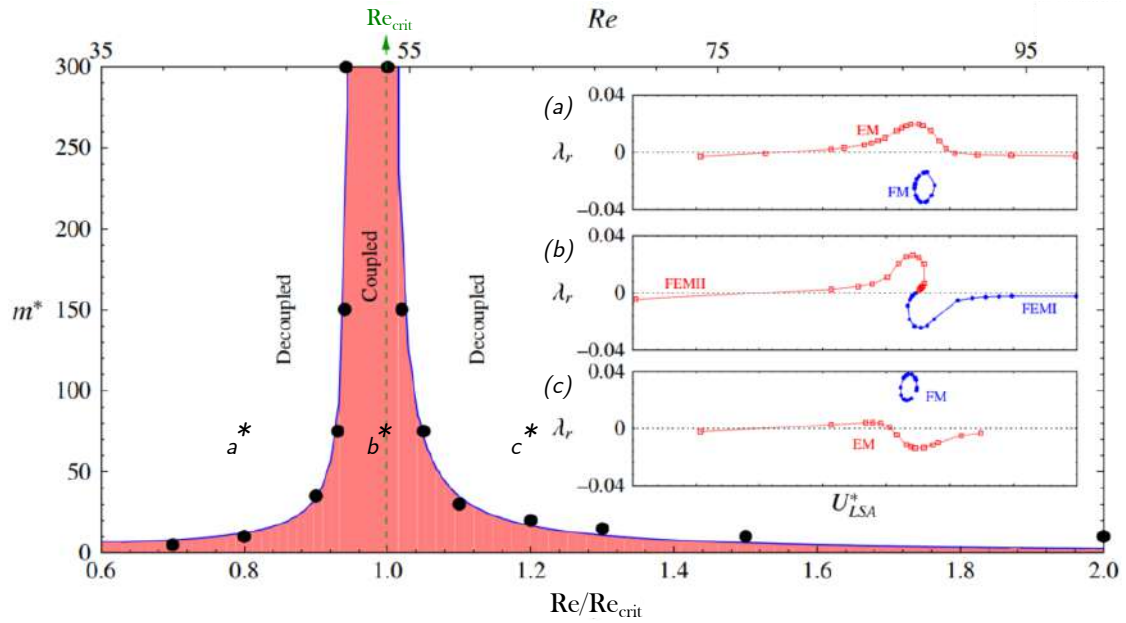


Figura 2.6: Avaliação do acoplamento e desacoplamento dos modos hidrodinâmico (FM) e estrutural (EM) nas vibrações induzidas por vórtices de um cilindro de acordo com m^* e Re [58].

Além da razão entre massas do fluido e do corpo m^* , o amortecimento no sistema é um dos parâmetros que mais afeta na resposta do sistema, sendo muito investigado com relação à capacidade máxima de colheita de energia de sistemas VIV [47–49], já que a colheita de energia representa um amortecimento adicional no sistema. Ao avaliar distintos coeficientes de amortecimento do sistema em VIV, observa-se que a máxima amplitude de oscilação ocorre para um amortecimento nulo, de forma que esse valor é reduzido a zero ao aumentar o amortecimento, indicando a existência de um coeficiente de amortecimento ótimo para a colheita de energia nesses sistemas [47–49]. Soti *et al.* [49] verificaram que ao aumentar o coeficiente de amortecimento do sistema, há uma redução nas regiões de alta e baixa amplitudes, além de suavizar as transições entre regiões e de promover uma dessincronização em menores velocidades U^* (Figura 2.7.a). Além disso, o ângulo de fase entre a oscilação e a força de sustentação deixa de apresentar o salto de 0° para 180° , soluções para o ângulo de fase de um corpo oscilando forçadamente em ressonância e sem amortecimento, para apresentar uma transição suave e entre valores maiores que 0° e menores que 180° (Figura 2.7.b).

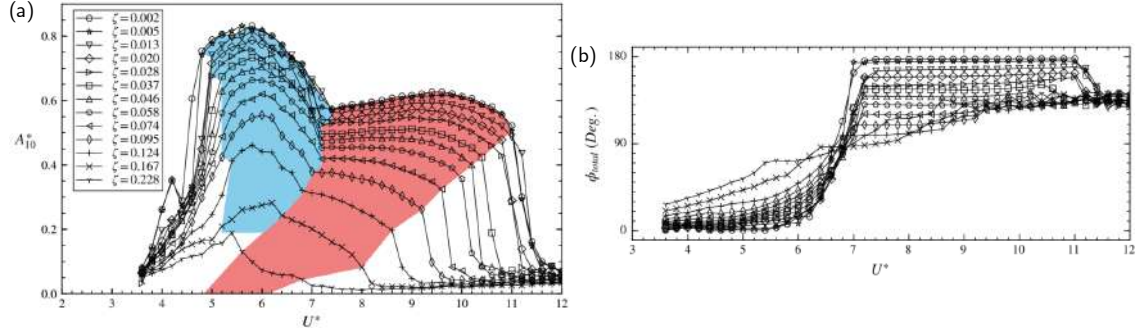


Figura 2.7: Avaliação do efeito do coeficiente de amortecimento na (a) amplitude de oscilação e (b) ângulo de fase entre a oscilação e a força atuante (sustentação) [49].

Dadas as elevadas amplitudes máximas de oscilação que podem ocorrer nas vibrações induzidas por vórtices, curvas de projeto universais que indiquem a amplitude máxima de acordo com as condições do sistema são objeto de desejo a fim de um adequado projeto estrutural. Em uma das tentativas de criar uma curva universal para o corpo de seção circular, Griffin [59, 60] propôs a utilização do parâmetro Skop-Griffin S_G para o agrupamento dos dados de máxima amplitude da literatura, sendo observadas grandes variações para menores valores de S_G (Figura 2.8.a), não garantindo o estabelecimento de curvas universais para a predição das amplitudes máximas. Khalak e Williamson [41] propuseram alterar o uso do parâmetro S_G para o parâmetro equivalente $(m^* + C_A) \zeta_s$ (sendo $C_A = 1$ o coeficiente de massa virtual no escoamento potencial), obtendo duas curvas, uma para as condições de baixas amplitudes (*lower branch*) e uma para as de altas amplitudes (*upper branch*) (Figura 2.8.b), a qual apresenta ainda uma grande variação nos dados. Já Govardhan e Williamson [45], com o uso do parâmetro $(m^* + C_A) \zeta_s$, verificaram um aumento na amplitude de oscilação máxima com o número de Reynolds, propondo que a amplitude máxima pode ser descrita pela multiplicação de um termo dependente de $(m^* + C_A) \zeta_s$ e um termo dependente do Reynolds¹, o que permitiu a boa representação em uma curva universal (Figura 2.8.c). Posteriormente, Soti *et al.* [49] propôs a utilização da função $A_{max}^* = \exp(-0.940 (m^* + C_A) \zeta_s - 0.935 [(m^* + C_A) \zeta_s]^2) \log_{10}(0.402 Re^{0,366})$ para substituir o polinômio de segundo grau utilizado em Govardhan e Williamson [45], permitindo uma boa representação da amplitude máxima mesmo na condição de $(m^* + C_A) \zeta_s > 1,87$. Destaca-se, na Figura 2.8.c, o limite inferior para $Re = 500$, de forma que para menores valores de Re não é observada a região de altas amplitudes (*upper branch*), com a amplitude máxima de $0,6D_c$ a amplitude da região de baixas amplitudes (*lower branch*). Além disso, a verificação dessas curvas para elevados Re ainda permanece uma lacuna de pesquisa a ser investigada.

¹A equação proposta por Govardhan e Williamson [45] para a máxima amplitude é dada por $A_{max}^* = \left(1 - 1.12 (m^* + C_A) \zeta_s + 0.3 [(m^* + C_A) \zeta_s]^2\right) \log_{10}(0.41 Re^{0,36})$.

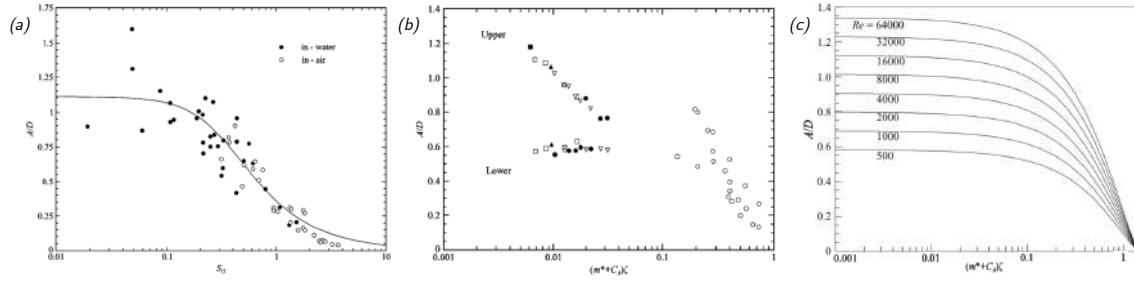


Figura 2.8: Gráficos de amplitude máxima do VIV (transversal) em relação aos parâmetros (a) S_G , (b) $(m^* + C_A) \zeta_s$ [41] e (c) $(m^* + C_A) \zeta_s$ de acordo com a proposta de Govardhan e Williamson [45].

Zhao *et al.* [51], ao avaliar o escoamento ao redor de um corpo de seção em D com a seção reta à jusante em água ($m^* = 6$), observou a não necessidade de uma seção posterior ao corpo (*afterbody*) para a ocorrência do VIV, como era proposto anteriormente [29]. Entretanto, essa região está intimamente relacionada à região de baixas amplitudes, sendo suprimida para o corpo de seção em D com a seção reta à jusante (Figura 2.9.a) e com amplitudes máximas próximas ao corpo de seção circular para o Reynolds considerado. Enquanto isso, o corpo com a seção reta à montante apresenta a região de baixas amplitudes e ainda o *galloping* após a região de dessincronização do VIV, a qual pode ser substituída por uma região de transição entre o VIV e o *galloping* dependendo de m^* (Figura 2.9.b).

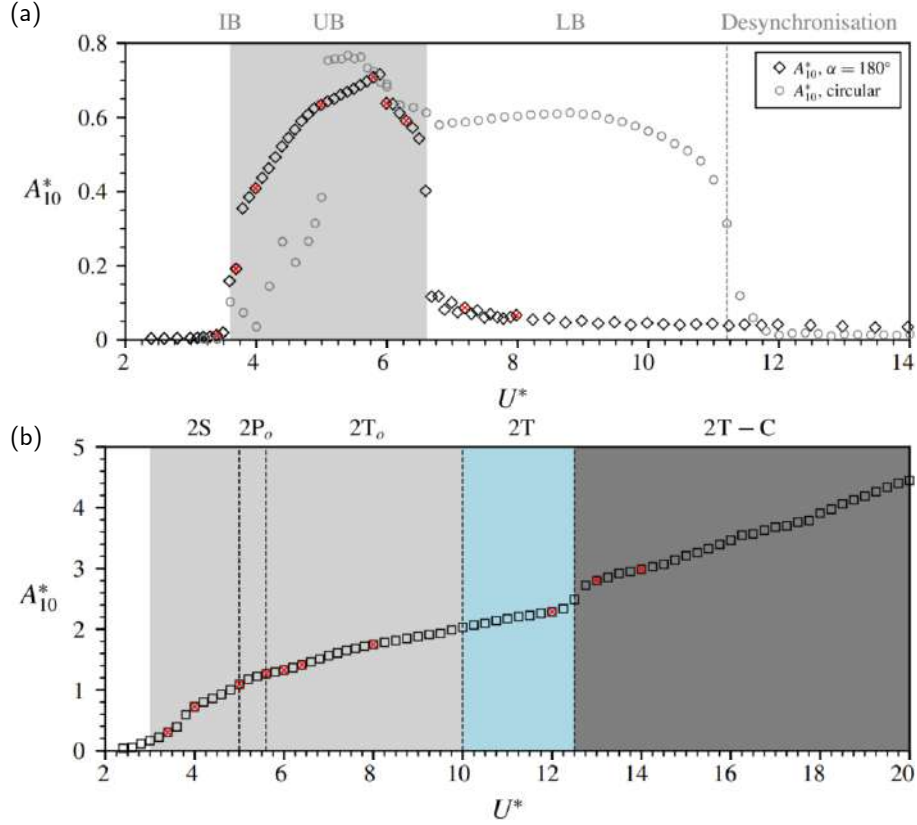


Figura 2.9: Variação da amplitude máxima das oscilações com a velocidade reduzida U^* para o corpo de seção em D com a seção reta (a) à jusante e (b) à montante [51].

Outros autores avaliaram ainda as vibrações induzidas por vórtices em um corpo de seção quadrada rotacionado de 45° (formato de losango) para oscilações transversais [52] e corpos elípticos de razão de aspecto 10/9 expostos a oscilações transversais e paralelas [53], para $50 < Re < 180$. Sourav *et al.* [52] avaliou o corpo de seção quadrada rotacionado para $m^* = 10$ e $Re = 100$, verificando a presença das regiões de início, de baixas amplitudes e de dessincronização, conforme Figura 2.10.a e semelhante ao caso do corpo de seção circular. Uma comparação com a resposta do VIV para corpos de seção circular, quadrada rotacionada e quadrada é apresentada nas Figuras 2.10.b. Para o corpo elíptico [53], na condição de $m^* = 1$ há o surgimento, para oscilações transversais, de um novo regime após a região de baixas amplitudes (Figura 2.10.c), denominado região de baixas amplitudes estendida (*Extended lower branch*) e que apresenta uma forte redução no número de Strouhal (Figura 2.10.d). Essa região é seguida de uma região terminal (*Terminal branch*) que apresenta um aumento abrupto no número de Strouhal para, posteriormente, ocorrer a região de dessincronização. Observou-se que as oscilações apenas transversais (Y) possuem menor amplitude máxima de oscilação que as oscilações transversais (Y) e paralelas (X), além de que na região de transição para a dessincronização as oscilações apenas em Y apresentam uma transição gradual, enquanto as oscilações em X e Y apresentam uma transição abrupta [53]. Enquanto nas oscilações em X e Y para

$m^* > 5$ há a predominância das regiões de início do VIV e de baixas amplitudes, para $m^* = 1$ há a verificação de uma nova região, denominada região inicial estendida, que permite a transição suave entre os dois números distintos de Strouhal do final da região inicial e início da região de baixas amplitudes. Em relação ao amortecimento, o efeito na amplitude de oscilação é de reduzir o seu valor máximo e ainda suavizar transições bruscas entre os distintos regimes observados. Em ambas geometrias destaca-se a mudança no ângulo de fase de 0° a 180° ao longo do VIV, com uma mudança abrupta ocorrendo na região de baixas amplitudes [52, 53].

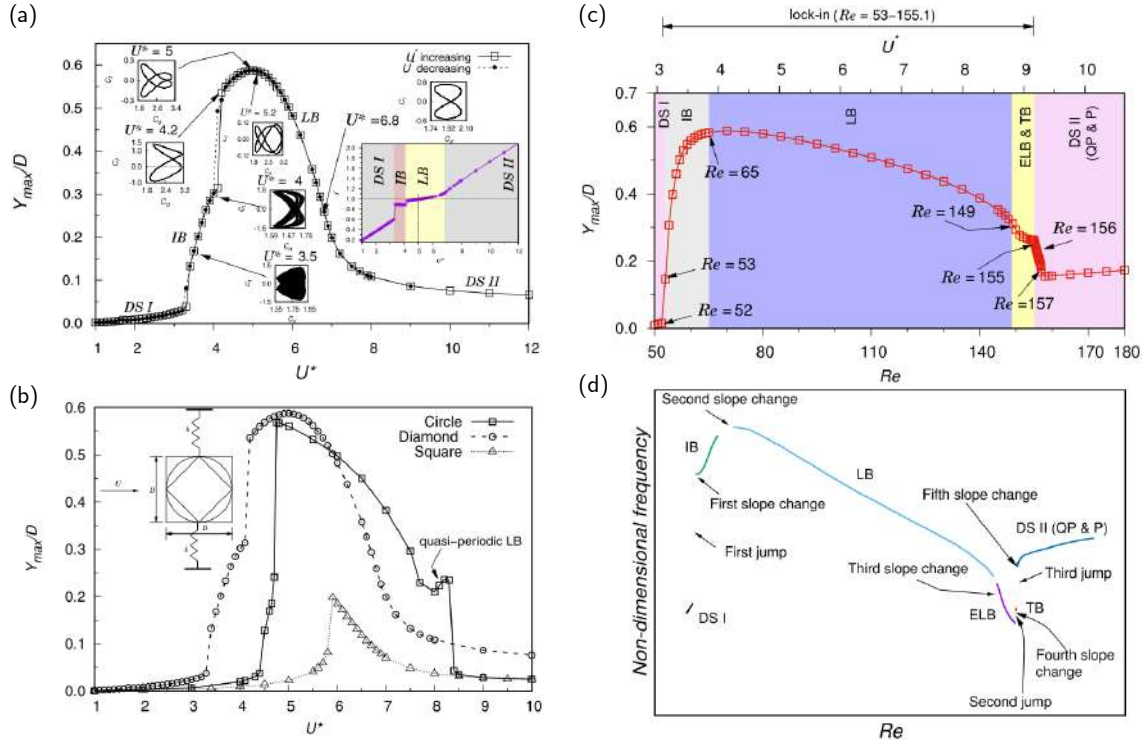


Figura 2.10: Resposta da amplitude da oscilação da estrutura com seção transversal (a) quadrada rotacionada, (b) quadrada rotacionada, circular e quadrada [52], (c) elíptica e (d) resposta do número de Strouhal para o corpo elíptico para $m^* = 1$ [53].

O efeito de paredes próximas e da razão de bloqueio β (razão entre o comprimento característico do corpo e a largura do canal no qual está imerso) também foi avaliado [46, 50, 55, 56, 61], com destaque à relação entre a razão de bloqueio e a histerese presente na transição da região inicial (*initial branch*) para a de altas amplitudes (*upper branch*) observada em [41] (Figura 2.4.a). Prasanth *et al.* [46] verificaram, para o corpo de seção circular, que para $1 \leq m^* \leq 10$ há uma razão de bloqueio crítica na qual não existe a histerese entre os regimes de início e de altas amplitudes, com a razão de bloqueio dependente de m^* , enquanto para $m^* > 20$ essa histerese é observada mesmo em bloqueios muito pequenos ($\beta \rightarrow 0$), como pode ser observado na Figura 2.11. Também foi observada uma redução nessa região de

histerese com o aumento no amortecimento, ou seja, há uma redução na razão de bloqueio necessária para que não ocorra a histere [46]. Já na transição do final da região de baixas amplitudes para a dessincronização das oscilações foi observado que a razão de bloqueio não influencia na presença ou não da histerese.

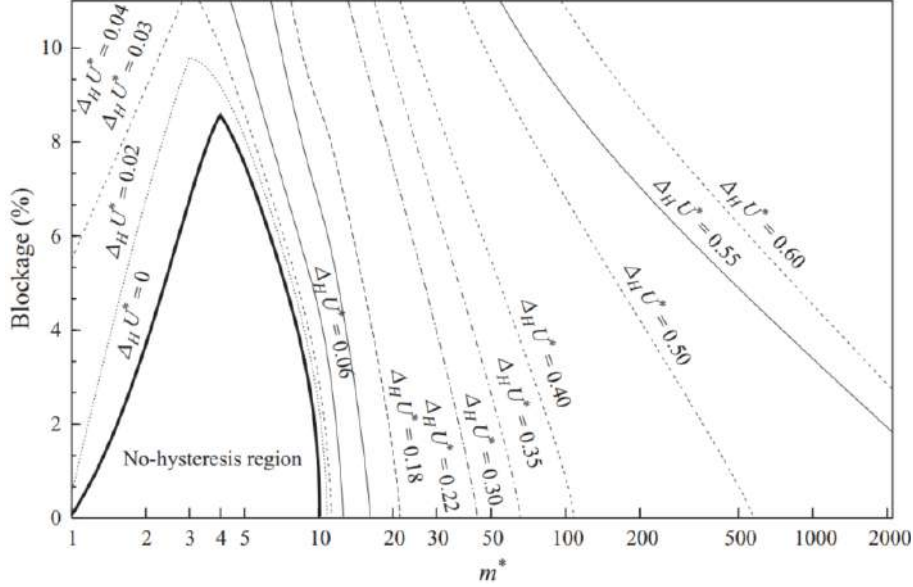


Figura 2.11: Variação da região de histerese ($\Delta_H U^*$) com relação a razão m^* e a razão de bloqueio β [46].

Já a presença de uma parede próxima ao corpo acarreta em mudanças significativas na resposta do sistema para oscilações transversais e paralelas [55, 56, 61], com as avaliações desses autores, no regime laminar, realizadas para as distâncias da parede adimensionalizadas e_y/D_c acima de 0,9 [55], entre 0,6 e 3 [56], e igual a 0,1 [61]. Na menor distância avaliada entre o cilindro e a parede, de $0,1D_c$, Chen *et al.* [61] utilizaram um modelo que assume uma colisão elástica com a parede para $e_y \leq 0,005D_c$, o que permitiu verificar que as oscilações ocorrem mesmo para números de Reynolds baixos, confirmando a supressão do vórtice que se desprende do cilindro na região próxima à parede devido à forte interação com as camadas cisalhantes presentes na camada limite da parede, levando à extinção da histerese. Também observaram oscilações periódicas em $55 \leq Re \leq 200$, com trajetórias oblíquas dadas pela razão $f_{x,ex}/f_{y,ex} = 1$ (relacionado com o desprendimento de apenas 1 vórtice por ciclo, igualando as frequências de oscilação das forças de arrasto e sustentação) e amplitudes máximas de oscilação em Y iguais a $0,35D_c$, as quais ocorrem em frequências maiores que a natural do cilindro, além de não observarem a histerese nas oscilações [61]. Para distâncias iguais a $0,9D_c$ Li *et al.* [55] verificou que a parede próxima ao cilindro reduz a amplitude máxima de oscilação na direção transversal (Y), mas aumenta significativamente a oscilação na direção paralela (X), podendo ser 17 vezes maior que no caso não confinado. Também verificaram

a supressão do desprendimento de 1 vórtice, com a exceção para o regime de maior amplitude de oscilação, onde há o desprendimento de 1 vórtice de baixa intensidade da região do cilindro próxima a parede. O desprendimento de 2 vórtices, e a clássica figura no formato de 8 para a relação entre oscilações nas duas direções (ou forças de arrasto e sustentação), ocorrem para uma distância da parede acima de, aproximadamente, $1,5D_c$ [56]. E para distâncias da parede intermediárias, iguais a $0,6D_c$, Chen *et al.* [56] observaram uma mudança na resposta do sistema, verificando que há um significativo prolongamento da região inicial, se estendendo até $U^* \approx 6$, o que resulta em maiores amplitudes de oscilação ($A_{y,max} \approx 0,7D_c$ e $A_{x,rms} \approx 0,225D_c$), com destaque ao aumento de cerca de 25 vezes nas oscilações em X quando comparado ao caso não confinado. Já o aumento na espessura da camada limite tem papel fundamental para aumentar as oscilações em X , estender a região de início do VIV e permitir uma transição mais suave para a região de baixas amplitudes, além de estender o regime de oscilações para maiores valores de U^* .

Além das oscilações transversais, Konstantinidis *et al.* [42] avaliou apenas as oscilações paralelas ao escoamento incidente para m^* entre 2 e 20, verificando um significativo aumento na amplitude de oscilação com o aumento do número de Reynolds, e uma extensão da região com a presença de oscilações paralelas ao reduzir m^* mantendo-se iguais as máximas amplitudes para distintos m^* , além da ocorrência da amplitude máxima em um menor valor de velocidade reduzida para menores m^* . E no ângulo de fase observa-se que, enquanto nas oscilações transversais a mudança no ângulo de fase de 0° para 180° ocorre mais suavemente ao reduzir m^* , a variação de m^* não influencia na mudança brusca que ocorre para as oscilações paralelas [42]. A avaliação conjunta de oscilações transversais (Y) e paralelas (X) foi realizada por alguns autores, destacando o trabalho de Jauvtis e Williamson [54], o qual avaliou, para m^* entre 1,5 e 25, as oscilações transversais e paralelas para o caso de um cilindro com frequências naturais iguais em ambas as direções de oscilação. Identificam-se dois regimes de oscilações de acordo com m^* , de modo que para $m^* > 6$ a resposta do sistema é muito semelhante ao caso de somente oscilações transversais, enquanto que para $m^* < 6$ é possível verificar um aumento na amplitude máxima de oscilação de $A_{y,max} \approx 1$ para $A_{y,max} \approx 1,5$, e de $A_{x,max} \approx 0,1D_c$ para $A_{x,max} \approx 0,3D_c$. Essa região de elevadas amplitudes é denominada *super-upper branch*, iniciando-se após a região inicial do VIV [54]. Já Zhao [57] avaliou as oscilações para distintas razões $0,5 < f_{nx}/f_{ny} < 4$ entre a frequência da oscilação paralela f_{nx} e transversal f_{ny} para $m^* = 2$ e regime laminar, o que impede a presença das regiões de alta (*upper branch*) e super-alta (*super-upper branch*) amplitude. Para razões de frequências iguais a 0,5, 1, 3,5 e 4 a amplitude máxima de oscilação é semelhante em todas elas, com $A_{y,max} \approx 0,6D_c$ e $A_{x,max} \approx 0,1D_c$, com uma distinção no ângulo de fase entre as oscilações em X e em Y de modo que para $0,5 \leq f_{nx}/f_{ny} \leq 2$

esse ângulo possui valores entre 270° e 360° , e para $3,5 \leq f_{nx}/f_{ny} \leq 4$ os valores estão entre 90° e 180° .

Para valores intermediários da razão f_{nx}/f_{ny} , entre 1,5 e 3, a resposta do sistema é muito distinta, com padrões de vórtices e respostas dinâmicas complexas para os valores de 2,5 e 3, como indicado nas Figuras 2.12.a-h. Um aspecto interessante é a averiguação da dupla sincronização (para as oscilações transversais e também para as paralelas) em todas as condições de f_{nx}/f_{ny} e não apenas na condição de $f_{nx}/f_{ny} = 2$, sendo a condição naturalmente satisfeita. Para as outras razões de frequência, essa dupla sincronização ocorre, de modo que a condição a ser satisfeita é a da razão entre frequências efetivas $f_{nx,eff}/f_{ny,eff}$ ser igual a 2, com a frequência efetiva contabilizando o efeito do coeficiente de massa virtual, ou seja, com a atuação do coeficiente de massa virtual atuando para garantir $f_{nx,eff}/f_{ny,eff} = 2$. A frequência natural efetiva é indicada na Equação (2.1) para $f_{nx,eff}$, sendo C_{Ax} o coeficiente de massa virtual na direção das oscilações paralelas.

$$\frac{f_{nx,eff}}{f_{nx}} = \sqrt{\frac{1}{1 + C_{Ax}/m^*}} \quad (2.1)$$

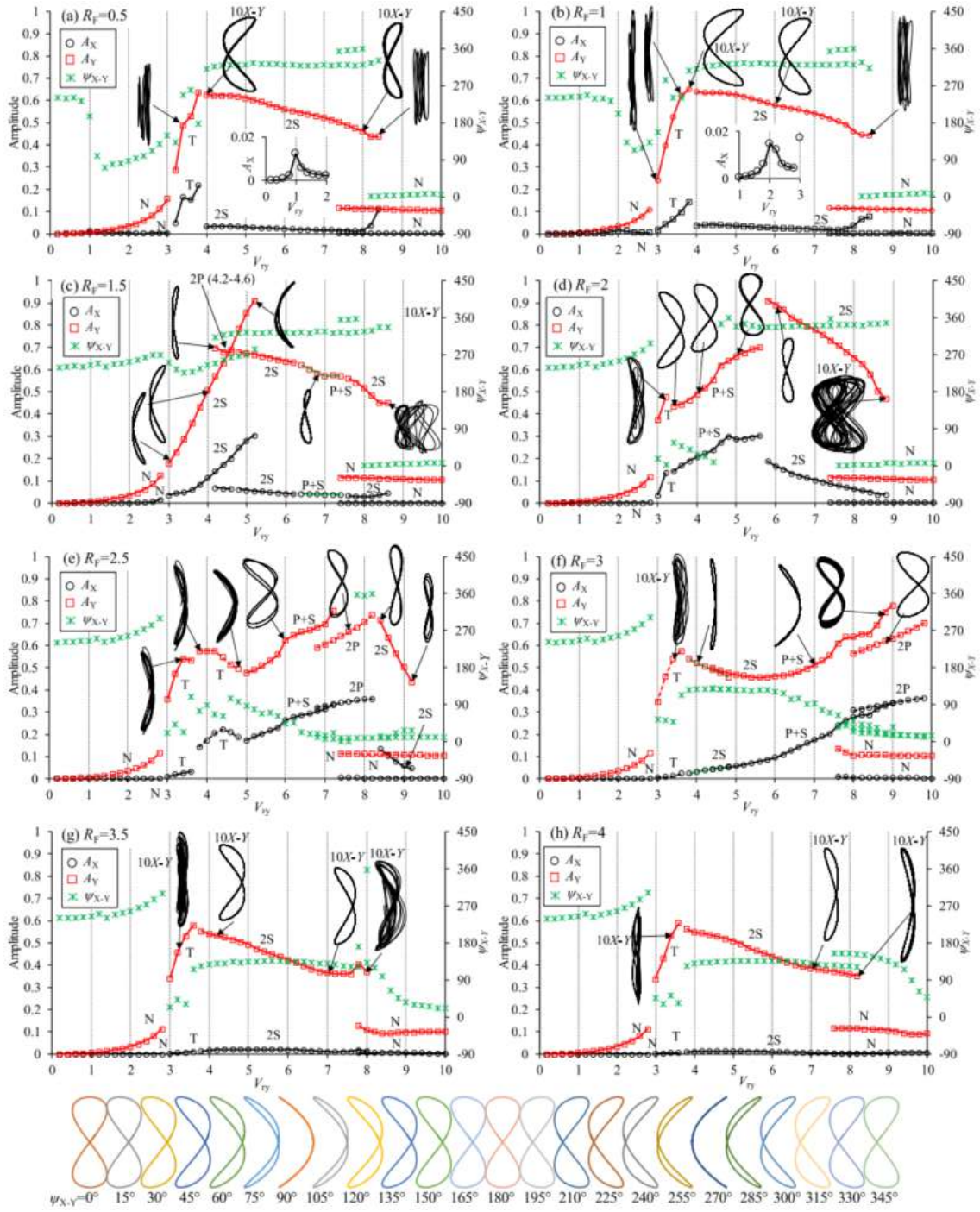


Figura 2.12: Variação das amplitudes de oscilação e ângulo de fase entre as oscilações paralelas (X) e transversais (Y) com a velocidade reduzida para f_{nx}/f_{ny} igual a (a) 0,5, (b) 1, (c) 1,5, (d) 2, (e) 2,5, (f) 3, (g) 3,5 e (h) 4 [57]. Abaixo das figuras estão trajetórias para oscilações senoidais para distintos ângulos de fase Ψ_{X-Y} .

Já Prasanth *et al.* [46] verificaram o efeito das oscilações transversais e paralelas na histerese entre o regime inicial e o regime de altas amplitudes, observando que, apesar das amplitudes máximas semelhantes, a histerese no caso de somente oscilações transversais é maior, sendo justificado pela presença de vórtices mais intensos nessa condição.

Além do VIV, outra categoria de oscilações induzidas pela interação fluido-estrutura é o *galloping*, o qual ocorre por uma interação não linear entre a esteira instável do corpo e uma elevada frequência de desprendimentos de vórtices, relacionado a uma baixa razão entre a frequência de oscilação do corpo (menor que a frequência natural de vibração) e a frequência de desprendimento de vórtices (frequência das componentes periódicas de força do fluido na estrutura) [62]. Nesse fenômeno a oscilação do corpo faz com que atue sobre ele uma força na direção do movimento, contribuindo à oscilação (MIE) e resultando em elevadas amplitudes de oscilação, sem ser um fenômeno auto-limitado como o VIV, o que pode causar danos à estrutura [63]. Conforme mencionado anteriormente, o *galloping* requer uma velocidade mínima, denominada velocidade crítica², para o início das oscilações, de forma que esse fenômeno pode necessitar ainda de uma amplitude de oscilação mínima para o início (*hard oscillator* ou oscilador forte) ou pode iniciar do repouso (*soft oscillator* ou oscilador fraco) [36].

Para esse fenômeno ocorrer, o corpo deve possuir uma seção transversal assimétrica em relação ao escoamento relativo incidente [64], de forma que o ângulo de ataque α , sendo o ângulo entre a velocidade do escoamento $U_\infty \mathbf{e}_1$ e a velocidade do corpo $\dot{q}^d \mathbf{e}_2$, conforme Figura 2.13, é um dos parâmetros fundamentais [62]. Tipicamente, para corpos de seção transversal assimétrica, ao aumentar a velocidade do escoamento, são observadas, inicialmente, as vibrações induzidas por vórtices e, posteriormente, o *galloping* [63, 65–69], podendo apresentar ou não uma região de transição caso a velocidade crítica seja maior que a velocidade de encerramento (ou dessincronização) do VIV. Devido à elevada razão entre a frequência de desprendimento de vórtices f_{vs} e a frequência natural de oscilação da estrutura f_n , comumente utiliza-se da hipótese quasi-permanente para a fluidodinâmica do sistema, a qual assume que as forças do fluido na estrutura são determinadas apenas pela velocidade relativa instantânea, dependente de α . Essa hipótese é válida para $U^* = \frac{U_c}{f_n D_c} > 20$, de forma que nos casos onde $1 < U^* < 20$, região onde estão presentes as vibrações induzidas por vórtices, essa suposição não é válida [27, 70].

²A velocidade crítica do *galloping* depende de propriedades da estrutura (massa m_s , amortecimento ζ_s , comprimento característico D_c e frequência natural f_n), da densidade do fluido ρ_f e da variação do coeficiente de sustentação com o ângulo de ataque $\partial C_L / \partial \alpha$ (determinado pela geometria da seção transversal do corpo), sendo dada por $U_{crit} = (8m_s \pi \zeta_s f_n) / (\rho_f D_c (\partial C_L / \partial \alpha))$ [27].

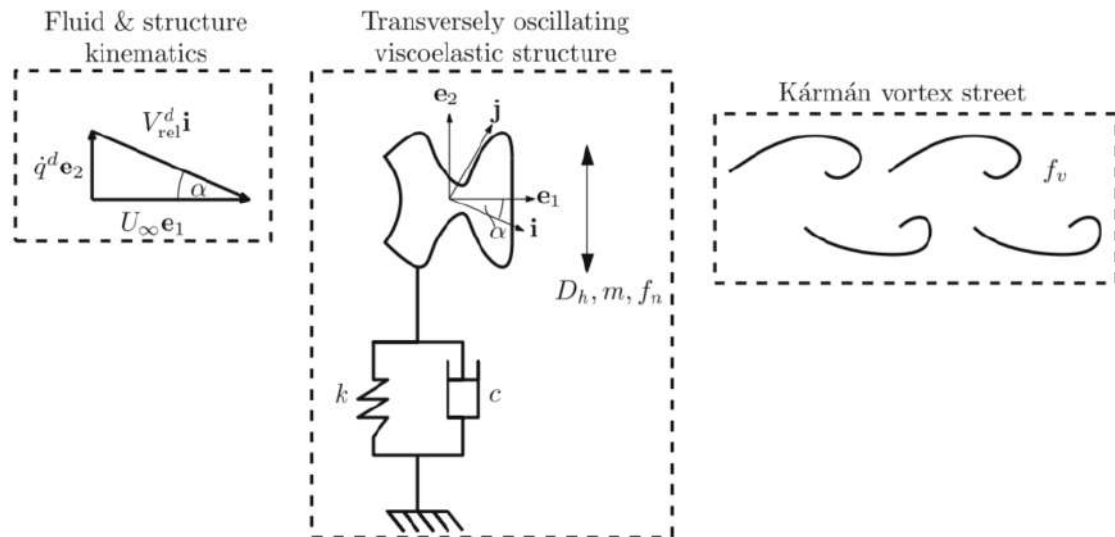


Figura 2.13: Esquema representativo da dinâmica do fenômeno de *galloping* [62].

Devido à elevada amplitude de oscilação possível de ser obtida com o *galloping*, diversos trabalhos buscaram avaliar distintas geometrias para a utilização de sistemas com as vibrações induzidas por vórtices e o *galloping* para a colheita de energia, estendendo a região de amplitudes úteis. Corpos de seção quadrada e retangular, de distintas razões de aspecto da seção transversal do corpo [65–67, 69], corpos de seção triangular [68], corpos de seção circular com controladores passivos de turbulência (para permitir a assimetria na seção do corpo) [63] e ainda corpos de seção D com a seção reta à montante [51] foram avaliados.

Corpos de seção quadrada foram avaliados em distintos ângulos de inclinação em relação à velocidade incidente por [65], permitindo verificar a resposta do sistema em distintas condições (Figura 2.14.a), sendo observada a presença dominante do *galloping* para inclinações menores que 10° . Zhao [67], para $m^* = 10$, (Figura 2.14.b) e Zhang *et al.* [69], para $m^* = 1,725$, (Figura 2.14.e) avaliaram corpos de seção retangular para distintas razões de aspecto, evidenciando a variação na velocidade crítica do *galloping*, de forma a permitir ou inibir o acoplamento entre esses dois fenômenos, análise realizada também por Seyed-AghazadehEtAl2017 [68] para corpos de seção triangular para distintas inclinações α em relação à velocidade incidente, conforme indicado na Figura 2.14.c. Além disso, controladores passivos de turbulência permitem incluir assimetrias em corpos de seção circular, deixando-os propensos à ocorrência do *galloping* [63] (Figura 2.14.d).

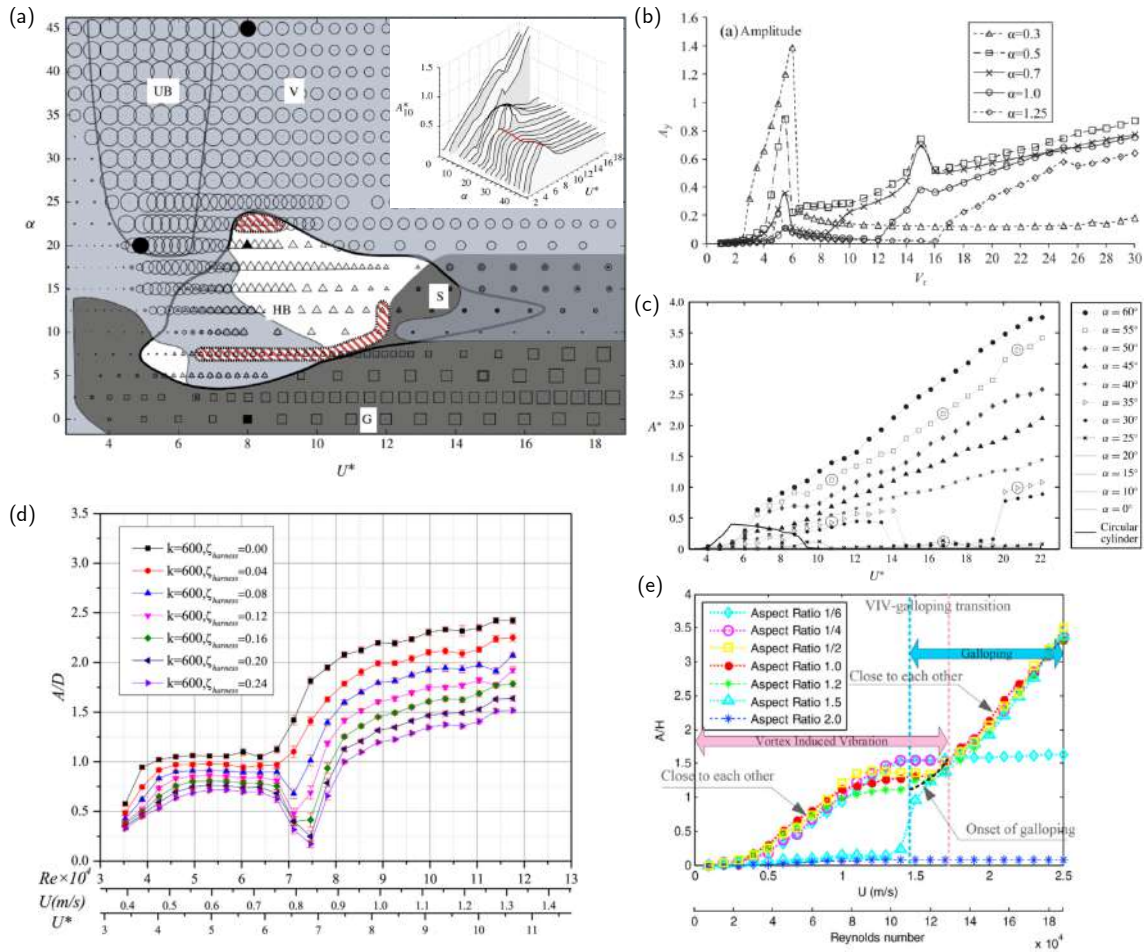


Figura 2.14: Análise da resposta do sistema para um corpo de (a) seção quadrada em distintas inclinações [65], (b) seção retangular com razões de aspecto $\alpha = H/W$ [67], (c) triangular com inclinações α , (d) seção circular com controladores passivos de turbulência [63] e (e) seção retangular para distintas razões de aspecto W/H [69].

A necessidade de representar a realidade e os fenômenos físicos é algo inerente de engenheiros, a qual tenta-se realizar com a utilização de modelos matemáticos, cada um com as limitações de suas hipóteses e simplificações. Devido à complexidade do fenômeno e da interação fortemente não linear entre fluido e estrutura, muito foi proposto e aperfeiçoado ao longo dos anos na tentativa de modelar o comportamento observado e de permitir que representações matemáticas simplificadas de fenômenos físicos possuam ampla faixa de aplicações [30, 43, 70]. Os modelos matemáticos podem ser divididos em três categorias, sendo os modelos semi-empíricos, os modelos numéricos e os modelos baseados em dados (*machine learning*).

Dentre os modelos semi-empíricos, Gabbai e Benaroya [30] apresentam ainda a divisão entre os modelos com duas equações acopladas, sendo uma para a oscilação da estrutura e outra para representar a esteira de vórtices, e os modelos de um grau de liberdade (SDOF) com uma única equação para a oscilação da estrutura. Os modelos com duas equações baseiam-se na descrição da oscilação do corpo a

partir de um sistema de duas equações diferenciais ordinárias acopladas para uma oscilação transversal (ou quatro equações para oscilações transversais e paralelas ao escoamento incidente). Esses modelos possuem uma equação para a descrição do movimento da estrutura (ou duas no caso de oscilações transversais e paralelas) e uma equação para a representação da esteira de vórtices, a qual pode ser dada para o coeficiente de sustentação (ou arrasto no caso de oscilações na direção do escoamento), para o deslocamento angular da esteira próxima ao cilindro ou ainda outras variáveis [43].

Dentre as equações que utilizam os coeficientes de sustentação e arrasto para as oscilações transversais e paralelas, respectivamente, a proposta de Hartlen e Curie para o uso de modelos de osciladores não lineares é uma das mais adotadas [30, 43]. Desde essa proposição, diversos modelos foram utilizados, como os modelos de oscilador de Van der Pol, de Rayleigh, Landl e Krenk-Nielsen, conforme apresentado na Tabela 2.1 para a oscilação transversal de um cilindro rígido. Sendo w e q os coeficientes de arrasto e sustentação normalizados, respectivamente, Ω_R a frequência de desprendimento de vórtices adimensionalizada, St o número de Strouhal considerado, ω_{st} a razão entre a frequência natural de vibração do corpo e a frequência de referência, a , b e c sendo parâmetros que relacionam parâmetros geométricos e de densidade dos materiais. Os parâmetros $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_{x1}, \varepsilon_{x2}, \varepsilon_{x3}, \varepsilon_{y1}, \varepsilon_{y2}, \varepsilon_{y3}, A_x, A_y$ são coeficientes dos modelos propostos, a serem determinados através de um procedimento de estimação de parâmetros. Além disso, o acoplamento com a oscilação da estrutura foi avaliada para distintos termos, como a deformação da estrutura Y , velocidade \dot{Y} , aceleração \ddot{Y} ou ainda combinações entre os termos [43], com a aceleração permitindo melhores resultados [38]. A extensão para cilindros elásticos foi proposta por alguns autores [30, 43, 70], de forma que a oscilação da estrutura é composta por um conjunto de modos normais de vibração. Um aspecto negativo desses modelos é o fato de incluir termos que não possuem um significado físico e também necessitarem a realização de um procedimento de otimização para a determinação desses parâmetros a partir de resultados experimentais e/ou numéricos [30, 38].

Tabela 2.1: Equações adimensionais dos modelos de duas equações para a modelagem matemática do VIV [38].

Equações da oscilação do corpo		
Oscilação	Equação	
Paralela	$\ddot{X} + 2\zeta\dot{X} + \omega^2 X = \frac{a}{2\pi St}\Omega_R + \frac{b}{4\pi St}\Omega_R^2 w - 2a\Omega_R\dot{X} + \frac{c}{2}\Omega_R q\dot{Y} + a\pi St\dot{Y}\dot{Y} + 2a\pi St\dot{X}\dot{X} - b\Omega_R w\dot{X}$	
Transversal	$\ddot{Y} + 2\zeta\dot{Y} + \omega^2 Y = \frac{a\Omega_R}{4\pi St}q - a\Omega_R\dot{Y} + 2a\pi St\dot{X}\dot{Y} - \frac{b}{2}w\dot{Y}\Omega_R - cq\dot{X}\Omega_R$	
Equação de representação da esteira de vórtices com coeficientes de sustentação e arrasto		
Oscilador	Equação para oscilação paralela	Equação para oscilação transversal
Van der Pol	$\ddot{w} - 2\varepsilon_x\Omega_R\dot{w} + 2\varepsilon_x\Omega_R\dot{w}w^2 + 4\Omega_R^2 w = A_x\ddot{X}$	$\ddot{q} - \varepsilon_y\Omega_R\dot{q} + \varepsilon_y\Omega_R\dot{q}q^2 + \Omega_R^2 q = A_y\dot{Y}$
Van der Pol Modificado	$\ddot{w} - 2\varepsilon_{x1}\Omega_R\dot{w} + 2\varepsilon_{x2}\Omega_R\dot{w}w^2 + 4\Omega_R^2 w = A_x\ddot{X}$	$\ddot{q} - \varepsilon_{y1}\Omega_R\dot{q} + \varepsilon_{y2}\Omega_R\dot{q}q^2 + \Omega_R^2 q = A_y\dot{Y}$
Rayleigh	$\ddot{w} - 2\varepsilon_x\Omega_R\dot{w} + 2\frac{\varepsilon_x}{\Omega_R}\dot{w}^3 + 4\Omega_R^2 w = A_x\ddot{X}$	$\ddot{q} - \varepsilon_y\Omega_R\dot{q} + \frac{\varepsilon_y}{\Omega_R}\dot{q}^3 + \Omega_R^2 q = A_y\dot{Y}$
Rayleigh Modificado	$\ddot{w} - 2\varepsilon_{x1}\Omega_R\dot{w} + 2\frac{\varepsilon_{x2}}{\Omega_R}\dot{w}^3 + 4\Omega_R^2 w = A_x\ddot{X}$	$\ddot{q} - \varepsilon_{y1}\Omega_R\dot{q} + \frac{\varepsilon_{y2}}{\Omega_R}\dot{q}^3 + \Omega_R^2 q = A_y\dot{Y}$
Landl	$\ddot{w} + 2\Omega_R\dot{w}(\varepsilon_{x1} - \varepsilon_{x2}w^2 + \varepsilon_{x3}w^4) + 4\Omega_R^2 w = A_x\ddot{X}$	$\ddot{q} + \Omega_R\dot{q}(\varepsilon_{y1} - \varepsilon_{y2}q^2 + \varepsilon_{y3}q^4) + \Omega_R^2 q = A_y\dot{Y}$
Krenk-Nielsen	$\ddot{w} - 2\varepsilon_{x1}\Omega_R\dot{w} + 2\varepsilon_{x2}\Omega_R\dot{w}w^2 + \frac{\varepsilon_{x3}}{\Omega_R}\dot{w}^3 + 4\Omega_R^2 w = A_x\ddot{X}$	$\ddot{q} - \varepsilon_{y1}\Omega_R\dot{q} + \varepsilon_{y2}\Omega_R\dot{q}q^2 + \frac{\varepsilon_{y3}}{\Omega_R}\dot{q}^3 + \Omega_R^2 q = A_y\dot{Y}$

Os diversos modelos propostos, assim como acoplamento entre equações, resultam em distintas respostas dinâmicas da interação fluido-estrutura, de forma que a combinação entre os modelos para as oscilações transversais e paralelas é fundamental para a verificação da acurácia e previsibilidade do modelo matemático proposto [38]. No trabalho de Kurushina *et al.* [38], estimaram os parâmetros e avaliaram 28 combinações (Figura 2.15.a) de distintos modelos de duas equações com o uso de coeficientes de arrasto e sustentação na equação de representação da esteira de vórtices, conforme modelos presentes na Tabela 2.1. Utilizando dados experimentais para uma razão de massas³ m^* igual a 2,36, os parâmetros dos modelos foram estimados e a performance analisada a partir da comparação com resultados experimentais para valores de m^* entre 2 e 4. Destaca-se a recomendação dos autores em incluir outro parâmetro a ser estimado (K) para estabelecer uma correção entre o número de Strouhal de cada resultado experimental usado na calibração e o número de Strouhal St , igual a 0,20, utilizado pelos autores na estimação de parâmetros, alterando-se o termo Ω_R por $\Omega_R - StK$. Com esse procedimento de estimação de parâmetros, observaram que os modelos de Rayleigh e Van der Pol permitem, respectivamente, a melhor reprodução da dinâmica das oscilações transversais e paralelas ao escoamento para baixas razões de massa, com foco na região de sincronização.

³A definição de razão de massas dos autores inclui, ainda, o coeficiente de massa virtual C_A , parâmetro também a ser estimado, de modo que $m^* = \left(\frac{4m_s}{\pi\rho_f D^2} + C_A\right)\frac{\pi\rho_f D^2}{4}$, sendo ρ_f , m_s e D a densidade do fluido, a massa e o diâmetro da estrutura, respectivamente.

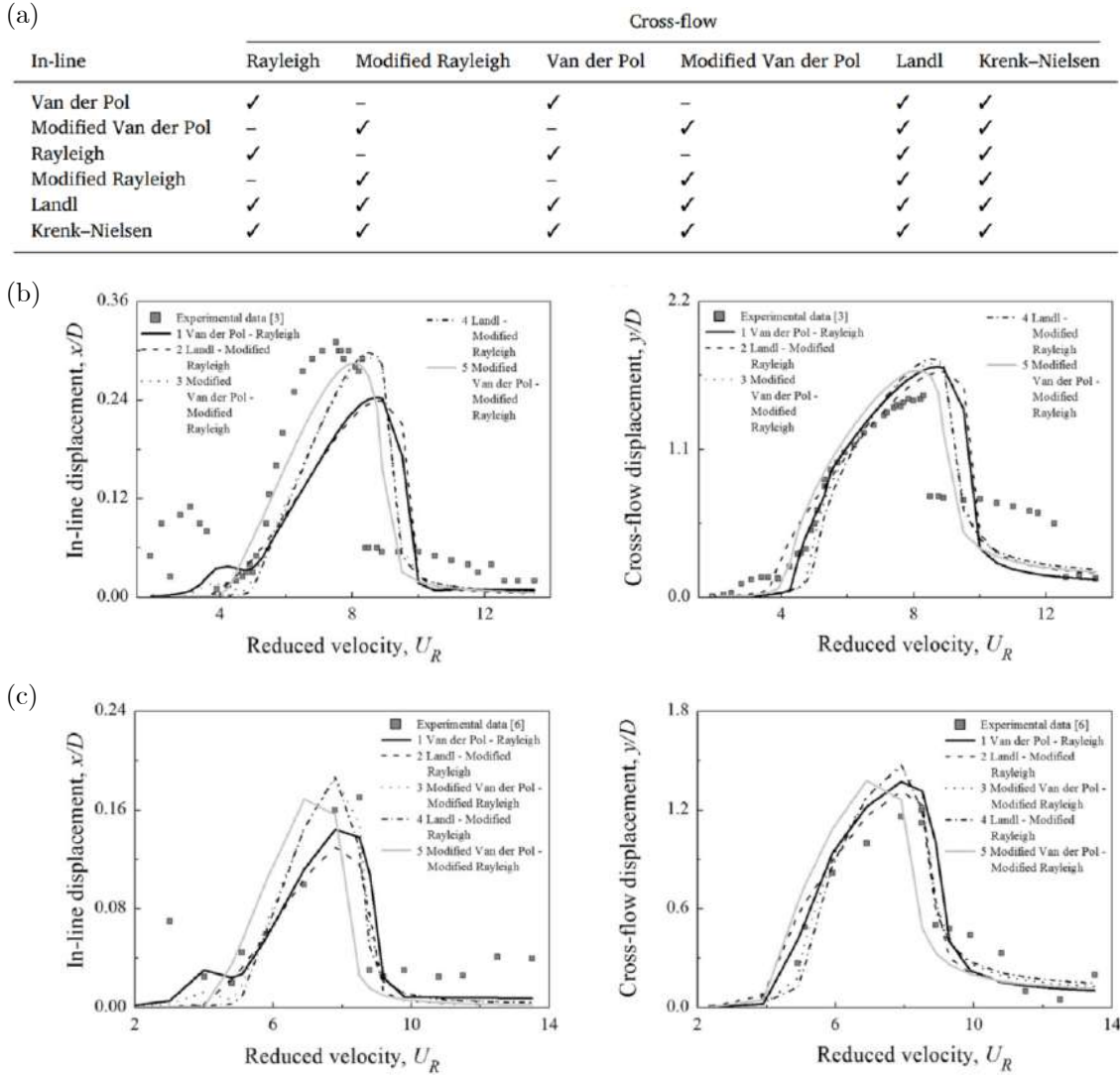


Figura 2.15: Calibração e avaliação das (a) 28 combinações de modelos para a representação da esteira de vórtices e resultados para a amplitude de oscilação transversal e paralela ao escoamento da estrutura para (b) $m^* = 2,6$ e (c) $m^* = 3,5$. Adaptado de Kurushina *et al.* [38].

Alternativamente à descrição da dinâmica da esteira de vórtices a partir dos coeficientes de sustentação e arrasto, Birkhoff desenvolveu um modelo para representar a esteira de vórtices a partir do deslocamento angular da região dessa esteira próxima ao corpo [43, 70]. E outra grande contribuição é a derivação do modelo a partir de conceitos físicos do fenômeno, de forma que o modelo de Tamura-Matsui para esteiras de comprimento variável apenas apresenta parâmetros que possuem significado físico, de fácil determinação em experimentos, e não apenas um conjunto de parâmetros de ajuste [43]. O modelo de Tamura-Matsui foi criado a partir das ideias iniciais de Birkhoff, de deslocamento angular da esteira, e aperfeiçoado com a contabilização da variação de comprimento da esteira, conforme Figura 2.16.a.

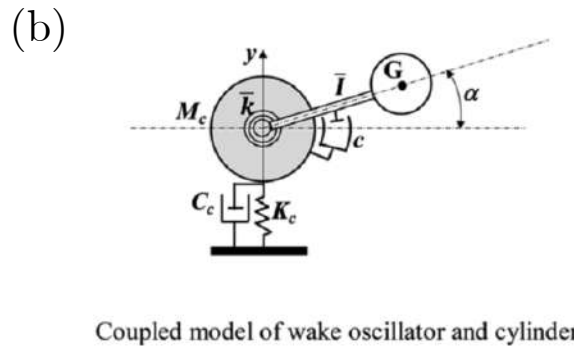
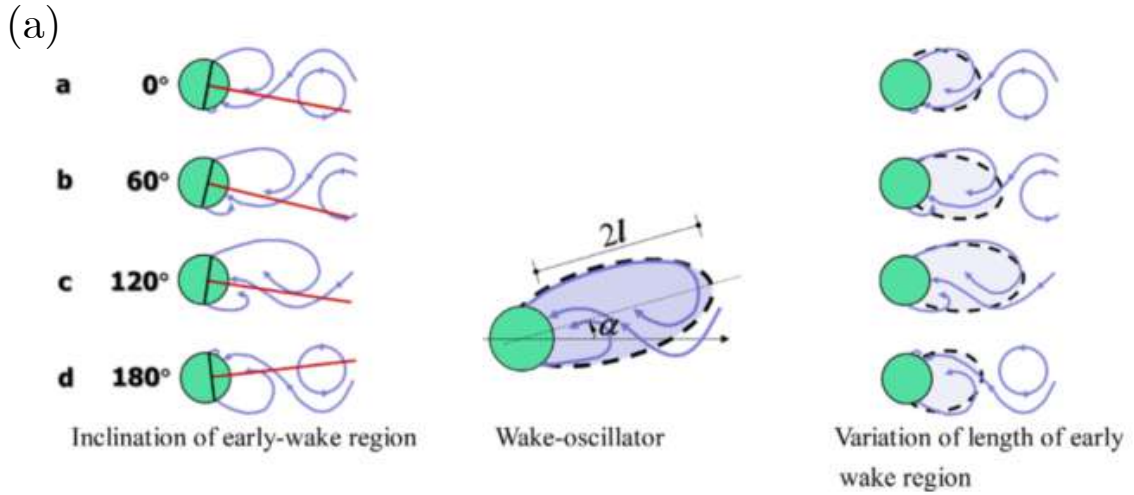


Figura 2.16: Descrição da (a) oscilação no ângulo e no comprimento da esteira de vórtices e (b) do sistema de forças no acoplamento fluido-estrutura do modelo de Tamura-Matsui para esteiras de comprimento variável. Adaptado de Tamura [70].

Devido à derivação do modelo de acoplamento ser realizado a partir de um balanço de forças do sistema fluido-estrutura (Figura 2.16.b), todos os parâmetros do modelo são fisicamente significantes [70], com as equações para as oscilações transversais de um cilindro rígido (VIV) em um escoamento uniforme dadas pelas Equações adimensionalizadas (2.2), (2.3) e (2.4) para a oscilação do corpo, oscilação da esteira de vórtices e do cálculo do coeficiente de sustentação. Sendo $\eta = C_c/2f_nM_c$ é a razão de amortecimento do cilindro, ω_0 a frequência natural de vibração do cilindro, m^* a razão de massas entre o fluido e a estrutura, f_m uma constante relacionada ao efeito Magnus, C_D e C_{L0} os coeficientes de arrasto e sustentação, respectivamente, para cilindros estacionários, $\nu = U/U_R$ a velocidade U adimensionalizada com a velocidade reduzida $U_R = f_n D_c / St$, $St^* = 2\pi St$ uma constante proporcional ao número de Strouhal, $\zeta = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{f_m}{l^*}$ a razão de amortecimento do fluido, $\bar{l}^* = \bar{l}/D$ metade do comprimento médio da esteira adimensionalizado pelo diâmetro do cilindro e $n = \frac{1}{0,5+l^*}$ [70]. Uma característica a ser destacada é a semelhança desse modelo com o oscilador de Van der Pol, sendo derivado a partir de conceitos físicos estabelecidos [43], justificando o sucesso da proposta de Hartlen e Curie.

$$\ddot{Y} + \left[2\eta + m^* (f_m + C_D) \frac{\nu}{St^*} \right] \dot{Y} + Y = -\frac{f_m m^* \nu^2}{St^{*2}} \alpha \quad (2.2)$$

$$\ddot{\alpha} - 2\zeta\nu \left(1 - \frac{4f_m^2}{C_{L0}^2} \alpha^2 \right) \dot{\alpha} + \nu^2 \alpha = -n\ddot{Y} - \nu St^* \dot{Y} \quad (2.3)$$

$$C_L = -f_m \left(\alpha + \frac{St^* \dot{Y}}{\nu} \right) \quad (2.4)$$

Além de obter o comportamento dinâmico da oscilação do corpo, a obtenção do coeficiente de sustentação instantâneo no corpo é direta (Equação (2.4)). O desenvolvimento desse modelo permitiu obter ótimos resultados para a oscilação de cilindros rígidos imersos em escoamentos uniformes, conforme observado na Figura 2.17.a na comparação da amplitude máxima de oscilação do corpo com diversos trabalhos experimentais da literatura. A resposta dinâmica também pode ser prevista com o modelo satisfatoriamente, conforme indicado na Figura 2.17.b na comparação com os resultados do trabalho clássico de Feng [39]. A consistência física na derivação do modelo de Tamura-Matsui permitiu ainda a extensão para o caso de cilindros elásticos (modelo 3D contínuo), corpos de seção não circular (modelo de Tamura-Shimada para seções quadradas e retangulares) e ainda o acoplamento entre o modelo de Tamura-Matsui para o VIV e da abordagem quasi-estática para o *galloping* [70]. Conforme indicado na comparação das Figuras 2.17.c-d, o acoplamento do modelo de Tamura-Matsui na abordagem quasi-estática do *galloping* permite a correta previsão do comportamento do coeficiente de sustentação nas velocidades reduzidas abaixo de 12, o que não é possível apenas com a abordagem quasi-estática de Parkinson [70]. Isso indica, claramente, o efeito da esteira de vórtices no movimento da estrutura e aponta, ainda, os mecanismos atuantes e não linearidades relevantes no fenômeno de maneira mais consolidada que o simples uso dos modelos de oscilador não lineares (Van der Pol e Rayleigh, por exemplo). Com os avanços nas técnicas de visualização de escoamentos, como o PIV (*Particle Image Velocimetry*), ou com o uso de simulações numéricas das equações de Navier-Stokes, melhorias no modelo de deslocamento angular e alteração de comprimento da esteira próxima ao corpo permitirão a melhor representação do fenômeno por esses modelos [70].

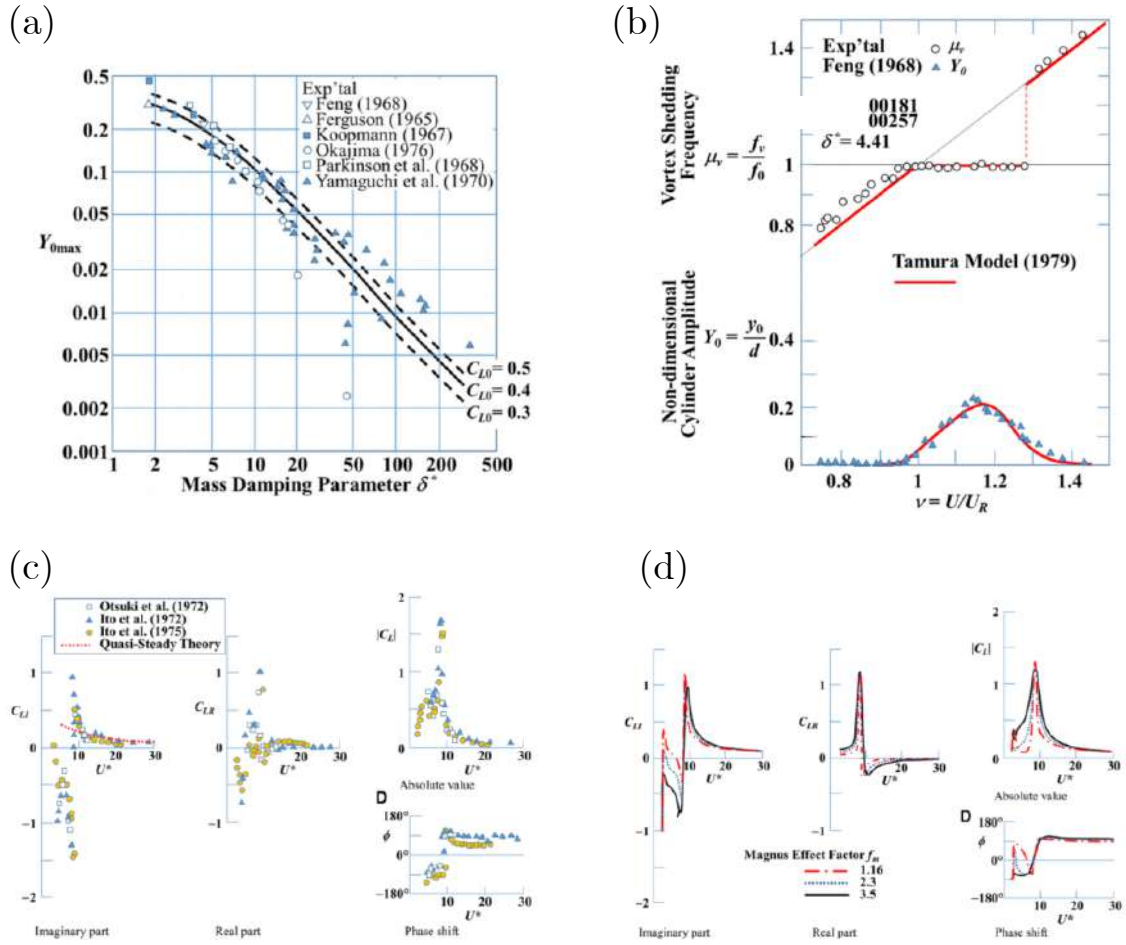


Figura 2.17: Resultados e comparações do modelo de Tamura-Matsui com resultados experimentais para (a) amplitude máxima de oscilação da estrutura e (b) um sistema com $\eta = 0,0181$ e $m^* = 0,00257$ ($\delta^* = 2\pi\eta/m^*$). Em (c) e (d) estão comparações entre experimentos e o modelo proposto para corpos de seção quadrada. Adaptado de Tamura [70].

Além do uso de coeficientes de sustentação e arrasto e movimentação angular da esteira próxima ao corpo, outros autores propuseram o uso de outras variáveis, como Iwan e Blevins que introduziram uma variável z que captura os mecanismos do desprendimento de vórtices em um cilindro, sendo equivalente a uma média ponderada da componente transversal de movimento do escoamento atuante no volume de controle ao redor do corpo e da esteira de vórtices na sua vizinhança [30, 43]. Assim como no modelo de Tamura-Matsui, o modelo desenvolvido por Iwan e Blevins assemelha-se com o oscilador de Van der Pol, utilizado por Hartlen e Curie [43].

Já os modelos SDOF baseiam-se na descrição da oscilação do corpo e representação da interação fluido-estrutura a partir de uma única equação diferencial ordinária para cada direção de oscilação, como indicado na Equação (2.5) [30, 43]. A influência do escoamento e da esteira de vórtices é introduzida no modelo a partir da escolha da função F , a qual permite a introdução de termos não lineares e ainda termos periódicos representando a variação cíclica das forças de sustentação e

arrasto no corpo. Uma outra categoria desses modelos consiste na definição da função F a partir da decomposição da força de sustentação atuante no corpo em uma força inercial relacionada à aceleração e uma força de amortecimento relacionada à velocidade do corpo, a qual é responsável pela transferência de energia do fluido ao corpo [30, 43]. Os modelos SDOF são muito utilizados na modelagem matemática do *galloping* com a abordagem quasi-estática que considera que as forças do fluido atuantes no corpo oscilando são iguais às atuantes no corpo estacionário sob mesmo ângulo de ataque α . Entretanto, essa hipótese só é válida em condições de elevada velocidade reduzida U_R , ou seja, quando a frequência de desprendimento de vórtices é significativamente maior que a frequência de oscilação do corpo, dificuldade ultrapassada com o acoplamento de modelos de VIV como os de Hartlen-Curie ou Tamara-Matsui [43]. Com a hipótese quasi-estática $F = \frac{1}{2}\rho_f U_c^2 D_c C_L(\alpha)$, onde o coeficiente de sustentação C_L é obtido a partir de uma interpolação polinomial com dados para o corpo fixo, sendo necessário um polinômio de, no mínimo, 7^a ordem para permitir a predição das características não lineares do fenômeno [43].

$$m_s (\ddot{y} + 2\zeta_s f_n \dot{y} + f_n^2 y) = F(y, \dot{y}, \ddot{y}, St, t) \quad (2.5)$$

Já os modelos numéricos permitem a resolução acoplada dos campos de velocidade e pressão do escoamento e da deformação da estrutura, permitindo um profundo conhecimento dos mecanismos atuantes na interação fluido-estrutura. Para isso, são resolvidas as equações governantes do escoamento e da deformação estrutural a partir de métodos numéricos já estabelecidos, tais como os Métodos de Volumes Finitos (FVM), Elementos Finitos (FEM), Elementos Espectrais (SEM), Fronteira Imersa (IBM), Lattice-Boltzmann (LBM), entre outros [30, 43]. Três dificuldades existem na utilização desses métodos numéricos, sendo a restrição quanto ao Reynolds máximo do escoamento devido às condições necessárias de refinamento da malha para escoamentos turbulentos [43], a movimentação ou não da malha, de forma que grandes deformações podem resultar em elementos de malha muito deformados, prejudicando a acurácia e convergência da solução [71] e a não movimentação da malha requer o uso de métodos apropriados para introduzir a movimentação da estrutura na equação governante do escoamento, e o acoplamento entre as distintas físicas do problema. As duas físicas podem ter a resolução desacoplada (resolução segregada ou particionada), permitindo a utilização de métodos otimizados para cada física de acordo com o método numérico utilizado e condições do problema, onde o acoplamento ocorre a partir de um processo iterativo de convergência entre as físicas, ou a resolução integrada, na qual as físicas são descritas em conjunto, resultando em um único sistema de equações, com grande número de variáveis, a ser resolvido [72–74]. Destaca-se que a resolução integrada apresenta maior robustez que no caso

particionado, sendo mais indicado para situações de forte interação entre o fluido e a estrutura [75].

Apesar das dificuldades enfrentadas nas resoluções numéricas, com o grande avanço em capacidade de cálculo computacional e de processamento de dados essa alternativa tem sido cada vez mais utilizada para a avaliação e melhor compreensão dos fenômenos de interação fluido-estrutura, principalmente em geometrias complexas [43]. Essas resoluções podem ser subdivididas em duas categorias, uma relacionada à dimensão do sistema, podendo ser bidimensional (2D) ou tridimensional (3D), e uma relacionada ao modelo de turbulência adotado, podendo ser laminar (consideração para baixos Reynolds apenas), RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*), DES (Detached-Eddy Simulation), LES (Large-Eddy Simulation) ou DNS (Direct Numerical Simulation) [43].

Destaca-se que a completa resolução das equações governantes do escoamento, sem aproximações para as pequenas escalas turbulentas, ocorre apenas com o método DNS, não sendo possível realizar simulações para elevados números de Reynolds devido às limitações de capacidade de processamento computacional atuais [43]. Em vista dessa limitação, diversos autores realizaram simulações numéricas do VIV, *galloping* e vibrações induzidas por esteiras de vórtices (WIV) com DNS para números de Reynolds máximos de 3900, sendo possível detectar a natureza dos mecanismos físicos responsáveis pelas características não lineares importantes do fenômeno [43]. O modelo DNS tem recebido grande atenção para Reynolds menores que 300 na avaliação bidimensional da interação fluido-estrutura pela menor relevância de efeitos turbulentos tridimensionais nessa região, permitindo a obtenção de resultados com grande acurácia a um custo computacional exequível [43].

Para maiores números de Reynolds, diversos modelos de turbulência foram introduzidos ao longo dos anos, como o LES, que apresenta a resolução das grandes escalas e a modelagem das pequenas escalas turbulentas, sendo o método mais preciso, após o DNS. Com esse modelo, a resolução do VIV foi possível para Reynolds de até 40000, com resultados em boa conformidade com experimentos [43]. Já os modelos RANS apresentam uma decomposição do vetor velocidade \mathbf{v} das equações de Navier-Stokes nas componentes médias \bar{v}_i e nas flutuações v'_i representativas da turbulência no escoamento, resultando no tensor de Reynolds, introduzindo mais variáveis no sistema de equações de forma a necessitar de modelos de fechamento⁴, e permite resultados para o VIV e *galloping* com boa concordância experimental para Reynolds menores que 3×10^5 [43]. E, na tentativa de manter um equilíbrio entre a maior precisão do modelo LES e o menor custo computacional do modelo RANS, o

⁴Os modelos de fechamento são necessários devido à introdução de novas variáveis das componentes de flutuação $\overline{u'_i u'_j}$, podendo ser divididos nos modelos a zero equação de balanço, a uma equação de balanço, a duas equações de balanço, modelos algébricos e modelo de balanço das componentes do tensor de Boussinesq-Reynolds [76].

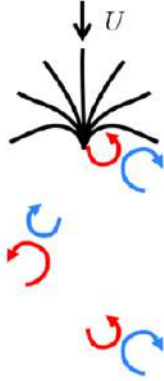


modelo DES utiliza os modelos RANS para a modelagem das pequenas escalas e o modelo LES para as grandes escalas presentes nas regiões afastadas do corpo [43].

Outros modelos que devem ser destacados são os baseados em dados, principalmente devido à digitalização industrial, abundância de dados disponíveis (experimentais ou numéricos) e grande desenvolvimento das técnicas computacionais de manipulação e tratamento dessas informações. Esses modelos podem ser divididos naqueles que realizam a construção de um modelo reduzido (ROM) do fenômeno ou naqueles que utilizam de redes neurais na solução [43]. Dentre os sistemas de redução de ordem destacam-se, para a análise da interação fluido-estrutura, os modelos dinamicamente lineares, os quais mantêm não-linearidades no espaço mas não no tempo (modelos de linearização temporal ou estaticamente não lineares), e não lineares [43]. Já nos modelos que utilizam redes neurais, três possibilidades são apontadas por Wu *et al.* [43], sendo a de utilizar mecanismos de aprendizado de máquina para acelerar a resolução via modelos numéricos, utilizar redes neurais com modelos físicos inclusos para treinar a rede com dados (experimentais ou numéricos) e prever o comportamento dinâmico da estrutura e campos de velocidade e pressão no escoamento [77], ou ainda a utilização de redes neurais que utilizam os modelos semi-empíricos de um grau de liberdade para determinar a força atuante no corpo a partir de dados de entrada como o número de Reynolds, a velocidade reduzida do escoamento, amplitude e velocidade de oscilação do corpo.

Devido à grande importância dos desprendimentos de vórtices nas oscilações estruturais por interações fluido-estrutura, como no VIV e no *galloping*, diversos trabalhos [78–84] propuseram acoplar placas rígidas ou flexíveis ao redor de corpos a fim de modificar e controlar esse desprendimento de vórtices para intensificar ou reduzir a transferência de energia do fluido ao corpo. Zhu *et al.* [81] avaliaram o efeito de adicionar uma placa atrás do cilindro, com um espaçamento entre a placa e o cilindro, e fixa em relação a ele. Foi possível suprimir o VIV, dando lugar ao *galloping* em maiores velocidades do escoamento, efeito que não ocorre em cilindros de seção circular. Já ao adicionar outra placa em frente ao cilindro, foi possível suprimir as oscilações da estrutura, tanto para o VIV como *galloping*, com o prolongamento da região de recirculação e separação dos vórtices afastada da estrutura.

O uso de placas flexíveis em um escoamento permanente ou imersa em uma esteira de vórtices também passou a ser avaliado em face às recentes motivações em sistemas de colheita de energia a partir das interações fluido-estrutura [85–90], caso que merece destaque pois, dependendo das condições do escoamento, da geometria e dos materiais, pode apresentar excitações dos tipos IIE (vibrações auto-limitadas), MIE (vibrações auto-excitadas) ou EIE (vibrações forçadas), sendo, respectivamente, os casos de placas invertidas (placas fixas na borda de fuga e borda de ataque livre),

convencionais (placas com a bora de ataque fixa e a borda de fuga livre) e placas atrás de um corpo (convencional ou invertida) no qual há o desprendimento de vórtices [91], conforme Figura 2.18.

Main source of excitation	Instability-induced excitation (IIE) *	Movement-induced excitation (MIE)	Extraneously Induced excitation (EIE) *
Flag configuration	Inverted flag 	Standard flag 	Flag behind bluff body 
Nature of vibration	Self-controlled vibration	Self-excited vibration	Forced vibration

* Self-excited vibrations (due to MIE) can also be observed if the conditions for fluid-elastic instability are reached.

Figura 2.18: Mecanismos de excitação em oscilações de placas flexíveis em escoamento. Destaca-se que as excitações dos tipos IIE e EIE também podem apresentar vibrações auto-excitadas (MIE) se as condições de instabilidade forem atingidas [91].

Diversos estudos reunidos por Yu *et al.* [91] permitiram verificar os limites de estabilidade de cada mecanismo de atuação de acordo com os dois parâmetros adimensionais fundamentais do sistema, a razão entre a rigidez à flexão da placa e a inércia do escoamento $K_B = \frac{Et_s^3}{12(1-\nu_s^2)\rho_f U_c^2 L^3}$ e a razão de massas $M_s = \frac{\rho_s t_s}{\rho_f L}$, sendo t_s a espessura da placa, L o seu comprimento, E o módulo de Young e ν_s o coeficiente de Poisson da placa (Figura 2.19). Observa-se que o MIE apresenta uma forte dependência da razão M_s no limite de instabilidade e no modo de vibração da placa devido ao mecanismo dessa excitação, a qual depende do escoamento e de propriedades da placa (inércia e rigidez à flexão). Já o IIE não apresenta essa grande dependência de M_s . Além disso, menores valores de M_s favorecem o mecanismo do EIE devido à menor inércia da placa e, conseqüentemente, maior influência das oscilações do escoamento. E ainda o EIE nas regiões de IIE e MIE é possível, mas torna as oscilações mais irregulares [91].

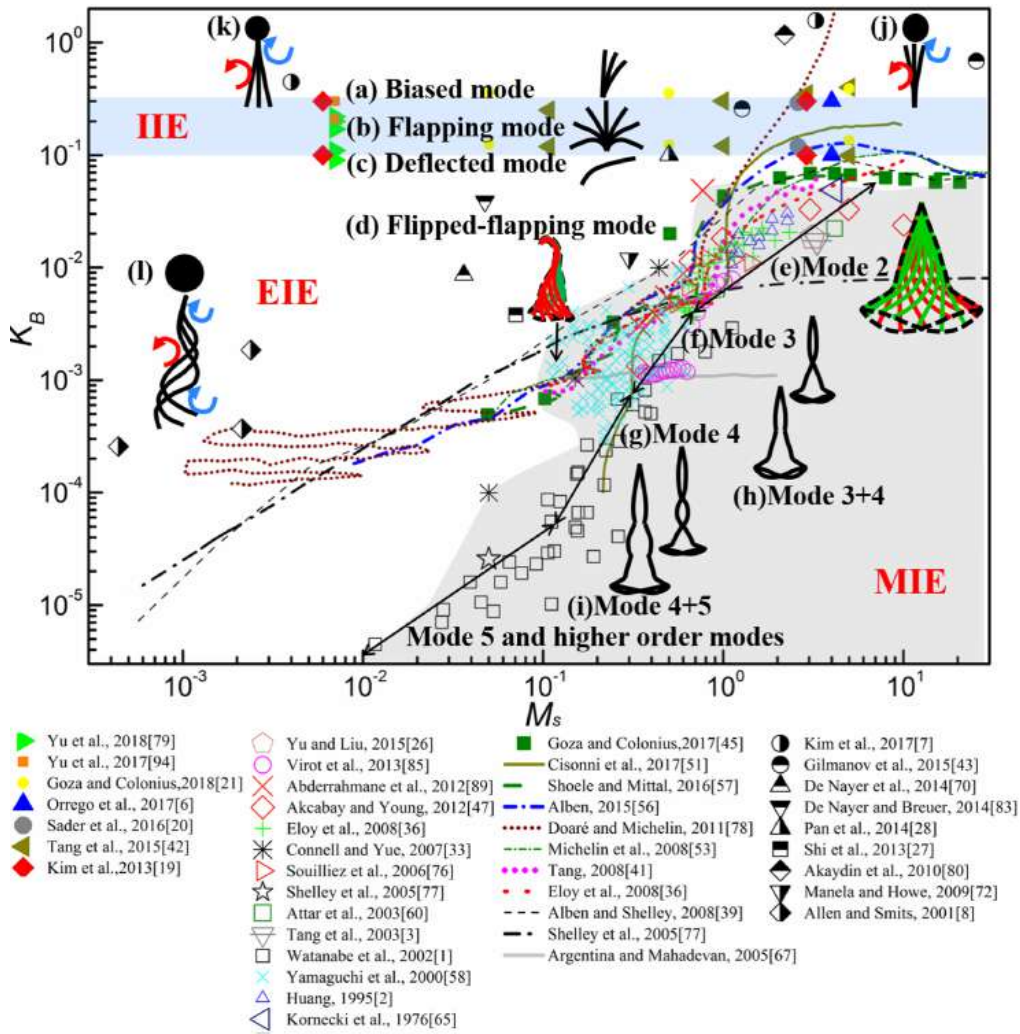


Figura 2.19: Limites de instabilidade dos distintos mecanismos na vibração de placas em escoamentos [91].

Além da distinção nos limites de instabilidade, a relação entre frequência de vibração da placa $St_A = f_{ex}A/U_c$ e a amplitude de oscilação A/L também é alterada de acordo com o mecanismo de atuação (Figura 2.20), podendo ser observado, de maneira geral, um aumento na amplitude de oscilação associado com a redução de K_B [91]. Dentre os mecanismos, o IIE é o que apresenta maiores amplitudes de vibração, ocorrendo em menores frequências. Já o EIE apresenta as maiores frequências de vibração, associadas à frequência de desprendimento de vórtices, que podem ser muito diversas de acordo com as condições do escoamento e geometria do corpo, mas as menores amplitudes devido à limitada excitação externa dos vórtices que se desprenderam do corpo. E as maiores amplitudes ocorrem para a região de sincronização entre a frequência de desprendimento de vórtices e frequência natural de vibração [91].

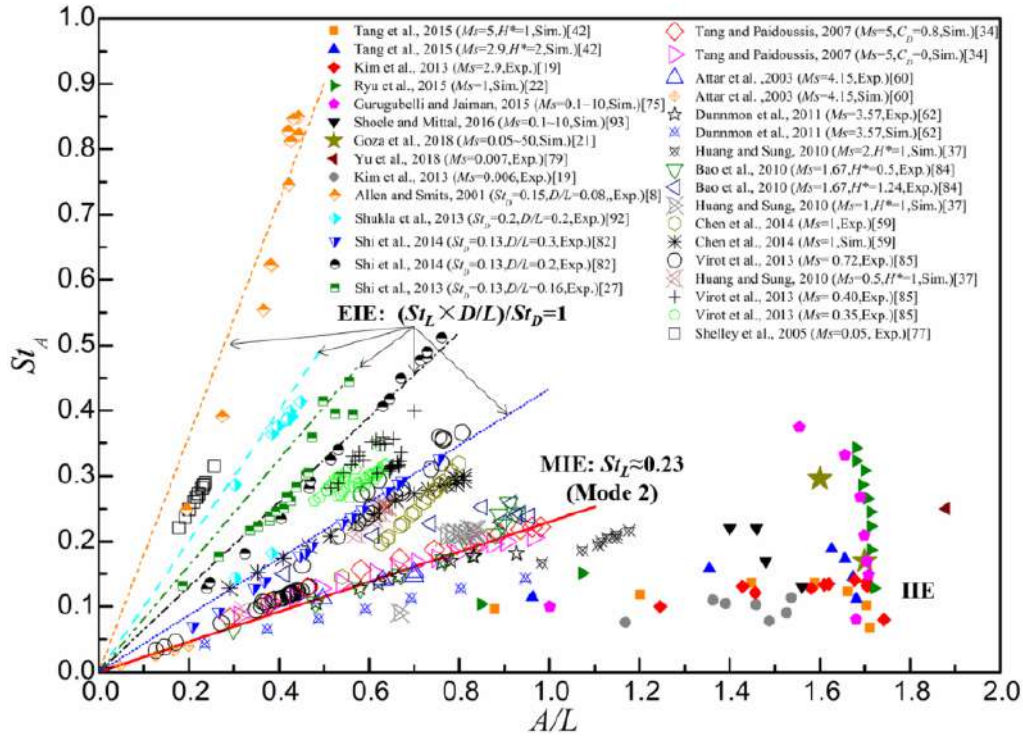


Figura 2.20: Relação entre a frequência de oscilação da estrutura adimensionalizada St_A e a amplitude de oscilação A/L para os mecanismos IIE, MIE e EIE [91].

O mecanismo de excitações induzidas por instabilidades (IIE) em placas placas imersas em um escoamento uniforme ocorre por um acoplamento entre as forças atuantes na estrutura pelo fluido, presentes pelo desprendimento de vórtices das bordas de ataque e fuga da placa em oscilação, e à rigidez à flexão da estrutura [91]. Essa configuração permite 4 distintos regimes de oscilação [92], sendo as oscilações simétricas de baixa amplitude (*Region: SS* na Figura 2.21), as oscilações simétricas de alta amplitude (*Region: LS* na Figura 2.21), oscilações assimétricas (ou defletidas) de baixa amplitude (*Region: SA* na Figura 2.21) e as oscilações assimétricas (ou defletidas) de alta amplitude (*Region: LA* na Figura 2.21). Shoele e Mittal [92] observaram ainda que as oscilações simétricas de alta amplitude, desejáveis em sistemas de colheita de energia, por exemplo, são insensíveis a desalinhamentos de até 15° entre a velocidade incidente do escoamento e a direção paralela à placa.

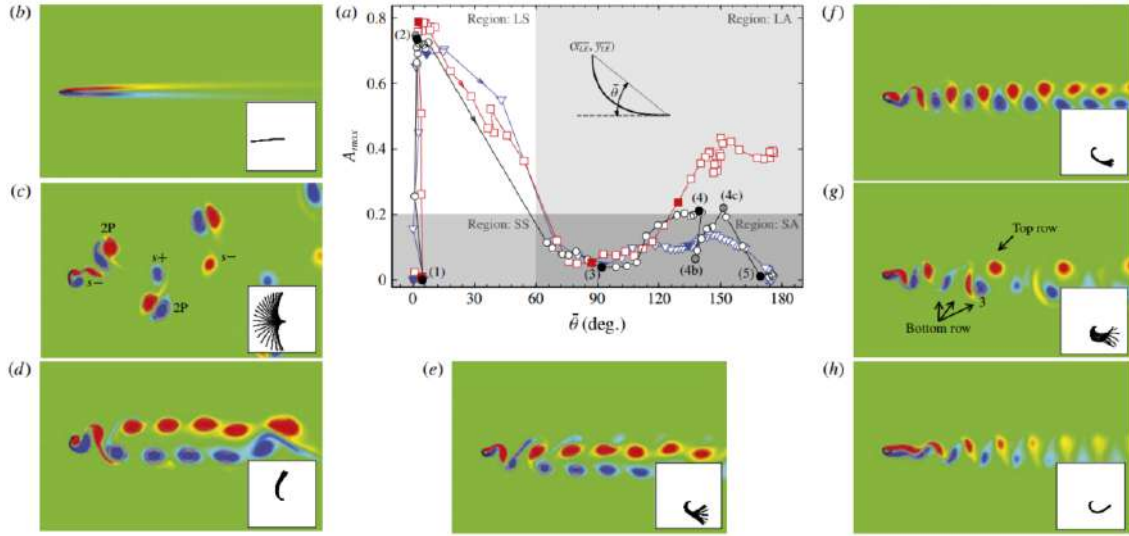


Figura 2.21: (a) Resposta da amplitude de oscilação máxima para distintos ângulos médios da borda de ataque para razões M_s iguais a 10 (quadrados vermelhos), 1 (círculos pretos) e 0,1 (triângulos azuis) e as setas indicando a redução da rigidez à flexão. (b) Caso (1), (c) caso (2), (d) caso (3), (e) caso (4), (f) caso (4b), (g) caso (4c) e (h) caso (5) [92].

A região SS , de pequenas oscilações simétricas, corresponde aos casos onde a placa possui uma elevada rigidez à flexão e um ângulo médio $\bar{\theta}$ em relação à velocidade incidente do escoamento baixo, indicando as pequenas oscilações em torno da posição inicial da placa e sem o desprendimento de vórtices dessa estrutura (Figura 2.21.b). Com a redução da rigidez à flexão há um aumento na amplitude das oscilações, as quais permanecem simétricas (baixos valores de ângulos médios $\bar{\theta}$), alterando significativamente a esteira de vórtices que se desprendem da estrutura, de forma que a quantidade de vórtices que se desprendem a cada oscilação da estrutura depende da frequência de oscilação [91] (relacionada à razão de massas M_s , com menores valores de M_s resultando em menores valores da frequência St_A), conforme Figura 2.22, de maneira que em baixos valores de St_A a velocidade do escoamento é elevada em relação a de oscilação da placa. Podem se desprender 2 pares de vórtices a cada oscilação ($2P$) conforme Figura 2.21.c, 2 pares de vórtices e 2 vórtices singulares ($2P+2S$), 4 pares ($4P$), 4 pares e 2 vórtices singulares ($4P+2S$) e 6 pares e 2 vórtices singulares ($6P+2S$). A presença de um regime com 6 pares de vórtices ($6P$) foi proposta por alguns pesquisadores, mas evidências desse regime ainda não foram obtidas [91]. Com uma maior redução da rigidez à flexão, é observada a deflexão da placa, a qual oscila em torno dessa nova posição com baixas (região SA) ou elevadas amplitudes (região LA), com destaque ao efeito da razão de massas M_s na amplitude de oscilação. Além disso, a esteira de vórtices se assemelha à esteira de von Kármán (Figuras 2.21.d,f,h), com exceção aos casos de maior amplitude de oscilação, onde há o desprendimento de um vórtice singular (Figuras 2.21.e,g), resultando em uma

esteira assimétrica. Quanto maior a movimentação da placa (Figura 2.21.g) maior a interação e alteração presente na esteira de vórtices.

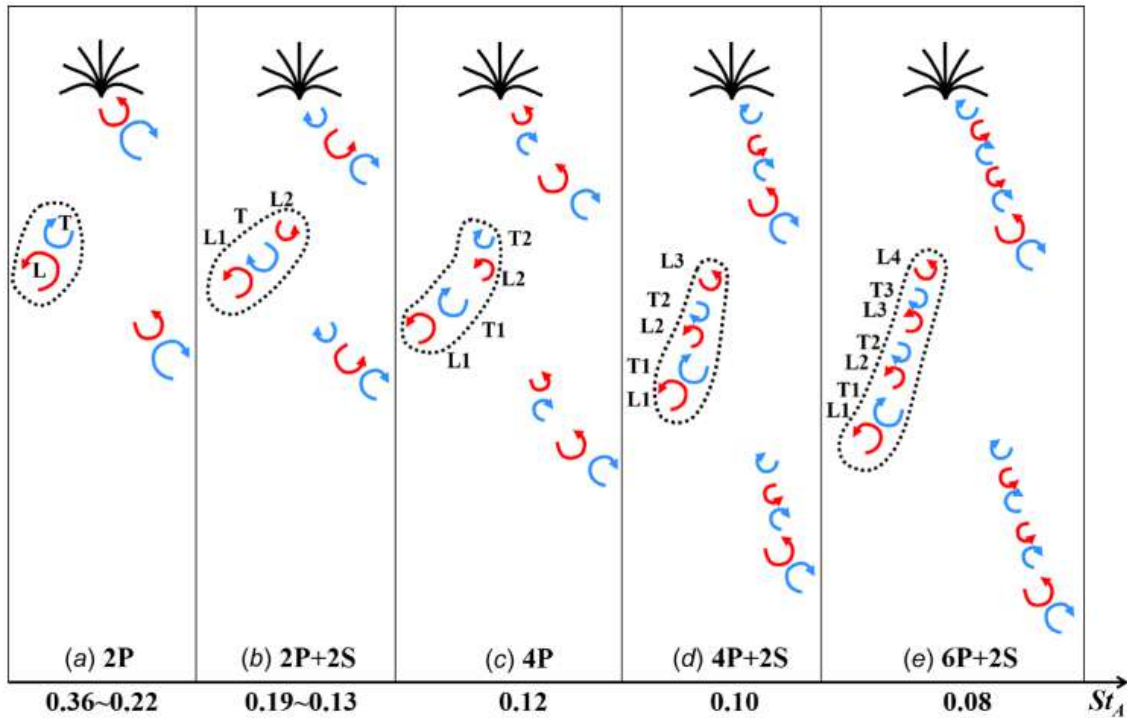


Figura 2.22: Dinâmica dos vórtices que se desprendem da interação do escoamento e uma placa invertida de acordo com St_A [91].

As elevadas amplitudes de oscilação das placas invertidas já atraíram o interesse de pesquisadores para a utilização em sistemas de colheita de energia com materiais piezoelétricos e para a intensificação de processos de transferência de calor e massa [91–93]. Apesar das distintas propostas de uso dessa geometria, pouco foi avaliado em relação à durabilidade e resistência à fadiga da placa, análise fundamental para sistemas de colheita de energia que possuem o objetivo de reduzir, ou até mesmo extinguir, intervenções para manutenção ou substituição do equipamento. Com o objetivo de avaliar a resistência à fadiga de placas invertidas, Yang *et al.* [93] observaram que as elevadas amplitudes de oscilação danificam gravemente a estrutura após um número limitado de ciclos, aproximadamente igual a 5×10^5 , o equivalente a cerca de 70 horas de operação para uma frequência de oscilação de 2 Hz .

Enquanto na placa invertida o mecanismo de atuação das oscilações está relacionado ao desprendimento de vórtices, nas placas convencionais o mecanismo ocorre devido a uma retroalimentação entre a inércia da placa (pela força elástica atuando para retornar à posição não deformada) e as forças do fluido, de modo a ser classificado com uma excitação induzida pelo movimento da estrutura (MIE), denominado *flutter* [91].

Um dos grandes avanços na descrição do fenômeno e predição das condições

de início do *flutter* ocorreu com Theodorsen no âmbito da aeroelasticidade, com o estudo desse fenômeno em placas rígidas [94], utilizando uma formulação linear para a estrutura e considerando escoamento incompressível e invíscido. A extensão dessa teoria para o caso de placas flexíveis foi descrita por Argentina e Mahadevan [94], indicando que a não consideração de efeitos tridimensionais, a não inclusão da tensão na placa induzida pela camada limite e a não consideração do deslocamento transversal da esteira de vórtices sobestima a força de sustentação da placa e, portanto, estima um valor menor da velocidade crítica de início do *flutter*. Já Connell e Yue [95] resolveram, através do método de diferenças finitas (FDM), o problema da interação entre o escoamento e a placa convencional, utilizando uma abordagem particionada para reduzidos K_B . Assim, a interação fortemente não linear, com a presença da camada limite e do deslocamento transversal da esteira de vórtices, duas dificuldades do modelo linear de Argentina e Mahadevan [94], é avaliada a fim de determinar os limites de transição entre os regimes sem oscilação, com oscilações periódicas e oscilações caóticas (Figura 2.23), relatando a subestimação da razão de massas M_s de transição para o menor número de Reynolds analisado, igual a 100. Tais resultados indicam um comportamento característico das oscilações de placas convencionais, verificado por Shoele e Mittal [92] para o caso de placas invertidas defletidas, que é a dependência do modo de oscilação com relação à razão de massas M_s .

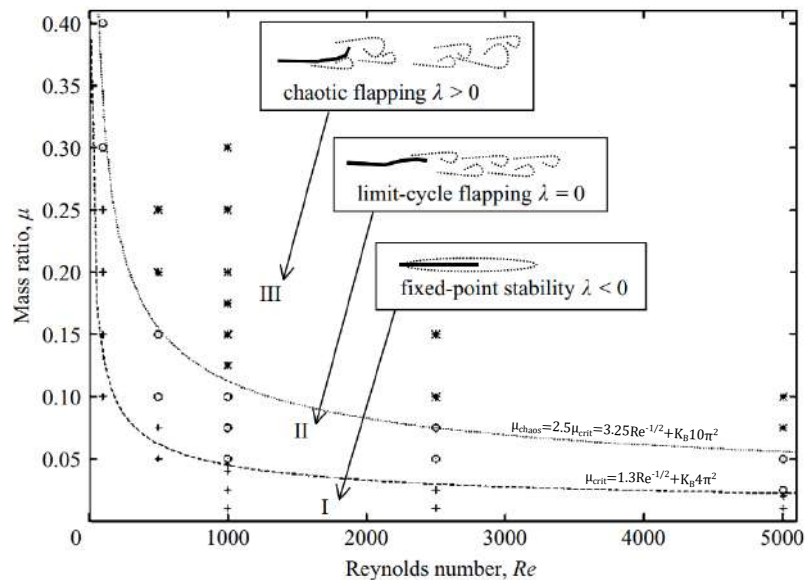


Figura 2.23: Diagrama com a transição entre os 3 regimes de oscilação de uma placa convencional de baixo coeficiente K_B , sendo $\mu = M_s$. Adaptado de [95].

Nas oscilações periódicas de placas convencionais a relação da rigidez à flexão e razão de massas é fundamental para o modo de vibração da placa, onde a dominância das forças do fluido e baixos valores de rigidez à flexão permitem o estabelecimento de

oscilações mais complexas e maiores modos naturais de vibração [91, 96], identificado na Figura 2.19. Conforme identificado por Akcabay e Young [96], em elevadas razões M_s há a predominância das forças inerciais da placa, com o regime de transição ocorrendo para um valor constante de $K_B^{-1/2}$ (Figura 2.24.a), com uma esteira de vórtices mais complexa que para o caso de reduzidos M_s devido à maior separação da camada limite da placa. No regime de baixos M_s a predominância das forças do fluido faz com que efeitos viscosos (e, conseqüentemente, a tensão na placa) tenham grande relevância, postergando o início das oscilações em modos de maior ordem para maiores valores de $K_B^{-1/2}$ ao reduzir o número de Reynolds [96]. Nesse regime, as camadas cisalhantes que se desprendem da placa são menores e mais regulares, resultando em uma esteira de vórtices mais simples (Figura 2.24.b).

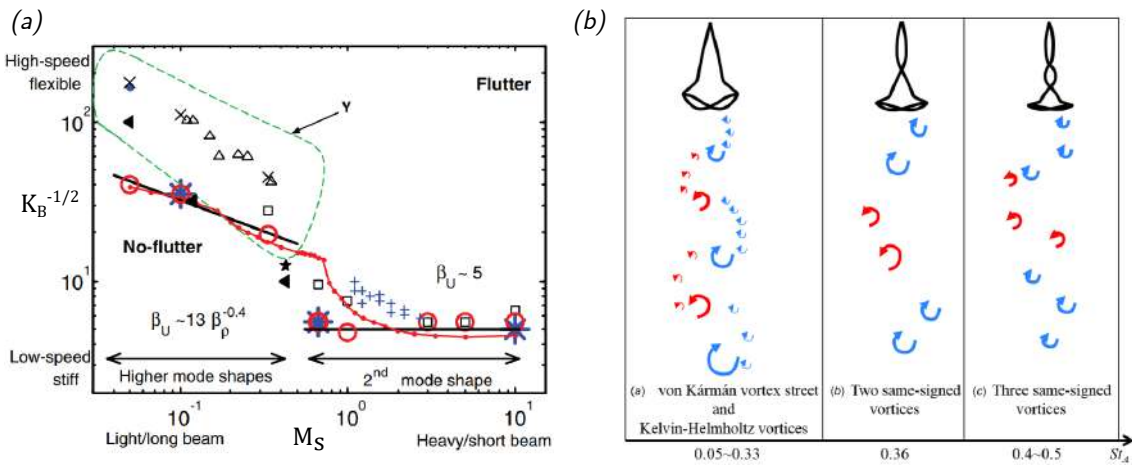


Figura 2.24: (a) Fronteiras das regiões de transição do *flutter* de placas convencionais [96]. (b) Dinâmica da esteira de vórtices em placas convencionais de acordo com a frequência de oscilação St_A [91].

Todas essas análises para placas invertidas e convencionais foram realizadas para o caso sem confinamento lateral ou com um confinamento desprezível. Apesar do reduzido número de trabalhos que avaliaram o efeito do confinamento nas oscilações de placas, invertidas ou convencionais, foi possível verificar que ao aumentar a razão entre o comprimento da placa L e a largura do canal W há a desestabilização do movimento da placa para valores elevados de K_B , efeito acentuado para maiores M_s , com um aumento da frequência de oscilação e vibração em modos de maior ordem [91, 97]. Já a esteira de vórtices é afetada pela interação com as paredes dos canais, além do fato de que, em elevado confinamento, as placas convencionais colidem com as paredes dos canais, resultando em vórtices de baixa intensidade e com estruturas não regulares [91]. Devido à presença das paredes, Tosi e Colonius [98] utilizaram um modelo para o perfil de velocidade no canal e para o fator de atrito, dependentes do número de Reynolds, para construir um modelo quasi-1D, permitindo evitar a resolução numérica do problema para a determinação do limite de estabilidade da

placa em distintas condições de largura do canal, razão de massas M_s e razão K_B .

Com os estudos apresentados, fica evidente a alteração do escoamento e da esteira de vórtices pela presença das placas, tanto convencional quanto invertida. Assim, a dinâmica da oscilação e a interação entre duas placas também foi analisada, tanto para duas placas uma após a outra, distanciadas de G_y , quanto para duas placas uma ao lado da outra e distanciadas de G_x . Para o posicionamento de duas placas lado a lado há uma distinção entre as placas convencionais e as invertidas.

Com as placas convencionais são relatados 3 regimes de oscilação, sendo as placas oscilando em fase, em fases opostas e desacopladas, além de um regime de transição entre a oscilação em fase e em fases opostas (Figura 2.25.a) [91]. Para baixos valores da razão M_s observa-se uma expansão da região de oscilações em fase, enquanto para maiores valores de M_s observa-se uma expansão da região de oscilações em fases opostas [91]. Já as placas invertidas possuem a predominância das vibrações em fases opostas em $2L \lesssim G_x \lesssim 4L$, sendo relatado um aumento na amplitude e frequência de oscilação das placas [91]. Entretanto, essa interação entre duas placas invertidas lado a lado é muito dependente das condições iniciais do sistema e de perturbações que possam ocorrer, além de que placas muito próximas podem apresentar oscilações em fases opostas, irregulares, colidirem ou até defletirem [91]. Para o posicionamento de duas placas em série (uma após a outra) são relatadas interações construtivas ou destrutivas entre os vórtices que se desprendem da placa à montante (linhas tracejadas nas Figuras 2.25.c-f) e os vórtices da placa à jusante (linhas contínuas nas Figuras 2.25.c-f), com uma redução na amplitude de oscilação da placa à montante [91]. Na interação destrutiva, há a redução da intensidade dos vórtices que se desprendem da extremidade livre da placa à jusante, relacionados à flexão da placa, resultando em uma redução da amplitude de oscilação, enquanto nas interações construtivas ocorre o inverso [91]. A interação entre duas placas em série é análoga, para a placa à jusante, a uma estrutura exposta a uma excitação externa (EIE).

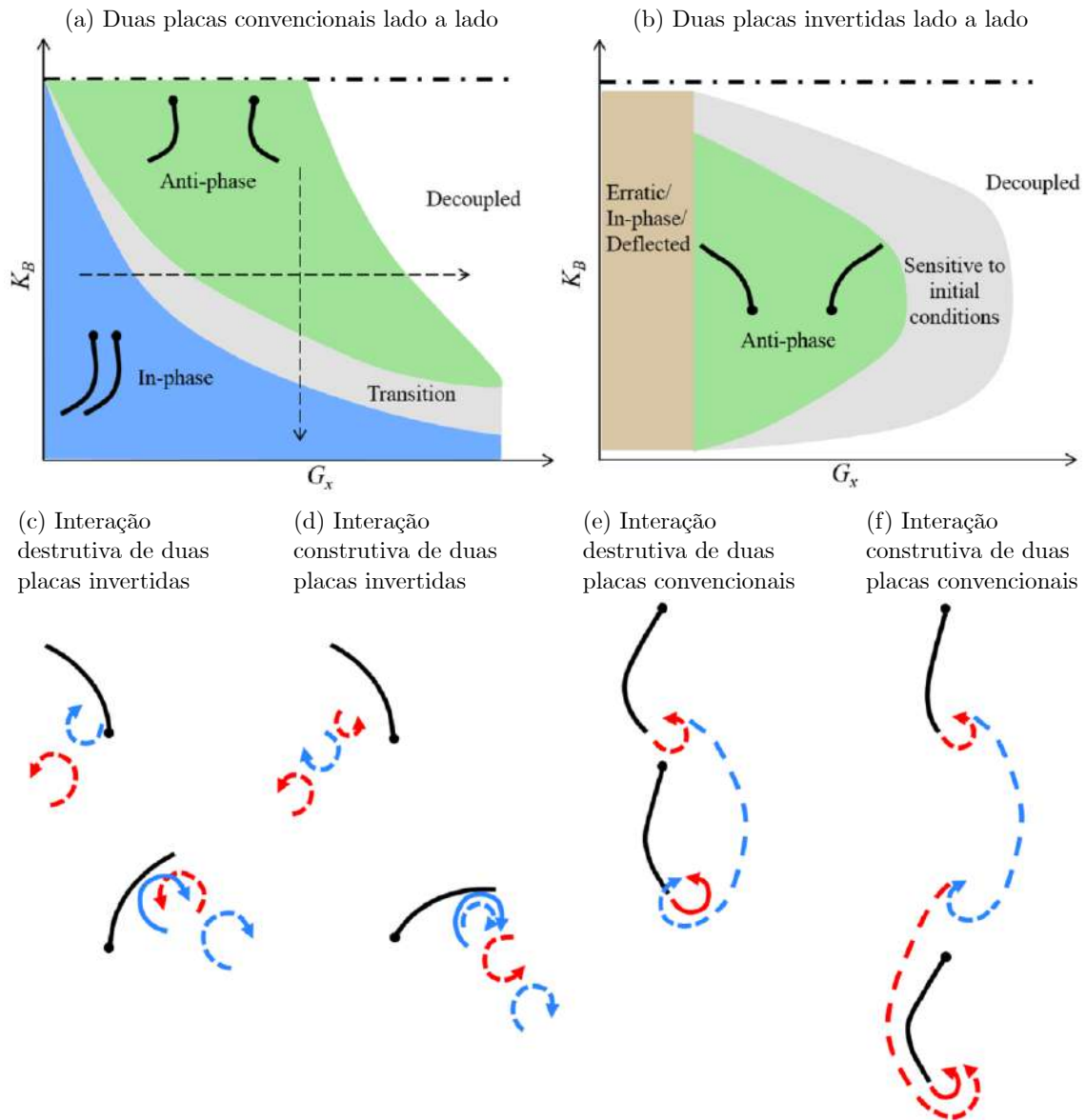


Figura 2.25: Regimes de oscilações das interações entre duas placas (a) invertidas lado a lado, (b) convencionais lado a lado e, para duas placas em série, as interações (c) destrutivas de placas invertidas, (d) construtivas de placas invertidas, (e) destrutivas de placas convencionais e (f) construtivas de placas convencionais [91].

Como observado nas placas convencionais e invertidas, ambas estão imersas em um escoamento uniforme e possuem regimes de oscilação muito dependentes das condições operacionais, como velocidade do escoamento, e dos materiais, como a rigidez à flexão da placa e a razão entre as densidades da placa e do fluido [92]. Para reduzir essa necessidade do correto ajuste de múltiplos parâmetros, alguns autores propuseram a utilização de um corpo à montante para induzir o desprendimento de vórtices, os quais atuam na placa como excitações externas [92].

Manela e Howe [99] estenderam o modelo linear e homogêneo de Argentina e Mahadevan para o caso de uma placa imersa em uma esteira de vórtices quasi-periódica, com vórtices em ambos os lados da placa deslocando-se na velocidade do

escoamento e considerando que o seu deslocamento não é afetado pela movimentação da placa, sendo obtido um modelo linear não homogêneo. Relata-se que a presença dos vórtices realmente permite a redução da velocidade crítica de início da oscilação da placa, com o aumento da razão de massa M_s sendo responsável por aumentar a velocidade crítica e reduzir a frequência de oscilação da placa.

Goushcha *et al.* [100] estudaram a interação entre os vórtices e uma placa invertida, sendo observados dois mecanismos de atuação dos vórtices na deformação da placa. O primeiro mecanismo ocorre quando o vórtice aproxima-se da placa, induzindo o fluido próximo à placa contra ela, e o segundo mecanismo corresponde à diferença de pressão entre as faces da placa devido ao centro de baixa pressão do vórtice. Já a interação entre a passagem de múltiplos vórtices e as oscilações da placa pode ocorrer de duas maneiras, sendo uma interação construtiva ou destrutiva, dependendo do período entre dois vórtices consecutivos. Para interações destrutivas, o vórtice deve passar pela extremidade livre da placa quando esta estiver se movimentando na direção do vórtice.

Com as propostas de sistemas de colheita de energia com placas flexíveis atrás de corpos fixos para a geração de vórtices [85, 86], Kuhl e DesJardin [101] avaliaram numericamente o efeito da relação entre a razão do comprimento da placa L_{cant} e o diâmetro do cilindro D_c à montante no deslocamento da extremidade da placa (adimensionalizado pelo diâmetro do cilindro) e na energia na placa E_t (adimensionalizada como $E_t L / \rho_s U_c^2 t_s^3$) devido à energia elástica E_s e cinética E_k , sem considerar o amortecimento interno da estrutura, evidenciando que oscilações periódicas podem ocorrer em condições subcríticas (velocidades do escoamento menores que a velocidade crítica ao *flutter* para a placa) para razões L_{cant}/D_c menores que 5.

Uma análise experimental de Shukla *et al.* [102] permitiu avaliar ainda que placas com razões $L_{cant}/D_c \geq 5$ possuem comportamentos semelhantes (Figura 2.26.a), enquanto placas menores são muito afetadas devido ao comprimento da região de formação dos vórtices após o cilindro, de aproximadamente $2D_c$. No trabalho de Shukla *et al.* [102] avaliaram, também, o efeito da rigidez à flexão da placa EI nas oscilações, destacando que o parâmetro adimensionalizado K_B permite avaliar a rigidez à flexão com a inércia do escoamento e, assim, melhor representar o comportamento dinâmico desse sistema (Figura 2.26.b). Observaram ainda a existência de 2 regimes de oscilações periódicas (*I* e *II* nas Figuras 2.26.a,b), com um regime de oscilações não periódicas de menor frequência e amplitude de oscilação entre os dois. A redução de K^* permite uma maior interação entre as camadas cisalhantes, resultando em maiores amplitudes de oscilação, com valores máximos próximos a $1D_c$.

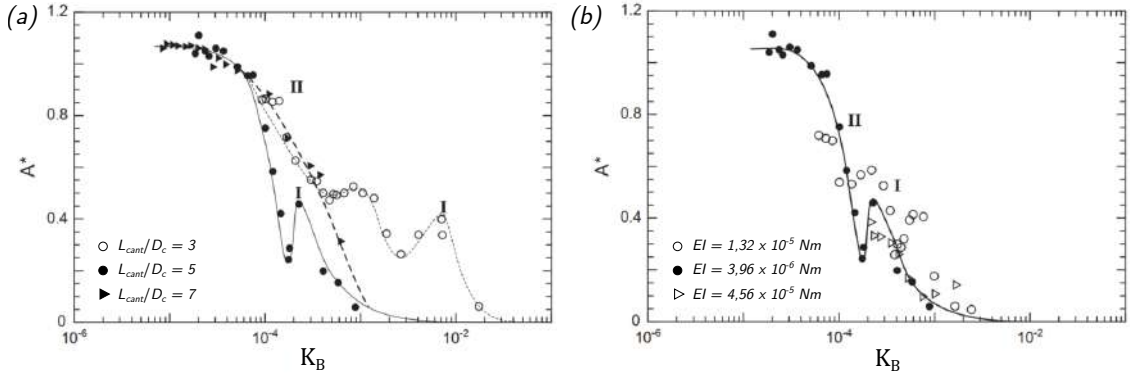


Figura 2.26: Resultados da relação entre a amplitude de oscilação da placa adimensionalizada A^* e a rigidez à flexão adimensionalizada K_B para distintos (a) comprimentos da placa (L_{cant}/D_c) e (b) valores de rigidez à flexão da placa EI [102].

Com foco em pequenas razões L_{cant}/D_c , entre 1 e 3, Lee e You [88] avaliaram os efeitos nos coeficientes de arrasto e sustentação, na frequência de desprendimento de vórtices e na amplitude de oscilação da placa. Destaca-se a variação não monotônica da frequência de desprendimento de vórtices com o comprimento da placa de acordo com o módulo de Young E da placa, de modo que placas mais flexíveis (menor E) permitem um aumento na frequência para $L_{cant}/D_c > 1$, enquanto placas mais rígidas reduzem a frequência de desprendimento de vórtices e, ainda, a frequência de desprendimento de vórtices é maior quando há um aumento na amplitude de oscilação para L_{cant}/D_c igual a 1 e 2, sendo o contrário para $L_{cant}/D_c = 3$. Já em relação aos coeficientes de arrasto (valor médio C_{D_m}) e sustentação (média quadrática $C_{L_{rms}}$), os valores máximos correspondem aos valores máximos da amplitude de oscilação da placa. Uma distinção também apresentada é no modo de vibração da placa, sendo nos modos 1 ou 2 de vibração para L_{cant}/D_c igual a 1 e 2, e uma combinação de ambos os modos para L_{cant}/D_c igual a 3.

Apesar das observações de distintos regimes de oscilação, poucos estudos avaliaram profundamente a relação entre a rigidez da placa e o regime de oscilação, o que foi avaliado numericamente, para o caso não confinado, e através de uma análise de estabilidade linear por Pfister e Marquet [103] ($2 \times 10^2 \leq E/\rho_f U_c^2 \leq 2 \times 10^5$, o equivalente a $5 \times 10^{-4} \lesssim K_B \lesssim 5 \times 10^{-1}$), descrevendo 5 regimes, R1, R2, R3, R4 e R5 (Figuras 2.27.a-e), para um número de Reynolds igual a 80, razão de massas $m^* = 1$ e comprimento e espessura da placa iguais a, respectivamente, $2D_c$ e $0,06D_c$.

O regime R1 (Figura 2.27.a), de maiores valores de rigidez da placa, representa o caso sem oscilações, com duas regiões de recirculação estáticas envolvendo a placa em sua posição original não defletida, resultando em uma pequena compressão da placa. Ao reduzir a rigidez há o crescimento das instabilidades no escoamento, com duas camadas cisalhantes, de sinais contrários, presentes em cada lado da placa,

sendo responsáveis pelo desprendimento de vórtices após a extremidade livre da placa (a aproximadamente $5D_c$ do cilindro), a qual interage com os vórtices para o seu desprendimento, o que resulta em oscilações periódicas da placa em torno de sua posição original (Regime R2 conforme Figura 2.27.b). Nesse regime vórtices secundários de baixa intensidade estão presentes na extremidade livre da placa e afetam os vórtices principais mas não são intensos o suficiente para se desprender.

Ao reduzir a rigidez da placa foi observado um outro regime de oscilação, R3 (Figura 2.27.c), o qual apresenta oscilações periódicas em torno de uma posição defletida, estabilizando as oscilações de forma a apresentarem uma amplitude consideravelmente menor que no regime R2. Além disso, nesse regime é possível observar um desprendimento de vórtices de menor intensidade e mais afastado da placa (a aproximadamente $10D_c$). Já no regime R4 (Figura 2.27.d) há o retorno ao regime de oscilações periódicas e simétricas, de elevada amplitude de oscilação, o que reduz a intensidade dos vórtices que se desprendem próximos à extremidade livre da placa. Nesse regime ainda é possível observar uma distinção na deformação da placa, a qual apresenta um ponto de inflexão na região central da placa. E ao reduzir ainda mais a rigidez da placa são obtidas oscilações quasi-periódicas simétricas de elevada amplitude, com a presença de duas frequências de oscilação sobrepostas (a de menor valor é praticamente 10 vezes menor que a alta frequência) que promovem um efeito de batimento nos coeficientes de sustentação e arrasto (regime R5 - Figura 2.27.e). E o padrão da oscilação da placa é composta de uma combinação entre os modos 1 e 2 de vibração da placa.

Um aspecto identificado por Pfister e Marquet [103] de grande relevância, ainda mais em baixas razões de massa, é o efeito da massa virtual na frequência de oscilação de início dos regimes R2 e R4. Se o efeito da massa virtual permite uma correção das frequências de vibração da estrutura é possível a presença de uma região de sincronização, assim como no VIV, para o caso de placas flexíveis presentes na esteira de vórtices de outros corpos. E quanto menor a razão de massas, observa-se uma maior e mais intensa região de sincronização. Com os resultados da análise de estabilidade linear é possível identificar que a região de sincronização ocorre devido a um acoplamento entre os autovalores dominantes dos modos hidrodinâmico e estrutural, ou seja, entre os domínios do fluido e da estrutura. Isso foi demonstrado também no VIV com Navrose e Mittal [58] (Figura 2.6), de forma que ao aumentar a razão de massas há o desacoplamento entre esses modos.

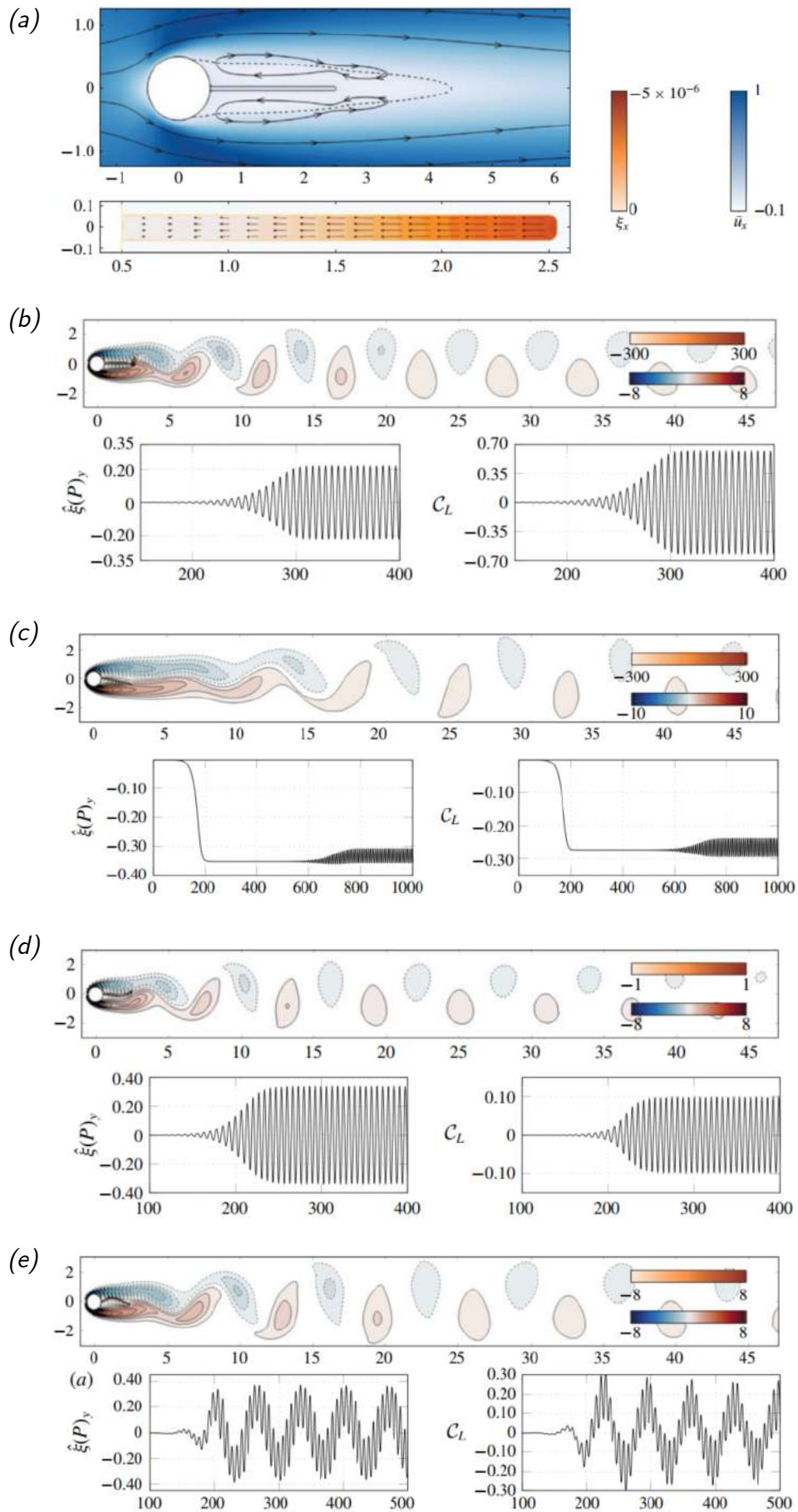


Figura 2.27: Regimes (a) R1, (b) R2, (c) R3, (d) R4 e (e) R5 descritos por Pfister e Marquet [103].

A análise dos coeficientes de arrasto e sustentação, deslocamento da extremidade livre da placa e frequência de oscilação realizada por Pfister e Marquet [103] permite comparar os efeitos dos distintos regimes de oscilação nesses parâmetros (Figuras 2.28.a-d). Há um aumento no coeficiente de arrasto com a amplitude de deformação da placa, assim como o coeficiente de sustentação, o qual apresenta um valor médio não nulo no regime R3 pela deflexão da placa e amplitudes menores no regime R4, justificado pelos autores pela dinâmica de oscilação da placa reduzir a intensidade dos vórtices. Já em relação à frequência de oscilação, o regime R3 apresenta um harmônico em 2 vezes a frequência de oscilação devido a assimetria, enquanto nos regimes R2 e R4 a simetria promove harmônicos em múltiplos ímpares. No regime R5 é indicada também a presença das duas frequências de oscilação.

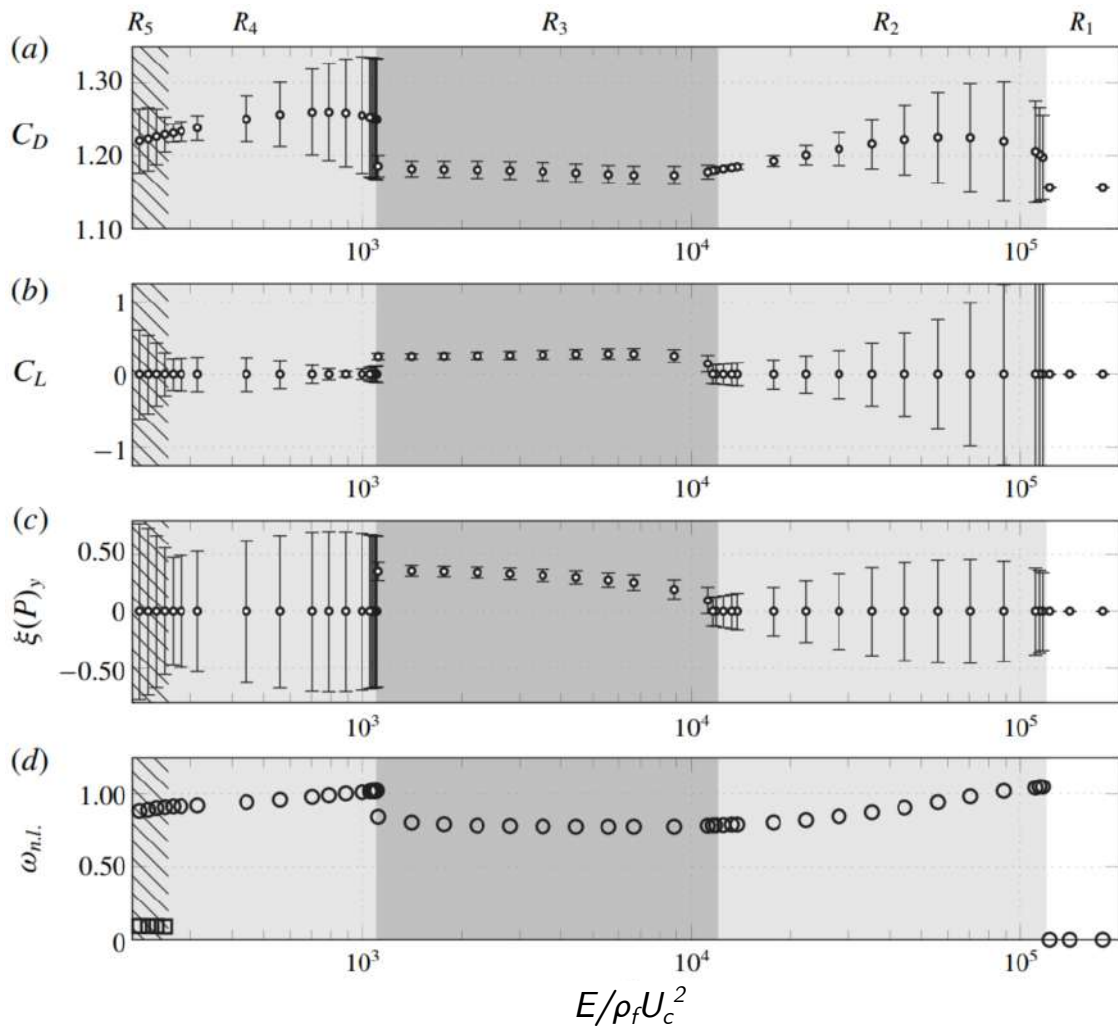


Figura 2.28: Resultados, para os 5 regimes, do (a) coeficiente de arrasto, (b) coeficiente de sustentação, (c) deslocamento da extremidade livre da estrutura flexível e (d) da frequência de oscilação da placa [103]. De (a) a (c) os círculos representam o valor médio e a barra de erro representa a amplitude da oscilação.

Com o avanço dos métodos numéricos de resolução do problema multifísica de

interação fluido-estrutura, alguns autores propuseram casos de teste para verificação e validação (*benchmarks*) com destaque a estruturas expostas a grandes deformações, como Turek e Hron [104, 105] para o regime laminar, Breuer *et al.* [106] e de Nayer *et al.* [107] para o regime turbulento, e Gomes e Lienhart [108–110] para os regimes laminar e turbulento.

Turek e Hron [104, 105], Breuer *et al.* [106] e de Nayer *et al.* [107] utilizaram uma geometria semelhante (Figura 2.29), com um cilindro fixo e uma estrutura flexível fixa atrás do cilindro, de modo a criar *benchmarks* para a verificação e validação de grandes deformações em estruturas, sendo muito utilizados na avaliação e comparação de novas metodologias numéricas. Turek e Hron [104, 105] e Breuer *et al.* [106] avaliaram, numericamente, o mesmo domínio computacional em condições de escoamento laminar (número de Reynolds máximo igual a 200) [104, 105] e turbulento (número de Reynolds de 10000) [106], sendo utilizado uma condição de livre escorregamento nas paredes do canal em [106] para reduzir o número de elementos da malha espacial ao evitar a inclusão da camada limite nas paredes do canal, alterando o perfil de velocidade do escoamento incidente para um valor constante. De Nayer *et al.* [107] realiza um trabalho numérico e experimental da interação fluido-estrutura na geometria da Figura 2.29, com Reynolds máximo de 30470 e em um canal com menor razão de confinamento ($W_{channel}/D_c = 10,91$) em comparação com os anteriores ($W_{channel}/D_c = 4,1$) [104–106]. Dentre os trabalhos citados, é comum, para análises quantitativas, a descrição dos coeficientes de sustentação e arrasto, e da deformação da extremidade livre da estrutura flexível (Ponto A na Figura 2.29) nas direções paralela e transversal ao escoamento incidente, com os valores médio e de amplitude de oscilação desses parâmetros.

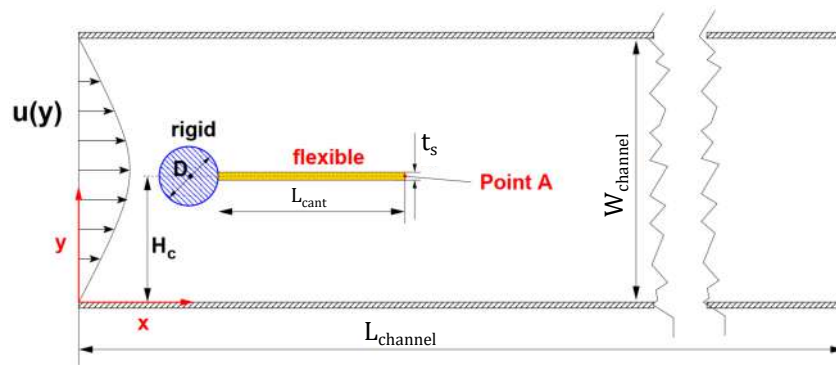


Figura 2.29: Geometria utilizada por Turek e Hron [104, 105], Breuer *et al.* [106] e de Nayer *et al.* [107] nos respectivos *benchmarks*.

Já nas propostas de verificação e validação de Gomes e Lienhart [108–110] duas alterações principais são observadas em relação aos *benchmarks* anteriores, sendo a presença de um corpo rígido na extremidade livre da estrutura flexível (Figura 2.30) e a condição de livre rotação da estrutura rígida geradora de vórtices (circular ou

retangular, conforme Figura 2.30). Além disso, há a avaliação de uma faixa mais ampla de velocidades do escoamento, permitindo observar a mudança do modo de vibração da estrutura do primeiro para o segundo modo de vibração e o efeito da geometria da estrutura geradora de vórtices na resposta do sistema. Foram avaliadas as deformações em toda a estrutura flexível, assim como em sua extremidade livre, e o ângulo de rotação da estrutura geradora de vórtices, destacando que no segundo modo de vibração o movimento da massa presente na extremidade da estrutura flexível e a rotação do corpo gerador de vórtices estão em fases opostas. Os resultados numéricos, realizados para a estrutura geradora de vórtices circular no regime laminar em duas velocidades ($1,07$ e $1,45$ m/s , correspondendo respectivamente ao primeiro e segundo modo de vibração), revelaram uma maior discrepância com relação aos resultados experimentais para a menor velocidade. Essa discrepância é justificada pelo primeiro modo de vibração ocorrer na frequência natural da estrutura (avaliada sem a presença do fluido), sendo mais sensível a variações no amortecimento da estrutura que o segundo modo de vibração, que ocorre na frequência natural do sistema fluido-estrutura acoplado. Nesses trabalhos os autores também conseguiram verificar dois tipos de excitações, as IIE, determinadas exclusivamente pela geometria da estrutura geradora de vórtices, e as MIE, independentes da geometria da estrutura rígida, mas sensíveis às características dinâmicas da estrutura e propriedades do fluido [110]. Também foi verificado um atraso no início dos efeitos tridimensionais com a presença da placa flexível.

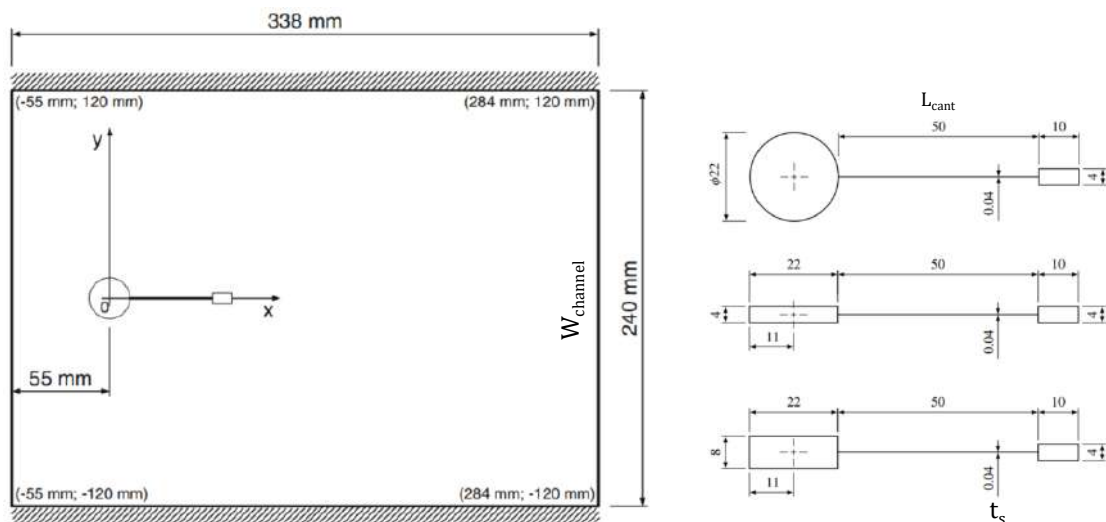


Figura 2.30: Geometrias utilizadas por Gomes e Lienhart [108–110] para as propostas de *benchmark* dos autores.

A utilização de placas após corpos rígidos de seção não circular como mecanismo de controle passivo do escoamento e da esteira de vórtices também foi avaliada, para o corpo de seção quadrada, por Sharma e Dutta [79]. Além do controle do

escoamento e da esteira de vórtices diversos autores investigaram o uso de placas flexíveis imersas na esteira de vórtices de corpos rígidos para colheita de energia com o uso de materiais piezoelétricos [111–119], com a análise de placas convencionais ou invertidas e ainda da interação de duas placas.

Sharma e Dutta [79] avaliaram experimentalmente o efeito de placas rígidas ($t_s/D_c = 0,15$) e flexíveis ($t_s/D_c = 0,01$) de comprimentos L_{cant}/D_c entre 0 (sem a presença da placa) e 8, em escoamentos com ar (razão de massas $m^* = 1,2 \times 10^3$) com números de Reynolds iguais a 600, 1000 e 2000. A variação no comprimento L_{cant} permitiu distinguir distintos regimes de interação entre as camadas cisalhantes do escoamento, esteira de vórtices e a placa, com a placa rígida assemelhando-se ao comportamento da placa flexível para o menor número de Reynolds considerado. Para $L_{cant}/D_c \leq 1$ e no menor Reynolds foi observado um regime de encolhimento da região de recirculação com o aumento do comprimento da placa devido ao comprimento de formação de $2D_c$, o que reduz o coeficiente de arrasto pela diminuição na largura da região de recirculação (Figura 2.31.a). Para $Re = 2000$ esse regime inicial não foi observado pelo menor comprimento de formação dos vórtices. No regime de $1 < L_{cant}/D_c \leq 3$ há o estiramento das camadas cisalhantes pela presença da placa entre elas, com um aumento do comprimento de formação e conseqüente redução da frequência de desprendimento de vórtices (Figura 2.31.b) e do coeficiente de arrasto pela presença dos vórtices secundários (Figura 2.31.a). O regime de $3 < L_{cant}/D_c \leq 4$ é caracterizado por um aumento da intensidade dos vórtices secundários, fazendo com que as camadas cisalhantes se reconectem na superfície da placa e aumentem a frequência de desprendimento de vórtices, sendo a frequência máxima resultado de um desprendimento dos vórtices secundários. Para o maior Reynolds, as maiores amplitudes de oscilação (Figura 2.31.c) adiantam as interações entre camadas cisalhantes e a placa, adiantando o regime para $2 < L_{cant}/D_c \leq 3$. Em $L_{cant}/D_c = 4$ o aumento da amplitude das oscilações da placa aumenta a largura da esteira e o tensor de Reynolds, aumentando o coeficiente de arrasto para as placas flexíveis (Figura 2.31.a), destacando que as maiores amplitudes de $Re = 2000$ deixam um significativo aumento no coeficiente de arrasto. Na última região ($4 < L_{cant}/D_c \leq 8$) há um contínuo aumento no comprimento de formação e redução da interação entre camadas cisalhantes, o que reduz a frequência de desprendimento de vórtices e o coeficiente de arrasto [79].

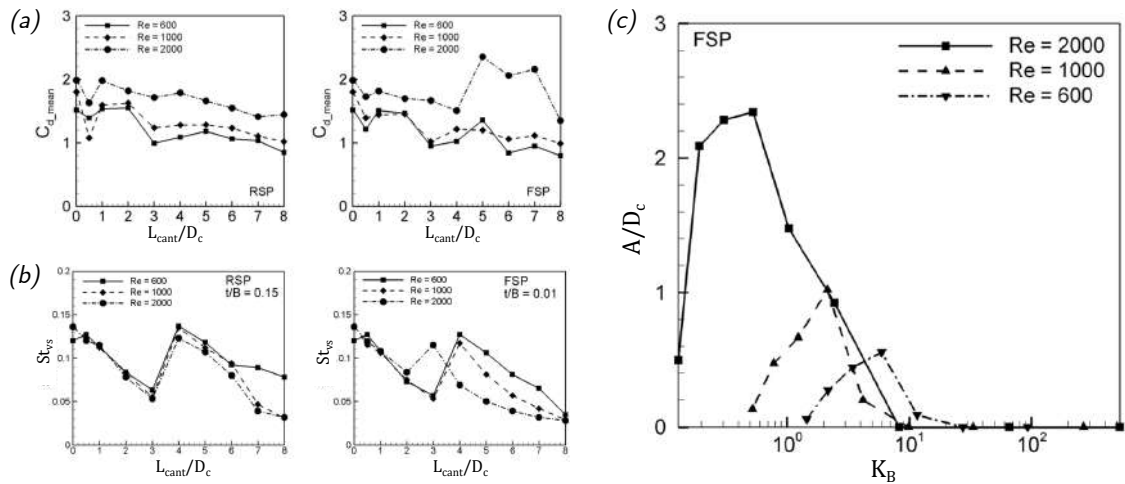


Figura 2.31: Resultados do (a) coeficiente de arrasto médio, (b) frequência do desprendimento de vórtices adimensional e (c) amplitude máxima de oscilação do estudo de Sharma e Dutta [79], sendo RSP a placa rígida e FSP a placa flexível.

Shi *et al.* [111, 112] avaliaram, para um corpo rígido de seção quadrada em um escoamento com água uma placa convencional de PET, material selecionado pelas propriedades físicas semelhantes a do PVDF, polímero piezoelétrico muito utilizado pela grande flexibilidade e reduzido custo, fixa a uma distância D_c do corpo rígido. Foram observados 3 modos de vibração (A, B e C, conforme Figura 2.32.a) para a faixa de Reynolds de 3200 a 12000, com o modo C possuindo 3 distintas regiões de acoplamento entre a frequência de desprendimento de vórtices f_v e a frequência de vibração da placa f_m (Figura 2.32.b), sendo a região II a de sincronização [111]. Pela utilização de um material não piezoelétrico, a potência elétrica é estimada de acordo com a energia potencial elástica total da placa, sendo observada uma variação entre o modo C e os modos A e B (Figura 2.32.a) pela maior amplitude e raio de curvatura da placa no modo C. A relação entre distintas razões de aspecto da placa, definida como a razão entre o comprimento e a largura da placa, foi avaliada em [?], observando uma redução na faixa de Reynolds dos modos A e B e um aumento na faixa do modo C para maiores razões de aspecto devido à menor rigidez efetiva. Apesar do aumento na razão de aspecto não alterar significativamente a razão de frequências f_m/f_v , há o aumento nos efeitos tridimensionais da esteira de vórtices na placa, resultando em efeitos torsionais na placa que impõem um limite superior na energia potencial elástica, o qual ocorre para um menor número de Reynolds que em menores razões de aspecto.

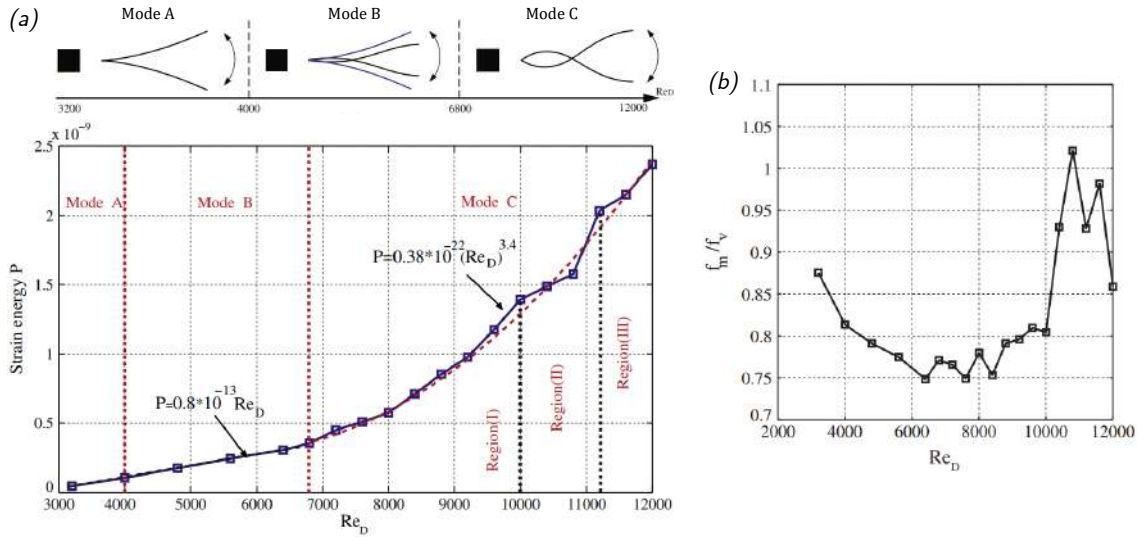


Figura 2.32: Resultados experimentais de Shi *et al.* [111] para (a) a energia potencial elástica da placa e (b) razão entre frequência de vibração da placa f_m e de desprendimento de vórtices f_v .

A colheita de energia com corpos rígidos de seção circular foi avaliada por Yu e Liu [113], para a placa convencional fixa a uma distância G_x do cilindro, e Umair *et al.* [117] para a placa invertida com a extremidade livre a uma distância G_x do cilindro, ambos utilizando o PVDF como material piezoelétrico. Yu e Liu [113] avaliaram o escoamento em ar ($m^* \approx 10^3$) para os números de Reynolds, baseado no comprimento da placa ($Re_{L_{cant}}$), de $6,35 \times 10^4$ a $1,28 \times 10^5$, e considerando G_x igual a 0 (placa fixa no cilindro), D_c e $2D_c$, comparando com o caso sem a presença do cilindro ($D_c = 0$). A presença do cilindro à montante permite a redução da velocidade crítica de início da oscilação da placa e ainda inibe a histerese na oscilação, com a presença de oscilações do tipo EIE nas menores velocidades, caracterizado por oscilações de baixa amplitude e uma rápida redução da frequência de oscilação com o aumento da velocidade, indicado na Figura 2.33.a. Uma maior potência elétrica que o caso sem cilindro foi obtida para $G_x = 0$ e $G_x = D_c$, de modo que o caso com $G_x = 2D_c$ apresentou menor potência elétrica devido às oscilações mais irregulares observadas (Figura 2.33.b), com uma potência elétrica máxima de cerca de $200 \mu W$. Já no trabalho de Umair *et al.* [117], foram avaliadas as oscilações de uma placa invertida imersa em um escoamento com água, destacando, para $4760 \leq Re_D \leq 10624$, 3 distintos regimes de oscilação de acordo com a variação de G_x (entre 0 e $2,5D_c$) e de Re_D . São observados os regimes da placa em repouso para $G_x = 0$, devido à proximidade com o cilindro interromper o desenvolvimento dos vórtices, o regime com a placa fletida, para $G_x \geq 1,5D_c$, e o regime com a placa oscilando em torno da posição original quando $G_x \geq 0,5D_c$, de modo que a máxima tensão elétrica foi obtida para $0,5 \leq G_x/D_c \leq 1,5$.

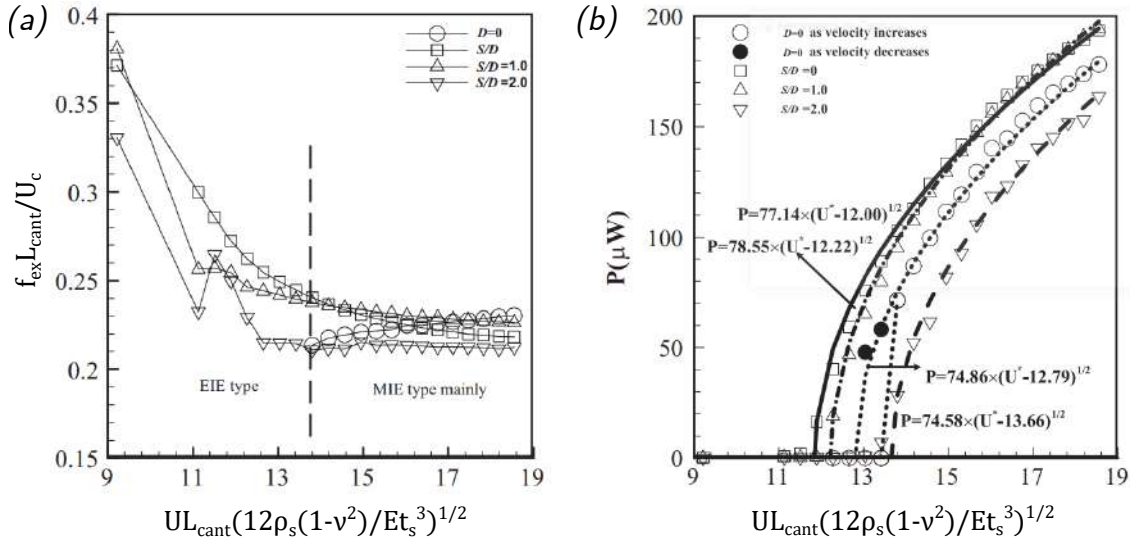


Figura 2.33: Resultados da (a) frequência de vibração da placa e da (b) potência elétrica gerada do trabalho de Yu e Liu [113].

Corpos de seção em D foram avaliados por Latif *et al.* [114], para uma placa convencional a uma distância G_x da seção reta do corpo, e por Arshad *et al.* [118] para duas placas convencionais. Para uma única placa, Latif *et al.* [114] observaram dois regimes de oscilação para $2,5 \times 10^4 \leq Re_{L_{cant}} \leq 3,5 \times 10^4$ de acordo com a posição G_x da placa, sendo um regime de desprendimento incompleto dos vórtices ($G_x/D_c < 3$) com baixa tensão elétrica produzida e um regime de elevada tensão elétrica em $G_x/D_c > 3$, com um aumento na tensão elétrica ao aumentar o comprimento da placa para $G_x/D_c < 3$. O aumento no comprimento da placa L_{cant} de D_c para $2D_c$ desloca a região de máxima tensão elétrica para maiores Reynolds. Arshad *et al.* [118] avaliou o efeito de uma segunda placa na colheita de energia, de modo que a primeira placa (convencional) está a uma distância L_{cant} do corpo rígido e a segunda placa (convencional) é posicionada a uma distância $0,1 \leq G_x/L_{cant} \leq 1$, na direção do escoamento incidente, e $0 \leq G_y/L_{cant} \leq 0,5$, perpendicular à direção do escoamento. A oscilação em fase das duas placas resulta em uma interação destrutiva nos vórtices, o que resulta em uma interação irregular entre os vórtices e a placa e reduz o coeficiente de arrasto na placa à jusante, diminuindo a colheita de energia. Para $1,2 \leq G_x/L_{cant} \leq 2$ e $0 \leq G_y/L_{cant} \leq 0,2$ há uma forte interação entre os vórtices que se desprendem do corpo e da placa à montante, correspondendo à região de máximo coeficiente de arrasto e máxima tensão elétrica.

Corpos de seção C invertida foram avaliados por Latif *et al.* [115], para uma placa convencional a uma distância G_x do centro do corpo rígido, e por Mutjaba *et al.* [116] para duas placas convencionais em série e com uma distância G_{x2} entre elas. No estudo de Latif *et al.* [115] foram avaliados corpos de seção C invertida com distintos ângulos de abertura, entre 0° (corpo de seção circular) e 180° , observando uma maior colheita de energia que o corpo de seção circular para ângulos maiores que 60° ,

indicado na Figura 2.34. As máximas potências para cada ângulo de abertura são obtidas para maiores velocidades do escoamento, e as menores potências ocorrem, com exceção do ângulo de 180° , para distâncias G_x iguais a $3D_c$. Com a redução da velocidade do escoamento, o melhor acoplamento/interação entre os vórtices e a oscilação da placa ocorre para menores valores de G_x . Mutjaba *et al.* [116] avaliaram duas placas em série imersas na esteira de vórtices de um corpo de seção em C invertida (180°), com um aumento na frequência e amplitude de oscilação da placa com o aumento da velocidade do escoamento, enquanto o posicionamento das placas (G_{x1} e G_{x2}) permite a melhor sincronização/acoplamento entre a esteira de vórtices e a oscilação das placas, com as maiores potências elétricas para $G_{x1} = G_{x2} > 1,5$ (com o máximo em 1,75). Enquanto no trabalho de Latif *et al.* [115] foi possível obter uma potência elétrica máxima de $5,7 \mu W$, no trabalho de Mutjaba *et al.* [116] foi possível obter uma potência de cerca de $30 \mu W$ para uma única placa e de $65 \mu W$ para as duas placas em série.

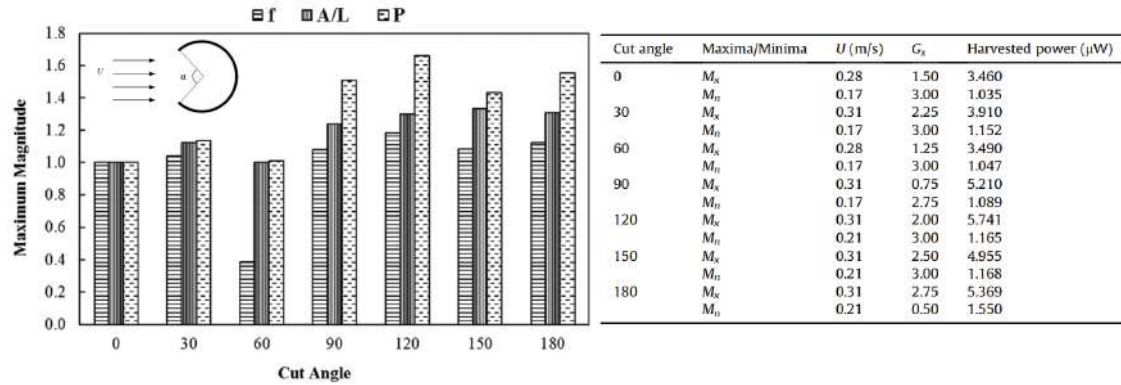


Figura 2.34: Condições e resultados da máxima e mínima potência elétrica produzida, comparando com o caso do cilindro (ângulo de abertura igual a 0) [115].

Conforme observado nos estudos citados, a geometria do corpo rígido tem um efeito significativo na colheita de energia. Para permitir uma comparação quantitativa de distintas geometrias, o estudo experimental de Mehdipour *et al.* [119] avaliou, em escoamentos com ar, um conjunto de 19 geometrias para o corpo rígido (Figura 2.35.a) e 8 configurações para a placa convencional e a camada de PVDF, além de 3 espessuras para a placa, utilizando a média quadrática da tensão elétrica, faixa útil de colheita de energia e energia gerada pela placa. Foi analisada a faixa de frequências útil a fim de avaliar quais geometrias permitem a colheita de energia em uma maior faixa de velocidades do escoamento, com melhores resultados para as placas de maior comprimento, ocorrendo normalmente para corpos de maior coeficientes de arrasto e sustentação (Figura 2.35.b), sendo mais recomendado para a colheita de energia em escoamentos com grandes variações na velocidade. Observa-se uma relação entre o arrasto e a amplitude da tensão elétrica gerada, de forma que

corpos com maiores coeficientes de arrasto possuem maior diferença de pressão na sua parte traseira, resultando em maiores tensões elétricas, com destaque ao corpo de seção em C invertido (Figura 2.35.c). Para placas com a mesma rigidez à flexão, a que possui maior espessura da camada piezoelétrica permite maiores tensões elétricas. Para escoamentos de maior velocidade, observou-se que placas de menor comprimento geram mais energia elétrica, enquanto para menores velocidades as maiores placas possuem melhor geração de energia.

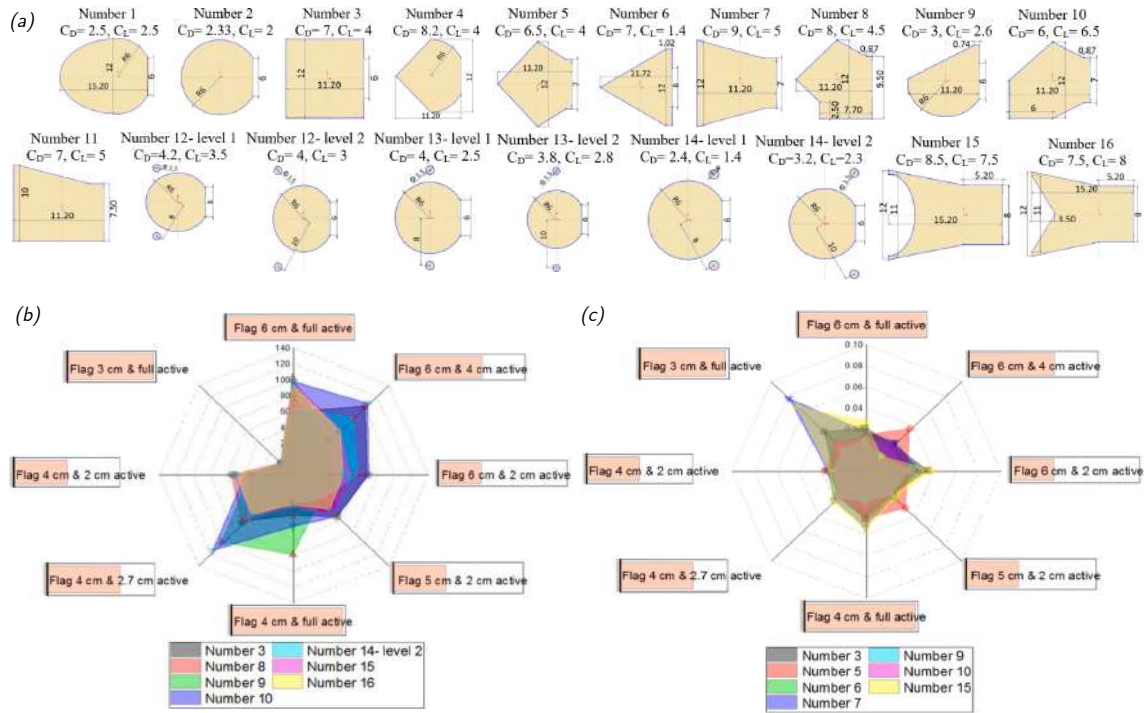


Figura 2.35: (a) Geometrias do corpo rígido e resultados das geometrias com (b) maiores faixas úteis de geração de energia e com (c) maiores valores de geração de energia na faixa de 2 a 12 m/s [119].

A comparação entre placas convencionais e invertidas para um corpo rígido retangular foi avaliada por Kim *et al.* [120] para distintos posicionamentos da placa à jusante do corpo (a uma distância G_x/L_{cant} , paralela ao escoamento, e G_y/L_{cant} , transversal ao escoamento) e para escoamentos com ar ($m^* \approx 10^3$) e com água ($m^* \approx 1$). Para a placa convencional foram observados 2 regimes de oscilações periódicas, sendo um deles para o posicionamento da placa na linha de simetria do corpo ($G_y = 0$), caracterizado por oscilações no primeiro modo natural de vibração pela sincronização com os vórtices desprendidos, de modo que placas mais próximas do corpo rígido apresentam maior amplitude de oscilação pela interação dos vórtices com a extremidade livre da placa e placas mais afastadas possuem oscilações irregulares de baixa amplitude pelas oscilações nos campos de pressão e velocidade do escoamento, já que os vórtices interagem com a extremidade fixa da placa. No escoamento com ar são observadas oscilações periódicas e regulares na faixa de ve-

locidade reduzida U^* (a velocidade reduzida é um parâmetro adimensional definido como $U^* = U \sqrt{\frac{12(1-\nu_s^2)\rho_f L_{cant}^3}{E_s t_s^3}}$) entre 0,7 e 1,1, e oscilações não regulares para maiores valores de U^* (Figura 2.36.a), resultado de uma competição de modos por uma grande discrepância entre a frequência de desprendimento de vórtices e de oscilação. Já no escoamento com água as oscilações de baixa amplitude em baixas velocidades é suprimido devido ao maior amortecimento do fluido, com um aumento da amplitude de oscilação ao aumentar U^* (Figura 2.36.a), resultado da relação entre a frequência de desprendimento de vórtices (linha tracejada nas Figuras 2.36.b) e a frequência de oscilação da estrutura, demonstrando a região de sincronização para placas convencionais imersas na esteira de um corpo à montante. Ao deslocar a placa convencional na direção transversal ao escoamento ($G_y \neq 0$), é observada a oscilação da placa no segundo modo natural de vibração para o escoamento em ar, com um mecanismo de *flutter* e não pela sincronização com os vórtices (responsáveis por um forçamento assimétrico na placa para $G_y \neq 0$), com o corpo rígido responsável por aumentar a velocidade do escoamento incidente na placa e, assim, reduzir a velocidade U^* crítica de início do *flutter*, enquanto no escoamento em água isso não é observado devido à supressão do *flutter* pela maior inércia do fluido.

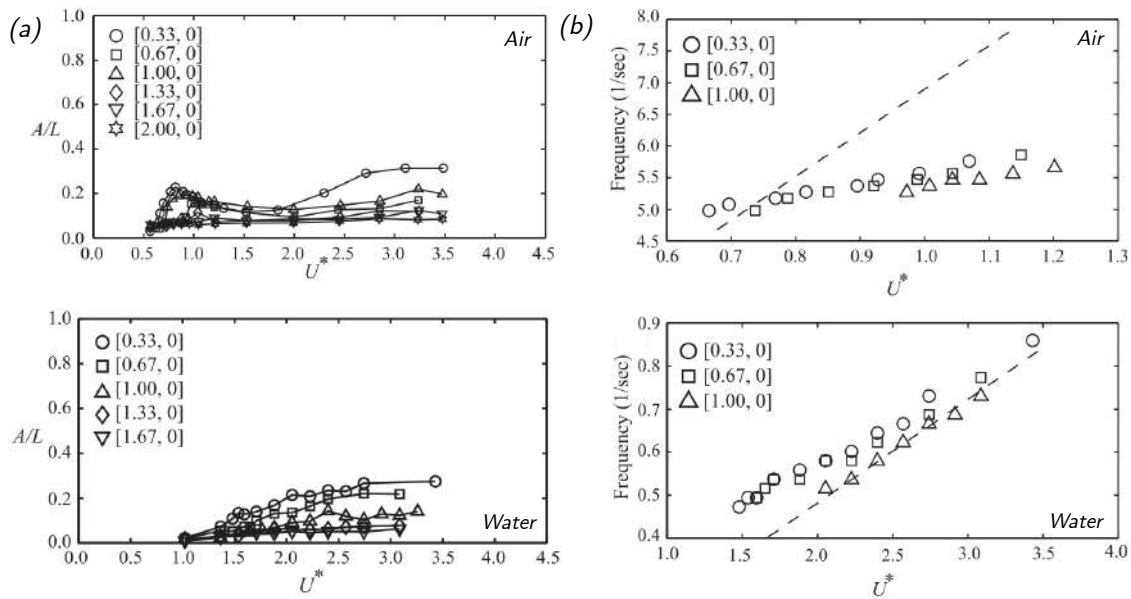


Figura 2.36: Variação com a velocidade U^* da (a) amplitude de oscilação da placa e da (b) frequência de oscilação para a placa convencional em escoamentos com ar e água e $G_y = 0$ [120], sendo os casos descritos como $[G_x/L_{cant}, G_y/L_{cant}]$.

Já para a placa invertida, Kim *et al.* [120] observaram dois tipos de oscilação da placa, uma delas de baixa amplitude ($A/L_{cant} \approx 0,25$) resultante da sincronização com os vórtices (para $0,7 \leq U^* \leq 0,9$ e $G_x/L_{cant} = 1,67$ e 2), a qual não ocorre para placas invertidas imersas em escoamentos uniformes nem para $G_y \neq 0$, e uma de grande amplitude de oscilação com mecanismo igual ao da placa invertida em um

escoamento uniforme. Entre esses dois tipos de oscilação, são relatadas oscilações irregulares de baixa amplitude. O efeito do posicionamento da placa afeta consideravelmente a velocidade U^* crítica de início das oscilações, podendo-se dividir o comportamento da placa em 3 regiões (Figura 2.37.a), sendo a região I a que não apresenta oscilações para U^* entre 0,3 e 3,8 para escoamentos com ar e entre 1,0 e 2,9 para água, e as regiões II e III com oscilações que iniciam-se a uma velocidade U^* crítica maior e menor, respectivamente, que o caso sem o corpo rígido à montante (Figura 2.37.b). Destaca-se que, ao contrário da placa convencional, o comportamento da placa invertida em escoamentos em água foi semelhante ao escoamento em ar (Figuras 2.37.c-f), com a indicação de pequenas variações com m^* nas fronteiras entre as regiões (Figura 2.37.f).

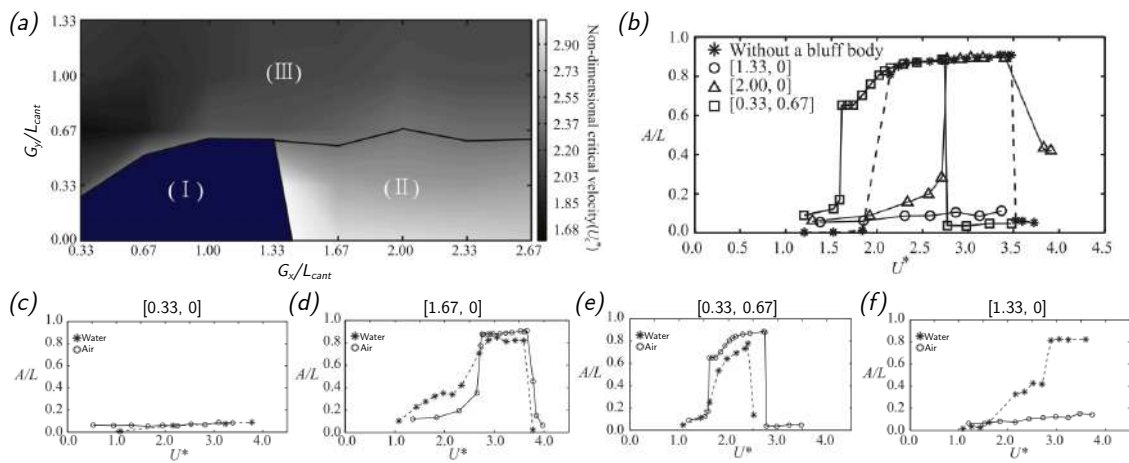


Figura 2.37: (a) Regiões de transição da velocidade crítica U^* com o posicionamento G_x e G_y , (b) comparação da amplitude de oscilação para as 3 regiões, e (c)-(f) variação da amplitude de oscilação com a velocidade U^* para distintos posicionamentos $[G_x/L_{cant}, G_y/L_{cant}]$ em escoamentos com ar (o) e água (*) [120].

Akaydin *et al.* [87] avaliou a colheita de energia de uma placa invertida imersa na esteira de vórtices de um corpo rígido de seção circular e imersa na camada limite turbulenta que se desenvolve em uma placa plana, verificando que as maiores perdas ocorrem na transferência de energia mecânica do escoamento para a placa e não na conversão de energia mecânica em energia elétrica no material piezoelétrico. Para o corpo de seção circular, verificou-se experimentalmente que a máxima potência elétrica ocorre para a placa localizada na linha de simetria do corpo ($G_y = 0$) e para uma distância de $2D_c$ entre a extremidade livre da placa invertida e o centro do cilindro. Também foram realizadas simulações numéricas com um modelo 2D das equações de Navier-Stokes em volumes finitos e um modelo reduzido (SDOF) para a placa, sendo indicado que o uso de modelos não-lineares de grandes deformações para a placa deve permitir uma melhoria nas soluções numéricas.

A presença de placas flexíveis fixas atrás do cilindro também foi investigada nas

vibrações por vórtices [121, 122], avaliando a relação da rigidez da placa flexível (sendo $U^* = U/f_{n1}D_c = 0$ uma placa rígida e $U^* = 160$ uma placa que apresenta baixa rigidez à flexão, com f_{n1} a frequência natural da placa) e da razão de massas m^* nos distintos regimes de oscilação, padrões dos vórtices e modos de vibração da placa, além de avaliar a histerese ao considerar um aumento ou diminuição de U^* e ainda o caso da placa estacionária como condição inicial. São verificados 4 distintos modos de vibração da placa (EB-1, EB-2, EB-3 e EB-4 na Figura 2.38) e múltiplas regiões de sincronização (L1, L2, L3 e L4 na Figura 2.38). A região L1 apresenta um comportamento semelhante ao das vibrações induzidas por vórtices de um cilindro rígido, com o padrão 2S de vórtices na esteira, de modo que quanto maior a razão m^* , mais próxima é a frequência de oscilação da frequência natural do modo EB-1 devido à redução da massa virtual com o aumento de m^* . Já a máxima amplitude independe de m^* em L1, mas há um deslocamento com a velocidade U^* . Conforme observado na Figura 2.38.a, há a contribuição dos modos EB-2 e EB-1 na região L2, com uma redução da contribuição de EB-2 ao aumentar U^* para baixos valores de m^* , com a frequência de oscilação aproximando-se da frequência natural do modo EB-2. Já as regiões L3 e L4 possuem oscilações da placa nos modos EB-3 e EB-4, de modo que nas regiões L2, L3 e L4 há uma dependência da amplitude de oscilação com m^* , além de ser possível verificar a existência das regiões L_3^0 , L_4^0 e D_3 para o caso da placa estacionária como condição inicial. Em geral, os padrões de vórtices 2S são observados para menores velocidades U^* enquanto os padrões 2P, P+S e 2P+2S, mais complexos, são observados para maiores U^* , demonstrando que os padrões de vórtices são dependentes da amplitude e frequência da oscilação, mas independem de U^* e da região de sincronização, sendo semelhante aos padrões do cilindro rígido oscilando forçadamente sem a presença da placa.

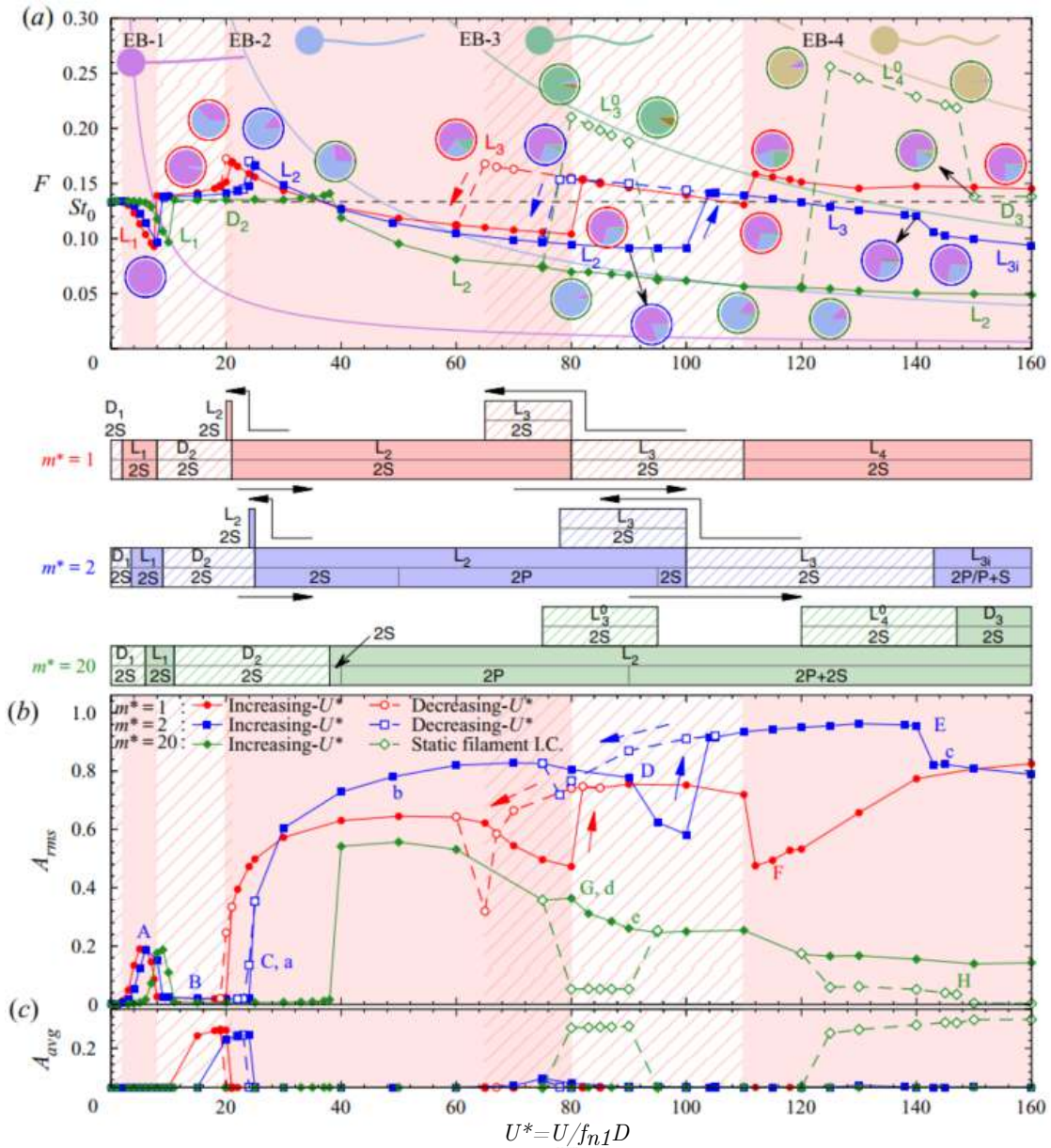


Figura 2.38: Variação da (a) frequências F naturais de vibração e frequências dominantes, (b) da média quadrática da amplitude de oscilação A_{rms} e da (c) amplitude média A_{avg} com a velocidade $U^* = U/f_{n1}D$ adimensionalizada com a primeira frequência natural de vibração da estrutura flexível [122].

2.1.1 Motivações e Objetivos do Trabalho

Conforme descrito, as interações fluido-estrutura são fenômenos muito complexos e de difícil modelagem, de forma que simulações numéricas, mesmo que limitadas quanto ao número de Reynolds máximo, permitem uma avaliação mais profunda dessas complexas interações, seja com a disponibilidade de todo o campo de velocidade e pressão no domínio para análise ou ainda com a possibilidade de determinar parâmetros difíceis ou impossíveis de se realizar experimentalmente. Como indicado anteriormente, sistemas de colheita de energia das interações fluido-estrutura

compreendem uma área de grande interesse em pesquisa e desenvolvimento, o que permitiria o desenvolvimento de micro sensores e micro sistemas autônomos.

Muito tem sido proposto em micro e mini sistemas de colheita de energia, de modo que os materiais piezoelétricos são aqueles que apresentam maior potencial para o sucesso nessa aplicação, devido à simplicidade em utilização desse material, inexistência de partes móveis e pela não necessidade em acoplar uma fonte de tensão elétrica, como é o caso do mecanismo de conversão eletrostático. Assim, um maior potencial de coleta de energia ocorre em situações de elevada amplitude de oscilação, como é o caso do VIV, *galloping* e das placas invertidas, por exemplo. Apesar das elevadas amplitudes máximas de oscilação do *galloping* e das placas invertidas, o *galloping* ocorre em elevadas velocidades do escoamento e as placas invertidas possuem uma restrição quanto à vida útil delas devido à fadiga. Apesar do VIV ser frequentemente apontado como um dos melhores candidatos à colheita de energia em micro e mini sistemas, a frequente permanência desses sistemas sob escoamento em regime laminar ($Re < 500$) limita o aproveitamento do VIV às máximas amplitudes de aproximadamente $0,6D_c$.

Dessa forma, os objetivos deste trabalho compreendem a resolução acoplada, via simulações numéricas, das equações governantes dos domínios fluido e sólido para uma viga cantiléver com uma extremidade fixa à jusante de um corpo rígido e fixo e a outra extremidade livre, com um cilindro rígido em sua extremidade. As condições do sistema e materiais foram selecionados para permitir aproximar-se de condições e materiais disponíveis comercialmente, o que poderia ser utilizado, futuramente, para validações dos resultados numéricos obtidos. Para a avaliação de parâmetros significativos na resposta da interação fluido-estrutura, é proposta a realização de uma análise paramétrica, variando-se o número de Reynolds, geometria do corpo à montante da viga, confinamento e espessura da viga cantiléver. A avaliação da resposta do sistema frente a essas distintas condições é realizada com a análise da esteira de vórtices resultante, da oscilação da viga cantiléver e das forças atuantes na estrutura fixa e flexível.

Capítulo 3

Metodologia

Neste capítulo serão descritas as modificações, na geometria, na velocidade do fluido e nas condições do escoamento, realizadas na análise paramétrica, além de descrever detalhadamente a metodologia empregada. Para isso, serão descritas as equações governantes do sistema, método numérico empregado, assim como discretizações, método de acoplamento da interação fluido-estrutura e métodos de resolução das múltiplas físicas do problema considerado.

3.1 Descrição do Sistema

O sistema de colheita de energia proposto é composto de uma estrutura fixa (estrutura geradora de vórtices) e uma estrutura flexível (estrutura cantiléver) de comprimento L_{cant} engastada na estrutura fixa, e composta por um material polimérico, conforme Figura 3.1. A utilização por um polímero para a viga cantiléver é devido aos menores módulos de elasticidade desses materiais em relação a materiais metálicos, o que permite a redução da frequência natural de vibração, essencial para maiores deformações da estrutura em microssistemas. Além disso, a utilização de uma geometria de placa convencional ocorre pela maior resistência à fadiga e durabilidade dessa geometria em comparação com a invertida [93].

A estrutura geradora de vórtices tem comprimento característico D_c constante e igual a 5 mm . Na extremidade livre da estrutura cantiléver há uma estrutura cilíndrica rígida de aço inoxidável (densidade igual a 8000 kg/m^3) de diâmetro $d = 2 \text{ mm}$ para reduzir a frequência natural de vibração da estrutura e aumentar a inércia da estrutura, a fim de resultar em maiores deflexões. O uso da estrutura cilíndrica rígida permitirá ainda avaliar o efeito da interação dessa estrutura e dos vórtices que se desprendem dela com os vórtices da estrutura geradora de vórtices.

O material polimérico considerado na estrutura cantiléver tem densidade igual a 1780 kg/m^3 , Módulo de Young igual a 2 GPa e razão de Poisson igual a 0,40, de forma a possuir valores próximos de polímeros como PET (Politereftalato de Etileno)

e PVDF (Fluoreto de Polivinilideno) [111], um material polimérico com propriedades piezoelétricas amplamente utilizado. O material polimérico considerado tem espessura t_s igual a $100 \mu m$.

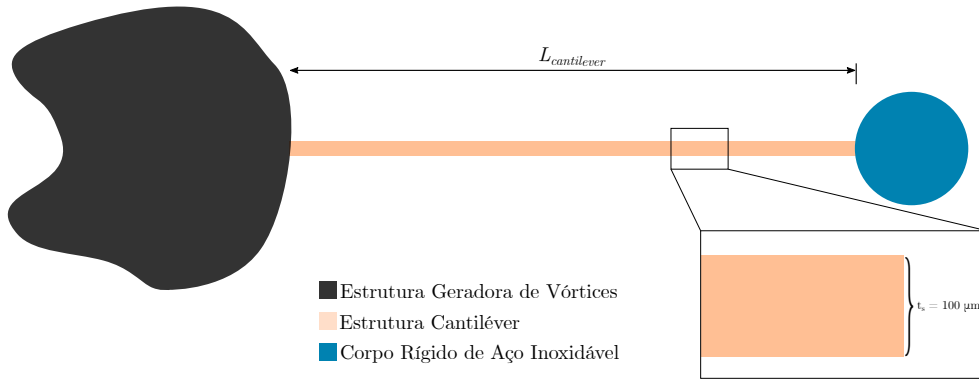


Figura 3.1: Sistema proposto para a avaliação da interação fluido-estrutura em uma viga cantiléver exposta a uma esteira de vórtices de um corpo rígido fixo à montante.

Com o objetivo de simplificar o sistema e permitir uma análise mais abrangente, com a redução do custo computacional, é realizada uma análise bidimensional do sistema.

Essa estrutura está contida em um domínio computacional de largura W e posicionado no centro do canal a distâncias L_{in} e L_{out} entre o centro da estrutura geradora de vórtices e a entrada e saída do canal, respectivamente.

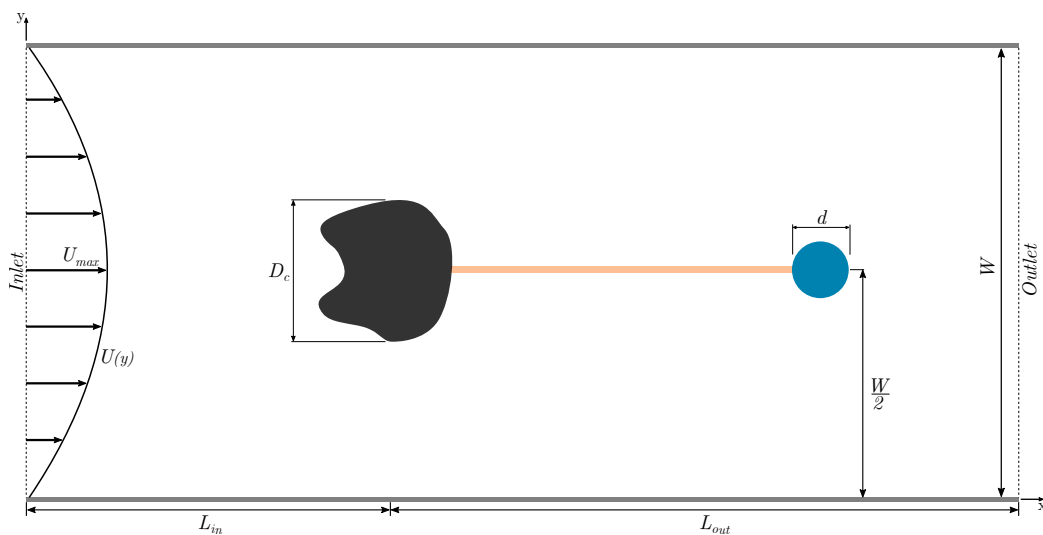


Figura 3.2: Representação do domínio computacional com a estrutura proposta.

3.2 Análise Paramétrica

A análise paramétrica proposta avalia 4 distintos parâmetros, sendo 1 deles relacionados à geometria da estrutura geradora de vórtices, 1 relacionado à velocidade do escoamento (número de Reynolds), 1 relacionado às condições do domínio no qual o sistema está imerso a fim de avaliar o efeito do confinamento e 1 relacionado à espessura da viga cantiléver.

3.2.1 Geometria da Estrutura Geradora de Vórtices

Para a estrutura geradora de vórtices serão consideradas três distintas geometrias, selecionadas a partir do estudo de Mehdipour *et al.* [119]. Todas as estruturas possuem comprimento característico igual a 5 mm , sendo as estruturas triangular, estrutura em C invertido e estrutura retangular, conforme Figuras 3.3.a-c, respectivamente. A estrutura triangular possui lados iguais e de comprimento 5 mm , a estrutura em C invertido possui diâmetro externo igual a 5 mm e interno igual a 4 mm , e a retangular, de razão de aspecto igual a 3, possui lados iguais a 5 e $1,67\text{ mm}$.

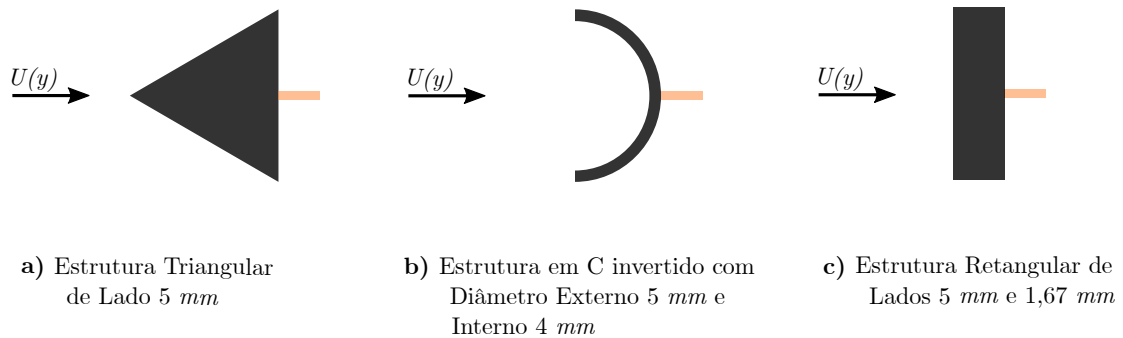


Figura 3.3: Geometrias (a) triangular, (b) C invertido e (c) retangular da análise paramétrica da estrutura geradora de vórtices.

3.2.2 Número de Reynolds

Para avaliar a influência da velocidade do escoamento, e consequentemente a dinâmica da esteira de vórtices, na resposta da estrutura são avaliados dois números de Reynolds, baseado na velocidade máxima do escoamento U_{max} (Equação (3.1)), os quais são iguais a 125, 250, resultando em velocidades máximas de $0,025$ e $0,050\text{ m/s}$. Para tais valores de números de Reynolds o escoamento permanece laminar. Apesar de trabalhos na literatura apontarem a existência de estruturas tridimensionais no escoamento ao redor de um cilindro a partir de Reynolds igual a 180 para o caso não confinado [31, 123] e acima de 200 para o caso com confinamento lateral [124, 125], Gomes e Lienhart [110] verificou que a presença da placa flexível atrás do cilindro

atrasa o início de efeitos tridimensionais para Reynolds acima de 250, de modo que é mantida uma análise bidimensional para esse sistema. Já o valor de 125 é utilizado por ser um valor próximo ao Re_{crit} para o escoamento confinado ($\beta = 40\%$) ao redor de um corpo de seção circular com condição de não escorregamento [126].

$$Re = \frac{\rho_f U_{max} D_c}{\mu_f} \quad (3.1)$$

3.2.3 Condições de Contorno do Domínio Computacional

O confinamento lateral tem um efeito significativo no fenômeno de desprendimento de vórtices, adiando o início das instabilidades e aumentando, assim, o número de Reynolds crítico Re_{crit} [126], além de aumentar a frequência de desprendimento de vórtices [127, 128]. A presença das paredes laterais também afeta consideravelmente a esteira de vórtices devido à interação com as camadas cisalhantes das paredes, podendo resultar no desprendimento de vórtices dessas paredes [127, 128]. Além disso, a variação da velocidade do escoamento na direção y , perpendicular às paredes, devido à presença da condição de não-deslizamento nas paredes do canal, introduz um efeito de inversão da esteira de vórtices de von Kármán [129].

Para avaliar a interação fluido-estrutura em distintas condições de confinamento lateral do escoamento e o seu efeito nas oscilações da estrutura cantiléver e na esteira de vórtices, tal como Chen *et al.* [56] para o caso do VIV próximo a uma única parede, são propostas três distintas condições. Uma condição reflete o não confinamento da estrutura e duas apresentam um confinamento lateral com razão de bloqueio $\beta = \frac{D_c}{W}$ igual a 40% ($W = 12,5 \text{ mm}$), sendo uma delas com as laterais do canal com condição de não deslizamento ($u = 0$) e a outra com condição de livre escorregamento $\partial u_f / \partial y = 0$, ambas com condição de não penetração do fluido ($v_f = 0$), sendo u_f e v_f as componentes da velocidade do fluido nas direções x e y , respectivamente. Na superfície da estrutura geradora de vórtices, estrutura cantiléver e cilindro rígido ao final da estrutura cantiléver, utilizam-se condições de não deslizamento e não penetração do fluido.

Condição de escoamento não confinado

Para a condição de escoamento não confinado, tem-se um canal com largura W igual a 20 vezes o comprimento característico da estrutura geradora de vórtices (100 mm , equivalente a uma razão de bloqueio de 5%) e comprimento total de 40 vezes D_c (200 mm), a fim de reduzir os efeitos do domínio nos resultados obtidos conforme o trabalho de Kumar e Mittal [130]. O comprimento L_{in} é igual a $10D_c$ e o comprimento L_{out} é igual a $30D_c$. Nas laterais do domínio computacional tem-se condições de livre escorregamento e não penetração do fluido, enquanto na saída há

uma condição de pressão manométrica nula e na entrada é imposta uma velocidade constante e igual à velocidade máxima U_{max} , conforme indicado na Figura 3.4.

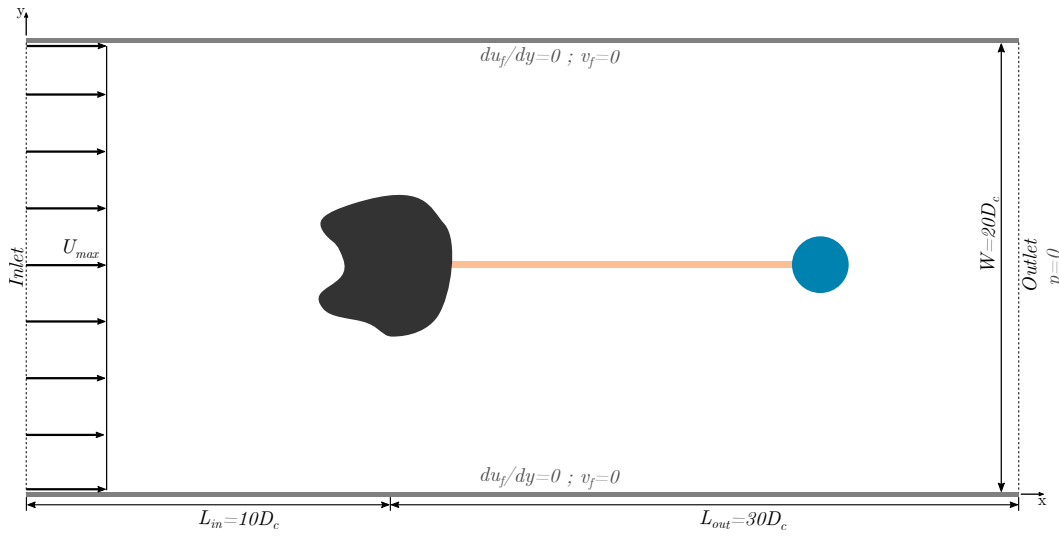


Figura 3.4: Domínio computacional e condições de contorno usadas no caso do escoamento não confinado.

Condição de escoamento confinado e não deslizamento do fluido

Na condição de escoamento confinado lateralmente e com não deslizamento do fluido tem-se um canal com razão de bloqueio β igual a 40%, correspondendo a uma largura W de 12,5 mm. Os comprimentos L_{in} e L_{out} são iguais a $12D_c$ e $35D_c$, respectivamente, de acordo com os estudos de Camarri e Giannetti [124] e Alfieri *et al.* [131]. Nas laterais do domínio são impostas condições de não deslizamento e não penetração do fluido, enquanto na saída é utilizada uma condição pressão manométrica nula e na entrada é prescrito um perfil de velocidade $u(y)$ para o escoamento completamente desenvolvido (Escoamento de Hagen-Poiseuille) dado pela Equação 3.2, conforme indicado na Figura 3.5.

$$u_f(y) = U_{max} \frac{y(W - y)}{(W/2)^2} \quad (3.2)$$

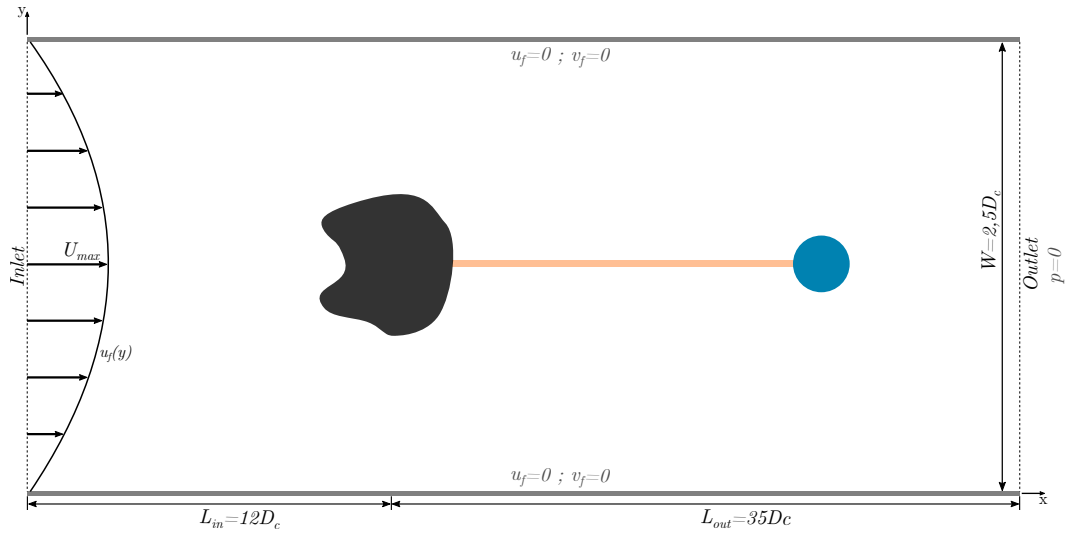


Figura 3.5: Domínio computacional e condições de contorno usadas no caso do escoamento confinado e com não deslizamento do fluido.

Condição de escoamento confinado e livre escorregamento do fluido

Na condição de escoamento confinado lateralmente e com livre escorregamento do fluido tem-se um canal com razão de bloqueio β igual a 40% e os comprimentos L_{in} e L_{out} são iguais a $12D_c$ e $35D_c$, respectivamente. Nas laterais do domínio são impostas condições de livre deslizamento e não penetração do fluido, enquanto na saída é utilizada uma condição pressão manométrica nula e na entrada é prescrita uma velocidade constante e igual a U_{max} , conforme indicado na Figura 3.6.

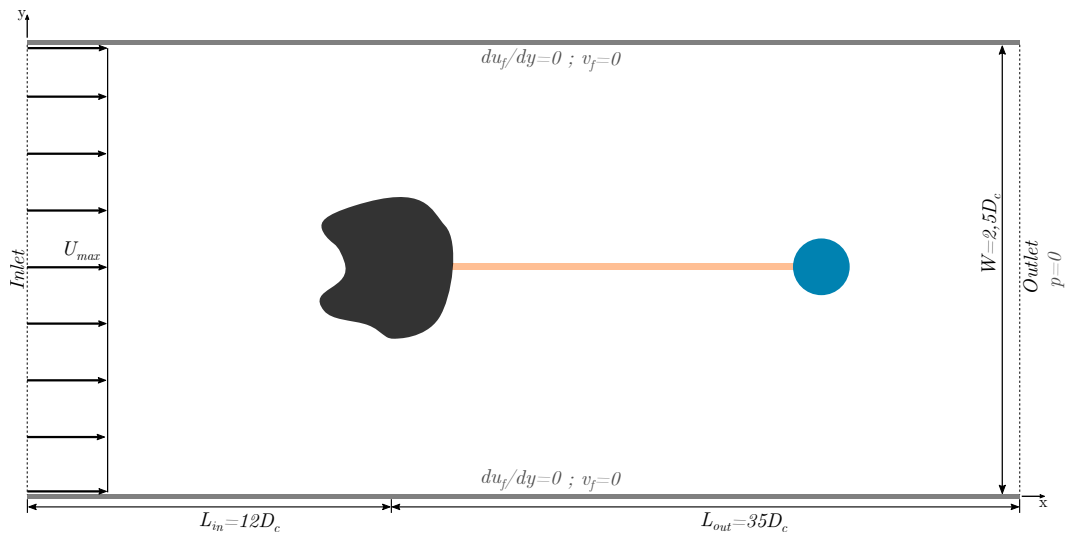


Figura 3.6: Domínio computacional e condições de contorno usadas no caso do escoamento confinado e com livre escorregamento do fluido.

3.2.4 Espessura da viga cantiléver

Além da variação da velocidade do escoamento, parâmetro que afeta diretamente a velocidade reduzida $U^* = U/f_n D_c$, deseja-se uma variação mais ampla na faixa de velocidades reduzidas avaliadas a fim de determinar a resposta nas condições de $f_n \approx f_{St}$, $f_n > f_{St}$ e $f_n \gg f_{St}$. E, seguindo outros estudos realizados para o VIV [46, 50], opta-se por alterar a frequência natural de oscilação da estrutura cantiléver. Mantendo-se constante o comprimento L_{cant} , material (responsável por determinar ρ_s , ν_s e E) e massa na extremidade livre, a frequência natural de oscilação de uma viga cantiléver é alterada com a espessura t_s na relação $t_s^{3/2}$ [132]. Assim, a análise paramétrica avaliará, também, as espessuras de $100\mu m$, $50\mu m$ e $25\mu m$, o que deve resultar em uma redução de cerca de 8 vezes na frequência natural da estrutura.

3.3 Formulação Matemática

Os modelos matemáticos utilizados na resolução do problema proposto são divididos em dois, um destinado à resolução do escoamento do fluido no interior do canal e limitado ao domínio fluido e um relacionado ao domínio sólido da estrutura cantiléver.

3.3.1 Escoamento e Interação Fluido-Estrutura

A modelagem do escoamento pode ser realizada de acordo com duas descrições clássicas do movimento, a Euleriana e a Lagrangeana [133]. Na descrição Euleriana o escoamento é descrito de acordo com um referencial fixo, enquanto na Lagrangeana o sistema de referência acompanha a movimentação do fluido. No caso de um domínio unidimensional com 5 nós, a descrição Euleriana, indicada na Figura 3.7.a, faz com que os nós permaneçam fixos enquanto as partículas de fluido movimentam-se de acordo com a sua posição e velocidade, de modo que as características da partícula são calculadas a partir de uma interpolação, resultando no surgimento de uma importante difusão numérica. Já na descrição Lagrangeana, indicada na Figura 3.7.b, não há o aparecimento da difusão numérica pois os nós da malha acompanham o movimento das partículas de fluido. Entretanto, essa movimentação pode gerar grandes deformações na malha, deteriorando a qualidade dos elementos e, assim, prejudicando a precisão da solução numérica.

Dessa forma, a descrição Lagrangeana-Euleriana Arbitrária (ALE), indicada na Figura 3.7.c, surge como uma generalização na descrição do escoamento [133, 134], de forma a não considerar um sistema de referência fixo nem um referencial movimentando-se com velocidade igual a do fluido, mas sim com uma velocidade arbitrária definida de acordo com as condições do sistema. Assim, é possível apro-

veitar as vantagens e reduzir as desvantagens de cada descrição. Além disso, devido à robustez, acurácia e não necessidade em recriar a malha, a descrição ALE apresenta vantagens em relação ao uso de outros métodos de domínio fictício [71].

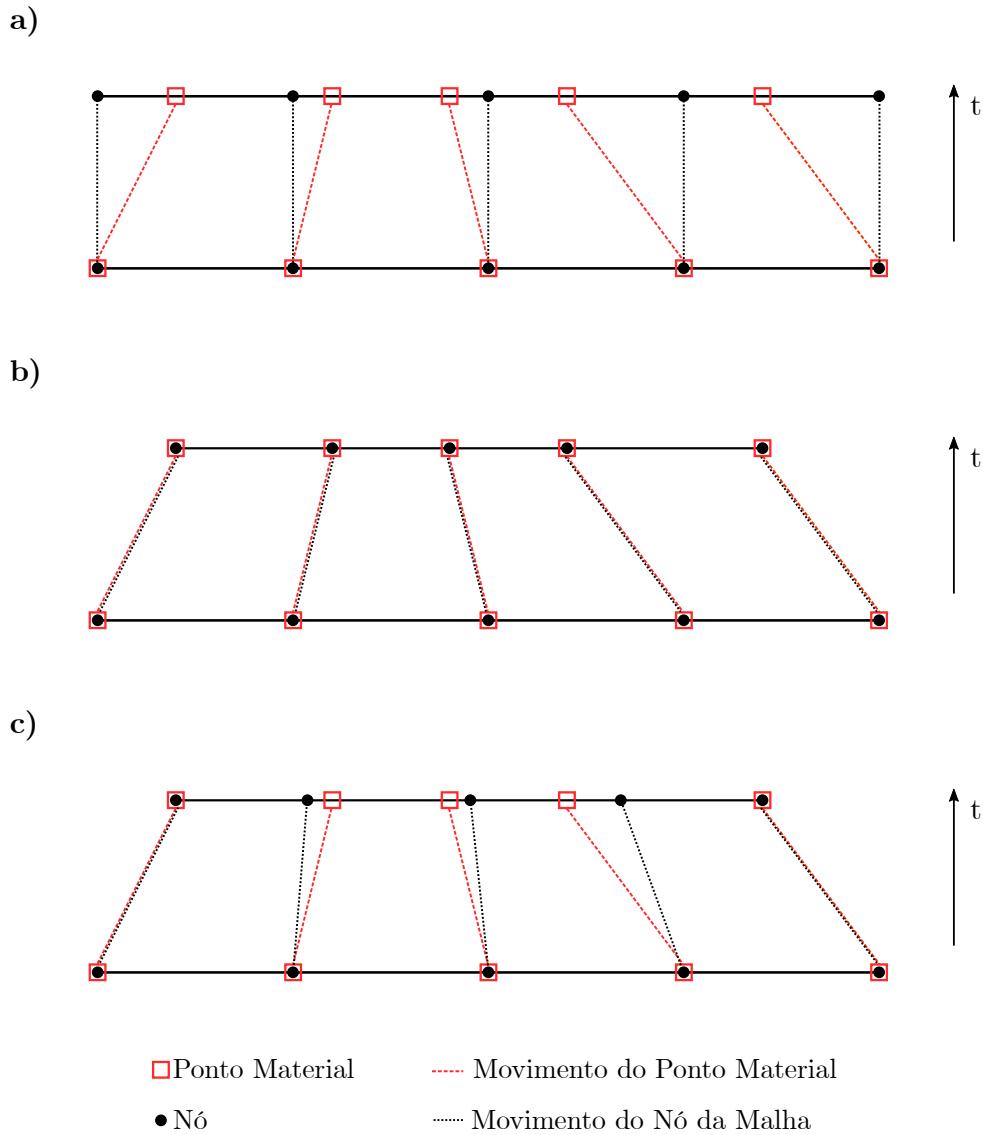


Figura 3.7: Exemplo unidimensional da (a) Descrição Euleriana, (b) Descrição Lagrangeana e (c) Descrição Lagrangeana-Euleriana Arbitrária (ALE).

As equações governantes do escoamento são dadas pelas equações de Navier-Stokes na descrição Lagrangeana-Euleriana Arbitrária, com a equação da continuidade (Equação 3.3) e a equação de conservação de quantidade de movimento linear (Equação 3.4), considerando o escoamento incompressível, fluido Newtoniano, isotérmico e com propriedades constantes, considerado como a água a 20°C.

$$\nabla \cdot \boldsymbol{y} = 0 \tag{3.3}$$

$$\rho_f \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + \rho_f (\underline{v} - \hat{\underline{v}}) \nabla \cdot \underline{v} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \underline{v} \quad (3.4)$$

Sendo ρ_f a massa específica do fluido, igual a 1000 kg/m^3 , p a pressão, μ a viscosidade dinâmica do fluido, igual a $0,001 \text{ Pa.s}$, \underline{v} o vetor velocidade do fluido e $\hat{\underline{v}}$ o vetor velocidade dos nós da malha. No caso de $\hat{\underline{v}} = \underline{0}$ tem-se a descrição Euleriana e para $\hat{\underline{v}} = \underline{v}$ tem-se a descrição Lagrangeana. No problema proposto o acoplamento entre o escoamento e a movimentação da estrutura é realizado ao igualar a movimentação e velocidade dos nós na interface entre os domínios fluido e sólido. O vetor velocidade do fluido \underline{v} tem as componentes em x e y dadas por u_f e v_f , respectivamente.

3.3.2 Mecânica dos Sólidos

A estrutura flexível é modelada considerando-a como um sólido hiperelástico seguindo a relação constitutiva de Saint Venant-Kirchhoff a fim de contabilizar não-linearidades geométricas [135], em consonância com os trabalhos de Turek e Hron [104] e Gomes *et al.* [136] para interações fluido-estrutura com grandes deformações. A equação de conservação de momento linear, na ausência de forças de corpo, é dada, usualmente, pela Equação 3.5, sendo ρ_s a massa específica do sólido, \underline{u} a deflexão da estrutura e $\underline{\sigma}$ o tensor de Cauchy de deformação da estrutura. O termo ∇_x define o gradiente em relação às coordenadas espaciais \underline{x} .

$$\rho_s \frac{\partial^2 \underline{u}}{\partial t^2} = \nabla_x \underline{\sigma} \quad (3.5)$$

E, para uma formulação baseada em coordenadas materiais, tem-se a equação governante baseada no primeiro tensor de Piola-Kirchhoff \underline{P} (Equação 3.6), ou no segundo tensor de Piola-Kirchhoff \underline{S} (Equação 3.7), mais utilizado. Sendo ρ_0 a massa específica inicial do sólido, \underline{F} o tensor gradiente de deformação e ∇_X o gradiente em relação às coordenadas materiais \underline{X} .

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \underline{u}}{\partial t^2} = \nabla_X \underline{P} \quad (3.6)$$

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \underline{u}}{\partial t^2} = \nabla_X \left(\underline{F} \underline{S} \right) \quad (3.7)$$

A relação entre o tensor de Cauchy, primeiro e segundo tensor de Piola-Kirchhoff é dada pelas Equações 3.8, sendo $J = \det(\underline{F}) = \frac{\rho_0}{\rho_s}$.

$$\begin{aligned} \underline{\sigma} &= J^{-1} \underline{P} \underline{F}^T = J^{-1} \underline{F} \underline{S} \underline{F}^T \\ \underline{S} &= \underline{F}^{-1} \underline{P} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Já a equação constitutiva do material de Saint Venant-Kirchhoff é dada pela

Equação 3.9, sendo $\underline{\underline{\sigma}}$ o tensor de Cauchy. O Segundo tensor de Piola-Kirchhoff $\underline{\underline{S}}$ é dado pela Equação 3.10, sendo $\lambda^s = \frac{\nu_s E}{(1+\nu_s)(1-2\nu_s)}$ e $\mu^s = \frac{E}{2(1+\nu_s)}$ os coeficientes de Lamé para a estrutura sólida flexível.

$$\underline{\underline{\sigma}} = J^{-1} \underline{\underline{F}} \left(\lambda^s \left(\text{tr} \underline{\underline{E}} \right) \underline{\underline{I}} + 2\mu^s \underline{\underline{E}} \right) \underline{\underline{F}}^T \quad (3.9)$$

$$\underline{\underline{S}} = J \underline{\underline{F}}^{-1} \underline{\underline{\sigma}} \underline{\underline{F}}^{-T} \quad (3.10)$$

Considerando o material polimérico proposto, tem-se a densidade ρ_s igual a 1780 kg/m^3 , módulo de Young E igual a 2 GPa e razão de Poisson ν_s igual a 0,40. Assim, os coeficientes de Lamé são dados por λ^s igual a 2,857 GPa e μ^s igual a 0,714 GPa .

3.4 Método Numérico

A resolução numérica do problema proposto é realizada utilizando o método de elementos finitos com o software comercial *COMSOL Multiphysics*® 5.6. Devido ao envolvimento de distintas físicas na resolução numérica, além da movimentação da malha, o acoplamento entre elas pode ocorrer, basicamente, de duas maneiras, a segregada (ou particionada) e a integrada [72–74].

O acoplamento particionado ocorre quando as diferentes físicas, deformação estrutural e escoamento do fluido na interação fluido-estrutura, são resolvidas separadamente, através de métodos diretos ou iterativos, e acopladas com o uso das restrições consideradas na interface entre os dois campos (deslocamento e velocidade na interface). E no caso particionado esse acoplamento ainda pode ser fraco, quando a troca de informações entre as físicas ocorre apenas uma vez no passo de tempo, ou forte, quando há um procedimento iterativo para garantir a convergência de todas as variáveis, com distintos ordenamentos propostos na literatura entre as múltiplas físicas [72–74], conforme indicado nas Figuras 3.8-a,b. Devido à menor escala de tempo do domínio fluido, normalmente há uma resolução intermediária ($t_{n+1/2}$) deste domínio, como apresentado na Figura 3.8-a. Já no acoplamento integrado, a discretização dos domínios sólido e fluido ocorre em um único sistema de equações, resultando em um sistema de equações com número elevado de variáveis a serem resolvidas, conforme Figura 3.8-c.

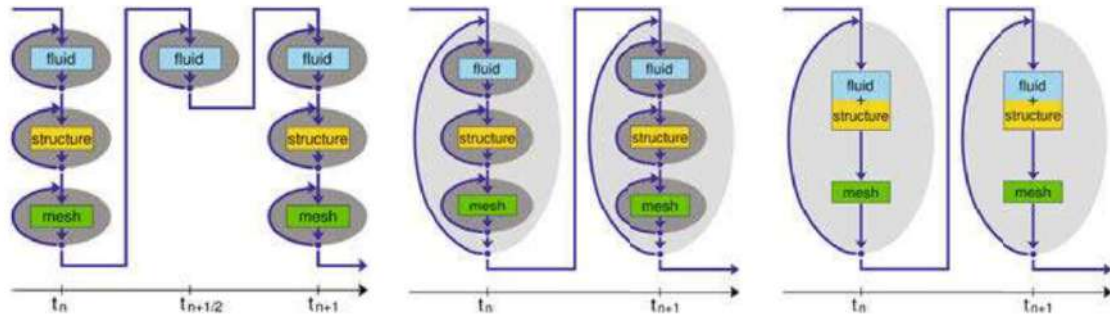


Figura 3.8: Estratégias de resolução particionada com acoplamento (a) fraco, (b) forte, e (c) resolução integrada [74].

Inicialmente, com as reduzidas capacidades computacionais de resolução de sistemas de equações, as resoluções particionadas receberam maior atenção de pesquisadores e grupos de pesquisa, de forma que os métodos de resolução desenvolvidos e otimizados para determinadas físicas de acordo com as características obtidas para o sistema de equações discretizadas, poderiam ser aplicados diretamente. Além disso, a modularidade dessa metodologia permitia uma aplicação mais ampla. Entretanto, a não integração direta entre os domínios torna o sistema menos robusto, sendo indicados para sistemas com um dos domínios de resolução muito complexa ou de tamanho muito elevado em relação ao outro domínio, e para sistemas onde a interação fluido-estrutura é menos intensa [72]. Essa desvantagem é reduzida ao utilizar um acoplamento forte. Um outro problema apontado no trabalho de Ravi e Zilian [75] foi o fato dessa resolução não conseguir garantir a condição de incompressibilidade do escoamento em alguns casos devido ao aparecimento de instabilidades numéricas na resolução com a introdução dos termos de massa virtual (ou massa adicional) do fluido na estrutura [137].

Já a resolução integrada permite a criação de um sistema muito robusto, melhorando a convergência da resolução em sistemas onde as restrições e interações fluido-estrutura são mais intensas. Apesar da robustez e garantia de incompressibilidade do escoamento, a maior desvantagem desse método é a necessidade de resolução de um sistema de equações não lineares de tamanho muito elevado, como indicado nas Figuras 3.9-a e b para as matrizes resultantes para a interação fluido-estrutura e fluido-estrutura-piezoelétrico, e com métodos ainda não otimizados para a resolução das matrizes com as características particulares delas. Entretanto, com o aumento das capacidades computacionais, comparações entre as duas metodologias permitiram verificar que, atualmente, a resolução integrada permite ter uma performance melhor e tempos computacionais de cálculo semelhantes ou até mesmo melhores que da resolução particionada para problemas de forte interação fluido-estrutura [72, 73].

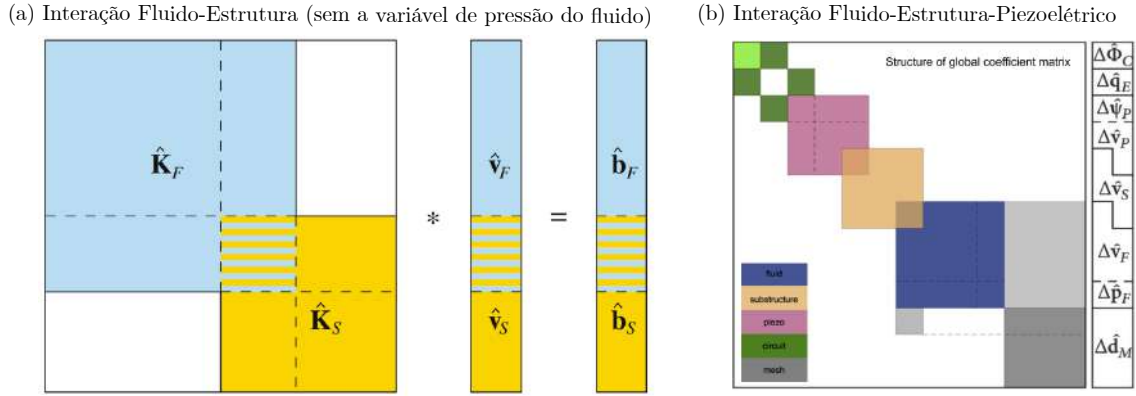


Figura 3.9: Matrizes obtidas para a resolução integrada da interação (a) fluido-estrutura [74] e (b) fluido-estrutura-piezoelétrico [75].

Com isso, devido às elevadas amplitudes de oscilação e forte interação fluido-estrutura do problema considerado, é utilizada uma resolução integrada e, além disso, são utilizados métodos diretos, evitando, assim, a necessidade de iterações numéricas para a convergência da solução em cada passo de tempo.

Em relação às discretizações utilizadas, para o domínio fluido são utilizados elementos $P2+P1$, correspondendo a uma discretização com funções de forma quadráticas (segunda ordem) para a velocidade e lineares (primeira ordem) para a pressão, garantindo a condição "*inf-sup*" ou condição de Ladyzhenskaya–Babuška–Brezzi (LBB) [138]. Devido à difusão numérica existente na discretização das equações do problema convectivo-difusivo, é utilizado um termo de estabilização numérica consistente de forma a reduzir a contribuição dessa difusão numérica na solução do problema [139]. Para isso, é utilizado o método *Streamline Upwind Petrov-Galerkin* (SUPG), um método de estabilização muito utilizado que adiciona um termo de difusão artificial na direção do escoamento [140]. Para o domínio sólido são usados elementos quadráticos de Lagrange. Em relação à discretização temporal, é utilizado o método *Backward Differentiation Formula* (BDF), muito utilizado devido a sua estabilidade, de ordem 2 [139].

Por fim, para a deformação da malha é utilizado o método de suavização de Yeoh, o qual é baseado em um modelo de material hiperelástico e produz melhores resultados com relação a grandes deformações estruturais. Por ser um modelo não linear, não é recomendado o uso com métodos de resolução particionada, em conformidade com o utilizado neste trabalho¹.

¹https://doc.comsol.com/5.5/doc/com.comsol.help.comsol/comsol_ref_deformedmeshes.25.09.html, acessado em 10/01/2022

Capítulo 4

Verificação do Código e Convergência de Malha

Neste capítulo são descritos os procedimentos computacionais de verificação da metodologia proposta e do código numérico utilizado, e da convergência de malha para a estrutura proposta anteriormente.

4.1 Verificação do Código Numérico para a Interação Fluido-Estrutura

A verificação computacional da interação fluido-estrutura é realizada em uma geometria similar à proposta para este trabalho, seguindo o *benchmark* proposto por Turek e Hron [104], o qual consiste em uma geometria circular rígida e fixa para a geração de vórtices com um cantiléver flexível após a geometria geradora de vórtices, conforme Figura 4.1. A estrutura geradora de vórtices tem diâmetro D igual a 0,10 m, e a estrutura flexível tem comprimento l igual a 0,35 m e espessura h igual a 0,02 m. O domínio computacional consiste em um canal de largura 0,41 m e comprimento 2,50 m, com perfil de velocidade laminar completamente desenvolvido na entrada do canal ($u^f(y) = 1.5\bar{U}\frac{y(H-y)}{(H/2)^2}$), sendo \bar{U} a velocidade média do escoamento.

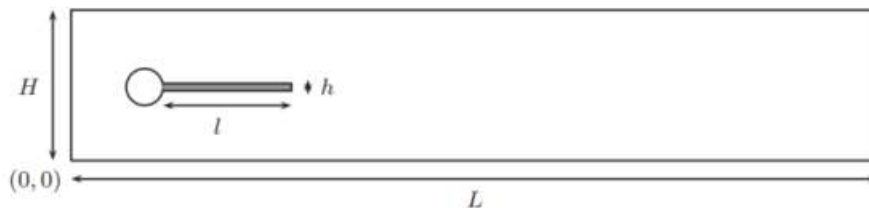


Figura 4.1: Domínio computacional considerado no caso FSI3 de [104], com a estrutura flexível destacada em cinza.

A estrutura flexível é considerada como um material hiperelástico que segue a relação constitutiva de Saint Venant-Kirchhoff. Já o fluido é considerado como um fluido Newtoniano e com escoamento incompressível. As propriedades físicas da estrutura flexível, do fluido e parâmetros característicos do *benchmark* são indicados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Propriedades físicas da estrutura sólida flexível e do fluido, e parâmetros característicos do caso FSI3 de Turek e Hron [104].

Parâmetros	Valor em FSI3
Densidade do fluido ρ^f [kg/m^3]	1000
Viscosidade dinâmica do fluido μ^f [m^2/s]	0,001
Densidade do sólido ρ^s [kg/m^3]	1000
Coefficiente de Poisson ν^s [—]	0,40
Módulo de Young E [MPa]	5,6
Coefficiente de Lamé λ^s [MPa]	8,0
Coefficiente de Lamé μ^s [MPa]	2,0
Número de Reynolds Re [—]	200
Velocidade característica \bar{U} [m/s]	2

A análise dos resultados é realizada a partir da avaliação dos valores médio e da amplitude de oscilação nos resultados das forças de arrasto (F_D) e sustentação (F_L) e nos deslocamentos, nas direções x (u_x^s) e y (u_y^s) da extremidade livre da estrutura flexível, comparando os resultados com aqueles reunidos em Turek *et al.* [105]. Uma análise de convergência anterior à verificação computacional foi realizada, com os dados de malha espacial e temporal na Tabela 4.2, utilizando-se uma resolução totalmente acoplada e com métodos de resolução direta das matrizes obtidas, elementos P2+P1 para a discretização do domínio fluido e método de estabilização *Streamline Upwind Petrov-Galerkin* (SUPG). Na Tabela 4.3 estão indicados o tempo computacional¹, no formato *hh:mm:ss*, de cada uma das 25 simulações numéricas realizadas, podendo-se observar os elevados tempos necessários para as simulações com as malhas M4 e M5.

¹Utilizando um computador com 128 GB de memória RAM e processador AMD Ryzen 9 3950X 16 núcleos 3,5 GHz

Tabela 4.2: Dados das 5 malhas espaciais e dos 5 passos de tempo utilizados na avaliação de convergência de malha do caso FSI3 de [104].

Malha espacial		Malha temporal	
N ^o de Elementos (N ^o de graus de liberdade)		Passo temporal	
M1	11239 (83181)	dt1	0,01 s
M2	19712 (149574)	dt2	0,005 s
M3	32005 (242797)	dt3	0,001 s
M4	40086 (365805)	dt4	0,0005 s
M5	86531 (646918)	dt5	0,0001 s

Tabela 4.3: Tempo computacional (*hh:mm:ss*) necessário para cada uma das 25 simulações realizadas de acordo com a malha espacial e malha temporal.

	dt1	dt2	dt3	dt4	dt5
M1	00:28:14	00:22:30	00:42:58	01:10:54	05:02:56
M2	00:59:47	00:39:39	01:16:31	01:59:17	08:29:37
M3	01:31:11	01:09:50	02:07:31	03:09:32	12:38:02
M4	02:21:47	01:40:41	03:01:32	04:35:24	18:14:42
M5	04:23:15	03:25:06	05:18:11	08:20:01	31:25:19

Um aspecto importante a ser destacado é a comparação com os dados de Turek *et al.* [105] com a malha espacial com 304128 graus de liberdade e passo temporal de 0,00025 s (Tabela 4.4), a mais refinada utilizada pelos autores, devido às variações com outros trabalhos da literatura (com distintas discretizações e métodos de resolução) serem de cerca de 50% para as forças de arrasto e sustentação, e 10% para os deslocamentos da extremidade livre da estrutura flexível. As comparações dos erros relativos entre os resultados obtidos para as distintas malhas e o resultado de Turek *et al.* [105] são apresentadas nas Figuras 4.2.a-h. Nas Figuras é possível observar que a malha espacial M5 e passo de tempo dt5 permite obter resultados com erros relativos menores que 7,5% para as 8 variáveis em avaliação, verificando a metodologia de resolução do caso FSI3 proposto em [104]. É importante destacar que a variação elevada do erro relativo do valor médio da força de sustentação ocorre devido aos valores serem próximos a zero, o que torna pequenas variações, em módulo, na força de sustentação, mais significativas no erro relativo.

Tabela 4.4: Resultados de Turek *et al.* [105] para a malha mais refinada com 304128 graus de liberdade e passo temporal de 0,00025 s.

\mathbf{F}_D	\mathbf{F}_L	\mathbf{u}_x^s	\mathbf{u}_y^s
460,5 ± 27,74 [<i>N/m</i>]	2,50 ± 153,9 [<i>N/m</i>]	-2,88 ± 2,72 [<i>mm</i>]	1,47 ± 34,99 [<i>mm</i>]

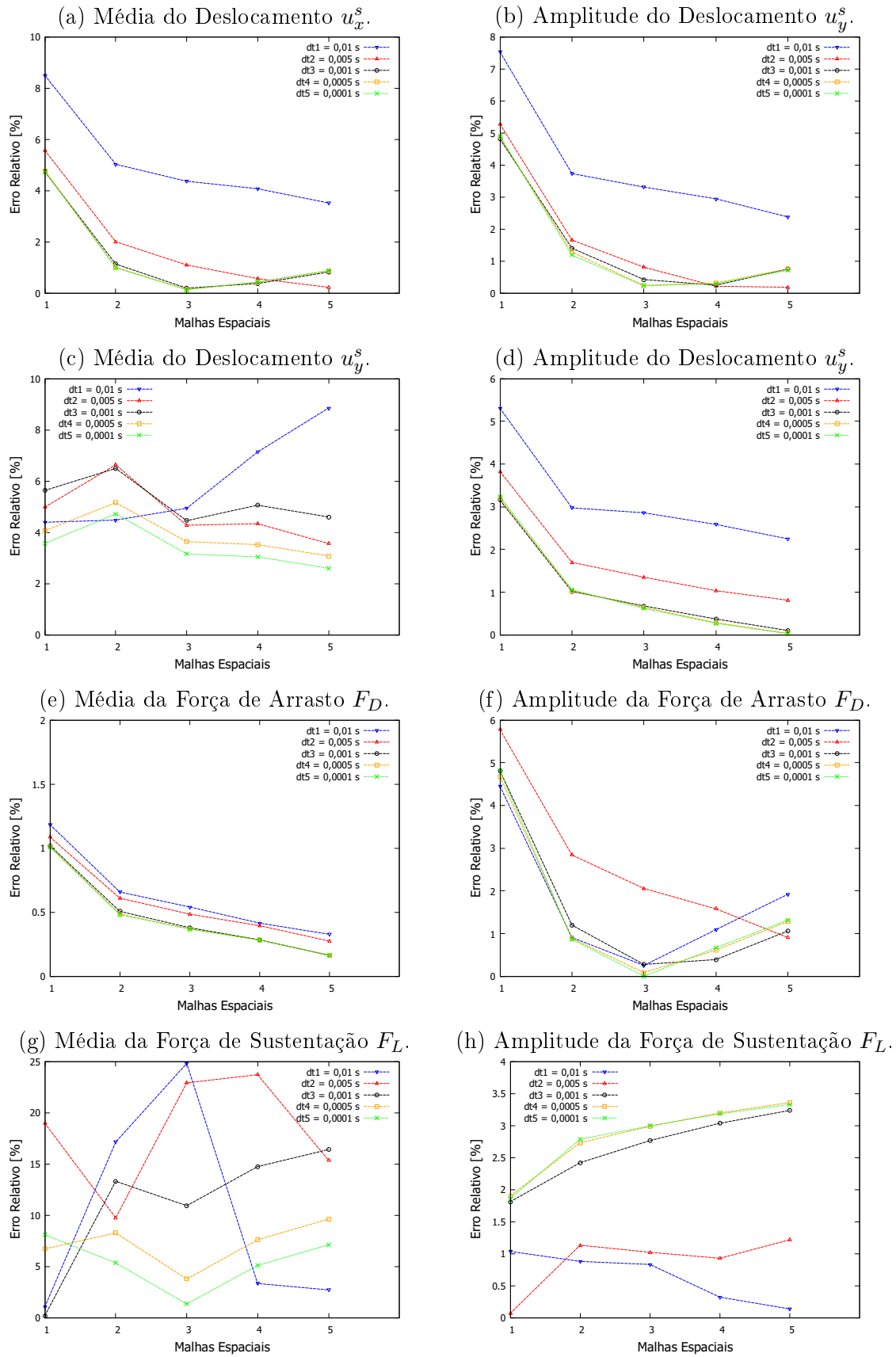


Figura 4.2: Avaliação dos erros relativos para os valores médios e amplitudes das forças de arrasto e sustentação, e deslocamentos em x e y da extremidade da estrutura flexível.

4.2 Análise Prévia do Sistema Proposto

Conforme observado em trabalhos presentes na literatura, as maiores amplitude de oscilação da estrutura ocorrem no regime de sincronização da frequência de desprendimento de vórtices com a frequência natural de vibração da estrutura. Assim, é realizada uma análise prévia da frequência de desprendimento de vórtices nas três geometrias propostas para a estrutura geradora de vórtices e também a análise da frequência natural de vibração da viga cantiléver utilizada.

4.2.1 Análise das Frequências Naturais de Vibração e da Frequência de Desprendimento de Vórtices

Como destacado por Yu *et al.* [91], as oscilações da placa de maior amplitude ocorrem na região de sincronização entre a frequência de desprendimento de vórtices e a frequência de vibração, sendo crucial uma análise prévia desses parâmetros. Assim, a análise prévia da frequência de desprendimento de vórtices considera apenas as estruturas fixas, geradoras dos vórtices, nos dois números de Reynolds avaliados (125 e 250), e nas 3 condições de confinamento do domínio fluido. E a análise de frequência natural de vibração considera apenas a estrutura flexível, com o cilindro rígido fixo em sua extremidade livre. Para esta verificação das frequências naturais de vibração, foi utilizado um algoritmo de análise modal disponível no software utilizado.

Análise da Frequência de Desprendimento de Vórtices

O mesmo código numérico utilizado na verificação computacional com os resultados de Turek e Hron [105] foi empregado para a determinação da frequência de desprendimento de vórtices nas 3 geometrias, 3 condições de confinamento e 2 números de Reynolds considerados na análise paramétrica, excluindo a deformação da malha ao redor da região da estrutura flexível. Dessa forma, as 18 simulações numéricas realizadas estão indicadas pela Tabela 4.5, com a frequência em Hz e entre parênteses o número de Strouhal $St = fD_c/U_{max}$. Observa-se que os valores da frequência de desprendimento de vórtices (e Strouhal) para as distintas geometrias são muito próximos para os dois casos com confinamento de $\beta = 40\%$ para Re fixo, e apresentam uma maior variação no caso não confinado. Em relação ao número de Strouhal, observam-se os valores próximos de 0,20 para as 3 geometrias no caso não confinado e valores próximos a 0,30 para os casos confinados, indicando claramente o aumento na frequência de desprendimento com o confinamento do escoamento. Além disso, observa-se que o confinamento no caso de condições de contorno de livre deslizamento (*slip*) resultam em maiores frequências que a de

não deslizamento (*no-slip*), justificado pelas maiores velocidades do escoamento no canal com a condição de livre deslizamento do fluido.

Tabela 4.5: Frequência e número de Strouhal, em parênteses, para as 3 geometrias, 3 condições de confinamento e 2 números de Reynolds considerados.

	<i>Não confinado</i> $\beta = 5\% - BC: \frac{\partial u}{\partial y} = 0$		<i>Confinado</i> $\beta = 40\% - BC: u = 0$		<i>Confinado</i> $\beta = 40\% - BC: \frac{\partial u}{\partial y} = 0$	
	Re = 125	Re = 250	Re = 125	Re = 250	Re = 125	Re = 250
C invertido	0,95 Hz (0,191)	1,72 Hz (0,172)	1,30 Hz (0,257)	2,66 Hz (0,303)	1,57 Hz (0,314)	3,15 Hz (0,315)
Triangular	1,10 Hz (0,220)	2,05 Hz (0,205)	1,39 Hz (0,278)	2,79 Hz (0,279)	1,57 Hz (0,313)	3,27 Hz (0,327)
Retangular	0,93 Hz (0,187)	1,93 Hz (0,193)	1,42 Hz (0,285)	2,62 Hz (0,262)	1,60 Hz (0,320)	3,08 Hz (0,308)

Análise das Frequências Naturais de Vibração da Viga Cantiléver

A análise da frequência de vibração da viga cantiléver considera uma análise modal para avaliação das frequências (Tabela 4.6) e modos (Figura 4.3) naturais de vibração da estrutura considerada. Observam-se valores entre 1,5 e 11,96 Hz para o primeiro modo de vibração com as espessuras de $25\mu m$ a $100\mu m$, uma redução de cerca de 8 vezes na frequência ao reduzir de $100\mu m$ para $25\mu m$, como previsto anteriormente. Conforme indicado na seção anterior, tais valores de frequência natural indicam as relações de $f_n \approx f_{St}$ ($t_s = 25\mu m$), $f_n > f_{St}$ ($t_s = 50\mu m$) e $f_n \gg f_{St}$ ($t_s = 100\mu m$).



Figura 4.3: (a) Primeiro, (b) Segundo e (c) Terceiro modo natural de vibração da estrutura cantiléver com o cilindro rígido na extremidade livre.

Tabela 4.6: Frequências dos 3 primeiros modos naturais de vibração da estrutura flexível para as espessuras t_s de $25\mu m$, $50\mu m$ e $100\mu m$.

	1º Modo	2º Modo	3º Modo
$t_s = 25\mu m$	1,50 Hz	40,50 Hz	143,21 Hz
$t_s = 50\mu m$	4,25 Hz	104,04 Hz	307,38 Hz
$t_s = 100\mu m$	11,96 Hz	250,95 Hz	685,85 Hz

4.2.2 Descrição da malha utilizada e procedimentos computacionais adotados

Devido à semelhança entre os casos considerados neste trabalho e o caso de Turek e Hron [104], tanto em relação à geometria (corpo rígido e fixo com uma viga cantiléver fixada à jusante) quanto condições do sistema (confinamento e $Re = 200$), e a fim de reduzir o tempo computacional para a realização das 54 simulações numéricas, foram utilizados os mesmos parâmetros da malha M3 da verificação do código numérico para a definição da malha espacial nos casos considerados neste trabalho com o refinamento em algumas áreas devido ao maior domínio computacional utilizado, sendo identificados na Tabela 4.7. Na camada limite são utilizados 15 elementos, com exceção das paredes anteriores à estrutura no caso com confinamento e condição de não deslizamento, que possuem 5 elementos, assim é obtida uma espessura (comprimento perpendicular à parede) do primeiro elemento de $0,002D_c$ e $0,007D_c$ nas paredes dos canais após e antes da estrutura, respectivamente. Na estrutura a espessura do primeiro elemento é de cerca de $0,0008D_c$ para $t_s = 100\mu m$ e $0,0002D_c$ para $t_s = 50\mu m$ e $25\mu m$. Nas Figuras 4.4, 4.5 e 4.6 estão apresentadas as malhas espaciais utilizadas ao longo desse trabalho. Nota-se a alteração da malha em torno da viga cantiléver com a mudança em t_s , a qual pertence à região do domínio fluido com elementos de malha deformáveis de acordo com a descrição Lagrangeana-Euleriana Arbitrária. Observa-se, ainda, que os casos com confinamento $\beta = 40\%$ possuem uma malha estruturada após o domínio fluido, a qual tem 200 elementos distribuídos na direção paralela ao escoamento (x), sendo o último elemento (na fronteira com a saída do canal) 6 vezes maior que o primeiro. Destaca-se ainda que os elementos na viga cantiléver possuem o mesmo tamanho, enquanto nos elementos do cilindro rígido na extremidade livre é permitido o crescimento dos elementos a fim de reduzir a quantidade de elementos necessários. Isso é possível pela consideração, no modelo numérico, do cilindro como um corpo rígido.

Tabela 4.7: Descrição das condições de tamanho máximo e taxa de crescimento impostas à malha espacial. Para o caso com as condições de confinamento igual a 40% a malha fixa após o corpo possui elementos quadriláteros com tamanho máximo de $D_c/10$.

	Região do domínio	Tamanho máximo	Taxa de crescimento
Domínio Fluido	Malha fixa	$D_c/5$	1,07
	Malha móvel (ALE)	$D_c/20$	1,07
Domínio Estrutural	Elementos internos	t_s	1,30
	Lados dos elementos na fronteira com o fluido (paralelo à superfície da estrutura)	$D_c/56$	1,30

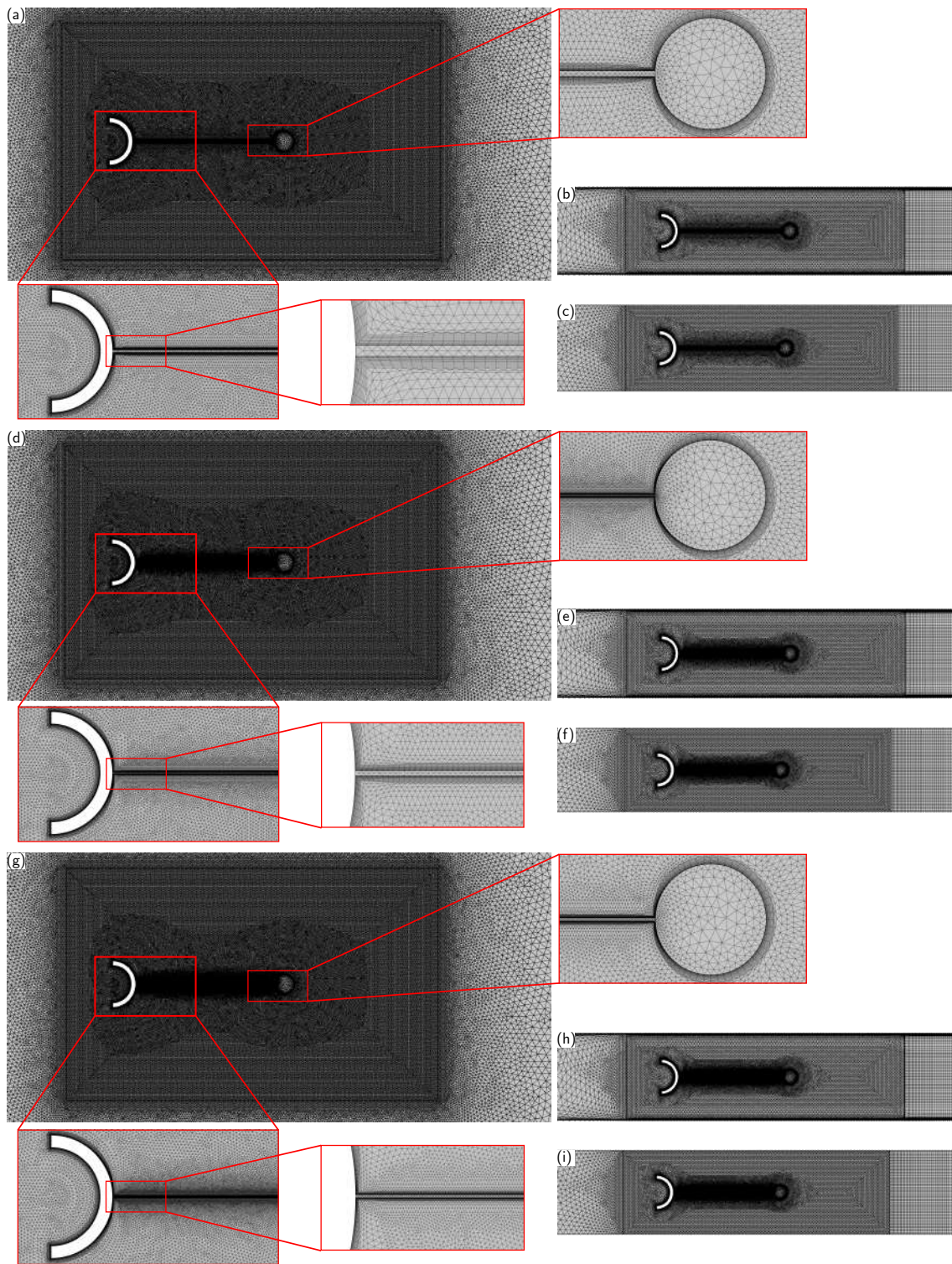


Figura 4.4: Malha espacial do corpo de seção C invertida para os casos não confinados com (a) $t_s = 100\mu m$, (d) $t_s = 50\mu m$ e (g) $t_s = 25\mu m$, casos confinados (não deslizamento) com (b) $t_s = 100\mu m$, (e) $t_s = 50\mu m$ e (h) $t_s = 25\mu m$, e casos confinados (livre deslizamento) com (c) $t_s = 100\mu m$, (f) $t_s = 50\mu m$ e (i) $t_s = 25\mu m$.

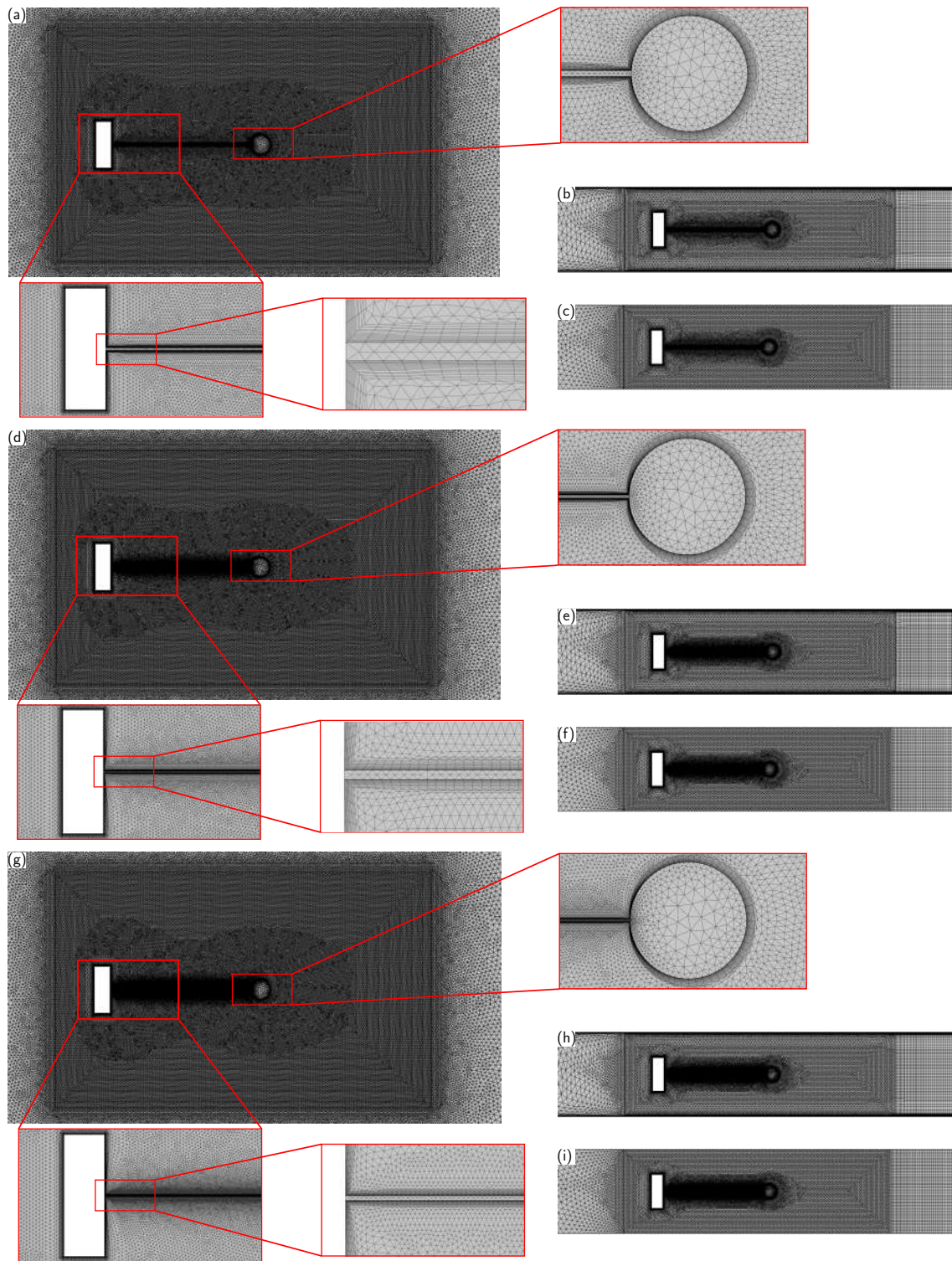


Figura 4.5: Malha espacial do corpo de seção retangular para os casos não confinados com (a) $t_s = 100\mu m$, (d) $t_s = 50\mu m$ e (g) $t_s = 25\mu m$, casos confinados (não deslizamento) com (b) $t_s = 100\mu m$, (e) $t_s = 50\mu m$ e (h) $t_s = 25\mu m$, e casos confinados (livre deslizamento) com (c) $t_s = 100\mu m$, (f) $t_s = 50\mu m$ e (i) $t_s = 25\mu m$.

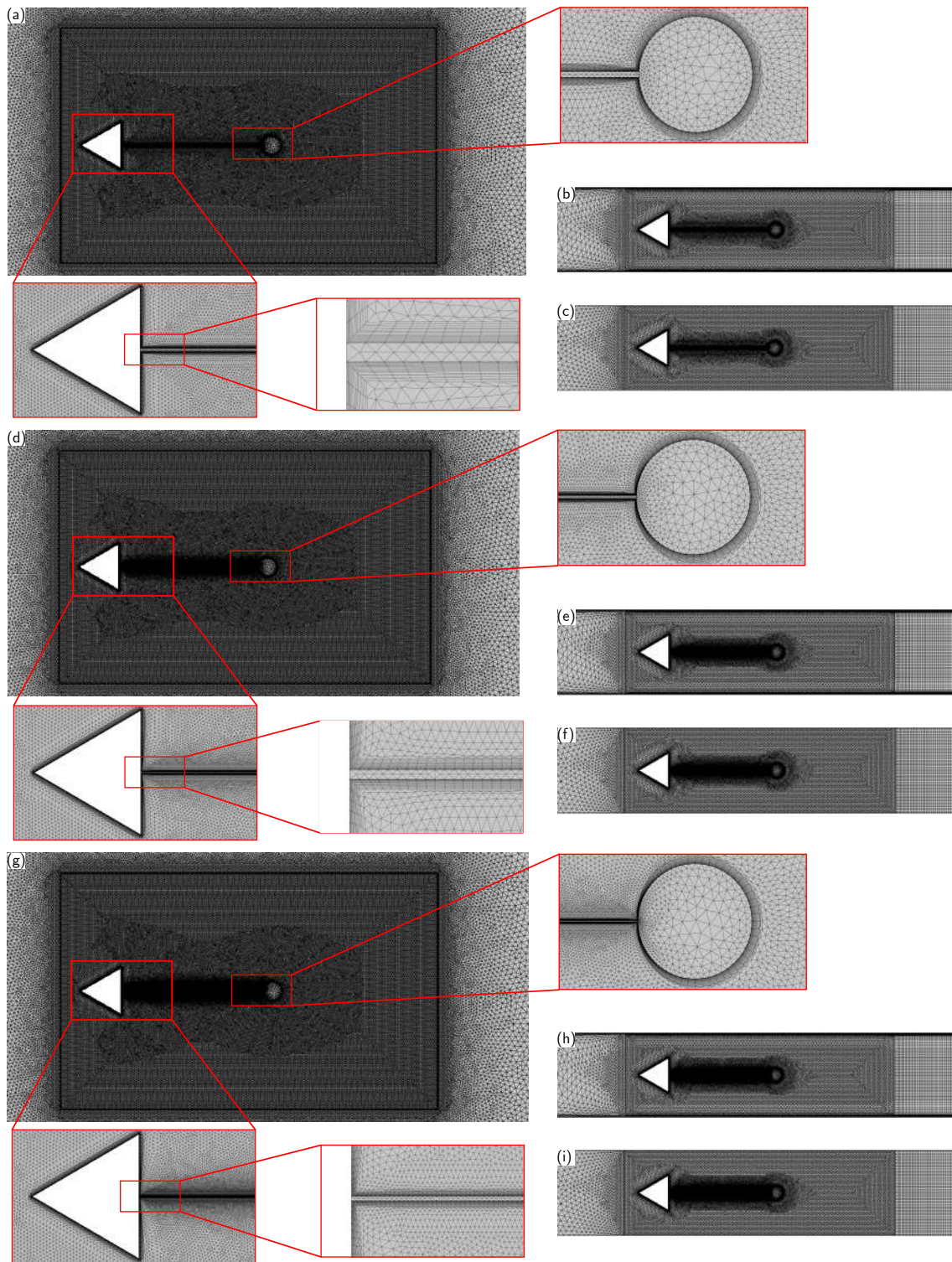


Figura 4.6: Malha espacial do corpo de seção triangular para os casos não confinados com (a) $t_s = 100\mu m$, (d) $t_s = 50\mu m$ e (g) $t_s = 25\mu m$, casos confinados (não deslizamento) com (b) $t_s = 100\mu m$, (e) $t_s = 50\mu m$ e (h) $t_s = 25\mu m$, e casos confinados (livre deslizamento) com (c) $t_s = 100\mu m$, (f) $t_s = 50\mu m$ e (i) $t_s = 25\mu m$.

Na Tabela 4.8 é possível verificar ainda o número de elementos e graus de liberdade (variáveis a serem determinadas a cada passo de tempo) resultantes em cada caso, recordando que a mesma malha foi utilizada para os Reynolds de 125 e 250. É

importante destacar que para as mesmas condições de confinamento e espessura t_s o número de elementos e graus de liberdade é muito próximo entre as 3 geometrias, e esse número aumenta para o caso não confinado devido ao domínio computacional ser consideravelmente maior, além de possuir uma maior região com a condição de malha espacial deformável, que possuem menores elementos de malha. Já o aumento do número de elementos com a redução da espessura t_s é justificada pela imposição de elementos de malha que compartilham a aresta na fronteira entre os domínios fluido e da estrutura flexível, de forma que reduzir a espessura t_s reduz o tamanho máximo do elemento no domínio sólido (Tabela 4.7) e, conseqüentemente, reduz o tamanho do primeiro elemento de malha no domínio fluido em contato com a estrutura flexível. Pelas restrições na taxa de crescimento de elementos de malha adjacentes (Tabela 4.7), há um aumento na quantidade de elementos necessários na região próxima ao cilindro. Por último, o aumento no número de elementos entre os dois casos confinados é justificado pela presença da camada limite, e necessidade de refinamento da malha, no caso com a condição de não deslizamento ($u = 0$) nas paredes do canal.

Tabela 4.8: Número de elementos da malha espacial e, em parênteses, o número de variáveis a serem determinadas em cada passo de tempo.

	<i>Não confinado</i>			<i>Confinado</i>			<i>Confinado</i>		
	$\beta = 5\% - BC: \frac{\partial u}{\partial y} = 0$			$\beta = 40\% - BC: u = 0$			$\beta = 40\% - BC: \frac{\partial u}{\partial y} = 0$		
	$25\mu\text{m}$	$50\mu\text{m}$	$100\mu\text{m}$	$25\mu\text{m}$	$50\mu\text{m}$	$100\mu\text{m}$	$25\mu\text{m}$	$50\mu\text{m}$	$100\mu\text{m}$
C invertido	237129 (1584352)	197059 (1276648)	179149 (1137622)	123119 (981186)	82453 (670144)	65019 (536504)	111603 (857204)	70937 (546162)	53503 (411885)
Triangular	232520 (1542058)	193182 (1240975)	175194 (1101813)	121926 (866824)	81124 (660494)	63902 (527742)	110410 (848352)	69608 (536512)	52386 (403760)
Retangular	235190 (1570702)	195250 (1264457)	177208 (1123954)	121848 (971230)	81174 (660320)	63894 (527213)	110332 (846013)	69658 (536338)	52378 (403231)

Em relação ao passo de tempo, visando equilibrar a precisão no resultado para regiões de elevados gradientes (o que tornaria necessário o uso de passos de tempo pequenos) com a velocidade de cálculo para regiões de baixos gradientes (o que permite passos de tempo maiores), foi empregado um passo de tempo adaptativo, com um erro relativo de 10^{-6} entre dois passos de tempo consecutivos. Já em relação aos procedimentos computacionais utilizados, destacam-se a utilização de uma função de suavização da velocidade na entrada no domínio fluido para reduzir instabilidades numéricas nos instantes iniciais da resolução, e a aplicação de um impulso de força igual a $0,0001N$ na direção positiva de y para induzir oscilações no sistema e estabelecer o regime permanente mais rapidamente na simulação numérica, conforme realizado por Turek e Hron [104]. Além disso, para permitir as maiores amplitudes de oscilação, não é adicionado um termo de amortecimento na estrutura.

Capítulo 5

Resultados e Discussões

Neste capítulo serão apresentados os resultados e discussões acerca da resposta do sistema frente às distintas condições da análise paramétrica. Para isso, primeiro serão identificados os parâmetros relevantes do sistema e posteriormente serão apresentados os resultados obtidos, divididos em relação ao efeito da geometria do corpo gerador de vórtices e da condição de confinamento no domínio.

5.1 Parâmetros relevantes

Conforme observado e discutido na revisão de literatura, diversos parâmetros relevantes à análise da dinâmica da interação fluido-estrutura podem ser calculados de acordo com as propriedades do fluido e da estrutura, além de condições do escoamento e geometria da estrutura flexível. Dentre eles destacam-se a razão de massas $m^* = \frac{\rho_s}{\rho_f}$, a velocidade reduzida $U^* = \frac{U}{f_n D_c}$, a rigidez efetiva $K_B = \frac{Et_s^3}{12(1-\nu_s^2)\rho_f U_c^2 L_{cant}^3}$ e a razão de massas $M_s = \frac{\rho_s t_s}{\rho_f L_{cant}}$, os quais permitirão, posteriormente, uma comparação entre si e com dados presentes na literatura referentes a outros fenômenos de interação fluido-estrutura. Na Tabela 5.1 são apresentados os valores para esses 4 parâmetros nas distintas condições de número de Reynolds e espessura da viga cantiléver. Para o cálculo das razões de massa é calculado o volume e massa de toda a estrutura flexível e cilindro rígido. É interessante identificar que a escolha por variar tanto a velocidade do escoamento quanto a espessura da viga cantiléver resultam em uma ampla faixa de velocidades reduzidas e rigidezes à flexão a serem avaliadas.

Tabela 5.1: Valores para os 4 parâmetros relevantes ao sistema fluido-estrutura considerado.

	$t_s = 25\mu\text{m}$		$t_s = 50\mu\text{m}$		$t_s = 100\mu\text{m}$	
	Re = 125	Re = 250	Re = 125	Re = 250	Re = 125	Re = 250
m^*	7,34		6,80		5,99	
U^*	3,33	6,67	1,18	2,35	0,42	0,84
K_B	1,47	0,37	11,76	2,94	94,06	23,52
M_s	$1,22 \times 10^{-2}$		$2,27 \times 10^{-2}$		$3,99 \times 10^{-2}$	

5.2 Descrição e discussão acerca dos resultados

Antes de avaliar separadamente o efeito da geometria do corpo gerador de vórtices e da condição de confinamento do domínio computacional, serão apresentados os resultados agrupados, de modo a avaliar a resposta global de acordo com os distintos parâmetros analisados. Para isso, serão utilizados os 4 parâmetros relevantes ao sistema, m^* , M_s , U^* e K_B , além do número de Reynolds.

Uma análise do deslocamento do centróide do cilindro rígido fixo na extremidade da viga cantiléver permite avaliar as máximas amplitudes de oscilação da placa, além de permitir a avaliação do modo no qual a viga cantiléver oscila. De modo geral, é possível identificar uma clara distinção na resposta do sistema para as 3 espessuras t_s utilizadas na viga cantiléver, de modo que as menores espessuras permitem maiores amplitudes de oscilação devido à menor rigidez à flexão que apresentam, correspondendo aos casos onde $f_{n1} \approx f_{St}$. Isso pode ser observado tanto nas Figuras 5.1.a-d para a variação com a velocidade reduzida U^* quanto nas Figuras 5.2.a-d para a rigidez à flexão K_B . A máxima amplitude foi observada para o caso com seção retangular, $Re = 250$, $t_s = 25\mu\text{m}$ e confinamento com condição de livre deslizamento, de modo a ter uma amplitude de oscilação de $1,46D_c$.

É interessante notar que, tanto para o VIV com a região de altas amplitudes quanto nos casos aqui avaliados, as máximas amplitudes ocorrem para a região de velocidade reduzidas em torno de 5 ($U^* \approx 1/St$), como indicado na Figura 5.1.a. Conforme avaliado na revisão de literatura, as oscilações de placas imersas na esteira de vórtices de um corpo primeiro apresentam oscilações no primeiro modo, seguido de uma transição para um modo combinado (primeiro e segundo modos naturais). Nos casos aqui avaliados, observa-se o início dessa região de transição para $U^* \approx 6,5$. E, ao verificar as frequências de oscilação f_{ex} (Figura 5.1.c) e de desprendimento de vórtices f_{vs} (Figura 5.1.d), verifica-se uma redução das frequências com o aumento da velocidade reduzida, de modo que para $U^* \approx 1$ são observadas frequências significativamente maiores que as do corpo estacionário (em torno de 1 a $2Hz$ para os

casos não confinados e de cerca de 1,5 a 3,5 Hz para os casos confinados).

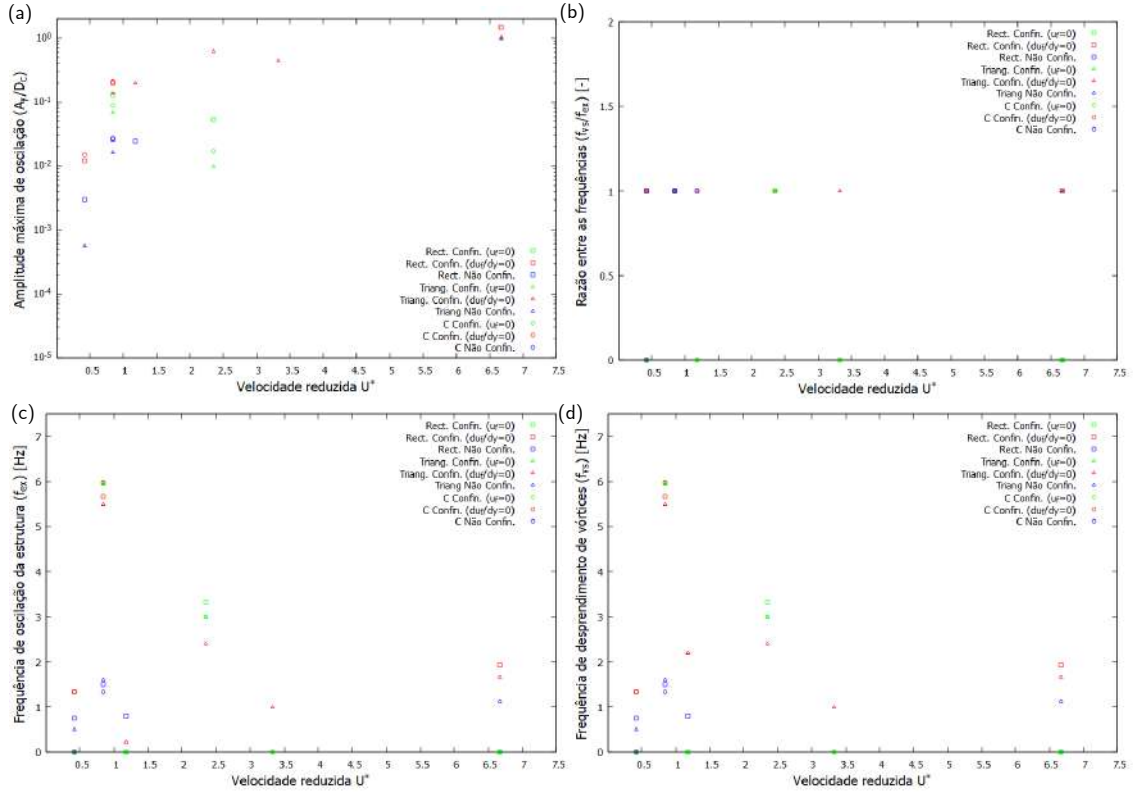


Figura 5.1: Variação, com a velocidade reduzida U^* , da (a) amplitude máxima de oscilação, (b) razão de frequências f_{ex}/f_{vs} , (c) frequência de oscilação da estrutura f_{ex} e (d) frequência de desprendimento de vórtices f_{vs} .

Conforme indicado na Tabela 5.1, a redução na espessura t_s promove uma drástica redução no valor da rigidez à flexão K_B , de forma a ser possível que o fluido excite de maneira mais intensa a estrutura, já que esta possui uma menor resistência à deformação. Assim, é possível verificar o aumento da amplitude de oscilação com a redução da rigidez à flexão, de modo que há um crescimento mais intenso na amplitude de oscilação para maiores valores de K_B . Na região de menores valores de K_B há uma redução da taxa de crescimento com a redução de K_B , de modo que a avaliação da existência de um valor máximo limite é algo a ser realizado futuramente, o que pode ser feito reduzindo ainda mais o valor de K_B com aumento na velocidade, redução na espessura, aumento da densidade do fluido, redução no módulo de Young ou ainda aumento no comprimento da viga. Já em relação às frequências de oscilação e desprendimento de vórtices, foram observados os mesmos valores para todos os casos avaliados, de forma que $f_{ex}/f_{vs} = 1$, indicando que os vórtices excitam a estrutura e induzem a sua oscilação. É possível observar nas Figuras 5.2.c e d os valores das frequências de oscilação e desprendimento de vórtices, respectivamente, de modo que são obtidas frequências maiores que a do desprendimento de vórtices para o caso dos corpos estacionários e sem a viga cantiléver à

jusante, de modo que as frequências atingiram aproximadamente $6Hz$, praticamente o dobro da frequência no caso estacionário. Entretanto, observa-se a concentração das oscilações e desprendimento de vórtices ocorrendo para frequências menores que $3,5Hz$, de acordo com as frequências de desprendimento de vórtices para o corpo estacionário.

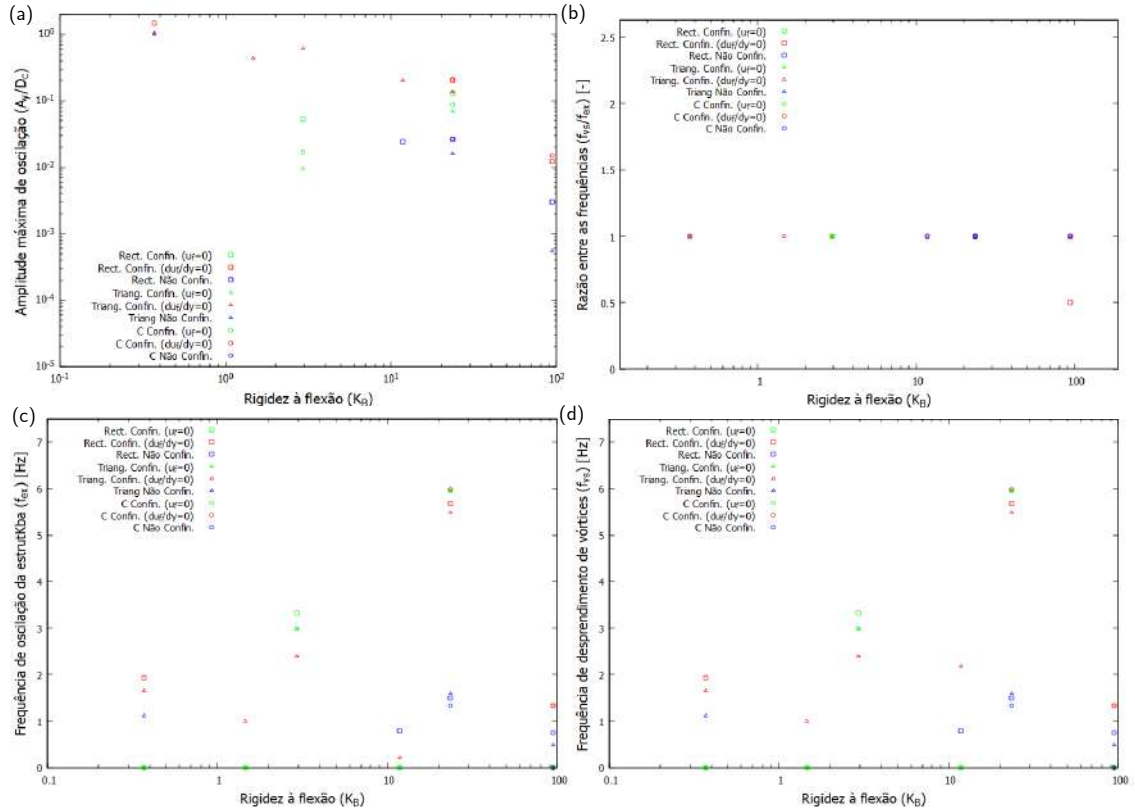


Figura 5.2: Variação, com a rigidez à flexão K_B , da (a) amplitude máxima de oscilação, (b) razão de frequências f_{ex}/f_{vs} , (c) frequência de oscilação da estrutura f_{ex} e (d) frequência de desprendimento de vórtices f_{vs} .

Além da amplitude e frequência de oscilação, e frequência de desprendimento de vórtices, a análise dos coeficientes de sustentação (a partir da raiz média quadrática, $C_{L_{rms}}$) e arrasto (a partir do valor médio $C_{D_{mean}}$ e da raiz média quadrática $C_{D_{rms}}$) é fundamental para verificar a resposta no sistema. Assim, são quantificadas as forças de sustentação e arrasto na estrutura flexível (contendo a viga cantiléver e o cilindro rígido na extremidade livre), indicado nas Figuras 5.3.a,c,e, e a sua influência nas forças totais atuantes no sistema (estrutura flexível, cilindro rígido na extremidade livre da viga e corpo gerador de vórtices), indicado nas Figuras 5.3.b,d,f. É possível verificar que o aumento na amplitude de oscilação resulta diretamente em um aumento significativo no coeficiente de arrasto médio da estrutura flexível (Figura 5.3.a), com destaque ao aumento quando a amplitude de oscilação é maior que 10^{-1} . Também é observado que as baixas amplitudes de oscilação fazem com que a estru-

tura flexível apresente valores muito baixos para o arrasto médio, podendo ainda apresentar valores negativos, indicando uma força atuando na direção x e contrário ao escoamento incidente. É interessante notar que o caso não confinado com seção triangular, $t_s = 25\mu m$ e $Re = 250$ ($U^* = 6,67$), apresenta os menores valores de coeficiente de arrasto, mesmo apresentando oscilações de significativa amplitude, o que permite a redução do coeficiente de arrasto médio total do sistema (Figura 5.3.b), de modo que em sistemas de propulsão marítima baseados na oscilação de placas à jusante do corpo (por exemplo com a movimentação de peixes), a geometria mais aerodinâmica do corpo gerador de vórtices, aqui representado pela seção triangular, permite uma redução do arrasto total da estrutura, conforme identificado na literatura, o que significa uma economia de energia.

Já em relação às oscilações do coeficiente de arrasto, quantificados através da média quadrática do coeficiente de arrasto ($C_{D_{rms}}$), também é observado um comportamento semelhante ao valor médio do coeficiente de arrasto, com um aumento nesse valor com a amplitude de oscilação e uma redução com para corpos de seção mais aerodinâmica. O mesmo ocorre para o coeficiente de sustentação $C_{L_{rms}}$, o qual apresenta um grande aumento no valor o aumento da amplitude de oscilação, sendo menor para corpos de seção mais aerodinâmica, o que pode justificar as maiores amplitudes de oscilação observadas para os casos com corpos com seção menos aerodinâmica. Para uma análise de como ocorre a interação entre a força de sustentação atuante na estrutura cantiléver e a resposta da estrutura, ou seja, a sua oscilação, é avaliado também o ângulo de fase entre o coeficiente de sustentação e a oscilação da estrutura. Para isso, os valores do ângulo de fase e a variação com o tempo dos coeficientes de sustentação e arrasto, e da posição do centróide do cilindro fixo na extremidade livre da estrutura, é apresentada para alguns dos casos avaliados. Os casos não apresentados possuem oscilações periódicas, normalmente relacionadas às baixas amplitudes observadas no trabalho, onde o coeficiente de sustentação está em fase com a oscilação da estrutura.

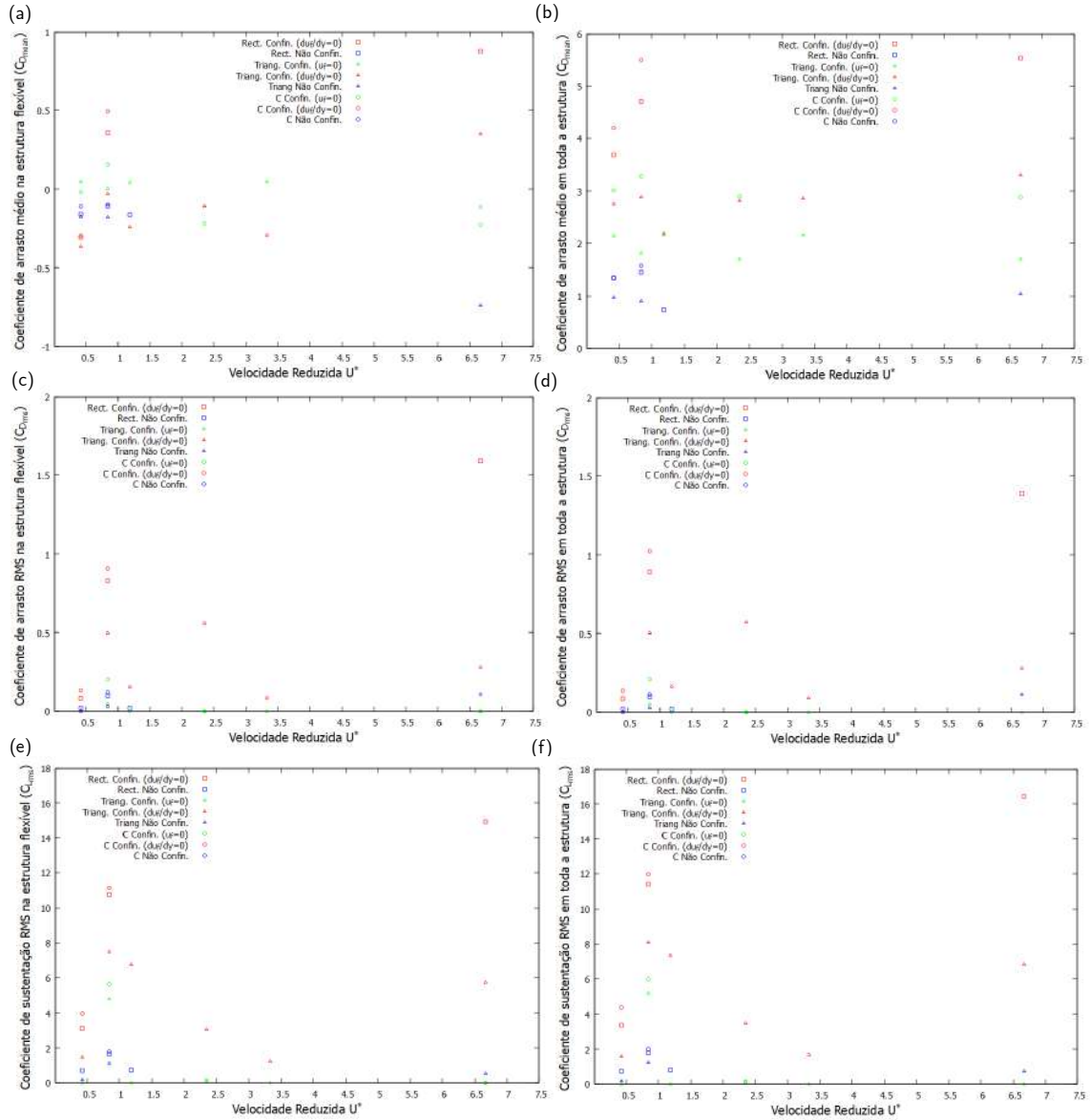


Figura 5.3: Variação, com a velocidade reduzida U^* , dos coeficientes (a) $C_{D_{mean}}$, (c) $C_{D_{rms}}$ e (e) $C_{L_{rms}}$ para a estrutura flexível (contendo o cilindro rígido fixo na extremidade livre), e coeficientes (b) $C_{D_{mean}}$, (d) $C_{D_{rms}}$ e (f) $C_{L_{rms}}$ para a estrutura flexível (contendo o cilindro rígido fixo na extremidade livre),

5.2.1 Efeito da geometria do corpo gerador de vórtices

Sabe-se que um corpo imerso em um escoamento uniforme, no regime laminar com $Re > Re_{crit}$, apresenta o desprendimento de vórtices periódicos de sua estrutura, de forma que as forças atuantes no corpo e a esteira de vórtices resultante depende diretamente da seção transversal do corpo. Conforme descrito no Capítulo 2, a introdução de uma placa/viga flexível à jusante do corpo altera significativamente as forças atuantes e a esteira de vórtices, podendo ainda promover a estabilização do escoamento, inibindo, assim, o desprendimento de vórtices da estrutura. Para avaliar o efeito isolado da geometria do corpo gerador de vórtices serão apresentados

os resultados para os 18 casos com a estrutura não confinada, evitando-se, assim, a influência das paredes próximas presentes nos casos confinados, os quais serão avaliados posteriormente.

Avaliando os contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada, presentes nas Figuras 5.4.a-f para $t_s = 100\mu m$, observa-se o aumento na intensidade dos vórtices ao passar de $Re = 125$ (Figuras 5.4.a,c,e) para $Re = 250$ (Figuras 5.4.b,d,f), evidenciando o desprendimento mais próximo do corpo, assim como ocorre com corpos estacionários imersos em escoamentos uniformes. Entretanto, um aspecto importante a ser destacado é a não observação do desprendimento de vórtices no caso do corpo com a seção em C invertido para $Re = 125$, sendo observadas apenas pequenas flutuações no escoamento à justante e afastado da estrutura, devido à interação entre as camadas cisalhantes da esteira do corpo. Também pode ser observada uma pequena variação no comprimento de formação e desprendimento dos vórtices com a seção transversal do corpo, além da variação com o número de Reynolds, ocorrendo logo após a estrutura cantiléver para $Re = 125$ e entre a metade do cantiléver e a sua extremidade livre para $Re = 250$. Com essas observações espera-se que o comprimento ótimo da viga cantiléver, que resulta na melhor interação com os vórtices e, conseqüentemente, nas máximas amplitudes de oscilação, dependa mais do número de Reynolds que da seção transversal do corpo, entretanto, a avaliação de distintos comprimentos da viga cantiléver não foi objeto de estudo do presente trabalho, sendo necessário avaliar futuramente essa proposição.

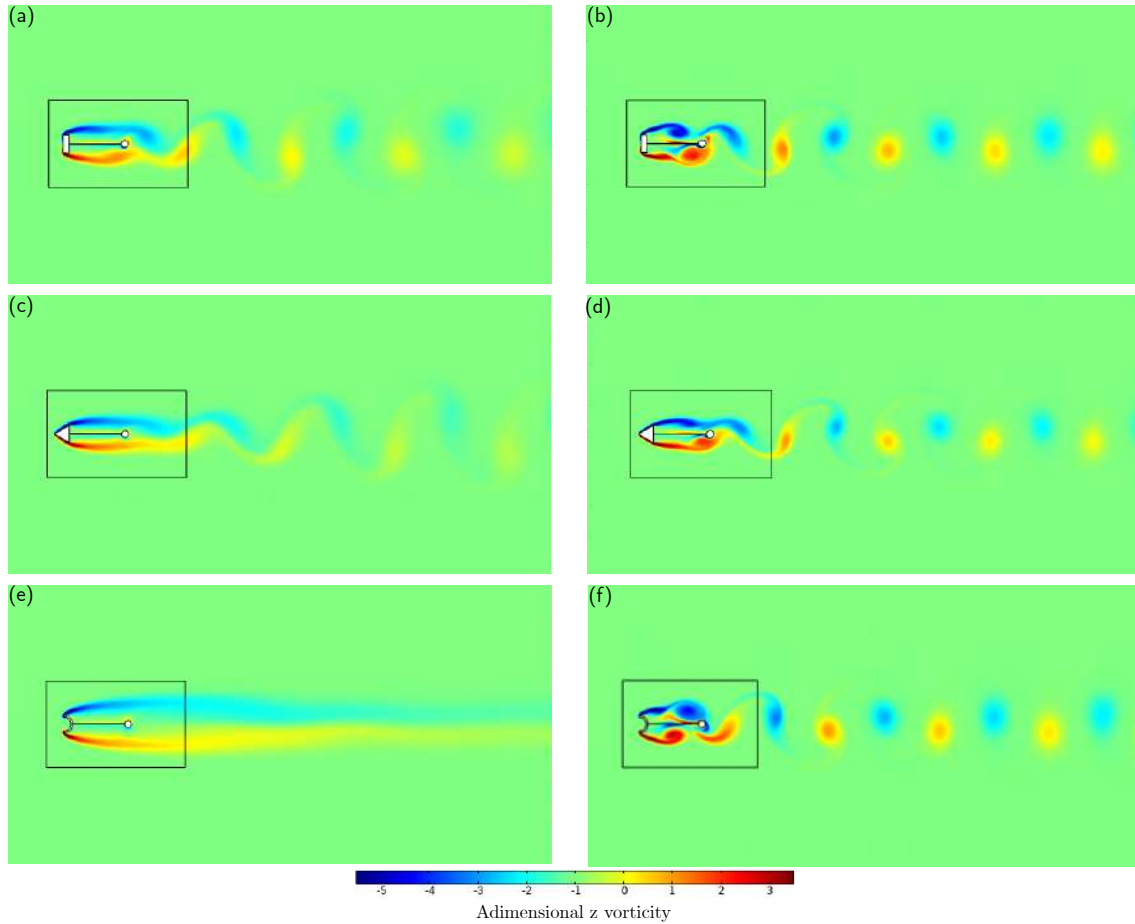


Figura 5.4: Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c / U_c$) para as 3 geometrias do corpo gerador de vórtices, com $t_s = 100\mu m$, não confinado, para (a), (c) e (e) $Re = 125$, (b), (d) e (f) $Re = 250$.

Além disso, observa-se, nas Figuras 5.4.a-f a presença de uma esteira de vórtices de von Kármán, com o desprendimento de 2 vórtices a cada ciclo, identificado como padrão $2S$ [37]. A esteira de vórtices permanece concentrada em torno da linha central de simetria do domínio ($y = W/2 = 10D_c$). O que pode ser observado sobre a influência da seção do corpo gerador de vórtices é a de que corpos mais aerodinâmicos (como o de seção triangular) possuem vórtices de menor intensidade, o que influencia diretamente nas amplitudes de oscilação ao reduzir a influência dos vórtices na estrutura, de modo que os casos com o corpo de seção triangular apresentaram as menores amplitudes conforme indicado na Figura 5.1.a.

5.2.2 Efeito da condição de confinamento

Conforme observado anteriormente, a seção transversal do corpo gerador de vórtices tem um efeito na formação e desenvolvimento dos vórtices, o que afeta diretamente na resposta da estrutura flexível, de modo que corpos menos aerodinâmicos (como o de seção retangular e o de seção em C invertido) permitem maiores am-

plitudes de oscilação. A presença de um confinamento em um escoamento ao redor de um corpo estacionário altera consideravelmente o Re_{crit} além da interação da esteira de vórtices com a estrutura e com o próprio canal, entretanto, a avaliação desse efeito em estruturas flexíveis imersas em esteiras de vórtices ainda é pouco avaliado. Para avaliar o efeito do confinamento na resposta dinâmica do sistema, foram utilizados dois casos, ambos com razão de bloqueio $\beta = 40\%$, e com duas condições nas paredes do canal, uma de não deslizamento ($u_f = 0$) e outra de livre deslizamento ($\frac{\partial u_f}{\partial y} = 0$).

Ao observar os resultados da amplitude de oscilação para os casos com confinamento e condição de não escorregamento, nota-se o efeito dessa condição em estabilizar o escoamento, assim como ocorre para o escoamento confinado ao redor de corpos estacionários, reduzindo o desprendimento de vórtices, sendo responsável por suprimir o desprendimento em todos os casos com $Re = 125$, indicado nas Figuras 5.5.a-i, sendo possível verificar que a espessura da viga cantiléver não afeta as camadas cisalhantes e interações entre elas, o que é esperado pelas dimensões muito pequenas de t_s em relação ao sistema (a razão entre o comprimento característico D_c e a espessura t_s da viga cantiléver tem os valores de 50, 100 e 200 para as espessuras de $100\mu m$, $50\mu m$ e $25\mu m$, respectivamente). Além disso, o não desprendimento de vórtices ocorre devido à baixa intensidade dos vórtices nesse Reynolds e ainda pelo elevado tamanho da região de formação e desprendimento de vórtices, em torno de L_{cant} , o que faz com que a viga cantiléver atue para separar e estabilizar o escoamento.

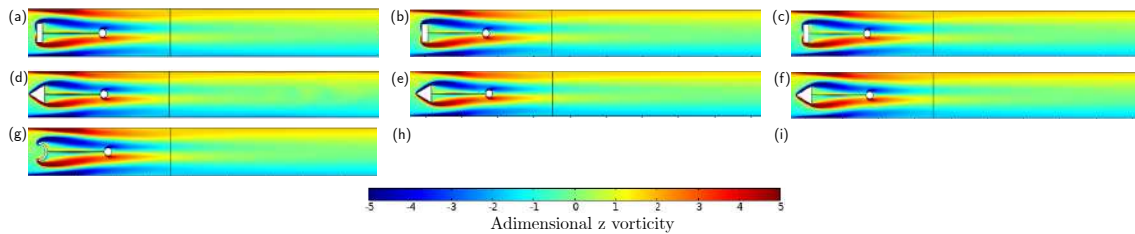


Figura 5.5: Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c / U_c$) para $Re = 125$ e com a condição de confinamento e não escorregamento, sendo (a), (d) e (g) $t_s = 100\mu m$, (b), (e) e (h) $t_s = 50\mu m$, e (c), (f) e (i) $t_s = 25\mu m$.

Já ao aumentar o número de Reynolds, a presença ou não do desprendimento de vórtices e, conseqüentemente, das oscilações da viga cantiléver, depende da espessura t_s , de forma que para $t_s = 25\mu m$ não são observadas oscilações (Figuras 5.6.c,f,i), enquanto para $t_s = 50\mu m$ e $100\mu m$ esse fenômeno é observado (Figuras 5.6.a,b,d,e,g,h), com oscilações de baixa amplitude (em torno de $10^{-1}D_c$ e $10^{-2}D_c$). Com o aumento no número de Reynolds a região de formação e desprendimento de vórtices reduz de tamanho, de modo que os vórtices passam a se formar e desprender ao longo do comprimento da viga cantiléver. Apesar de ocorrer o desprendimento,

as amplitudes de oscilação são muito pequenas devido à forte interação dos vórtices com as camadas cisalhantes das paredes do canal, além de que a presença da viga cantiléver atua como uma barreira aos vórtices, reduzindo ainda mais sua intensidade. É interessante notar que a presença do cilindro rígido na extremidade livre da viga cantiléver atua como barreira aos vórtices, contribuindo para uma maior interação com as camadas cisalhantes das paredes do canal nessa região, o que favorece o desprendimento de vórtices secundários das paredes dos canais, podendo ser observados na esteira de vórtices. Enquanto isso, os vórtices primários (que se desprenderam do corpo gerador de vórtices) se direcionam ao lado oposto do canal (inversão da esteira de von Kármán) devido à presença do gradiente de velocidade ao longo da seção do canal, conforme destacado na literatura para o caso de corpos estacionários, de modo que esses vórtices se unem com os vórtices secundários que se desprendem das paredes do canal. Já a supressão do desprendimento de vórtices com a redução da espessura t_s pode ser justificada devido à baixa capacidade, nas menores espessuras, da estrutura retornar à posição original, de modo que o escoamento domina a resposta da estrutura, e o alto confinamento estabiliza o escoamento. Enquanto isso, nas maiores espessuras a estrutura apresenta uma pequena deformação com a ação dos vórtices e, pela maior rigidez à flexão, consegue se deslocar a fim de retornar à posição original, de modo que atuam em conjunto (a ação dos vórtices e a resposta da estrutura) mantendo pequenas oscilações no sistema.

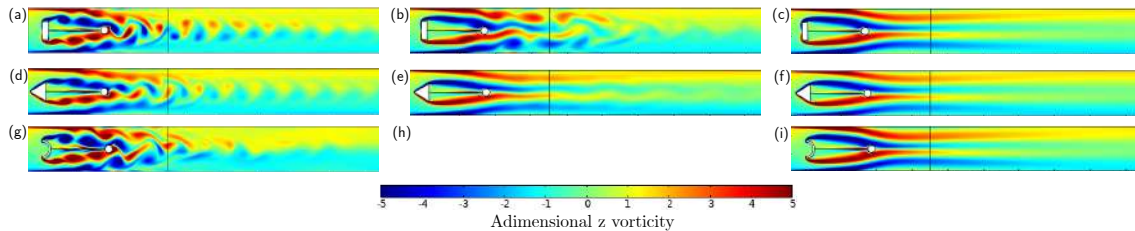


Figura 5.6: Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c / U_c$) para $Re = 250$ e com a condição de confinamento e não escorregamento, sendo (a), (d) e (g) $t_s = 100\mu m$, (b), (e) e (h) $t_s = 50\mu m$, e (c), (f) e (i) $t_s = 25\mu m$.

Um dos efeitos da presença do confinamento com condição de livre escorregamento nas paredes é o de alterar consideravelmente a resposta da estrutura quanto ao modo em que ela oscila, passando de oscilações no primeiro modo natural de vibração (casos não confinados e confinados com condição de não escorregamento) para oscilações que compreendem os dois primeiros modos naturais de vibração, com a presença de uma região de curvatura entre a metade da viga e a extremidade livre, como pode ser observado na evolução temporal da estrutura nas Figuras 5.7.a-r e 5.8.a-r para os contornos de vorticidade ω_z e pressão adimensional, respectivamente. A presença dessa transição entre o primeiro e segundo modo também é observada no caso do corpo de seção retangular (5.9.a-r e 5.10.a-r), ocorrendo apenas para os

casos em que $Re = 250$. Para $Re = 125$ as oscilações foram observadas apenas no primeiro modo natural. Nessas Figuras é possível confirmar as observações da literatura de que a oscilação ocorre pela atuação de dois mecanismos em conjunto, sendo a formação e passagem de um vórtice em um dos lados da viga cantiléver enquanto ela está com a extremidade livre no lado oposto, resultando em uma zona de baixa pressão, e no lado oposto há uma região de alta pressão devido ao fluido incidente na placa, o que contribui para impulsionar a estrutura flexível e mantê-la oscilando periodicamente. É interessante notar o efeito que a região de baixa pressão dos vórtices tem em criar uma zona de sucção na viga cantiléver, contribuindo para o deslocamento da estrutura na região, o que depende de uma pequena rigidez à flexão da estrutura para ocorrer, já que essa zona de sucção é concentrada. Isso é evidente ao verificar que tais modos mistos de vibração (primeiro e segundo modos) não ocorrem para $t_s = 50\mu m$ e $t_s = 100\mu m$, mas sim apenas para $t_s = 25\mu m$, caso com menor rigidez à flexão.

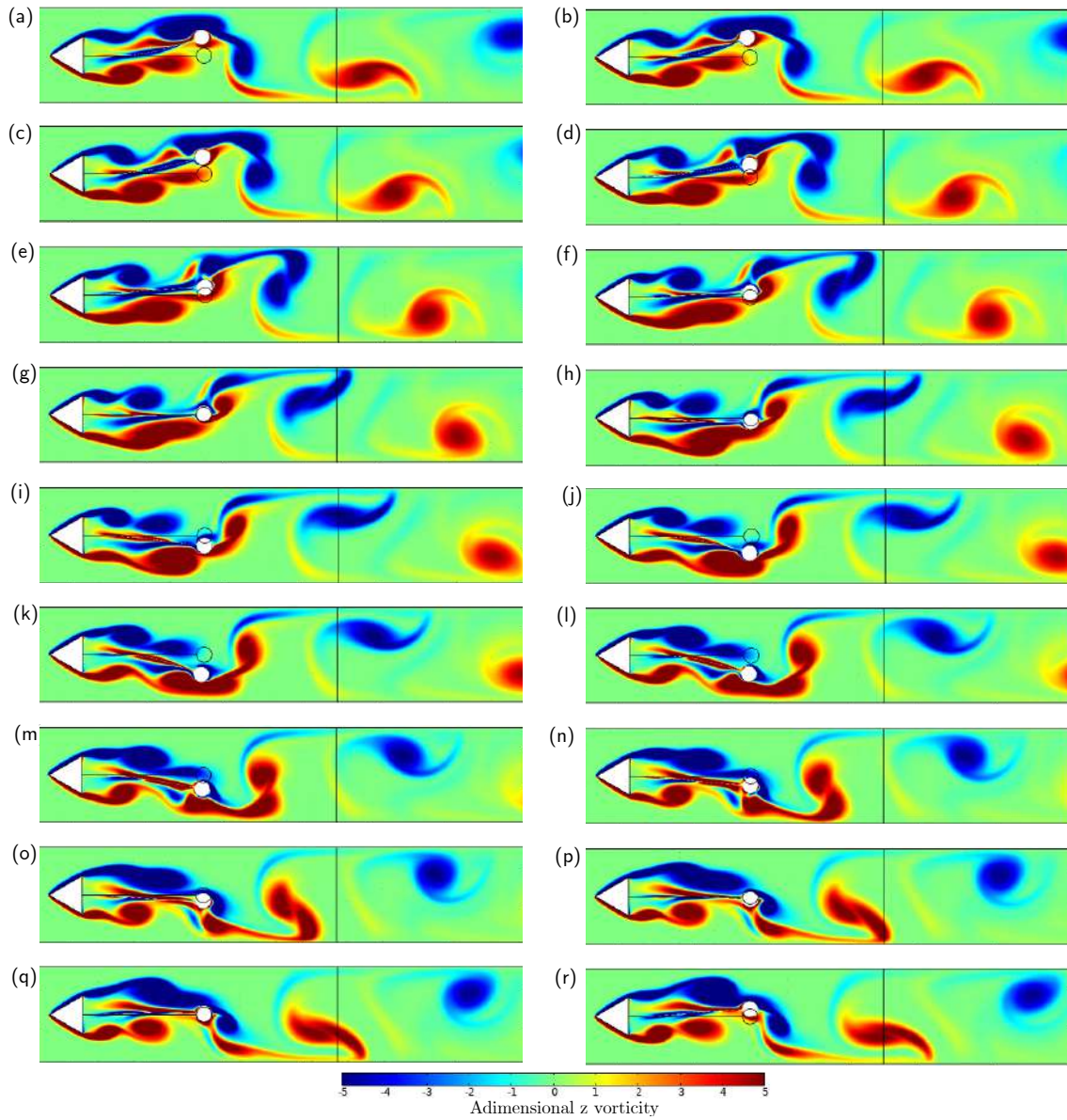


Figura 5.7: Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c / U_c$) para cerca de 1 ciclo de oscilação, com $Re = 250$, sendo (a) $t = 0s$, (b) $t = 0.03s$, (c) $t = 0.06s$, (d) $t = 0.09s$, (e) $t = 0.12s$, (f) $t = 0.15s$, (g) $t = 0.18s$, (h) $t = 0.21s$, (i) $t = 0.24s$, (j) $t = 0.30s$, (k) $t = 0.33s$, (l) $t = 0.36s$, (m) $t = 0.39s$, (n) $t = 0.42s$, (o) $t = 0.42s$, (p) $t = 0.45s$, (q) $t = 0.48s$, (r) $t = 0.51s$.

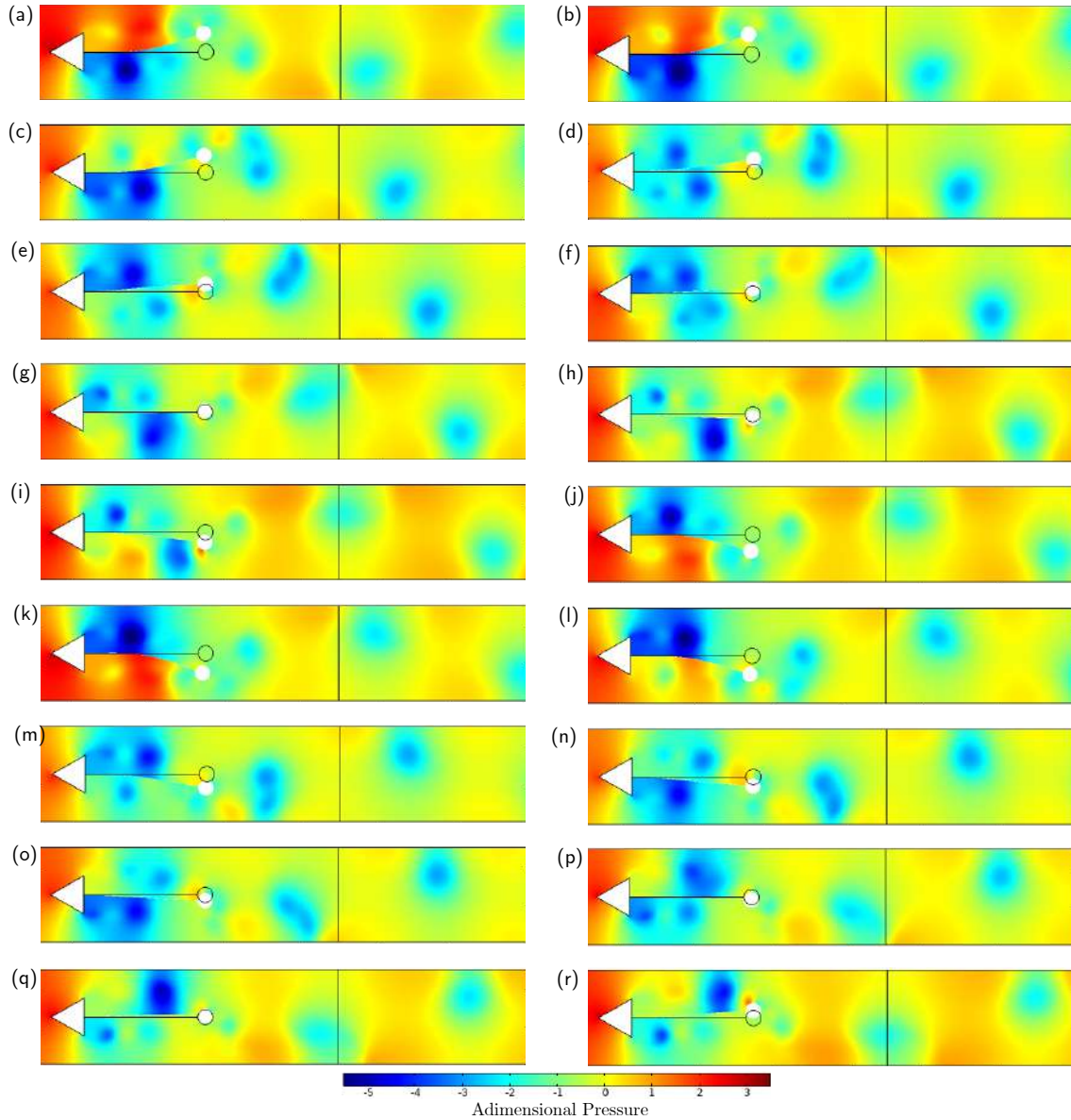


Figura 5.8: Contornos da pressão adimensionalizada ($2p/\rho_f U_c^2$) para cerca de 1 ciclo de oscilação, com $Re = 250$, sendo (a) $t = 0s$, (b) $t = 0.03s$, (c) $t = 0.06s$, (d) $t = 0.09s$, (e) $t = 0.12s$, (f) $t = 0.15s$, (g) $t = 0.18s$, (h) $t = 0.21s$, (i) $t = 0.24s$, (j) $t = 0.30s$, (k) $t = 0.33s$, (l) $t = 0.36s$, (m) $t = 0.39s$, (n) $t = 0.42s$, (o) $t = 0.42s$, (p) $t = 0.45s$, (q) $t = 0.48s$, (r) $t = 0.51s$.

Nas Figuras 5.9 e 5.10 é possível verificar como ocorre a interação fluido-estrutura ao longo de uma oscilação da viga. É possível verificar que um vórtice começa a se formar quando a extremidade livre da viga está em sua posição de maior amplitude, com o vórtice se formando no mesmo lado para o qual a viga está defletida (Figuras 5.9.d,e para os vórtices no sentido anti-horário, $\omega_z > 0$, e Figuras 5.9.n,o para os vórtices no sentido horário, $\omega_z < 0$), de forma que o vórtice só se desprende quando a viga está retornando para a posição de início da formação do vórtice, auxiliando, assim, no desprendimento do vórtice. Nessa posição de maior deflexão o vórtice desprendido na oscilação anterior estão passando pela extremidade livre da

viga, de forma que a estrutura age por comprimir o vórtice (Figuras 5.9.d-g e Figuras 5.9.m-p), reduzindo seu tamanho e direcionando os vórtices para as paredes do canal, lembrando que nessas condições $\frac{\partial u_f}{\partial y} = 0$. Além disso, enquanto a viga apresenta a maior deflexão, os contornos de pressão adimensionalizada (Figuras 5.10.a-r) permitem verificar um aumento da pressão no lado da viga para o qual ela está defletida devido à restrição do escoamento pela oscilação da viga, criando a região de alta pressão mencionada anteriormente (Figuras 5.10.d-f e Figuras 5.9.m-o). Além disso, a oscilação da viga é influenciada também pelos vórtices, que possuem em sua região central uma zona de baixa pressão, identificado nas Figuras 5.10.a-f e Figuras 5.10.j-o. Observa-se ainda que são desprendidos apenas 2 vórtices em cada oscilação, sendo uma esteira de von Kármán.

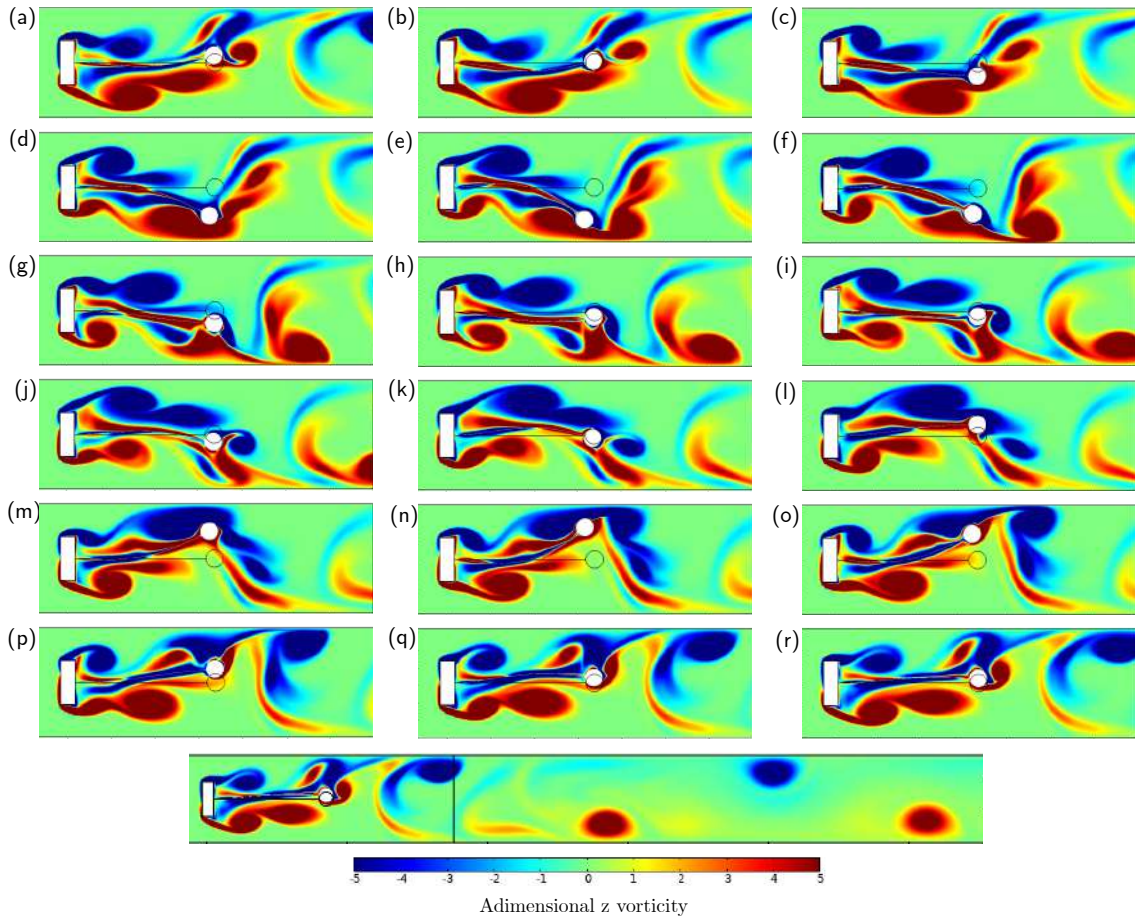


Figura 5.9: Contornos da vorticidade ω_z adimensionalizada ($\omega_z D_c / U_c$) para cerca de 1 ciclo de oscilação, com $Re = 250$, sendo (a) $t = 0s$, (b) $t = 0.03s$, (c) $t = 0.06s$, (d) $t = 0.09s$, (e) $t = 0.12s$, (f) $t = 0.15s$, (g) $t = 0.18s$, (h) $t = 0.21s$, (i) $t = 0.24s$, (j) $t = 0.30s$, (k) $t = 0.33s$, (l) $t = 0.36s$, (m) $t = 0.39s$, (n) $t = 0.42s$, (o) $t = 0.42s$, (p) $t = 0.45s$, (q) $t = 0.48s$, (r) $t = 0.51s$.

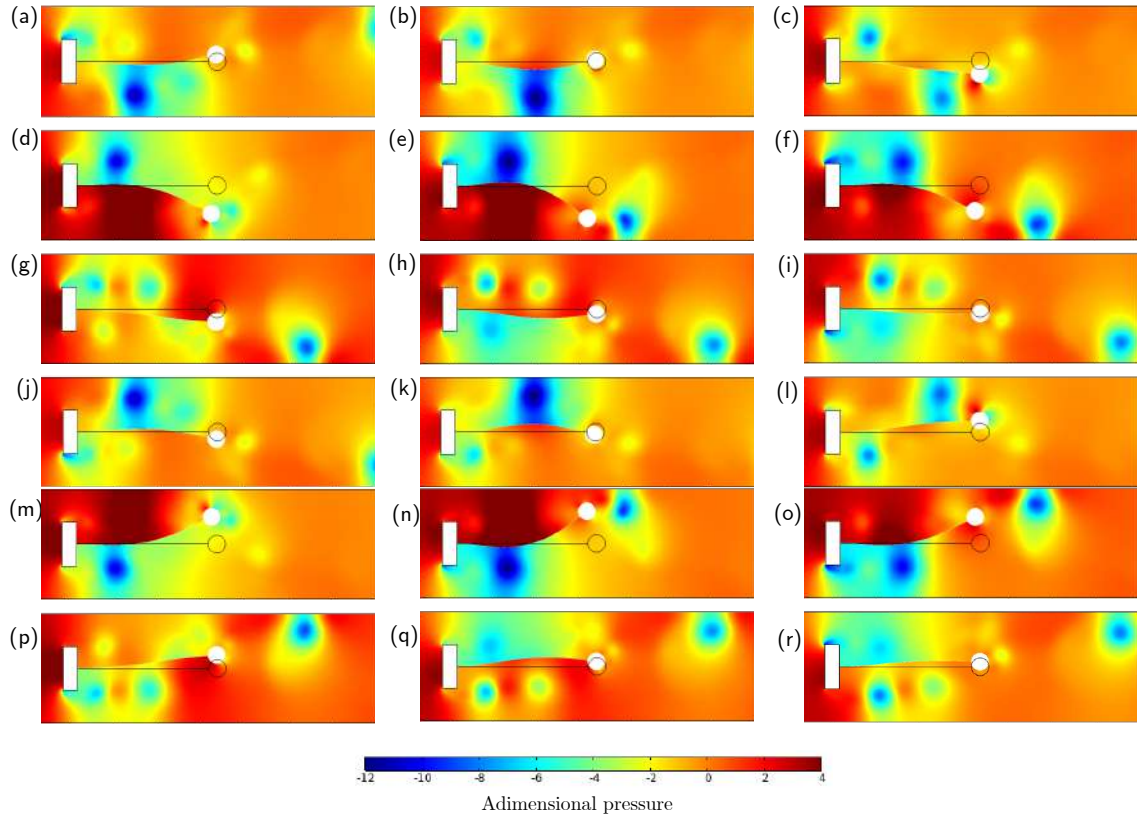


Figura 5.10: Contornos da pressão adimensionalizada ($2p/\rho_f U_c^2$) para cerca de 1 ciclo de oscilação, com $Re = 250$, sendo (a) $t = 0s$, (b) $t = 0.03s$, (c) $t = 0.06s$, (d) $t = 0.09s$, (e) $t = 0.12s$, (f) $t = 0.15s$, (g) $t = 0.18s$, (h) $t = 0.21s$, (i) $t = 0.24s$, (j) $t = 0.30s$, (k) $t = 0.33s$, (l) $t = 0.36s$, (m) $t = 0.39s$, (n) $t = 0.42s$, (o) $t = 0.42s$, (p) $t = 0.45s$, (q) $t = 0.48s$, (r) $t = 0.51s$.

Ao comparar as distintas geometrias do corpo gerador de vórtices, verifica-se que no caso da seção retangular os vórtices possuem maior intensidade ($-12 < p < 4$ para a seção retangular e $-5.5 < p < 3.5$) e tamanho que os da seção triangular, o que justifica as maiores amplitudes de oscilação com a seção retangular e ainda a maior presença do segundo modo natural de vibração, com curvaturas maiores ao longo da viga, as quais possuem grande influência da região de baixa pressão no interior dos vórtices. A ocorrência desse fenômeno dá-se pelo formato mais aerodinâmico que o corpo de seção triangular possui, confirmando as observações de [119] de que corpos com maiores coeficientes de arrasto e sustentação permitem oscilações com maiores amplitudes.

Outro aspecto interessante a se notar é a influência do cilindro rígido presente na extremidade livre da viga, o qual, devido à sua seção circular, permite o desprendimento de vórtices de baixa intensidade de sua superfície ao se deslocar da posição de máxima amplitude para a posição em repouso (Figuras 5.9.h-j e Figuras 5.9.q-r). Esses vórtices auxiliam na compressão dos vórtices primários, reduzindo o seu tamanho, e, ao se desprenderem desse cilindro, se unem aos vórtices principais

após a viga. Evidentemente essa formação de vórtices na extremidade livre da viga cantiléver contribui para as oscilações de alta amplitude observadas.

Ao avaliar o efeito do confinamento na amplitude de oscilação, verifica-se que, em relação ao não confinado, verifica-se que o caso confinado $\beta = 40\%$ com livre escorregamento nas paredes possui as maiores amplitudes, justificado pela maior velocidade do escoamento, o qual é acelerado ao passar pelo corpo gerador de vórtices e, pela condição de não deslizamento, o fluido pode acelerar sem sofrer interferência das camadas cisalhantes presentes no caso com condição de não escorregamento. Além disso, a seção do corpo gerador de vórtices acaba afetando em uma menor intensidade a formação dos vórtices no caso com confinamento e condição de não deslizamento, enquanto no caso não confinado essa influência é maior devido à disponibilidade do fluido se deslocar na direção y , reduzindo o aumento na velocidade na direção x na região ao redor do corpo.

5.2.3 Potencial de colheita de energia

Sendo um dos objetivos desse trabalho a avaliação das interações fluido-estrutura com objetivo de uso em sistemas de colheita de energia, a fim de identificar as melhores condições e geometrias para futuras simulações numéricas acoplando a interação fluido-estrutura-piezoelétrico, é fundamental analisar o potencial de colheita de energia dessas estruturas.

Sabendo que materiais piezoelétricos convertem energia mecânica elástica, presente na deformação da estrutura, em energia elétrica devido ao efeito piezoelétrico, são avaliadas a energia potencial elástica da estrutura (E_s) e a energia cinética (E_k) da estrutura ao longo de um ciclo de oscilação para cada um dos 54 casos estudados, realizando-se a integração desses dados e dividindo pelo período do ciclo de oscilação a fim de obter a potência média da estrutura. Dessa maneira, é possível a comparação com a potência disponível no escoamento, considerada nesse trabalho como $P_f = \frac{\rho_f U_c^3 D_c b_s}{2}$, sendo $b_s = 10mm$ a largura do sistema proposto. É importante destacar que a largura b_s foi definida para a determinação da energia total disponível na estrutura flexível, de modo que futuras simulações numéricas tridimensionais permitirão a análise de distintas razões de aspecto a fim de verificar o efeito na colheita de energia. Além do uso da potência disponível no escoamento, utiliza-se o limite de Betz para a comparação entre eficiências de conversão de energia pela estrutura conforme realizado por Lee e Bernitsas [47], sendo dado por $P_{f,Betz} = \frac{16}{27} \frac{\rho_f U_c^3 D_c b_s}{2}$. Considerando U_c a máxima velocidade do escoamento, U_{max} , a potência do fluido para $Re = 125$ é de cerca de $0,391 \mu W$ e para $Re = 250$ é de cerca de $3,125 \mu W$, com a potência pelo limite de Betz igual a $0,231 \mu W$ para $Re = 125$ e $1,852 \mu W$ para $Re = 250$.

Dessa forma, a potência média total, resultado da soma da potencial elástica e da cinética, é apresentada nas Figuras 5.11.a,b para os Reynolds de 125 e 250, respectivamente. Observa-se uma potência média máxima, para o caso de maior amplitude de oscilação (seção retangular, $Re = 250$, $t_s = 25\mu m$ e confinamento com condição de livre deslizamento, com amplitude de $1,46D_c$), igual a $0,985 \mu W$, o que representaria eficiências de 31,5% e 53,2% ao comparar, respectivamente, com a potência do fluido e a potência com o limite de Betz. Essas eficiências representam a eficiência de conversão mecânica de parte da energia presente no escoamento em energia mecânica na estrutura. Para a avaliação da conversão entre a energia potencial elástica presente na estrutura em energia elétrica pelo material piezoelétrico, estudos futuros serão realizados a fim de avaliar o impacto de distintos materiais piezoelétricos e ainda do circuito elétrico utilizado.

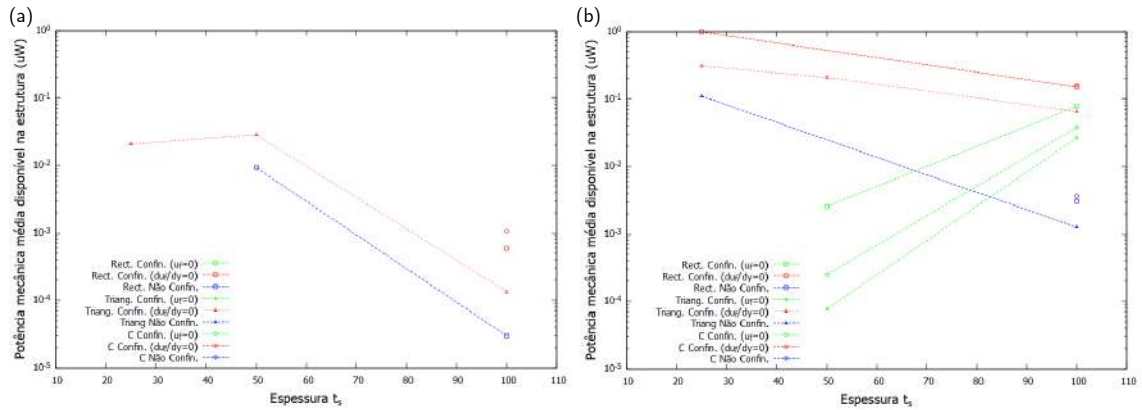


Figura 5.11: Valores da potência mecânica média presente na estrutura flexível para (a) $Re = 125$ e (b) $Re = 250$. Demais valores são nulos, correspondendo à não ocorrência de oscilações.

Além disso, os resultados individualizados da potência total coletada pela estrutura indicam uma variação na proporção, da potência total, correspondente à energia potencial elástica, o que é esperado pois em baixas amplitudes a deformação da estrutura é tão pequena, e a velocidade tão baixa, que espera-se uma contribuição praticamente só da energia potencial elástica. Assim, no caso de maior amplitude de oscilação foi observado um valor de 64% para a proporção da energia potencial elástica na energia total. E para o caso com seção triangular, $Re = 250$, $t_s = 25\mu m$ e confinamento com condição de livre deslizamento, que possui uma elevada amplitude de oscilação ($1,04D_c$), foi observado uma proporção de 34%, de modo que uma maior energia cinética foi resultado da interação, o que não seria o indicado para uma colheita de energia com materiais piezoelétricos. Nesse caso, deve-se avaliar a geometria que proporcione a maior potência mecânica (potencial e cinética) em conjunto com a maior proporção de energia potencial elástica em relação à total, melhorando a eficiência de conversão.

E, para avaliar a resistência mecânica da estrutura flexível, utiliza-se o critério de falha de von Mises para obter a máxima tensão na estrutura, sendo comparado com o valor de $5,52MPa$ para o limite de tensão do PVDF¹. Dessa forma, são indicados, na Figura 5.12, os valores máximos da tensão de von Mises para os 54 casos avaliados, sendo observado um máximo de $0,77MPa$ para os casos com maior amplitude de oscilação, ou seja, os casos com $t_s = 25\mu m$. Valores nulos da tensão máxima de von Mises correspondem aos casos sem oscilações, onde a estrutura permanece em repouso. É importante verificar que a tensão limite de $5,52 MPa$ é mais que 5 vezes maior que a máxima tensão de von Mises obtida ($\approx 0.77MPa$ para o caso com o corpo de seção retangular e confinamento com condição de livre escorregamento), verificando que essa estrutura suportaria essas deformações sem apresentar falhas mecânicas, o que poderia garantir uma longa vida útil em sistemas de colheita de energia.

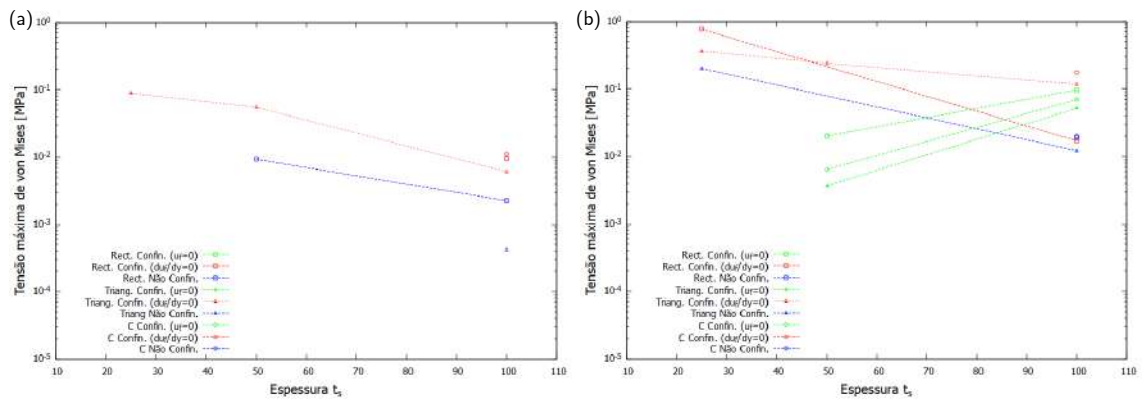


Figura 5.12: Valores máximos da tensão de von Mises para (a) $Re = 125$ e (b) $Re = 250$. Demais valores são nulos, correspondendo à não ocorrência de oscilações.

¹Valor mínimo de tensão limite para o material PVDF, obtido, em 06/02/2023, de https://www.matweb.com/search/datasheet_print.aspx?matguid=a011f8ccf4b448a19246773a32085094

Capítulo 6

Conclusão

Com o avanço tecnológico no desenvolvimento de micro sensores, alinhado com a redução dos custos de fabricação, torna atraente a utilização massiva de tais sistemas interconectados para a avaliação contínua de processos na indústria e no meio ambiente, em acordo com a Indústria 4.0. Entretanto, com a atual necessidade da utilização de baterias, o uso desses sistemas de forma massiva apresenta dificuldades relacionadas a sua manutenção (troca e/ou recarga de baterias), vida útil e descarte dessas baterias. Dessa maneira, muito tem sido proposto no desenvolvimento de sistemas de colheita de energia, o que tornaria tais sensores autônomos, podendo ainda substituir a necessidade de baterias. Um desses sistemas de colheita de energia que mais é estudado é o baseado na interação fluido-estrutura, com a introdução de uma estrutura deformável em um escoamento a fim de captar parte da energia disponível. Apesar das diversas proposições de sistemas de colheita de energia, poucos têm apresentado testes experimentais fora dos ambientes controlados em laboratório.

Dessa maneira, o presente trabalho foi realizado com o objetivo de analisar a interação fluido-estrutura devido à introdução, em um escoamento uniforme, de um sistema composto por uma viga cantiléver com uma extremidade fixa a uma estrutura rígida e estacionária (corpo gerador de vórtices) e a outra extremidade livre, com um cilindro fixo para reduzir a frequência natural de vibração da viga. Dessa maneira, a viga cantiléver é imersa na esteira de vórtices do corpo estacionário à montante, de modo que o desprendimento regular de vórtices permite a oscilação da viga cantiléver. Para a avaliação de tal sistema é proposta uma análise paramétrica avaliando-se a geometria da seção do corpo gerador de vórtices (geometrias triangular, retangular e C invertido), o número de Reynolds (125 e 250), a condição de confinamento desse escoamento (não confinado ou confinado, com uma razão de bloqueio $\beta = 40\%$ e com as condições de não deslizamento e livre deslizamento nas paredes do canal) e a espessura da viga cantiléver ($25\mu m$, $50\mu m$ e $100\mu m$, permitindo a avaliação nas condições de $f_n \approx f_{st}$, $f_n > f_{st}$ e $f_n \gg f_{st}$).

A análise dos resultados obtidos permitiu verificar alguns parâmetros de caracte-

terização do sistema, como a amplitude máxima de oscilação, coeficientes de arrasto e sustentação e modos de vibração da estrutura. Em relação à máxima amplitude de oscilação, foram observados os maiores valores para os casos com confinamento e condição de livre escorregamento nas paredes do canal, de modo que a restrição ao escoamento e a condição $\frac{\partial u_f}{\partial y} = 0$ utilizada permitem que o fluido seja acelerado ao passar pelo corpo de forma a contribuir para um aumento na intensidade dos vórtices observados, de modo que a região de baixa pressão presente no interior dos vórtices tem papel significativo no surgimento de curvaturas ao longo da viga, indicando um modo de vibração que combina o primeiro e segundo modo natural de oscilação.

Já em relação à geometria do corpo gerador de vórtices, verifica-se que corpos menos aerodinâmicos contribuem para variações na intensidade e tamanho dos vórtices que se desprendem, permitindo maiores amplitudes de oscilação. Também foi observado o efeito do confinamento na resposta do sistema, observando o elevado efeito estabilizador que o confinamento com condição de não deslizamento tem, de modo semelhante ao caso de um corpo estacionário confinado. Já o escoamento não confinado permite

Em relação aos coeficientes de arrasto e sustentação, observa-se que o coeficiente de arrasto médio é praticamente nulo para a viga, o que é esperado devido à reduzida espessura da viga e do cilindro rígido fixo em sua extremidade livre. Com o aumento da amplitude de oscilação é observado um aumento na amplitude das forças de arrasto, devido à atuação do fluido em uma maior área superficial da viga. Entretanto, corpos de seção mais aerodinâmica fazem com que esse aumento seja menor, justificando as menores amplitudes de oscilação. Além disso, foram observados aumentos significativos no valor da raiz média quadrática do coeficiente de sustentação, chegando a valores de 16,42 para toda a estrutura. Desse valor, a contribuição é majoritariamente da viga cantiléver, de modo que os resultados para o corpo gerador de vórtices, como esperado devido à sua posição fixa, são menos alterados com as oscilações da viga.

De acordo com o investigado neste trabalho e com os resultados obtidos na análise paramétrica, é possível identificar a necessidade de estudos futuros para permitir o desenvolvimento de micro e mini sistemas de colheita de energia. Assim, propõe-se, para trabalhos futuros, os seguintes estudos:

- Avaliar diferentes comprimentos da viga cantiléver de modo a avaliar o comprimento ótimo para que as oscilações tenham máxima amplitude.
- Avaliação tridimensional do sistema proposto a fim de verificar efeitos tridimensionais do escoamento na interação fluido-estrutura.
- Avaliar maiores números de Reynolds a fim de verificar o efeito do aumento

de Re nos vórtices que se desprendem da estrutura e, conseqüentemente, na interação com a viga cantiléver. Nesse caso, é ainda mais relevante a avaliação tridimensional do sistema, já que é indicado um valor máximo de Reynolds de cerca de 250 para que tais efeitos tridimensionais tenham maior relevância na interação.

- Incluir o amortecimento na estrutura para a avaliação do seu efeito na resposta do sistema, em especial nas amplitudes de oscilação. Para isso, destaca-se o estudo realizado por de Nayer *et al.* [107], o qual indica um amortecimento de Rayleigh com um termo proporcional à matriz de rigidez da estrutura.
- Utilização do material piezoelétrico na estrutura da viga cantiléver, permitindo a avaliação numérica da interação fluido-estrutura-piezoelétrico. Além disso, recomenda-se a avaliação desse sistema acoplado a um circuito elétrico puramente resistivo, amplamente utilizado na avaliação de sistemas de colheita de energia com materiais piezoelétricos devido a sua simplicidade, e a um circuito elétrico ressonante composto por uma resistência elétrica e um indutor, o qual, se devidamente projetado, permite a amplificação das oscilações da viga [141, 142].

Referências Bibliográficas

- [1] VAIDYA, S., AMBAD, P., BHOSLE, S. “Industry 4.0 - A Glimpse”, *Procedia Manufacturing*, v. 20, pp. 233–238, 2018.
- [2] JAVAID, M., HALEEM, A., SINGH, R. P., RAB, S., SUMAN, R. “Significance of sensors for industry 4.0: Roles, capabilities, and applications”, *Sensors International*, v. 2, pp. 100110, 2021.
- [3] YANG, Z., ZHOU, S., ZU, J., INMAN, D. “High-Performance Piezoelectric Energy Harvesters and Their Applications”, *Joule*, v. 2, pp. 642–697, abr. 2018.
- [4] DUTOIT, N. E., WARDLE, B. L., KIM, S.-G. “Design Considerations for MEMS-Scale Piezoelectric Mechanical Vibration Energy Harvesters”, *Integrated Ferroelectrics*, v. 71, pp. 121–160, 2005.
- [5] WANG, J., YURCHENKO, D., HU, G., et al. “Perspectives in flow-induced vibration energy harvesting”, *Applied Physics Letters*, v. 119, pp. 100502, 2021.
- [6] SHAIKH, F. K., ZEADALLY, S. “Energy harvesting in wireless sensor networks: A comprehensive review”, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 55, pp. 1041–1054, 2016.
- [7] ROUNDY, S., WRIGHT, P. K., RABAEY, J. “A study of low level vibrations as a power source for wireless sensor nodes”, *Computer Communications*, v. 26, pp. 1131–1144, 2003.
- [8] WEI, X., LIU, J. “Power sources and electrical recharging strategies for implantable medical devices”, *Frontiers of Energy and Power Engineering in China*, v. 2, n. 1, pp. 1–13, 2008.
- [9] RAFIQUE, S. *Piezoelectric Vibration Energy Harvesting. Modeling & Experiments*. 1 ed. Cham, Switzerland, Springer, 2018.
- [10] ERTURK, A., INMAN, D. J. *Piezoelectric Energy Harvesting*. 1 ed. West Sussex, United Kingdom, John Wiley & Sons, 2011.

- [11] KANG, D. H. P., CHEN, M., OGUNSEITAN, O. A. “Potential Environmental and Human Health Impacts of Rechargeable Lithium Batteries in Electronic Waste”, *Environmental Science & Technology*, v. 47, n. 10, pp. 5495–5503, 2013.
- [12] ZOU, H.-X., ZHAO, L.-C., GAO, Q.-H., et al. “Mechanical modulations for enhancing energy harvesting: Principles, methods and applications”, *Applied Energy*, v. 255, pp. 113871, 2019.
- [13] SMIRNOV, A., CHUGUNOV, S., KHOLODKOVA, A., et al. “Progress and challenges of 3D-printing technologies in the manufacturing of piezoceramics”, *Ceramics International*, v. 47, pp. 10478–10511, 2021.
- [14] SAFAEI, M., SODANO, H. A., ANTON, S. R. “A review of energy harvesting using piezoelectric materials: state-of-the-art a decade later (2008-2018)”, *Smart Materials and Structures*, v. 28, pp. 113001, 2019.
- [15] CHEN, C., WANG, X., WANG, Y., et al. “Additive Manufacturing of Piezoelectric Materials”, *Advanced Functional Materials*, p. 2005141, 2020.
- [16] SHI, J., AKBARZADEH, A. H. “Architected cellular piezoelectric metamaterials: Thermo-electro-mechanical properties”, *Acta Materialia*, v. 163, pp. 91–121, 2019.
- [17] BABAEE, S., SHIM, J., WEAVER, J. C., et al. “3D Soft Metamaterials with Negative Poisson’s Ratio”, *Advanced Materials*, v. 25, pp. 5044–5049, 2013.
- [18] LEE, M. G., LEE, J. W., HAN, S. C., KANG, K. “Mechanical analyses of “Shellular”, an ultralow-density material”, *Acta Materialia*, v. 103, pp. 595–607, 2016.
- [19] NARAYANA, S., SATO, Y. “Heat Flux Manipulation with Engineered Thermal Materials”, *Physical Review Letters*, v. 108, pp. 214303, 2012.
- [20] YANG, J., LI, Z., XIN, X., et al. “Designing electromechanical metamaterial with full nonzero piezoelectric coefficients”, *Science Advances*, v. 5, pp. 1–9, 2019.
- [21] CUI, H., HENSLEIGH, R., YAO, D., et al. “Three-dimensional printing of piezoelectric materials with designed anisotropy and directional response”, *Nature Materials*, v. 18, pp. 234–241, 2019.
- [22] SOTI, A. K., BHARDWAJ, R., SHERIDAN, J. “Flow-induced deformation of a flexible thin structure as manifestation of heat transfer enhancement”,

- International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 84, pp. 1070–1081, 2015.
- [23] ALI, S., HABCHI, C., MENANTEAU, S., LEMENAND, T., HARION, J.-L. “Heat transfer and mixing enhancement by free elastic flaps oscillation”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 85, pp. 250–264, 2015.
- [24] PARK, S. G., KIM, B., CHANG, C. B., RYU, J., SUNG, H. J. “Enhancement of heat transfer by a self-oscillating inverted flag in a Poiseuille channel flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 96, pp. 362–370, 2016.
- [25] LEE, J. B., PARK, S. G., KIM, B., RYU, J., SUNG, H. J. “Heat transfer enhancement by flexible flags clamped vertically in a Poiseuille channel flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 107, pp. 391–402, 2017.
- [26] NAUDASCHER, E., ROCKWELL, D. *Flow-Induced Vibrations: an engineering guide*. 1 ed. Mineola, New York, Dover Publications, INC., 2005.
- [27] BLEVINS, R. D. *Flow-Induced Vibration*. 2 ed. Malabar, Florida, Krieger Publishing Company, 1990.
- [28] NAUDASCHER, E., ROCKWELL, D. “Oscillator-Model Approach to the Identification and Assessment of Flow-Induced Vibrations in a System”, *Journal of Hydraulic Research*, v. 18, n. 1, pp. 59–82, 1980.
- [29] SARPKEYA, T. “A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 19, pp. 389–447, 2004.
- [30] GABBAI, R. D., BENAROYA, H. “An overview of modeling and experiments of vortex-induced vibration of circular cylinders”, *Journal of Sound and Vibration*, v. 282, pp. 575–616, 2005.
- [31] ROSHKO, A. “Perspectives on bluff body aerodynamics”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 49, pp. 79–100, 1993.
- [32] WILLIAMSON, C. H. K. “Vortex dynamics in the cylinder wake”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 28, pp. 477–539, 1996.
- [33] WILLIAMSON, C. H. K. “Three-dimensional wake transition”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 328, pp. 345–407, 1996.

- [34] THOMPSON, M. C., LEWEKE, T., WILLIAMSON, C. H. K. “The physical mechanism of transition in bluff body wakes”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 15, pp. 607–616, 2001.
- [35] NORBERG, C. “Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 17, pp. 57–96, 2003.
- [36] PARKINSON, G. “Phenomena and modelling of flow-induced vibrations of bluff-bodies”, *Progress in Aerospace Sciences*, v. 26, pp. 169–224, 1989.
- [37] WILLIAMSON, C. H. K., GOVARDHAN, R. “Vortex-Induced Vibrations”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 36, pp. 413–455, 2004.
- [38] KURUSHINA, V., PAVLOVSKAIA, E., POSTNIKOV, A., WIERCIGROCH, M. “Calibration and comparison of VIV wake oscillator models for low mass ratio structures”, *International Journal of Mechanical Sciences*, v. 142–143, pp. 547–560, 2018.
- [39] FENG, C. C. *The measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders*. M.A.Sc. dissertation, The University of British Columbia, Vancouver, Canada, 1968.
- [40] SARPKEYA, T. “Vortex-Induced Oscillations: A Selective Review”, *Journal of Applied Mechanics*, v. 46, pp. 241–258, 1979.
- [41] KHALAK, A., WILLIAMSON, C. H. K. “Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 13, pp. 813–851, 1999.
- [42] KONSTANTINIDIS, E., DOROGI, D., BARANYI, L. “Resonance in vortex-induced in-line vibration at low Reynolds numbers”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 907, pp. A34, 2021.
- [43] WU, Y., CHENG, Z., MCCONKEY, R., LIEN, F.-S., YEE, E. “Modelling of Flow-Induced Vibration of Bluff Bodies: A Comprehensive Survey and Future Prospects”, *Energies*, v. 15, pp. 8719, 2022.
- [44] NAVROSE, MITTAL, S. “A new regime of multiple states in free vibration of a cylinder at low Re”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 68, pp. 310–321, 2017.
- [45] GOVARDHAN, R. N., WILLIAMSON, C. H. K. “Defining the ‘modified Griffin plot’ in vortex-induced vibration: revealing the effect of Reynolds number using controlled damping”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 561, pp. 147–180, 2006.

- [46] PRASANTH, T. K., PREMCHANDRAN, V., MITTAL, S. “Hysteresis in vortex-induced vibrations: critical blockage and effect of m^* ”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 671, pp. 207–225, 2011.
- [47] LEE, J. H., BERNITSAS, M. M. “High-damping, high-Reynolds VIV tests for energy harnessing using the VIVACE converter”, *Ocean Engineering*, v. 38, pp. 1697–1712, 2011.
- [48] NARENDRAN, K., MURALI, K., SUNDAR, V. “Investigations into efficiency of vortex-induced vibration hydro-kinetic energy device”, *Energy*, v. 109, pp. 224–235, 2016.
- [49] SOTI, A. K., ZHAO, J., THOMPSON, M. C., SHERIDAN, J., BHARDWAJ, R. “Damping effects on vortex-induced vibration of a circular cylinder and implications for power extraction”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 81, pp. 289–308, 2018.
- [50] PRASANTH, T. K., MITTAL, S. “Vortex-induced vibrations of a circular cylinder at low Reynolds numbers”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 594, pp. 463–491, 2008.
- [51] ZHAO, J., HOURIGAN, K., THOMPSON, M. C. “Flow-induced vibration of D-section cylinders: an afterbody is not essential for vortex-induced vibration”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 851, pp. 317–343, 2018.
- [52] SOURAV, K., KUMAR, D., SEN, S. “Undamped transverse-only VIV of a diamond cylinder at low Reynolds numbers”, *Ocean Engineering*, v. 197, pp. 106867, 2020.
- [53] SOURAV, K., KUMAR, D., SEN, S. “Vortex-induced vibrations of an elliptic cylinder of low mass ratio: Identification of new response branches”, *Physics of Fluids*, v. 32, pp. 023605, 2020.
- [54] JAUVTIS, N., WILLIAMSON, C. H. K. “The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 509, pp. 23–62, 2004.
- [55] LI, Z., YAO, W., YANG, K., JAIMAN, R. K., KHOO, B. C. “On the vortex-induced oscillations of a freely vibrating cylinder in the vicinity of a stationary plane wall”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 65, pp. 495–526, 2016.

- [56] CHEN, W., JI, C., XU, D., WILLIAMS, J. “Two-degree-of-freedom vortex-induced vibrations of a circular cylinder in the vicinity of a stationary wall”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 91, pp. 102728, 2019.
- [57] ZHAO, M. “Effects of natural frequency ratio on vortex-induced vibration of a circular cylinder in steady flow”, *Physics of Fluids*, v. 32, pp. 073604, 2020.
- [58] NAVROSE, MITTAL, S. “Lock-in in vortex-induced vibration”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 794, pp. 565–594, 2016.
- [59] GRIFFIN, O. M. “Vortex-Excited Cross-Flow Vibrations of a Single Cylindrical Tube”, *Journal of Pressure Vessel Technology*, v. 102, n. 2, pp. 158–166, 1980.
- [60] GRIFFIN, O. M., RAMBERG, S. E. “Some Recent Studies of Vortex Shedding With Application to Marine Tubulars and Risers”, *Journal of Energy Resources Technology*, v. 104, n. 1, pp. 2–13, 1982.
- [61] CHEN, L., DONG, Y., WANG, Y. “Flow-induced vibration of a near-wall circular cylinder with a small gap ratio at low Reynolds numbers”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 103, pp. 103247, 2021.
- [62] SHOSHANI, O. “Theoretical aspects of transverse galloping”, *Nonlinear Dynamics*, v. 94, pp. 2685–2696, 2018.
- [63] SUN, H., KIM, E. S., NOWAKOWSKI, G., MAUER, E., BERNITSAS, M. M. “Effect of mass-ratio, damping, and stiffness on optimal hydrokinetic energy conversion of a single, rough cylinder in flow induced motions”, *Renewable Energy*, v. 99, pp. 936–959, 2016.
- [64] CORLESS, R. M., PARKINSON, G. V. “A model of the combined effects of vortex-induced oscillation and galloping”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 2, pp. 203–220, 1988.
- [65] NEMES, A., ZHAO, J., LO JACONO, D., SHERIDAN, J. “The interaction between flow-induced vibration mechanisms of a square cylinder with varying angles of attack”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 710, pp. 102–130, 2012.
- [66] MANNINI, C., MARRA, A. M., BARTOLI, G. “VIV-galloping instability of rectangular cylinders: Review and new experiments”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 132, pp. 109–124, 2014.

- [67] ZHAO, M. “Flow-induced vibrations of square and rectangular cylinders at low Reynolds number”, *Fluid Dynamics Research*, v. 47, pp. 025502, 2015.
- [68] SEYED-AGHAZADEH, B., CARLSON, D., MODARRES-SADEGHI, Y. “Vortex-induced vibration and galloping of prisms with triangular cross-sections”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 817, pp. 590–618, 2017.
- [69] ZHANG, B., WANG, K.-H., SONG, B., MAO, Z., TIAN, W. “Numerical investigation on the effect of the cross-sectional aspect ratio of a rectangular cylinder in FIM on hydrokinetic energy conversion”, *Energy*, v. 165, pp. 949–964, 2018.
- [70] TAMURA, Y. “Mathematical models for understanding phenomena: Vortex-induced vibrations”, *Japan Architectural Review*, v. 3, n. 4, pp. 398–422, 2020.
- [71] VAN LOON, R., ANDERSON, P. D., VAN DE VOSSE, F. N., SHERWIN, S. J. “Comparison of various fluid-structure interaction methods for deformable bodies”, *Computers and Structures*, v. 85, pp. 833–843, 2007.
- [72] HEIL, M., HAZEL, A. L., BOYLE, J. “Solvers for large-displacement fluid-structure interaction problems: segregated versus monolithic approaches”, *Computational Mechanics*, v. 43, pp. 91–101, 2008.
- [73] SHELDON, J. P., MILLER, S. T., PITT, J. S. “Methodology for Comparing Coupling Algorithms for Fluid-Structure Interaction Problems”, *World Journal of Mechanics*, v. 4, pp. 54–70, 2014.
- [74] ZILIAN, A. “Modelling of Fluid-Structure Interaction - Effects of Added Mass, Damping and Stiffness”. In: Irschik, H., Belyaev, A. K. (Eds.), *Dynamics of Mechanical Systems with Variable Mass.*, Vienna, Springer.
- [75] RAVI, S., ZILIAN, A. “Simultaneous finite element analysis of circuit-integrated piezoelectric energy harvesting from fluid-structure interaction”, *Mechanical Systems and Signal Processing*, v. 114, pp. 259–274, 2019.
- [76] NETO, A. S. *Escoamentos turbulentos: análise física e modelagem teórica*. 1 ed. Uberlândia, MG, Brasil, Composer, 2020.
- [77] RAISSI, M., WANG, Z., TRIANTAFYLLOU, M. S., KARNIADAKIS, G. E. “Deep learning of vortex-induced vibrations”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 861, pp. 119–137, 2019.

- [78] WU, J., QIU, Y. L., SHU, C., ZHAO, N. “Flow control of a circular cylinder by using an attached flexible filament”, *Physics of Fluids*, v. 26, pp. 103601, 2014.
- [79] SHARMA, K. R., DUTTA, S. “Flow control over a square cylinder using attached rigid and flexible splitter plate at intermediate flow regime”, *Physics of Fluids*, v. 32, pp. 014104, 2020.
- [80] LIANG, S., WANG, J., WU, B., WU, W., LIN, K. “Vortex-induced vibration and structure instability for a circular cylinder with flexible splitter plates”, *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, v. 174, pp. 200–209, 2018.
- [81] ZHU, H., LI, G., WANG, J. “Flow-induced vibration of a circular cylinder with splitter plates placed upstream and downstream individually and simultaneously”, *Applied Ocean Research*, v. 97, pp. 102084, 2020.
- [82] WANG, J., ZHOU, S., ZHANG, Z., YURCHENKO, D. “High-performance piezoelectric wind energy harvester with Y-shaped attachments”, *Energy Conversion and Management*, v. 181, pp. 645–652, 2019.
- [83] WANG, J., SUN, S., TANG, L., HU, G., LIANG, J. “On the use of metasurface for Vortex-Induced vibration suppression or energy harvesting”, *Energy Conversion and Management*, v. 235, pp. 113991, 2021.
- [84] WANG, J., SUN, S., HU, G., et al. “Exploring the potential benefits of using metasurface for galloping energy harvesting”, *Energy Conversion and Management*, v. 243, pp. 114414, 2021.
- [85] TAYLOR, G. W., BURNS, J. R., KAMMANN, S. M., POWERS, W. B., WELSH, T. R. “The Energy Harvesting Eel: A Small Subsurface Ocean/River Power Generator”, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, v. 26, n. 4, pp. 539–547, 2001.
- [86] POBERING, S., EBERMEYER, S., SCHWESINGER, N. “Generation of electrical energy using short piezoelectric cantilevers in flowing media”, *Active and Passive Smart Structures and Integrated Systems*, v. 7288, pp. 728807, 2009.
- [87] AKAYDIN, H. D., ELVIN, N., ANDREOPOULOS, Y. “Energy Harvesting from Highly Unsteady Fluid Flows using Piezoelectric Materials”, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, v. 21, pp. 1263–1278, 2010.

- [88] LEE, J., YOU, D. “Study of vortex-shedding-induced vibration of a flexible splitter plate behind a cylinder”, *Physics of Fluids*, v. 25, pp. 110811, 2013.
- [89] DAQAQ, M. F., BIBO, A., AKHTAR, I., et al. “Micropower Generation Using Cross-Flow Instabilities: A Review of the Literature and Its Implications”, *Journal of Vibration and Acoustics*, v. 141, pp. 030801, 2019.
- [90] DING, L., ZOU, Q., ZHANG, L., WANG, H. “Research on Flow-Induced Vibration and Energy Harvesting of Three Circular Cylinders with Roughness Strips in Tandem”, *Energies*, v. 11, pp. 2977, 2018.
- [91] YU, Y., LIU, Y., AMANDOLESE, X. “A Review on Fluid-Induced Flag Vibrations”, *Applied Mechanics Reviews*, v. 71, pp. 010801, 2019.
- [92] SHOELE, K., MITTAL, R. “Energy harvesting by flow-induced flutter in a simple model of an inverted piezoelectric flag”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 790, pp. 582–606, 2016.
- [93] YANG, K., CIONCOLINI, A., NABAWY, M. R. A., REVELL, A. “Mechanical Durability Assessment of an Energy-Harvesting Piezoelectric Inverted Flag”, *Energies*, v. 15, pp. 77, 2022.
- [94] ARGENTINA, M., MAHADEVAN, L. “Fluid-flow-induced flutter of a flag”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, v. 102, n. 6, pp. 1829–1834, 2005.
- [95] CONNELL, B. S. H., YUE, D. K. P. “Flapping dynamics of a flag in a uniform stream”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 581, pp. 33–67, 2007.
- [96] AKCABAY, D. T., YOUNG, Y. L. “Hydroelastic response and energy harvesting potential of flexible piezoelectric beams in viscous flow”, *Physics of Fluids*, v. 24, pp. 054106, 2012.
- [97] ALBEN, S. “Flag flutter in inviscid channel flow”, *Physics of Fluids*, v. 27, pp. 033603, 2015.
- [98] TOSI, L. P., COLONIUS, T. “Modeling and simulation of a fluttering cantilever in channel flow”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 89, pp. 174–190, 2019.
- [99] MANELA, A., HOWE, M. S. “The forced motion of a flag”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 635, pp. 439–454, 2009.

- [100] GOUSHCHA, O., ELVIN, N., ANDREOPOULOS, Y. “Interactions of vortices with a flexible beam with applications in fluidic energy harvesting”, *Applied Physics Letters*, v. 104, pp. 021919, 2014.
- [101] KUHL, J. M., DESJARDIN, P. E. “Power production locality of bluff body flutter mills using fully coupled 2D direct numerical simulation”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 28, pp. 456–472, 2012.
- [102] SHUKLA, S., GOVARDHAN, R. N., ARAKERI, J. H. “Dynamics of a flexible splitter plate in the wake of a circular cylinder”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 41, pp. 127–134, 2013.
- [103] PFISTER, J.-L., MARQUET, O. “Fluid-structure stability analyses and nonlinear dynamics of flexible splitter plates interacting with a circular cylinder flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 896, pp. A24, 2020.
- [104] TUREK, S., HRON, J. “Proposal for Numerical Benchmarking of Fluid-Structure Interaction between an Elastic Object and Laminar Incompressible Flow”. In: Bungartz, H.-J., Schäfer, M. (Eds.), *Fluid-Structure Interaction. Modelling, Simulation, Optimization*, 1 ed., cap. 15, Heidelberg, Germany, Springer-Verlag GmbH, 2006.
- [105] TUREK, S., HRON, J., RAZZAQ, M., WOBKER, H., SCHÄFER, M. “Numerical Benchmarking of Fluid-Structure Interaction: A Comparison of Different Discretization and Solution Approaches”. In: Bungartz, H.-J., Mehl, M., Schäfer, M. (Eds.), *Fluid-Structure Interaction II. Modelling, Simulation, Optimization*, 1 ed., cap. 15, Heidelberg, Germany, Springer-Verlag GmbH, 2010.
- [106] BREUER, M., DE NAYER, G., MÜNSCH, M., GALLINGER, T., WÜCHNER, R. “Fluid-structure interaction using a partitioned semi-implicit predictor-corrector coupling scheme for the application of large-eddy simulation”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 29, pp. 107–130, 2013.
- [107] DE NAYER, G., KALMBACH, A., BREUER, M., SICKLINGER, S., WÜCHNER, R. “Flow past a cylinder with a flexible splitter plate: A complementary experimental-numerical investigation and a new FSI test case (FSI-PfS-1a)”, *Computers and Fluids*, v. 99, pp. 18–43, 2014.
- [108] GOMES, J. P., LIENHART, H. “Experimental Study on a Fluid-Structure Interaction Referen Test Case”. In: Bungartz, H.-J., Schäfer, M. (Eds.), *Fluid-Structure Interaction. Modelling, Simulation, Optimization*, 1 ed., cap. 14, Heidelberg, Germany, Springer-Verlag GmbH, 2006.

- [109] GOMES, J. P., LIENHART, H. “Experimental Benchmark: Self-Excited Fluid-Structure Interaction Test Cases”. In: Bungartz, H.-J., Mehl, M., Schäfer, M. (Eds.), *Fluid-Structure Interaction II. Modelling, Simulation, Optimization*, 1 ed., cap. 14, Heidelberg, Germany, Springer-Verlag GmbH, 2010.
- [110] GOMES, J. P., LIENHART, H. “Fluid-structure interaction-induced oscillation of flexible structure in laminar and turbulent flows”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 715, pp. 537–572, 2013.
- [111] SHI, S., NEW, T. H., LIU, Y. “Flapping dynamics of a low aspect-ratio energy-harvesting membrane immersed in a square cylinder wake”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 46, pp. 151–161, 2013.
- [112] SHI, S., NEW, T. H., LIU, Y. “Effects of aspect-ratio on the flapping behaviour of energy-harvesting membrane”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 52, pp. 339–346, 2014.
- [113] YU, Y., LIU, Y. “Flapping dynamics of a piezoelectric membrane behind a circular cylinder”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 55, pp. 347–363, 2015.
- [114] LATIF, U., ABDULLAH, C., UDDIN, E., et al. “Experimental and numerical investigation of the energy harvesting flexible flag in the wake of a bluff body”, *Wind and Structures*, v. 26, n. 5, pp. 279–292, 2018.
- [115] LATIF, U., UDDIN, E., YOUNIS, M. Y., et al. “Experimental electrohydrodynamic investigation of a flag-based energy harvesting in the wake of inverted C-shape cylinder”, *Energy*, v. 215, pp. 119195, 2021.
- [116] MUTJABA, A., LATIF, U., UDDIN, E., et al. “Hydrodynamic energy harvesting analysis of two piezoelectric tandem flags under influence of upstream body’s wakes”, *Applied Energy*, v. 282, pp. 116173, 2021.
- [117] UMAIR, M., LATIF, U., UDDIN, E., ABDELKEFI, A. “Experimental hydrodynamic investigations on the effectiveness of inverted flag-based piezoelectric energy harvester in the wake of bluff body”, *Ocean Engineering*, v. 245, pp. 110454, 2022.
- [118] ARSHAD, A., LATIF, U., UDDIN, E., ABDELKEFI, A. “Numerical Analysis on Energy Harvesting Effectiveness of Staggered Piezoelectric Flags”. In: *AIP Conference Proceedings 2425: International Conference of Numerical Analysis and Applied Mathematics ICNAAM*, p. 410007, Rhodes, Greece, set. 2020.

- [119] MEHDIPOUR, I., MADARO, F., RIZZI, F., VITTORIO, M. “Comprehensive experimental study on bluff body shapes for vortex-induced vibration piezoelectric energy harvesting mechanisms”, *Energy Conversion and Management: X*, v. 13, pp. 100174, 2022.
- [120] KIM, H., KANG, S., KIM, D. “Dynamics of a flag behind a bluff body”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 71, pp. 1–14, 2017.
- [121] SAHU, T. R., FURQUAN, M., MITTAL, S. “Numerical study of flow-induced vibration of a circular cylinder with attached flexible splitter plate at low Re ”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 880, pp. 551–593, 2019.
- [122] FURQUAN, M., MITTAL, S. “Multiple lock-ins in vortex-induced vibration of a filament”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 916, pp. 1–13, 2021.
- [123] WILLIAMSON, C. H. K. “Vortex dynamics in the cylinder wake”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 28, pp. 477–539, 1996.
- [124] CAMARRI, S., GIANNETTI, F. “Effect of confinement on three-dimensional stability in the wake of a circular cylinder”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 642, pp. 477–487, 2010.
- [125] KANARIS, N., GRIGORIADIS, D., KASSINOS, S. “Three dimensional flow around a circular cylinder confined in a plane channel”, *Physics of Fluids*, v. 23, pp. 064106, 2011.
- [126] SAHIN, M., OWENS, R. G. “A numerical investigation of wall effects up to high blockage ratios on two-dimensional flow past a circular cylinder”, *Physics of Fluids*, v. 16, pp. 1305, 2004.
- [127] GRIFFITH, M. D., LEONTINI, J., THOMPSON, M. C., HOURIGAN, K. “Vortex shedding and three-dimensional behaviour of flow past a cylinder confined in a channel”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 27, pp. 855–860, 2011.
- [128] WANG, X., CHEN, J., ZHOU, B., LI, Y., XIANG, Q. “Experimental investigation of flow past a confined bluff body: Effects of body shape, blockage ratio and Reynolds number”, *Ocean Engineering*, v. 220, pp. 108412, 2021.
- [129] CAMARRI, S., GIANNETTI, F. “On the inversion of the von Kármán street in the wake of a confined square cylinder”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 574, pp. 169–178, 2007.

- [130] KUMAR, B., MITTAL, S. “Effect of blockage on critical parameters for flow past a circular cylinder”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 50, pp. 987–1001, 2006.
- [131] ALFIERI, F., TIWARI, M. K., RENFER, A., et al. “Computational modeling of vortex shedding in water cooling of 3D integrated electronics”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 44, pp. 745–755, 2013.
- [132] NIKOO, M., HADZIMA-NYARKO, M., NYARKO, E. K., NIKOO, M. “Determining the Natural Frequency of Cantilever Beams Using ANN and Heuristic Search”, *Applied Artificial Intelligence*, v. 32, n. 3, pp. 309–334, 2018.
- [133] DONEA, J., HUERTA, A., PONTHOT, J.-P., RODRÍGUEZ-FERRAN, A. “Arbitrary Lagrangian-Eulerian Methods”. In: E. Stein, R. de Borst and T. J. R. Hughes (Ed.), *Encyclopedia of Computational Mechanics*, cap. 14, pp. 413–437, West Sussex, United Kingdom, John Wiley & Sons, Ltd, 2004.
- [134] TAKASHI, N. “ALE finite element computations of fluid-structure interaction problems”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 112, pp. 291–308, 1994.
- [135] COMSOL MULTIPHYSICS® 5.3. *Structural Mechanics Module User’s Guide*. Stockholm, COMSOL AB, 2017.
- [136] GOMES, J. P., YIGIT, S., LIENHART, H., SCHÄFER, M. “Experimental and numerical study on a laminar fluid-structure interaction reference test case”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 27, pp. 43–61, 2011.
- [137] CAUSIN, P., GERBEAU, J. F., NOBILE, F. “Added-mass effect in the design of partitioned algorithms for fluid-structure problems”, *Computer methods in applied mechanics and engineering*, v. 194, pp. 4506–4527, 2005.
- [138] ZIENKIEWICZ, O. C., TAYLOR, R. L., NITHIARASU, P. *The Finite Element Method for Fluid Dynamics*. 6 ed. Oxford, UK, Elsevier Butterworth-Heinemann, 2005.
- [139] COMSOL MULTIPHYSICS® 5.3. *CFD Module User’s Guide*. Stockholm, COMSOL AB, 2017.
- [140] OÑATE, E., MANZAN, M. “Stabilization Techniques for Finite Element Analysis of Convection-Diffusion Problems”, *International Center for Numerical Methods in Engineering (CIMNE)*, v. 138, pp. 1–43, 2000.

- [141] XIA, Y., MICHELIN, S., DOARÉ, O. “Resonance-induced enhancement of the energy harvesting performance of piezoelectric flags”, *Applied Physics Letters*, v. 107, pp. 263901, 2015.
- [142] WANG, X., ALBEN, S., LI, C., YOUNG, Y. L. “Stability and scalability of piezoelectric flags”, *Physics of Fluids*, v. 28, pp. 023601, 2016.
- [143] CHOI, C.-K., KWON, D.-K. “Wind tunnel blockage effects on aerodynamic behavior of bluff body”, *Wind and Structures*, v. 1, n. 4, pp. 351–364, 1998.
- [144] NEDYALKOV, I. *Design of Contraction, Test Section, and Diffuser for a High-Speed Water Tunnel*. M.Sc. dissertation, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2012.
- [145] GROTH, J., JOHANSSON, A. V. “Turbulence reduction by screens”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 197, pp. 139–155, 1988.
- [146] KULKARNI, V., SAHOO, N., CHAVAN, S. D. “Simulation of honeycomb-screen combinations for turbulence management in a subsonic wind tunnel”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 99, pp. 37–45, 2011.
- [147] AHMED, N. A. *Wind Tunnel Designs and Their Diverse Engineering Applications*. 1 ed. Rijeka, Croatia, IntechOpen, 2013.
- [148] IDEL’CHIK, I. E. *Handbook of Hydraulic Resistance*. 4 ed. Connecticut, USA, Begell House, Inc. Publishers, 2021.

Apêndice A

Projeto de Túnel de Água

Com o objetivo de avaliar e validar, futuramente, distintos sistemas de interação fluido-estrutura, é desenvolvido um projeto básico de um túnel de água de baixas velocidades para instalação no laboratório LabMEMS. Visando um sistema que apresenta flexibilidade para alterações na geometria do canal, tanto no comprimento útil quanto na área da seção de testes, é proposto um sistema modular, permitindo fáceis modificações no sistema, o que permitirá ainda a utilização do túnel de água em múltiplos projetos.

Para melhor apresentação da memória de cálculo e etapas do projeto, o túnel de água foi dividido em 7 seções, sendo apresentado ao final uma estimativa de custo do projeto. O desenvolvimento do projeto foi baseado em quatro características fundamentais, sendo a redução do tamanho do sistema, redução do custo total, manutenção de elevada qualidade do escoamento a fim de utilizar o túnel para pesquisa e análise de fenômenos físicos, e redução da complexidade do túnel. Assim, foi criado um modelo CAD do sistema (Figuras A.1.a-b). O sistema é projetado para ser utilizado com (Figura A.1.a) ou sem tampas (Figura A.1.b), de modo que a não utilização limita a quantidade de água a ser usada no sistema e torna necessário o emprego de um sistema para o direcionamento do fluido na entrada do túnel para evitar derramamento de água.

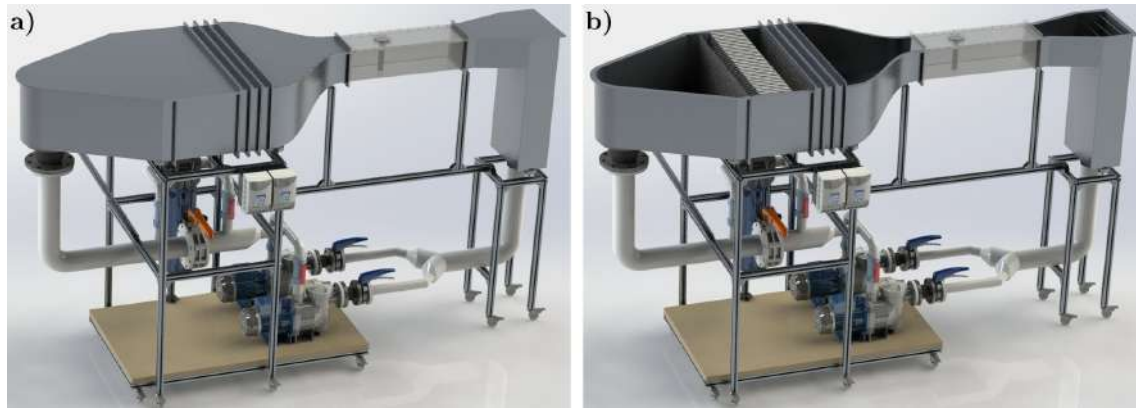


Figura A.1: Modelo CAD do túnel de água proposto (a) com as tampas e (b) sem as tampas em cada seção para melhor visualização.

A.1 Seção de Teste

A seção de teste é determinada de acordo com o comprimento característico máximo do corpo de prova e com o número de Reynolds do escoamento incidente. Para a visualização do escoamento, são utilizadas placas de acrílico de 5 *mm* de espessura na construção dessa seção. Além disso, a montagem da seção de testes é realizada de tal forma a permitir a fácil troca do corpo de prova e da posição do corpo na seção de testes.

Para obter o desprendimento de vórtices no escoamento, deve-se considerar o número de Reynolds crítico Re_c , o qual corresponde ao número de Reynolds no qual inicia-se o processo de desprendimento de vórtices. Em ambientes não confinados, o número de Reynolds crítico para o corpo de seção circular é próximo de 50. Ao promover o confinamento do escoamento Re_c aumenta, de modo que uma razão de bloqueio de até 20% é responsável por um pequeno aumento no Reynolds crítico, sendo igual a aproximadamente 80 para o corpo de seção circular [126].

Assim, definindo o comprimento característico máximo dos corpos de prova como sendo igual a 25,4 *mm*, é definida uma região de teste com seção transversal constante e quadrada e de lado 150 *mm*, o que resulta em uma razão de bloqueio máxima de 17%. Para o comprimento da seção é definido um valor de 600 *mm*, correspondendo a 23,6 vezes o comprimento característico do corpo de prova. Devido à construção proposta do túnel de água, esse comprimento pode ser alterado de acordo com o experimento. Na Figura A.2 está indicada uma seção de teste de comprimento 600 *mm*. Entretanto, recomenda-se o uso de corpos com dimensão característica menor que 15 *mm*, a fim de manter uma razão de bloqueio máxima de 10%, conforme Choi e Kwon [143]. No caso do corpo proposto, com dimensão característica igual a 5 *mm*, o confinamento é igual a 3,33%.



Figura A.2: Modelo da seção de testes quadrada de lado 150 mm e comprimento 600 mm com um corpo de prova cilíndrico de diâmetro $25,4 \text{ mm}$.

A fim de reduzir o tamanho do sistema de bombeamento a vazão máxima do sistema (Q_{max}) é limitada em $40 \text{ m}^3/h$, o que permite uma velocidade média máxima ($U_{\infty,max}$) do escoamento na seção de testes igual a $0,5 \text{ m/s}$, correspondendo a um número de Reynolds máximo, avaliado na velocidade média do escoamento, igual a 12700 para um corpo de prova com comprimento característico igual a $25,4 \text{ mm}$. Para o corpo de 5mm a velocidade máxima de $0,5 \text{ m/s}$ corresponde a um número de Reynolds de 2500.

A.2 Seção de Contração do Escoamento

A seção de contração do escoamento tem a importante função de aumentar a velocidade do escoamento sem introduzir grandes perturbações, de modo a manter uma reduzida intensidade turbulenta no escoamento. A seção de contração é definida a partir do polinômio de 5^o grau dado na Equação A.1.

$$y(x) = y_1 - (y_1 - y_0) \left[6 \left(\frac{x}{L} \right)^5 - 15 \left(\frac{x}{L} \right)^4 + 10 \left(\frac{x}{L} \right)^3 \right] \quad (\text{A.1})$$

Sendo y_1 a distância da linha de centro do túnel até a entrada da seção de contração, y_0 a distância da linha de centro até a saída da seção de contração (entrada da seção de testes) e L o comprimento da seção de contração. Definindo uma seção de contração de 5, de modo que, para a saída com largura de 150 mm ($y_0 = 75\text{mm}$), tem-se uma entrada de 750 mm ($y_1 = 375\text{mm}$). Já o comprimento da seção de contração é definido como sendo igual a 500 mm para reduzir o espaço utilizado, mas ainda não provocar a separação do escoamento devido à curvatura nas laterais da seção [144]. É utilizado o mesmo polinômio para a variação da altura da seção, a qual tem entrada de 300 mm e saída de 150 mm , permitindo assim uma contração de

2 vezes na altura do canal. Para a altura do canal tem-se que $y_1 = 0$ e $y_0 = 150\text{mm}$.

A Figura A.3 apresenta a seção de contração proposta, a ser construída em alumínio, com espessura de 5 mm , e tampa plana.

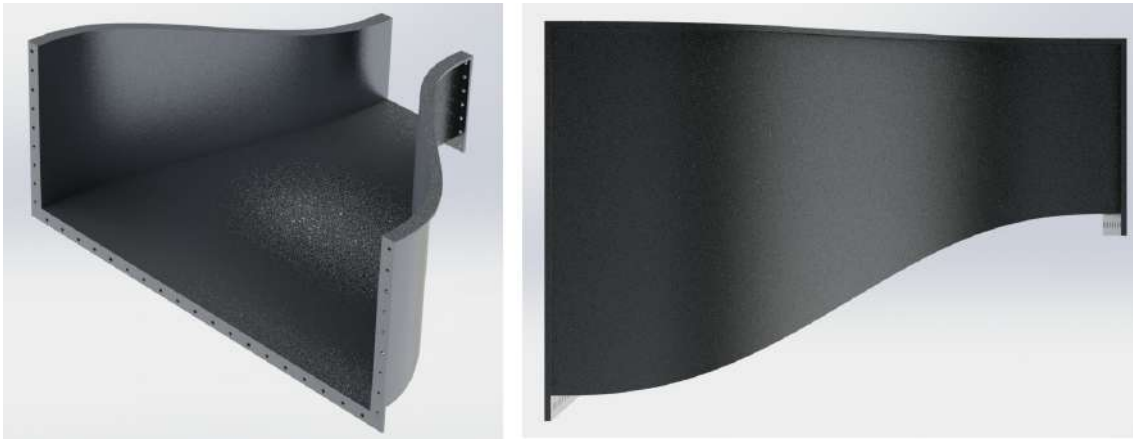


Figura A.3: Modelo da seção de contração, com a vista lateral à direita.

A.3 Seção de Estabilização do Escoamento

A seção de estabilização tem o papel de atenuar a intensidade turbulenta prévia à entrada na seção de contração, e uniformizar o perfil de velocidade para garantir a qualidade do escoamento na seção de testes. Essa seção possui uma estrutura de colmeia (*honeycomb*) e um conjunto de malhas com fio de aço inoxidável de distintas características (diâmetro do fio e abertura da malha), permitindo melhorar a qualidade do escoamento com a atenuação da intensidade turbulenta. Antes da estrutura de colmeia é posicionada uma tela com malha 2 e fio de $2,11\text{ mm}$, com abertura de $10,59\text{ mm}$ (69,53%), para a proteção das estruturas do túnel de água e do corpo de prova contra objetos que possam danificá-los.

A estrutura em colmeia é responsável por uma maior redução na intensidade turbulenta lateral que axial (direção do escoamento), enquanto o conjunto de malhas apresenta uma maior redução na intensidade turbulenta axial [145–147]. A estrutura em colmeia utilizada é de seção hexagonal a fim de reduzir a perda de carga no sistema, sendo utilizado um diâmetro hidráulico de 13 mm e um comprimento de 150 mm , de modo que a razão de aspecto dessa estrutura é igual a 11,5, de acordo com o recomendado em [146]. Entre a estrutura de colmeia e a primeira malha utilizada há uma seção reta com 150 mm de comprimento, de acordo com o recomendado em [146] de uma distância de aproximadamente 10 vezes o diâmetro hidráulico da colmeia.

Para o conjunto de malhas, foram selecionados três malhas distintas, sendo a de maior tamanho a primeira utilizada, o que resulta em uma menor perda de carga para uma redução semelhante na intensidade turbulenta [145]. A fim de reduzir a geração

de turbulência devido ao desprendimento de vórtices recomenda-se a utilização da malhas tais que o número de Reynolds baseado no diâmetro do fio da malha seja menor ou igual a aproximadamente 40 [145, 146], caso seja permitida a perda de carga extra devido à maior restrição à passagem do fluido provocada pela malha de menor abertura e diâmetro do fio. Outro aspecto importante a ser considerado é a abertura da malha, a qual deve ser maior que 50% para evitar a presença de instabilidades após a malha [145]. Assim, as três malhas selecionadas estão descritas na Tabela A.1, assim como o número de Reynolds baseado no diâmetro do fio da malha.

Tabela A.1: Características das 3 malhas selecionadas para o caso de maior vazão no sistema ($40 \text{ m}^3/h$).

Malha	Diâmetro do fio	Abertura da malha	Número de Reynolds
Malha 1	1,65 <i>mm</i>	8,51 <i>mm</i> (70,16%)	81
Malha 2	1,07 <i>mm</i>	4,01 <i>mm</i> (62,31%)	53
Malha 3	0,81 <i>mm</i>	2,82 <i>mm</i> (60,35%)	40

A.4 Seção de Entrada do Fluido no Túnel

A seção de entrada no túnel de água tem o objetivo de direcionar o escoamento para a seção de estabilização, evitando regiões de recirculação e garantindo a entrada suave do fluido no túnel. Para reduzir a velocidade do fluido nessa região, é proposta a utilização de tubos de PVC de 4" de diâmetro para a entrada na seção, o que resulta em uma velocidade máxima do escoamento de 1,4 *m/s*. Para evitar a formação de regiões de recirculação, a seção de entrada tem formato triangular, direcionando o fluido à seção de estabilização. Essa seção tem comprimento de 500 *mm*. A conexão entre o tubo de PVC e a seção de entrada em alumínio é feita através de uma junta de amortecimento de vibrações flangeada para reduzir vibrações presentes nos tubos e provenientes das bombas.

A.5 Seção de Saída do Fluido do Túnel

A seção de saída do fluido do túnel tem a função de reduzir a velocidade do escoamento e direcioná-lo aos tubos de sucção das bombas. Para isso, é proposta uma seção de saída com uma região de expansão lateral de 150 *mm* (seção de testes) para 300 *mm*, seguida por uma região que direciona o fluido para baixo, a fim de reduzir a presença de regiões de recirculação que possam interferir no escoamento na saída da seção de testes. Para melhorar o direcionamento do fluido, são adicionadas

palhetas-guia com geometria circular com ângulo de 90° e raio 20 mm . A Figura A.4 apresenta a proposta para a seção de saída. Em destaque está indicada a estrutura com as palhetas-guia.

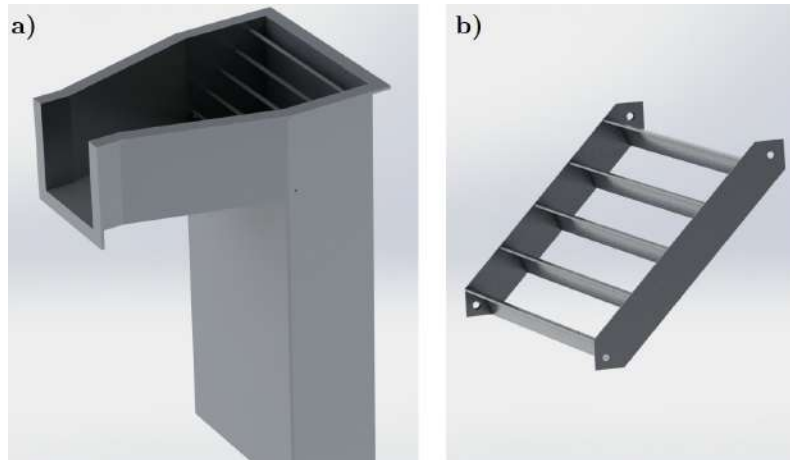


Figura A.4: Modelo da seção de saída do túnel em (a) e das palhetas-guia para direcionamento do fluido em (b).

A.6 Equipamentos para Bombeamento e Equipamentos Auxiliares

O filtro de partículas é definido de acordo com a vazão máxima recomendada e grau de filtração. Para permitir a variação do grau de filtração, é proposta a utilização de um filtro de cartucho, com carcaça em polipropileno e elemento filtrante intercambiável. É considerada uma perda de carga no elemento filtrante igual a $0,5\text{ bar}$, de acordo com dados de fabricantes. Devido à utilização de um circuito fechado, o filtro é conectado à tubulação a partir de um *bypass* para evitar a sua utilização continuamente.

As bombas são dimensionadas de acordo com a vazão máxima necessária e perda de carga do sistema. Para a máxima vazão do sistema ($40\text{ m}^3/h$) a perda de carga estimada é de $0,5\text{ bar}$ de acordo com Tabelas e Equações para a perda de carga de distintos componentes presentes em [145, 147, 148], de modo que foram selecionadas duas bombas centrífugas Schneider Eko $1,5\text{ Cv}$ com pré-filtro, capaz de bombear $20,8\text{ m}^3/h$ a uma altura manométrica de $0,5\text{ bar}$. Para o controle da vazão de fluido, é proposta a utilização de um inversor de frequência em cada uma das bombas, modelo WEG CFW300 2 Cv , permitindo a variação da velocidade de rotação das bombas.

Para o amortecimento das vibrações da bomba e do ambiente a fim de evitar perturbações no escoamento e no sistema piezoelétrico, são utilizados 12 amortecedores de vibração para apoiar o túnel de água na estrutura, sendo selecionado o

modelo da linha tradicional da marca Vibra-Stop, de altura regulável e carga estática máxima por peça de 200 *kg*, com borracha de dureza 55 shore A, tratando-se do menor modelo da linha. Também são utilizados amortecedores de vibração na tubulação. Para permitir a movimentação do conjunto, são utilizadas 8 rodas com freio para a estrutura do túnel de água e 4 rodas com freio para a estrutura do sistema de bombeamento. A capacidade de cada roda é definida de acordo com a carga a que devem suportar. Em relação ao túnel de água, este possui uma massa de cerca de 65 *kg* vazio e acomoda aproximadamente 300 litros de água. Com a estrutura com uma massa de cerca de 20 *kg*, tem-se um total de aproximadamente 385 *kg*, de forma que cada roda . No caso da estrutura das bombas, as rodas devem suportar pelo menos 100 *kg*, correspondendo às bombas, equipamentos auxiliares e possíveis equipamentos adicionais (trocaador de calor, instrumentação, válvulas). Assim, são selecionadas rodas que suportam até 75 *kg* para a estrutura do túnel de água e rodas com capacidade de até 40 *kg* para a estrutura das bombas.

Utiliza-se uma tubulação de PVC com diâmetro de 1,5 polegada para a conexão nas bombas, e de 4 polegadas para a conexão com o túnel de água. Devido à construção proposta, há possibilidade de acoplar um trocaador de calor, caso seja necessário, para resfriamento do fluido, mantendo-o a uma temperatura constante.

A.7 Estrutura do Túnel de Água

Para permitir a fácil alteração da seção de testes e também a customização do túnel de água, são propostas 2 estruturas de suporte independentes, uma destinada ao sistema de bombeamento e filtração do fluido, e outra estrutura para o suporte do túnel de água. Ambas são construídas com perfis de alumínio estrutural de seção quadrada com lado igual a 30 *mm*, para redução da massa dessas estruturas e facilidade em customização e alteração do túnel de água.

Na Figura A.5.a é possível observar a estrutura de suporte do túnel de água e na Figura A.5.b indica-se a estrutura de suporte das bombas e do filtro. Observa-se, na Figura A.5.a, que a seção de testes possui todos os lados livres para o posicionamento de sistemas de visualização do escoamento como PIV (velocimetria por imagem de partículas), além de permitir a utilização de seções de testes de maior comprimento e também a fácil manutenção dos equipamentos.

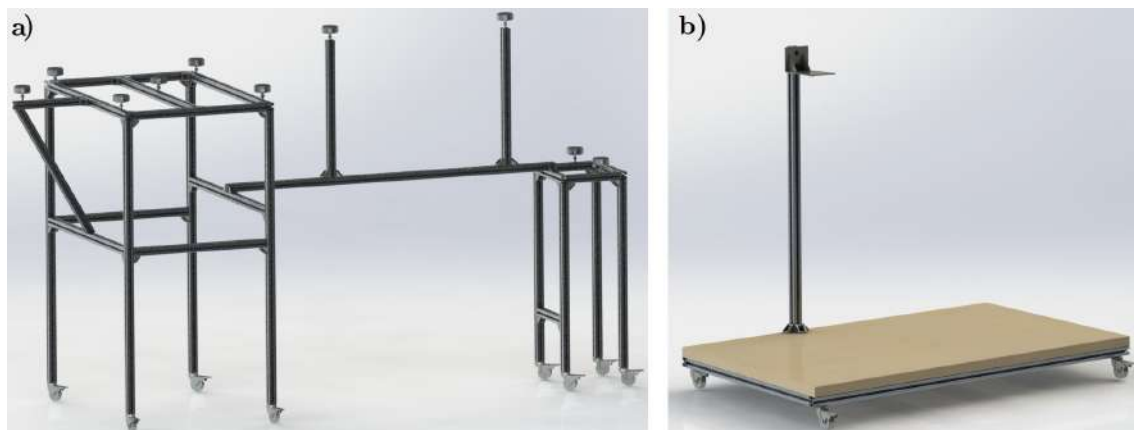


Figura A.5: Estrutura em perfil estrutural de alumínio 30x30 *mm* para sustentar o túnel de água.

A.8 Túnel de Água

Com base no proposto e na literatura avaliada, este projeto foi desenvolvido para servir de alicerce no projeto detalhado do túnel de água, o qual utilizará de ferramentas mais avançadas, como a Dinâmica de Fluidos Computacional e as técnicas de simulações do escoamento, para a avaliação da sensibilidade da qualidade do escoamento em relação aos parâmetros utilizados no projeto básico, sendo os principais a seção de contração, seção de estabilização (estrutura de colmeia e conjunto de malhas) e de entrada.

Com a união das 7 seções, tem-se o projeto básico do túnel de água completamente definido, como pode ser observado na Figura A.6. Neste projeto não estão definidos instrumentos de medição como transdutores de pressão diferencial e medidores de vazão. Todo o sistema tem comprimento total de 2,45 *m*, altura de 1,6 *m* e largura de 0,8 *m*, com uma massa de cerca de 165 *kg* vazio e de 400 *kg* em operação com água.



Figura A.6: Projeto básico do túnel de água proposto. Para melhor visualização, não estão incluídas nas figuras as tampas de cada seção.

O custo total estimado, de acordo com as distintas seções, é indicado na Tabela A.2, sendo apresentado, para as estruturas do corpo de alumínio (seções de entrada, estabilização, contração e de saída), o valor total (R\$ 6.100,00). Devido à premissa de redução na complexidade do projeto, a montagem das distintas seções pode ser realizada pela equipe de estudantes e pesquisadores do laboratório LabMEMS. Conforme indicado na Tabela A.2, observa-se um custo total estimado de cerca de R\$ 22.350,00, mantendo-se a uma fração do custo de um túnel de água comercial de tamanhos similares, com valores de cerca de R\$ 235.000,00 (os túneis comerciais similares apresentam valores de cerca de US\$ 50.000,00)¹, sem considerar custos de transporte do equipamento.

Tabela A.2: Custo estimado das distintas seções do túnel de água proposto.

Seção	Custo estimado
Seção de testes	R\$ 450,00
Estrutura das 4 seções do túnel	R\$ 6.100,00
Equipamentos e auxiliares	R\$ 12.500,00
Estrutura de suporte	R\$ 3.300,00
Total	R\$ 22.350,00

¹Cotação de R\$ 4,69 (dia 13/04/2022)