

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
INSTITUTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

TESE DE DOUTORADO

**Desenvolvimento de um Modelo de Rugosidade para
a Simulação Numérica Paralela do Escoamento ao
redor de um Corpo Rombudo**

Autor: **Marcos André de Oliveira**

Orientador: **Prof. Dr. Luiz Antonio Alcântara Pereira**

Curso: **Doutorado em Engenharia Mecânica**

Área de Concentração: **Térmica, Fluidos e Máquinas de Fluxo**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica como parte dos requisitos para obtenção do Título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Itajubá, dezembro de 2020
MG – Brasil

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
INSTITUTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

TESE DE DOUTORADO

**Desenvolvimento de um Modelo de Rugosidade para
a Simulação Numérica Paralela do Escoamento ao
redor de um Corpo Rombudo**

Autor: **Marcos André de Oliveira**

Orientador: **Prof. Dr. Luiz Antonio Alcântara Pereira**

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Alex Mendonça Bimbato – FEG/UNESP

Prof. Dr. Gustavo César Rachid Bodstein – COPPE/URFJ

Prof. Dr. Ramiro Gustavo Ramirez Camacho – UNIFEI

Prof. Dr. Marcelo Santiago de Sousa – UNIFEI

Prof. Dr. Luiz Antonio Alcântara Pereira (Orientador) – UNIFEI

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha mãe, Júlia Soares de Oliveira, que sempre foi a maior incentivadora dos meus estudos, e aos meus filhos, Heitor Alves de Oliveira e Maia Miranda de Oliveira, para lembrá-los que a busca pelo conhecimento é uma prática de toda uma vida.

“Uma teoria é como uma caixa de ferramentas. Nada tem a ver com o significante... É preciso que sirva. É preciso que funcione. (...) Não se refaz uma teoria, fazem-se outras; há outras a serem feitas.”

Gilles Deleuze

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus familiares pelo apoio diário durante a árdua realização desta empreitada.

À CAPES pela concessão da Bolsa de Estudos para desenvolvimento desta Tese.

À FAPEMIG pelo financiamento de recursos computacionais por meio do projeto de pesquisa APQ-02175-14.

Aos membros do Laboratório de Modelagem e Algoritmos de Métodos Lagrangeanos – LMAML da UNIFEI, por suas contribuições e avanços teóricos, que se tornaram condições essenciais para as inovações metodológicas propostas nesta Tese.

Aos colegas do meu grupo de pesquisa de Sistemas Termo-Fluido-Mecânicos da UNIFEI, em especial ao meu colega Paulo Guimarães de Moraes pelos recompensadores trabalhos que realizamos juntos nessa caminhada.

Ao pesquisador Dr. Alex Mendonça Bimbato pelas explicações sempre precisas e pelo suporte que tem dado aos membros do grupo de pesquisa do Laboratório de Modelagem e Algoritmos de Métodos Lagrangeanos – LMAML da UNIFEI.

Aos pesquisadores, Dr. Angelo A. Mustto e Dr. Gustavo C. R. Bodstein, que gentilmente forneceram os dados de um de seus trabalhos para comparações.

E, em especial, agradeço ao meu orientador, Dr. Luiz Antonio Alcântara Pereira, pela generosidade em compartilhar seus conhecimentos, pela mão estendida para a amizade, e pelo direcionamento e apoio acadêmico, sem os quais eu não teria trilhado o caminho teórico necessário para a consolidação deste trabalho.

“O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES)”.

RESUMO

Existem duas técnicas para controle do comportamento destrutivo da esteira e do desprendimento de estruturas vorticosas atrás de corpos rombudos. Na primeira está o método ativo, que necessita de alguma fonte externa de energia para controle do escoamento. Na segunda está o método passivo, que se caracteriza pela modificação da geometria do corpo. Assim, a combinação da rugosidade superficial de um corpo (controle passivo) e a aproximação desse corpo de uma superfície plana horizontal móvel (controle ativo) foi recentemente classificada como uma “técnica de controle híbrido de desprendimento e supressão de vórtices”, durante o desenvolvimento desta Tese de Doutorado. Contudo, é relatado na literatura que algumas restrições impostas pelos atuais modelos de rugosidade necessitam ser superadas. Além do mais, há escassez de resultados na literatura para combinação dos efeitos de rugosidade e solo. E para certas condições de escoamento, são muito raros os resultados de uma terceira sobreposição, que seria o efeito de vibração estrutural do corpo induzida pelo desprendimento de vórtices. Principalmente, se são considerados altos números de Reynolds de interesse prático. Nesta Tese de Doutorado é concebido e desenvolvido um novo modelo de rugosidade, que é integrado ao Método de Vórtices Discretos que já apresenta uma adaptação com a inclusão de um modelo de turbulência de Simulação de Grandes Escalas. Com essa contribuição, simulações e investigações do efeito da rugosidade superficial de um cilindro bidimensional no controle do desprendimento de vórtices deste, são realizadas para escoamentos em uma ampla faixa de altos números de Reynolds. Outras configurações de escoamentos são também simuladas para testar a sensibilidade do método computacional. A programação paralela no padrão OpenMP é implementada para redução do tempo de processamento final. O novo modelo de rugosidade foi implementado com sucesso, e foi nomeado de Modelo Lagrangeano Dinâmico de Rugosidade – MLDR_{VL}. Os regimes de formação de vórtices a jusante do corpo e a redução da força de arrasto foram mapeados em concordância com a física do problema. A crise do arrasto foi capturada e investigada para oito diferentes superfícies do cilindro, incluindo escoamentos nos regimes crítico e supercrítico, os quais apresentam maior dificuldade para serem numericamente simulados. Particularmente, os resultados para o coeficiente de arrasto apresentam boa aproximação aos valores obtidos experimentalmente. Sendo que o método desenvolvido foi capaz de capturar, inclusive, a chamada bolha de separação, que é um fenômeno de difícil reprodução, tanto por simulação numérica como por investigação

experimental. A rugosidade superficial do cilindro isolado de outras fronteiras sólidas foi capaz de reduzir em até 51,6% o coeficiente de arrasto, em comparação com uma superfície lisa nas mesmas condições de escoamento. A aplicação da técnica híbrida de controle de desprendimento de vórtices permitiu reduções do coeficiente de arrasto da ordem de 45,4% para o cilindro estacionário e de 57,7% para o cilindro vibrando na direção longitudinal ao escoamento incidente. Por fim, a programação paralela permitiu significativa redução no tempo de processamento de uma simulação típica, em torno de 67% em média.

Palavras-chave

Modelo de rugosidade - MLDR_{VL}; Controle híbrido de supressão de vórtices; Vibração estrutural forçada; Redução do arrasto; e OpenMP-Fortran.

ABSTRACT

There are two groups of methods to control wake destructive behavior and vortex shedding behind bluff bodies. The first one is the active method, where an external source of energy is needed to control the flow. The second one is the passive method, which is characterized by the modification of the body's geometry. Thus, the combination of the surface roughness of a body (passive control) and the approximation of that body to a moving horizontal flat surface (active control) was recently classified as a “hybrid control technique of vortex shedding and suppression”, during the development of this Doctoral Thesis. However, it is reported in the literature that some restrictions imposed by the current roughness models need to be overcome. Furthermore, there are few results in the literature combining both effects of surface roughness and ground plane. And for certain flow conditions, the results of a third overlap, which would be the effect of structural vibration of the body induced by the vortex shedding, are very rare. Especially if high numbers of Reynolds of practical interest are considered. In this Doctoral Thesis, a new roughness model is designed and developed, which is integrated with the Discrete Vortex Method, which already has an adaptation with the inclusion of a Large Eddy Simulation turbulence model. With this contribution, simulations and investigations of the effect of the surface roughness of a two-dimensional circular cylinder in the control of vortex shedding of it are performed for flows in a wide range of high Reynolds numbers. Other flow configurations are also simulated to test the sensitivity of the computational method. Parallel programming in the OpenMP standard is implemented to reduce the final processing time. The new roughness model was successfully implemented and was named the Lagrangian Dynamic Roughness Model – MLDR_{VL}. The vortex formation regimes downstream of the body and the reduction of the drag force were mapped in accordance with the physics of the problem. The drag crisis was captured and investigated for 8 different surfaces of the circular cylinder, including flows in the critical and supercritical regimes which have greater difficulty in being numerically simulated. In particular, the results for the drag coefficient show a good approximation to the values obtained experimentally. The developed method was able to capture, even, the so-called separation bubble, which is a phenomenon that is difficult to reproduce, both by numerical simulation and by experimental investigation. The surface roughness of the circular cylinder isolated from other solid boundaries was able to reduce the drag coefficient by up to 51.6% compared to a smooth surface under the same flow conditions. The application of the hybrid control technique of

vortex shedding allowed the drag coefficient to be reduced by 45.4% for the stationary circular cylinder and 57.7% for the circular cylinder vibrating in-line with the incident flow. Finally, parallel programming allowed a significant reduction in the processing time of a typical simulation, around 67% on average.

Keywords

Roughness Model – $MLDR_{VL}$; Hybrid control of vortex suppression; Forced Structural Vibration; Drag reduction; and OpenMP-Fortran.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Motivações	1
1.2. Objetivos.....	6
1.3. Metodologia.....	7
1.4. Estrutura do Texto	9
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	11
2.1. Hidrodinâmica ao redor de um cilindro estacionário	11
2.2. Geração e desprendimento de vórtices	20
2.3. Carregamentos fluidodinâmicos atuantes sobre um cilindro estacionário	36
2.4. Vibrações Induzidas por Vórtices - VIV	43
2.4.1. Vibrações Elásticas versus Vibrações Forçadas.....	43
2.4.2. Vibrações forçadas de um cilindro com um grau de liberdade	47
2.5. Perturbações e Supressão de Vibrações Induzidas por Vórtices em geometrias cilíndricas (Método Experimental e Método Numérico)	52
2.5.1. Métodos de Supressão de Vibrações	52
2.5.2. Efeitos de rugosidade superficial em um cilindro	60
2.5.3. Cilindro na presença do Efeito Solo	72
3. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA DO PROBLEMA.....	78
3.1. Geometria e Definições	79
3.2. Hipóteses Simplificadoras	80
3.3. Equações Governantes.....	80
3.4. Condições de Contorno	82
3.5. Turbulência.....	82

3.5.1. Filtragem das Equações Governantes.....	83
3.5.2. Modelagem da Turbulência.....	85
3.5.3. Adaptação da Modelagem de Turbulência ao Método de Vórtices Discretos	90
3.6. O novo Modelo Lagrangeano Dinâmico de Rugosidade para Simulação de Escoamentos em Cilindros – MLDR _{VL}	92
3.7. Adimensionalização do Problema	101
3.8. Equação do Transporte da Vorticidade	104
4. ALGORITMO COMPUTACIONAL.....	105
4.1. Introdução.....	105
4.2. Os Problemas da Advecção e da Difusão com Modelagem de Turbulência.....	105
4.3. Geração de vorticidade e efeitos de rugosidade	111
4.4. Carregamentos Aerodinâmicos.....	114
5. RESULTADOS E DISCUSSÃO	117
5.1. Cilindro estacionário e isolado de outras fronteiras sólidas	120
5.1.1. Cilindro com Superfície Lisa.....	120
5.1.2. Cilindro com Superfícies Rugosas	137
5.2. Cilindro rugoso na condição de proximidade com uma parede horizontal plana e que pode vibrar forçadamente na direção longitudinal ao escoamento incidente.....	154
5.3. Redução do tempo de processamento devido às particularidades do MLDR _{VL} e à paralelização do código computacional no padrão OpenMP	169
6. CONSIDERAÇÕES FINAIS	175
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	180
APÊNDICES	196
Apêndice I – A Lei de Biot-Savart	196
Apêndice II – Implementação da Programação Paralela OpenMP	198

Lista de Figuras

Figura 2.1 Crescimento de uma camada-limite sobre uma placa plana.	12
Figura 2.2 Efeito do gradiente de pressão sobre os perfis de camada limite; PI = ponto de inflexão.	13
Figura 2.3 Escoamento em torno de um cilindro: (a) separação laminar; (b) separação turbulenta; (c) distribuições de pressões teórica e real sobre a superfície do cilindro.	14
Figura 2.4 Camadas limite, laminar e turbulenta.	15
Figura 2.5 Escoamento ao redor de um cilindro estacionário sem separação.	16
Figura 2.6 Vórtices estacionários a jusante de um cilindro - $Re=26$	16
Figura 2.7 Esteira laminar a jusante de um cilindro - $Re=105$	17
Figura 2.8 Esteira de um cilindro estacionário - $Re=10.000$	17
Figura 2.9 Regimes de escoamento ao redor de um cilindro com superfície lisa com escoamento incidente permanente.	19
Figura 2.10 Gráfico do coeficiente de sucção de base para um amplo intervalo de números de Reynolds.	20
Figura 2.11 A fileira dupla de vórtices ideais.	22
Figura 2.12 Esteira de von Kármán a jusante de um cilindro: a) $Re=140$ b) $Re=200$	22
Figura 2.13 Modelo de formação de vórtices.	23
Figura 2.14 Escoamento ao redor de um cilindro para $Re = 540$	24
Figura 2.15 Relação do número de Strouhal com o número de Reynolds para medições de diversos pesquisadores entre 1878 e 1978.	26
Figura 2.16 Vista superior do desenvolvimento dos modos de desprendimento em um cilindro para $Re = 95$ (cilindro na posição horizontal): (a) modo paralelo; (b) modo oblíquo.	26
Figura 2.17 Curva universal de Strouhal para um cilindro. A linha contínua refere-se aos dados originais de desprendimento paralelo (S_0).	27

Figura 2.18 Número de Strouhal e ângulos de desprendimento oblíquo em função do número de Reynolds. f_U e f_L correspondem às chamadas células de frequências (f_L é uma frequência menor que f_U).	29
Figura 2.19 Modos de desprendimento oblíquo de vórtices: a) Periódico para $Re = 64 - 178$; (b) Quase-periódico para $Re < 64$	30
Figura 2.20 Relação do número de Strouhal com o número de Reynolds nos regimes laminar e de transição 3D: representação dos modos tridimensionais A e B para um cilindro estacionário.	32
Figura 2.21 Nova interpretação das curvas do St.	32
Figura 2.22 Formação de <i>loop</i> de vórtice autossustentado do modo A – fotos sequenciais no tempo.	33
Figura 2.23 Modo A: a) $Re=200$ e $\lambda=4,01d$; b) $Re=220$ e $\lambda=4d$	34
Figura 2.24 Modo B: a) $Re=270$ e $\lambda= 1d$; b) $Re=300$ e $\lambda=0,86d$	34
Figura 2.25 Número de Strouhal para um cilindro com superfície lisa.	35
Figura 2.26 Comportamento temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação, obtido experimentalmente.	38
Figura 2.27 (a) Distribuição de pressão e (b) distribuição de tensão de cisalhamento de parede para um cilindro estacionário de superfície lisa.	39
Figura 2.28 Posição do ponto de separação em função do número de Reynolds para o cilindro com superfície lisa e estacionário.	40
Figura 2.29 Coeficiente de arrasto para um cilindro com superfície lisa em diversos regimes.	40
Figura 2.30 Intervalo de valores r.m.s. das oscilações dos coeficientes de arrasto e sustentação em função do número de Reynolds para cilindros estacionários.	42
Figura 2.31 Mapa de padrões de desprendimento de vórtices para vibrações transversais. Esquerda: Mapa das regiões de sincronização de vórtices para regimes de escoamento com oscilação transversal sob um escoamento incidente constante, $300 < Re < 1.000$; Direita: Esboços dos padrões de desprendimento de vórtices.	48
Figura 2.32 Regimes de formação de vórtices, modos 2S, 2P e P + S, para o intervalo de número de Reynolds $300 < Re < 1.000$	49

Figura 2.33 Comparação direta entre os modos de vórtice 2S e P+S entre visualizações experimentais de corantes e simulações numéricas.	50
Figura 2.34 Representação dos modos principais de formação de estruturas vorticosas a partir de um cilindro oscilando em direção definida por um ângulo em relação ao escoamento incidente.	51
Figura 2.35 Sistema de base flexível genérico para vibrações na direção y.	53
Figura 2.36 Supressão de VIV em um cilindro montado elasticamente (massa reduzida $M_{red}=2,0$; velocidade reduzida $U_{red}=4,0$; Richardson $Ri=0,8$; tempo adimensional $t=1000$): (a) estrutura de vórtices; (b) temperatura; (c) campo de pressão.	57
Figura 2.37 Cilindros rugosos com (a) rede e (b) covinhas. (c) esboço mostrando os detalhes das covinhas.	58
Figura 2.38 Dispositivos aerodinâmicos e hidrodinâmicos para interferir no desprendimento de vórtices: a) protuberâncias de superfície ((a.I) omnidirecional e (a.II) unidirecional); (b) coberturas; e (c) estabilizadores de esteira próxima.	59
Figura 2.39 Esquemático de um cilindro com rugosidade uniforme.....	61
Figura 2.40 Campo de escoamento próximo do ponto de separação.	63
Figura 2.41 Sucessivas posições da transição do escoamento laminar para o turbulento ao redor de um cilindro estacionário de superfície lisa.	65
Figura 2.42 Comportamento do número de Strouhal com o aumento do número de Reynolds para cilindros rugosos.	65
Figura 2.43 Coeficiente de arrasto médio para cilindro com várias rugosidades relativas.	66
Figura 2.44 Forma da curva do coeficiente de arrasto médio para regimes de escoamento ao redor de um cilindro rugoso.	67
Figura 2.45 Posição angular de separação da camada limite para alguns valores de rugosidade relativa de cilindro estacionário.	69
Figura 2.46 Relação da resposta da amplitude máxima com a variação do coeficiente de rugosidade – $C_R = \varepsilon/d$	71
Figura 3.1 Modelo estrutural de vibração forçada longitudinal do cilindro.	79
Figura 3.2 Adaptação do modelo de turbulência ao Método de Vórtices Discretos	91

Figura 3.3 Cilindro rugoso: (a) Construção da geometria rugosa; (b) Campo de vorticidade gerado a partir do escoamento ao redor de um corpo com rugosidade hipotética $\varepsilon = 0,05$. . .	93
Figura 3.4 Distribuições de elementos de vórtices gaussianos em três versões diferentes, considerando um corte 1D de funções 2D.	95
Figura 3.5 Desenho esquemático do procedimento para inserção dos efeitos rugosos através do aumento do raio do núcleo de um vórtice discreto nascente hipotético: a) Contabilização dos vórtices localizados na coroa circular de um vórtice nascente; b) Crescimento do raio do núcleo de um vórtice nascente; c) Alteração da intensidade do vórtice nascente.	98
Figura 4.1 Distribuição de fontes com densidade uniforme.	107
Figura 4.2 Representação dos componentes da velocidade induzida por um painel qualquer do corpo.	108
Figura 4.3 Representação da vorticidade gerada (vórtices discretos) a partir de uma superfície plana.	111
Figura 5.1 Orientação do ângulo θ	120
Figura 5.2 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa sob um $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).	122
Figura 5.3 Série temporal das cargas aerodinâmicas para o cilindro estacionário de superfície lisa para $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).	124
Figura 5.4 Distribuição instantânea do coeficiente de pressão sobre a superfície discretizada do cilindro estacionário para $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).	125
Figura 5.5 Detalhes do desprendimento alternado de um par de estruturas vorticosas contrarrotativas entre os instantes de tempo $t = 46,95$ e $t = 52,65$, e esteira próxima do cilindro com superfície lisa no instante $t = 48,70$, para um $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).	127
Figura 5.6 Coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds para cilindro com superfície lisa ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$).	129
Figura 5.7 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas para cilindro com superfície lisa ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$).	131

Figura 5.8 Configuração instantânea da esteira de Von Kármán. Estruturas vorticosas representadas através da posição dos vórtices discretos: a) $Re = 1 \times 10^5$, b) $Re = 3 \times 10^5$ e c) $Re = 5 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$)	132
Figura 5.9 Representação genérica do coeficiente de pressão circunferencial e método gráfico para estimativa do ângulo de separação e da pressão de base.	133
Figura 5.10 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa sob números de Reynolds subcríticos ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$)	134
Figura 5.11 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa sob números de Reynolds críticos e supercríticos ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$)	135
Figura 5.12 Configuração completa da esteira formada a jusante do cilindro com diferentes superfícies rugosas para $Re = 1 \times 10^5$: a) $\epsilon/d = 0,00110$, b) $\epsilon/d = 0,002$, c) $\epsilon/d = 0,003$, d) $\epsilon/d = 0,004$, e) $\epsilon/d = 0,007$, f) $\epsilon/d = 0,009$ e g) $\epsilon/d = 0,02$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 50$)	140
Figura 5.13 Comportamento do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds para superfícies rugosas ($mb1 = 48$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$). Comparação com os resultados de Achenbach (1971) e Fage e Warsap (1930).	142
Figura 5.14 Coeficiente de arrasto para cilindro com diferentes superfícies rugosas e ampla faixa de números Reynolds ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$)	143
Figura 5.15 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas em função do número de Reynolds para superfície rugosa, $\epsilon/d = 0,00110$, e lisa, $\epsilon/d = 0,000$ ($\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$)	144
Figura 5.16 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas em função do número de Reynolds para superfície rugosa, $\epsilon/d = 0,003$, e lisa, $\epsilon/d = 0,000$ ($\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$)	145
Figura 5.17 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas em função do número de Reynolds para superfície rugosa, $\epsilon/d = 0,007$, e lisa, $\epsilon/d = 0,000$ ($\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$)	145

Figura 5.18 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas em função do número de Reynolds para superfície rugosa, $\varepsilon/d = 0,02$, e lisa, $\varepsilon/d = 0,000$ ($\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$)	146
Figura 5.19 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com algumas rugosidades superficiais - $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$)	147
Figura 5.20 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com algumas rugosidades superficiais - $Re = 7 \times 10^4$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,0012$; $t_{\text{simulação}} = 50$)	148
Figura 5.21 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 0,009$ em função de números de Reynolds subcríticos ($mb1 = 48$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$)	149
Figura 5.22 Comparação do coeficiente de pressão circunferencial numérico com o experimental obtido por Achenbach (1971) para um $Re = 1,7 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,00077$; $t_{\text{simulação}} = 50$)	150
Figura 5.23 Série temporal das cargas aerodinâmicas para cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 0,004$ sob um $Re = 1,7 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,00077$; $t_{\text{simulação}} = 50$)	151
Figura 5.24 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 0,00110$ - $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$)	152
Figura 5.25 Configuração completa da esteira formada a jusante do cilindro com diferentes superfícies rugosas para $Re = 1 \times 10^5$: a) $\varepsilon/d = 0,000$; b) $\varepsilon/d = 0,00110$; c) $\varepsilon/d = 0,002$; e d) $\varepsilon/d = 0,003$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$)	158
Figura 5.26 Configuração completa da esteira formada a jusante do cilindro com diferentes superfícies rugosas para $Re = 1 \times 10^5$: e) $\varepsilon/d = 0,004$; f) $\varepsilon/d = 0,007$; g) $\varepsilon/d = 0,009$; e h) $\varepsilon/d = 0,02$ ($mb1 = 48$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$)	159
Figura 5.27 Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para cilindro sob o efeito solo, $h/d = 0,5$, a um $Re = 1 \times 10^5$: a) $\varepsilon/d = 0,000$; b) $\varepsilon/d = 0,00110$; c) $\varepsilon/d = 0,004$; e d) $\varepsilon/d = 0,007$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa ou $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$)	161

Figura 5.28 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa: isolado ($h/d = \infty$) e sob o efeito solo ($h/d = 0,5$) para $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	162
Figura 5.29 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com algumas rugosidades superficiais e sob o efeito solo, $h/d = 0,5$, a um $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa ou $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$)....	163
Figura 5.30 Cargas aerodinâmicas integradas com oscilação longitudinal para cilindro com superfície lisa e isolado: $\varepsilon/d = 0,000$, $h/d = \infty$ e $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	166
Figura 5.31 Cargas aerodinâmicas integradas com oscilação longitudinal para cilindro com superfície lisa e próximo ao solo: $\varepsilon/d = 0,000$, $h/d = 0,5$ e $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	167
Figura 5.32 Cargas aerodinâmicas integradas com oscilação longitudinal para cilindro com superfície rugosa e próximo ao solo: $\varepsilon/d = 0,004$, $h/d = 0,5$ e $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	168
Figura 5.33 Cargas aerodinâmicas integradas com oscilação longitudinal para cilindro com superfície rugosa e próximo ao solo: $\varepsilon/d = 0,007$, $h/d = 0,5$ e $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	168
Figura 5.34 Redução do tempo de processamento total considerando o código computacional do MLDR _{VL} no padrão OpenMP em comparação com o código computacional do método de rugosidade de Bimbato (2012), para cilindro isolado com superfície rugosa ($t_{simulação} = 50$)..	171
Figura 5.35 Redução do tempo de processamento total considerando o código computacional do MLDR _{VL} no padrão OpenMP em comparação com o código computacional do método de rugosidade de Bimbato (2012), para cilindro com superfície rugosa próximo ao solo ($t_{simulação} = 50$).....	171
Figura 5.36 Desempenho global da programação paralela e redução do tempo computacional total com OpenMP para uma simulação típica para cilindro isolado com superfície lisa ($mb1 = 104$; $t_{simulação} = 50$).....	172

Figura 5.37 Desempenho global da programação paralela e redução do tempo computacional total com OpenMP para uma simulação típica para cilindro isolado com superfície rugosa ($mb1 = 48; t_{\text{simulação}} = 50$).....	173
Figura 5.38 Desempenho global da programação paralela e redução do tempo computacional total com OpenMP para uma simulação típica para cilindro com superfície lisa próximo ao solo ($mb1 = 104; mb2 = 100; t_{\text{simulação}} = 50$).....	173
Figura 5.39 Desempenho global da programação paralela e redução do tempo computacional total com OpenMP para uma simulação típica para cilindro com superfície rugosa próximo ao solo ($mb1 = 48; mb2 = 100; t_{\text{simulação}} = 50$).....	174

Lista de Tabelas

Tabela 2.1 Estudos de cilindros com diferentes rugosidades superficiais.....	70
Tabela 5.1 Grandezas médias resultantes do escoamento turbulento ao redor do cilindro com superfície lisa, sob um $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	123
Tabela 5.2 Casos simulados, cargas aerodinâmicas médias e r.m.s para cilindro com superfície lisa sob vários números de Reynolds ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$).....	128
Tabela 5.3 Casos simulados, cargas aerodinâmicas médias e número de Strouhal para vários valores de rugosidade do cilindro sob um $Re = 1 \times 10^5$ ($\sigma_o = 0,001$).....	138
Tabela 5.4 Grandezas médias resultantes do escoamento turbulento ao redor do cilindro com superfície lisa sob efeito solo, $h/d = 0,5$, para $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	156
Tabela 5.5 Casos simulados, cargas aerodinâmicas médias e número de Strouhal para vários valores de rugosidade do cilindro sob efeito solo, $h/d = 0,5$, para $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	156
Tabela 5.6 Casos simulados, cargas aerodinâmicas médias e número de Strouhal para alguns valores de rugosidade do cilindro sob um $Re = 1 \times 10^5$, para $A_x/d = 0,13$ e $f_{x,osc} = 0,40$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	164
Tabela 5.7 Frequências e relação de frequência para identificação de modo de sincronismo ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).....	165

Simbologia

Letras Latinas

A	Amplitude de vibração do corpo; Relativo à área projetada
A_x	Amplitude de vibração do corpo na mesma direção do escoamento incidente
\mathbf{A}	Vetor potencial para dedução da Lei de Biot-Savart
\mathbf{Ad}	Vetor coluna lado direito de pressão
A_p	Matriz de influência de pressão
b	Comprimento característico do problema
C_D	Coefficiente de arrasto
C_{ij}	Tensor cruzado
C_k	Constante de Kolmogorov
C_L	Coefficiente de sustentação
C_P	Coefficiente de pressão
C_{SM}	Constante de Smagorinsky
COUPS	Matriz de influência de Fontes
COUPV	Matriz de influência de Vórtices
d	Diâmetro do cilindro
ds	Elemento orientado de uma superfície sólida
co	Ponto de controle de um painel plano

E	Espectro de energia cinética turbulenta
\bar{F}_2	Função estrutura de velocidade de segunda ordem
F_D	Força de arrasto
F_L	Força de sustentação
f_{CD}	Frequência dominante de oscilação do coeficiente de arrasto
f_{CL}	Frequência dominante de oscilação do coeficiente de sustentação
St	Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas
h/d	Distância entre o cilindro e a superfície plana horizontal (solo)
G	Solução fundamental da equação de Laplace
\bar{G}	Função filtro
g	Aceleração local da gravidade
H	Constante da formulação integral para o cálculo do campo de pressões
k	Largura de corte
k_a	Constante adotada para definir o incremento de tempo da simulação
K_c	Número de onda de corte
K_G	Constante de proporcionalidade geométrica
K_{jk}	Coefficiente de uma matriz de influência
k_p	Constante de proporcionalidade da perturbação dinâmica submalha
L_{ij}	Tensor de Leonard
Ma	Número de Mach
M	Número total de painéis planos utilizados para a discretização das fronteiras

mb1	Número de painéis para discretização do cilindro
mb2	Número de painéis para discretização da superfície plana horizontal (solo)
n	Referente à direção normal
\mathbf{n}	Vetor unitário na direção normal à uma superfície sólida
n_x	Componente na direção x do vetor unitário, \mathbf{n}
n_y	Componente na direção y do vetor unitário, \mathbf{n}
NV	Número total de vórtices discretos presentes no domínio fluido
NVC	Número de vórtices discretos no interior da coroa circular
P	Campo de pressões
\bar{p}	Campo filtrado de pressões
P	Pressão modificada; Número randômico entre 0 e 1
p_∞	Pressão de referência
Q	Número randômico entre 0 e 1
Re	Número de Reynolds
RHSS	Vetor coluna lado direito fontes
RHSV	Vetor coluna lado direito vórtices
r	Distância de um vórtice discreto a um ponto $P(\theta, r)$ de interesse
r_{ext}	Raio externo da coroa circular
r_{int}	Raio interno da coroa circular
r_{kj}	Distância entre o vórtice discreto j e o vórtice discreto k
r_1	Relativo à distância radial de um ponto 1

r_2	Relativo à distância radial de um ponto 2
S	Define o contorno da fronteira que delimita a região fluida bidimensional
S_1	Relativo ao contorno da superfície do corpo
S_2	Relativo ao contorno da superfície plana horizontal (solo)
S_3	Relativo ao contorno da fronteira no infinito e que delimita o domínio fluido
St	Número de Strouhal
\bar{S}_{ij}	Tensor deformação do campo filtrado
t	Tempo adimensional
th_p	Ângulo de orientação de um painel plano genérico p
U	Velocidade característica do problema; Velocidade do escoamento incidente
\mathbf{u}	Campo de velocidades
u	Componente horizontal da velocidade total induzida em cada vórtice discreto
\mathbf{u}_c	Vetor velocidade induzida pelas fronteiras sólidas
\mathbf{u}_i	Vetor velocidade induzida pelo escoamento incidente
\mathbf{u}_v	Vetor velocidade induzida pela nuvem de vórtices discretos
v	Componente vertical da velocidade total induzida em cada vórtice discreto
V_R	Velocidade Reduzida
u_{osc}	Velocidade de oscilação longitudinal do corpo
v_{osc}	Velocidade de oscilação transversal do corpo
x	Coordenada de posição horizontal
y	Coordenada de posição vertical
y_{osc}	Deslocamento transversal do cilindro

x_{osc}	Deslocamento longitudinal do cilindro
\mathbf{Z}_d	Vetor que define o avanço randômico de cada vórtice discreto, durante cada incremento de tempo discreto

Letras Gregas

β	Fração da vorticidade original injetada na esteira a partir de um lado do corpo que e é encontrada na esteira
Γ	Intensidade de um vórtice discreto
Γ_Ω	Circulação total na região fluida
Δs	Comprimento de um módulo de painéis planos
Δt	Relativo ao incremento de tempo discreto
ε	Rugosidade superficial
δ	Espessura da camada limite hidrodinâmica de velocidade
θ	Referente a um ângulo de orientação
θ_{sep}	Posição relativa do ângulo de separação da camada limite
μ	Coefficiente de viscosidade dinâmica
ν	Coefficiente de viscosidade cinemática
ν_t	Viscosidade turbulenta
ϑ	Velocidade angular
ρ	Massa específica do fluido
Σ	Representa um somatório
τ	Referente à direção tangencial
σ_0	Raio nominal do núcleo de um vórtice discreto
σ_r	Raio do núcleo de um vórtice discreto com efeito rugoso

$\sigma(x)$	Densidade de uma distribuição uniforme de fontes sobre cada painel plano
τ	Vetor unitário na direção tangencial a uma superfície sólida
τ_p	Tensão de cisalhamento sobre uma fronteira sólida
τ_{ij}	Tensor de Reynolds submalha
Ω	Domínio fluido
ω	Campo de vorticidades
ω	Único componente não nulo do vetor vorticidade na direção normal ao plano (abordagem bidimensional)

Sobrescritos

i	Identificação de um vórtice discreto ou painel plano
j	Identificação de um vórtice discreto ou painel plano
k	Identificação de um vórtice discreto ou painel plano
\cup	Designa composição de superfícies para definir o domínio fluido
*	Designa grandeza adimensional

Subscritos

i	Identificação de um vórtice discreto ou painel plano ou escoamento incidente
j	Identificação de um vórtice discreto ou painel plano
k	Identificação de um vórtice discreto ou painel plano
c	Referente às fronteiras sólidas
v	Referente à nuvem de vórtices discretos
τ	Referente à direção tangencial

n	Referente à direção normal
∞	Referente ao comportamento do fluido longe das fronteiras sólidas
M	Referente à média de um intervalo
osc	Referente à oscilação do corpo

Abreviaturas

CFD	<i>Computacional Fluid Dynamics</i>
DVM	<i>Discrete Vortex Method</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> (Simulação Numérica Direta)
LES	<i>Large Eddy Simulation</i> (Simulação de Grandes Escalas)
ETV	Equação do Transporte da Vorticidade
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i>
GAMMA	Vetor incógnita de vórtices discretos nascentes
MVD	Método de Vórtices Discretos
N-S	Refere-se às Equações de Navier-Stokes
PCM	Princípio de Conservação da Massa
PCQML	Princípio de Conservação da Quantidade de Movimento Linear
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations</i>
VIE	Vibrações Induzidas pelo Escoamento
VIV	Vibrações Induzidas por Vórtices

Siglas

CAPES Coordenação e Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior

FAPEMIG Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais

IEM Instituto de Engenharia Mecânica

UNIFEI Universidade Federal de Itajubá

1. INTRODUÇÃO

1.1. Motivações

Os dutos submarinos e os *risers*, encontrados na indústria de petróleo, são as principais motivações para o desenvolvimento desta pesquisa. Segundo Chakrabarti e Frampton (1982), um *riser* atua como um duto condutor entre uma plataforma *offshore* flutuante no oceano – que pode ser uma plataforma de armazenamento ou uma embarcação – e um poço no fundo do mar. Os dutos submarinos se localizam paralelos ao fundo do mar. Estas estruturas tubulares usadas para transportar petróleo e/ou gás, quando submetidas à ação de uma corrente marítima são induzidas a um processo persistente de vibração conhecido por Vibração Induzida por Vórtices - VIV.

Os *risers* ficam expostos às cargas ambientais adversas, como correntes oceânicas e ondas. As correntes marinhas atuam ao longo do comprimento dos *risers* e as ondas impõem movimentos na embarcação. Uma corrente intensa e um grande movimento da embarcação podem resultar em uma grande deflexão do *riser*, o que causa uma desconexão do *riser* da válvula BOP¹ ou uma falha por motivo de fadiga no sistema *riser* (HONG e SHAH, 2018). A válvula BOP é utilizada para vedar, controlar e monitorar poços de petróleo e gás para evitar explosões ou vazamento descontrolado.

A resposta induzida por vórtices desprendidos de um *riser* é um fenômeno complexo que muda continuamente entre um estado estacionário e um estado caótico (MODARRES-SADEGHI *et al.*, 2011). É usual chamar de vórtice o que se entende por estrutura vorticosa, desta forma, os dois termos são utilizados como sinônimos no presente trabalho. Por outro lado, os elementos de discretização do campo de vorticidades são denominados de vórtices discretos.

Outro fenômeno que acontece com todas as estruturas marinhas é o aumento da rugosidade das suas superfícies por causa do crescimento de organismos marinhos, ao longo de um período. Este incremento de rugosidade combinado com a rugosidade natural decorrente dos anos de serviço resulta em alturas típicas de rugosidade variando de 1 a 100 mm. Por exemplo, para uma longarina de 28 m de diâmetro uma altura de 100 mm equivale a

¹ BOP valve: blow out preventer valve.

um coeficiente de rugosidade (rugosidade relativa) de aproximadamente $3,5 \times 10^{-3}$ (KIU *et al.*, 2011).

É pertinente acrescentar que vários acessórios como correntes e linhas, por exemplo, se estendem ao longo da superfície da longarina e podem configurar como elementos de rugosidade ou precursores de separação do escoamento. Neste contexto, não estão bem compreendidos os efeitos da rugosidade superficial nas amplitudes de resposta e nas forças médias de arrasto experimentadas por essas estruturas quando sujeitas ao fenômeno de VIV. Além disso, a gama de pesquisas publicadas sobre rugosidade superficial de estruturas cilíndricas oscilantes não é tão prolífica quanto a dos cilindros estacionários (KIU *et al.*, 2011).

O escoamento em corpos cilíndricos rugosos, mesmo sem a sobreposição de outros efeitos, ainda não está bem esclarecido. Zhou *et al.* (2015) ponderam que, apesar dos esforços realizados, o mecanismo fundamental dos diferentes tipos de rugosidade carece de uma compreensão minuciosa. A maioria dos estudos existentes se concentra em medições de forças atuantes nos cilindros, principalmente no ar em uma faixa limitada de rugosidade. No entanto, as medições quantitativas do campo de escoamento em torno dos cilindros rugosos são relativamente escassas, de modo que o comportamento do escoamento (coeficientes de sustentação e de arrasto (médio/r.m.s) e a frequência de desprendimento de vórtices) não pôde ser generalizado.

O fenômeno de VIV é importante para diversas aplicações práticas: tubulações sujeitas ao escoamento externo, estruturas e componentes submarinos, linhas de transmissão de eletricidade, trocadores de calor do tipo casco e tubos, construção de estruturas suspensas (ex. pontes), construção de edifícios altos e torres, e etc.

Os esforços cíclicos decorrentes dos efeitos de VIV são capazes de degradar estruturas tubulares em um processo de fadiga. Neste cenário os dutos submarinos apresentam predominantemente VIV na direção do escoamento incidente (*in-line*), enquanto que os *risers* apresentam VIV na direção transversal à direção do escoamento incidente (*cross-flow*). No caso de *risers*, conforme Xue *et al.* (2014), essa força transversal variando periodicamente em consequência do desprendimento de estruturas vorticosas resulta em forças tanto na direção do escoamento quanto na direção transversal ao mesmo.

Assim, tais estruturas tubulares flexíveis possuem pelo menos dois graus de liberdade relevantes ao fenômeno de VIV e o escoamento é, ao menos fracamente,

tridimensional (BEARMAN, 1984). Outro ponto importante a se destacar é que uma estrutura tubular sempre apresenta efeitos de interferência com outras fronteiras sólidas.

A literatura clássica é repleta de resultados experimentais na forma de mapas de regimes de formação de vórtices para cada uma das situações particulares de VIV anteriormente citadas (WILLIAMSON, 1991; ONGOREN e ROCKWELL, 1988). Sabe-se que, quando a frequência de desprendimento de vórtices está próxima da frequência natural do sistema, ocorre o fenômeno de *lock-in* e o sistema é solicitado a vibrar a grandes amplitudes.

O cilindro é o corpo rombudo mais explorado para estudos de formação de esteiras de vórtices, mas mesmo para uma forma geométrica tão simples, as características da esteira mostram-se muito complexas (PARKINSON, 1989). A disponibilidade significativa de artigos técnicos sobre esteiras de cilindros, sem a influência de outras fronteiras sólidas, deve-se em parte a sua importância para a engenharia e em parte pela simplicidade em montar tal arranjo em um laboratório experimental ou computacional (WILLIAMSON, 1996a).

As esteiras originárias de corpos rombudos são complexas porque envolvem no mesmo problema a interação de três camadas cisalhantes. Estas camadas são representadas pela camada limite, que se desenvolve a partir da superfície de um corpo, e pelas duas camadas cisalhantes formadas a partir dos pontos de separação; pode-se incluir também a esteira viscosa próxima que se forma a jusante de um corpo rombudo. Segundo Roshko (1993), o problema de escoamentos em corpos rombudos permanece quase inteiramente nos campos do conhecimento empírico e descritivo. A evolução da área computacional tem mudado este ponto de vista.

Portanto, uma maior compreensão destes fenômenos físicos não lineares inerentes aos escoamentos viscosos é de vital importância para o desenvolvimento de novas tecnologias e melhoria das tecnologias existentes, sendo que, em aplicações práticas, os fenômenos que envolvem a geração e o desprendimento de estruturas vorticosas são ainda mais complexos, pois coexistem com fenômenos relacionados à turbulência, rugosidade, interferência de outras fronteiras sólidas e a influência de efeitos de empuxo térmico, por exemplo.

Neste sentido, embora atualmente existam numerosos estudos sobre os efeitos de VIV em cilindros, principalmente nos seus aspectos aero e hidrodinâmicos, estes limitam-se às condições de escoamento combinadas com alguns tipos de rugosidade, muitas das vezes sob baixos números de Reynolds. Situações sobrepondo VIV em cilindros com superfícies

rugosas e próximos ao solo, ainda mais com altos números de Reynolds, constituem uma lacuna na literatura. escoamentos sobre superfícies rugosas, mesmo sem a presença de outros efeitos combinados, precisam ainda ser investigados sob diversos aspectos, como será explanado na sequência deste texto.

É nesta lacuna que se alicerçam os objetivos desta Tese de Doutorado, cuja contribuição reside no desenvolvimento de um novo Modelo de Rugosidade puramente Lagrangeano para a simulação bidimensional de escoamentos complexos que se desenvolvem nas vizinhanças de um corpo cilíndrico rugoso, o qual pode apresentar efeitos combinados de proximidade com uma superfície plana horizontal móvel (solo) e VIV com um grau de liberdade. A consolidação desta pesquisa é um passo para se alcançar maiores entendimentos dos fenômenos físicos que envolvem VIV bidimensional em um corpo cilíndrico rugoso na condição de proximidade com o solo. Sendo que as investigações são para números de Reynolds de interesse prático, da ordem de 10^4 e 10^5 .

Segundo Bearman (2011), quando a frequência de emissão de estruturas vorticosas sincroniza com a frequência de vibração da estrutura, o escoamento apresenta forte componente bidimensional. Esta observação dá vigor para o modelo estrutural de vibração forçada bidimensional proposto neste trabalho. Espera-se que as discussões dos casos analisados no final do trabalho contribuam para a preparação de posterior análise de modelos mais abrangentes e aplicáveis na prática. Há raros resultados disponíveis na literatura clássica para o problema que está proposto.

Rashidi *et al.* (2016) classificaram as técnicas de controle de esteira e de desprendimento de vórtices em corpos rombudos com o objetivo de redução da força de arrasto. As técnicas foram classificadas como métodos de controle passivo e métodos de controle ativo. As técnicas de controle passivo são dependentes de modificações na geometria do corpo, o que afeta o mecanismo de formação e desprendimento de estruturas vorticosas contrarrotativas. A técnica de controle do desprendimento de vórtices por efeitos de proximidade de uma superfície plana móvel é classificada como um método ativo de controle de camada limite hidrodinâmica e de esteira. As técnicas de controle ativo necessitam de algum tipo de energia externa para afetar o comportamento do escoamento.

A técnica de controle de desprendimento de vórtices por efeitos de rugosidade é classificada como um método passivo de controle da camada limite hidrodinâmica. É, portanto, neste cenário que o novo método numérico apresentado neste trabalho é classificado como sendo híbrido, porque envolve ambos os efeitos, de rugosidade e de proximidade com o

solo, para controle do desprendimento e supressão de vórtices em corpos rombudos. Detalhes podem ser vistos na Seção 2.5.

Os resultados esperados, além da concepção e desenvolvimento de um novo Modelo de Rugosidade Lagrangeano atrelado ao Método de Vórtices Discretos e à Simulação de Grandes Escalas – LES, são simulações numéricas percorrendo uma ampla faixa de altos números de Reynolds e um significativo número de superfícies rugosas, com subsequentes comparações com resultados experimentais, quando existentes, de maneira a possibilitar investigações sobre o controle do desprendimento de estruturas vorticosas através da mudança da rugosidade superficial, bem como através da técnica híbrida de rugosidade (passiva) e de superfície horizontal plana móvel (ativa). Estas condições complexas de escoamento são extremamente desafiadoras no âmbito desta Tese de Doutorado e, assim, apenas investigações preliminares de efeitos sobrepostos de rugosidade, proximidade com o solo e VIV são executadas para avaliação da sensibilidade do método desenvolvido, dentro de uma perspectiva mais ampla para investigações futuras.

A Dinâmica dos Fluidos Computacional, as técnicas experimentais e analíticas têm sido utilizadas para estudar o problema de supressão do desprendimento de vórtices e controle de esteira a jusante de corpos rombudos (RASHIDI *et al.*, 2016). Assim, o uso de computadores de alto desempenho, bem como da programação paralela, tem sido indispensáveis para a realização de simulações numéricas que permitam a análise de fenômenos físicos presentes em escoamentos de fluidos onde os efeitos viscosos não são negligenciados. Fenômenos estes que, por muitas vezes, são difíceis de investigar usando o método experimental.

Para manter os esforços computacionais dentro de uma faixa gerenciável (redução do tempo de processamento das interações mais dispendiosas do código computacional), a computação paralela é implementada, no padrão OpenMP, para reduzir o tempo de processamento para as interações vórtice-vórtice e para solução dos sistemas lineares de equações, bem como para aceleração dos cálculos de inclusão dos efeitos da rugosidade.

O padrão OpenMP é um modelo de programação de memória compartilhada. Assim, cada unidade de execução é um *thread*. Todos os *threads* têm acesso à mesma memória (*shared*) e cada *thread* também tem sua própria memória independente das outras (*private*). Segundo Los Reis e Alcântara Pereira (2016), como todos os dados são armazenados em uma única máquina, a troca de dados entre os núcleos é mais rápida do que nos sistemas de memória distribuída.

As simulações numéricas de escoamentos viscosos podem ser realizadas através de duas abordagens distintas. De um lado encontra-se a abordagem euleriana, com métodos clássicos como Diferenças Finitas, Elementos Finitos e Volumes Finitos, os quais têm em comum a necessidade da geração de uma malha para discretização do domínio fluido (que pode ser refinada por regiões, conforme o interesse). No outro lado encontra-se a abordagem lagrangeana, que se fundamenta na discretização de uma propriedade do escoamento em partículas e no acompanhamento individual destas, durante cada incremento de tempo da simulação numérica. Em qualquer das duas abordagens, resultados satisfatórios só são possíveis se as regiões do escoamento, que contém quantidade significativa da propriedade estudada, forem bem resolvidas.

No presente trabalho, a propriedade de interesse é a vorticidade, que é representada por uma nuvem de elementos discretos, denominados de vórtices discretos. Os vórtices discretos interagem entre si e a nuvem é livre para mover-se e deforma-se por todo o domínio fluido, durante o tempo considerado para simulação.

1.2. Objetivos

Nesta Tese de Doutorado é desenvolvido um novo Modelo de Rugosidade Lagrangeano para simulação e investigação do efeito da rugosidade superficial de um cilindro no controle do desprendimento de estruturas vorticosas, para escoamentos a altos números de Reynolds. Configurações de escoamentos para efeitos combinados de cilindro rugoso, proximidade com o solo e vibração forçada com um grau de liberdade também são simulados. Assim sendo, os objetivos são:

Objetivo principal

Simular numericamente o escoamento bidimensional, incompressível e em regime não permanente de um fluido ao redor de um corpo cilíndrico rugoso, que pode apresentar um grau de liberdade para oscilar – na direção longitudinal ou transversal – sob condições forçadas e pode ser alocado próximo a uma superfície horizontal plana móvel (solo), considerando ampla faixa de altos números de Reynolds. O processamento paralelo, no padrão OpenMP, é utilizado.

Objetivos específicos

- i) Desenvolver um novo Modelo de Rugosidade Lagrangeano, que apresente robustez para investigações de escoamentos a partir de simulações com diversas alturas de rugosidade do corpo e ampla faixa de altos números de Reynolds, da ordem de 10^4 e 10^5 ;
- ii) Analisar os carregamentos fluidodinâmicos atuantes sobre a superfície do cilindro em diversas condições de escoamento;
- iii) Analisar quantitativamente os fenômenos de formação, desprendimento e controle do desprendimento de estruturas vorticosas, através da história temporal do coeficiente de arrasto de forma, do coeficiente de sustentação, da distribuição do coeficiente de pressão, do número de Strouhal e da posição do ponto de separação da camada limite hidrodinâmica;
- iv) Investigar algumas condições de escoamento ao redor de cilindro com superfície rugosa e efeito sobreposto de proximidade com o solo plano (controle híbrido do desprendimento de vórtices);
- v) Investigar preliminarmente a influência de superfícies rugosas nos carregamentos aerodinâmicos do cilindro e identificar o fenômeno de *lock-in* para algumas condições de VIV na direção longitudinal ao escoamento incidente, para avaliação da sensibilidade do método desenvolvido;
- vi) Analisar qualitativamente os fenômenos envolvidos através de animações computacionais (visualização) e identificação de padrões de formação e desprendimento de estruturas vorticosas;
- vii) Apresentar as conclusões mais importantes e sugestões para trabalhos futuros.

1.3. Metodologia

A vorticidade é uma grandeza cinemática, que está relacionada matematicamente com o rotacional do campo de velocidades. Ela sempre é gerada a partir de uma fronteira sólida devido ao movimento de um fluido nas vizinhanças da parede. No presente trabalho, a superfície do cilindro e a superfície do solo são discretizadas e representadas por painéis planos sobre os quais se distribuem fontes com densidade uniforme. As fontes são geradas em cada instante de tempo para garantir a condição de impenetrabilidade (condição de contorno de Neumann) sobre o ponto de controle de cada painel plano em ambas as fronteiras. Vórtices discretos são utilizados para a discretização do campo de vorticidades presente no domínio fluido. A intensidade de cada vórtice discreto nascente é obtida de modo a garantir a condição

de escorregamento-nulo sobre pontos estratégicos escolhidos na fronteira sólida do cilindro (pontos de controle).

O solo plano pode ser posicionado distante ou próximo do cilindro, sendo que a primeira opção é de maneira a não interferir na solução do problema. A fronteira do solo serve de referencial inercial do problema, na montagem do modelo estrutural de vibração harmônica forçada, imposta ao cilindro durante uma simulação numérica típica.

A aplicação do operador rotacional nas equações de Navier-Stokes elimina o termo de pressão e resulta na equação do transporte da vorticidade. Em problemas de mecânica dos fluidos utiliza-se a expressão advecção para representar o movimento macroscópico de uma massa fluida. A equação do transporte da vorticidade contém os termos de advecção e difusão da vorticidade.

Cada vórtice discreto presente na simulação numérica é advectado com a própria velocidade induzida sobre o fluido, o que caracteriza uma descrição puramente lagrangeana. Para a advecção da nuvem de vórtices discretos é necessário calcular o campo de velocidades induzido sobre cada vórtice discreto. As contribuições para o cálculo do campo de velocidades são devidas ao escoamento incidente, às fronteiras sólidas (painéis de fontes) e à própria nuvem de vórtices discretos. A solução da difusão molecular da vorticidade é obtida através de uma solução probabilística conhecida como método de avanço randômico.

O cálculo da contribuição da nuvem de vórtices discretos (lei de Biot-Savart) consome grande parte do tempo de processamento. Desta maneira, uma das contribuições deste trabalho é a implementação do processamento paralelo, no padrão OpenMP, para o ambiente de programação Fortran, para aceleração dos cálculos mais críticos do código computacional, incluindo a lei de Biot-Savart.

Para o cálculo das cargas aerodinâmicas distribuídas (pressão) e das cargas aerodinâmicas integradas (força de arrasto de forma e força de sustentação) é utilizada uma formulação integral originária de uma equação de Poisson para a pressão; assim, pode-se levar em consideração a contribuição de todos os vórtices discretos presentes na esteira viscosa formada a jusante do corpo (SHINTANI e AKAMATSU, 1994).

O modelo de turbulência LES, com utilização da Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem, adaptado ao Método de Vórtices Discretos Lagrangeano (ALCÂNTARA PEREIRA, 2002) é utilizado. Assim, o novo método de rugosidade lagrangeano integra duas condições para simular os efeitos da rugosidade no escoamento: a construção de uma

geometria rugosa com elementos triangulares na superfície do cilindro (rugosidade homogênea) e a inclusão de uma adequada perturbação nos vórtices discretos nascentes, a cada intervalo de tempo, para mudança da quantidade de movimento a partir da superfície do referido corpo. Esta perturbação é da ordem das escalas submalha e proporcional à viscosidade turbulenta atrelada aos vórtices discretos nascentes na superfície do cilindro, a cada intervalo de tempo.

O método puramente lagrangeano proposto nesta Tese de Doutorado é híbrido no que concerne ao controle de desprendimento e de supressão de vórtices. De acordo com Rashidi *et al.* (2016), a técnica de controle do desprendimento de vórtices devido à proximidade com uma superfície móvel é classificada como um método ativo de controle de camada limite hidrodinâmica (e da esteira). Um método de controle ativo é aquele que necessita de energia externa para afetar o comportamento do escoamento que se forma na região da esteira próxima de um corpo rombudo.

Ainda de acordo com os mesmos autores, a influência da rugosidade do corpo é classificada como um método passivo de controle da camada limite. Um método de controle passivo é aquele que depende de modificações na geometria do corpo rombudo, o que irá afetar o mecanismo de formação de estruturas vorticosas. De maneira similar, o efeito da inclusão da rugosidade modifica a posição do ponto de separação da camada limite hidrodinâmica e provoca redução da força de arrasto podendo até chegar à supressão completa do desprendimento de vórtices. Outra mudança importante é a antecipação da transição para a turbulência na camada limite hidrodinâmica.

Finalmente, um modelo de vibrações forçadas, com um grau de liberdade, é adicionado ao conjunto de técnicas propostas para investigar escoamentos complexos ao redor de um cilindro.

1.4. Estrutura do Texto

Incluindo a presente Introdução, este trabalho está dividido em seis capítulos, uma lista com as referências bibliográficas e dois apêndices.

No Capítulo 2 apresenta-se uma revisão bibliográfica atualizada sobre o tema, escoamentos com fenômenos sobrepostos para controle e supressão de vórtices. Uma

discussão sobre as principais abordagens lagrangeanas para investigação dos efeitos da rugosidade no escoamento, encontradas na literatura, é apresentada no final da Seção 2.5.2.

O Capítulo 3 é dedicado à formulação geral do problema. Hipóteses são assumidas para a apresentação das equações diferenciais que governam o problema, além das condições de contorno. No final do Capítulo 3 é apresentada a adimensionalização do problema para que se obtenha um ganho de generalidade na análise dos resultados e para permitir comparações com resultados da literatura, quando disponíveis.

No Capítulo 4 é apresentada a ideia do algoritmo proposto e suas particularidades e, na sequência, os principais resultados obtidos são descritos, sintetizados e discutidos no Capítulo 5. O Capítulo 6 é dedicado às considerações finais, incluindo as sugestões para outros trabalhos.

No final do texto, após as Referências Bibliográficas, encontram-se dois apêndices. O Apêndice I refere-se à dedução da Lei de Biot-Savart, importante para o cálculo das interações vórtice-vórtice. No Apêndice II, algumas considerações complementares sobre a implementação do processamento paralelo são explicitadas.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1. Hidrodinâmica ao redor de um cilindro estacionário

O escoamento externo a um corpo sólido é regido pela condição do escorregamento nulo na fronteira deste corpo com o escoamento. A velocidade do fluido, nesta fronteira, adquire a mesma velocidade da superfície do corpo. Ao passo que em um fluido, cujos efeitos viscosos estão presentes, surge um gradiente de velocidade próximo à fronteira do corpo.

O trabalho de Reynolds (1883) principiou a ideia da condição de escorregamento nulo, que foi a base para a proposição da teoria de camada limite por Prandtl (1904). A qual permitiu elucidar o chamado paradoxo de D'Alembert, que estrutura-se na divergência entre a teoria potencial (fluidos sem efeitos viscosos) e a prática (fluidos com efeitos viscosos), já que na teoria potencial o resultado de um escoamento ao redor de um corpo simétrico era uma força de arrasto nula e na prática tinha-se como resultado uma força de arrasto não nula.

A camada limite é uma fina região próxima à parede do corpo onde os efeitos da viscosidade são importantes. Conforme Meneghini (2002), nesta região as forças viscosas são da mesma ordem de grandeza das forças inerciais e, fora dela, as forças viscosas podem ser desprezadas (em quase todo o domínio), prevalecendo o modelo de escoamento irrotacional para o qual é aplicável a teoria do escoamento potencial.

Na Figura 2.1 é apresentado um desenho esquemático de uma camada limite de espessura desconhecida que cresce ao longo de uma placa plana em repouso. A condição de aderência provoca uma desaceleração brusca das partículas de fluido nas proximidades da parede que, subsequentemente, retardam as partículas vizinhas acima, o que consolida uma camada-limite de espessura $y = \delta$. U é a velocidade constante do escoamento incidente; $y = \delta(x)$ é a espessura da camada limite; $\tau_p(x)$ é a tensão de cisalhamento na parede; $u(x, y)$ representa o perfil de velocidades dentro da camada limite; e $p = p_a$ representa a pressão estática aproximadamente constante (e portanto não exerce força resultante sobre a placa).

No que se refere ao fenômeno de separação da camada limite, frente às inúmeras geometrias possíveis de um corpo sob escoamento externo, estes podem ser classificados em

duas categorias: corpos rombudos e corpos esbeltos. O corpo rombudo apresenta separação da camada limite na maior parte da sua superfície e o corpo esbelto não apresenta separação ou, se apresenta, é em uma pequena parte da sua superfície (para ângulos de ataque moderados).

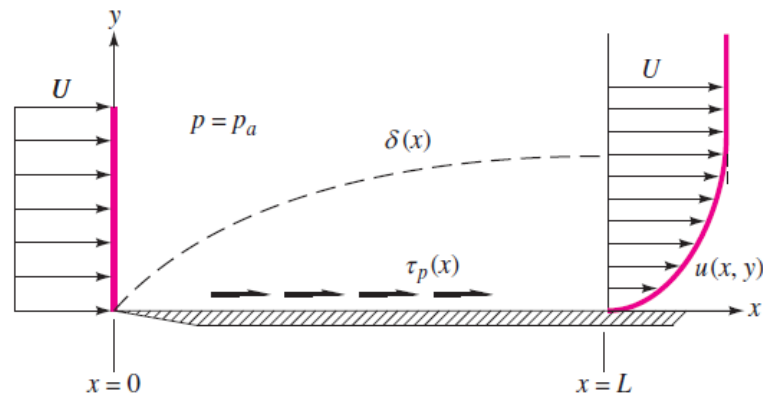


Figura 2.1 Crescimento de uma camada-limite sobre uma placa plana (adaptada de WHITE, 2011).

Principalmente em virtude da possibilidade de ocorrência de ângulos diferentes da linha de corrente separando-se da parede do corpo, o efeito da geometria do mesmo torna-se importante ao passo que a magnitude deste ângulo é determinada pela natureza do processo de separação, o qual pode ocorrer em um canto vivo, um bordo de fuga chanfrado, ou em uma superfície contínua com fluido sujeito a um gradiente adverso de pressão (MENECHINI, 2002).

O interesse desta Tese de Doutorado é o estudo de um corpo rombudo rugoso e de seção cilíndrica, onde o escoamento pode ser dividido em três regiões de interesse: dentro da camada limite; no domínio fluido do escoamento não perturbado; e na esteira de vórtices formada a jusante do corpo, por causa da separação da camada limite. Os vórtices são gerados e desprendidos em consequência da interação de duas camadas cisalhantes de sinais opostos formadas pela separação da camada limite.

Prandtl (1904) postulou que a separação é causada por uma perda excessiva de quantidade de movimento próxima à parede em uma camada-limite que tenta mover-se para jusante da fronteira do corpo contra um gradiente adverso de pressão ($dp/dx > 0$), ao passo que sob a ação de um gradiente favorável ($dp/dx < 0$) não ocorre a separação. Sendo que, em um escoamento externo típico, na parte frontal do corpo verifica-se um gradiente de pressão favorável e na parte traseira verifica-se um gradiente adverso.

White (2011) esclarece que se pode explicar a separação do escoamento com um argumento geométrico a respeito da segunda derivada da velocidade u na parede. Aplicando a equação da quantidade de movimento à parede onde se impõe a condição de escorregamento nulo e a de impenetrabilidade ($u = v = 0$), seja para escoamento laminar ou turbulento, obtém-se:

$$\left. \frac{\partial \tau}{\partial y} \right|_{\text{parede}} = \mu \left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{\text{parede}} = -\rho U \frac{dU}{dx} = \frac{dp}{dx} \tag{2.1}$$

ou

$$\left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{\text{parede}} = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} \tag{2.2}$$

Assim, a segunda derivada da velocidade é positiva na parede para um gradiente de pressão adverso. Por outro lado impõe-se que a segunda derivada da velocidade seja negativa na camada externa $y = \delta$ para que haja uma ligação suave com o escoamento principal $U(x)$. Neste contexto, a segunda derivada passa por zero em algum lugar da camada-limite, em um ponto de inflexão, e por consequência qualquer perfil de camada-limite com gradiente de pressão adverso apresenta um formato característico em S. A Figura 2.2 sintetiza ilustrativamente os perfis de escoamento (em geral) que ocorrem em sequência à medida que a camada-limite avança ao longo da parede de um corpo.

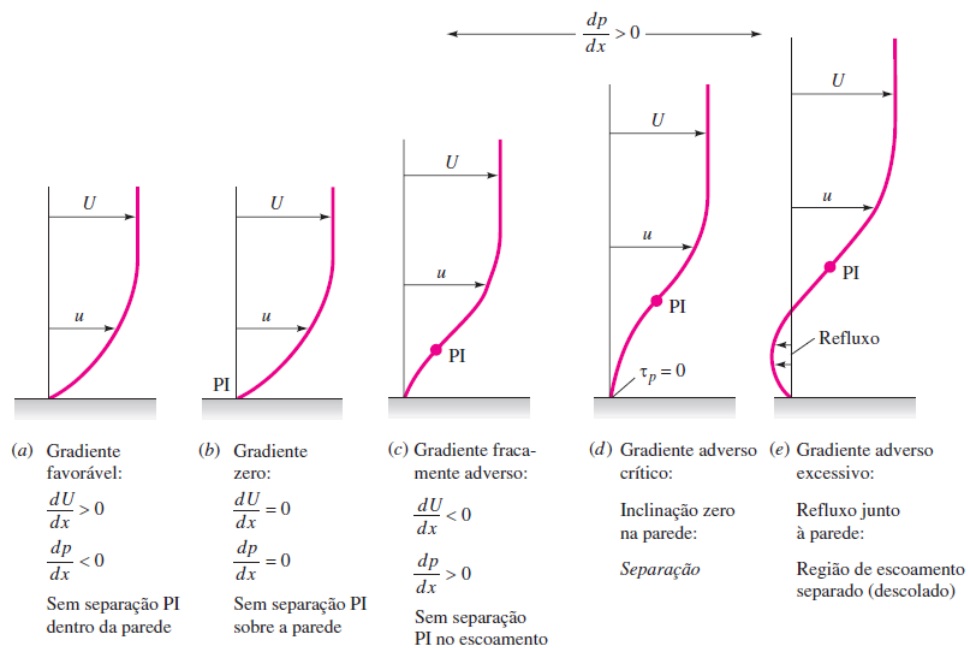


Figura 2.2 Efeito do gradiente de pressão sobre os perfis de camada limite; PI = ponto de inflexão (WHITE, 2011).

A distribuição de pressão em torno da superfície de um cilindro em razão de um escoamento externo, considerando o caso potencial (sem viscosidade) e os casos reais (com viscosidade) – laminar e turbulento – é ilustrada através da Figura 2.3. Pode-se observar que, para o escoamento potencial, o coeficiente de pressão apresenta uma distribuição simétrica sob a superfície do corpo. Já para os escoamentos reais há uma assimetria na distribuição do coeficiente de pressão por motivo de separação da camada limite.

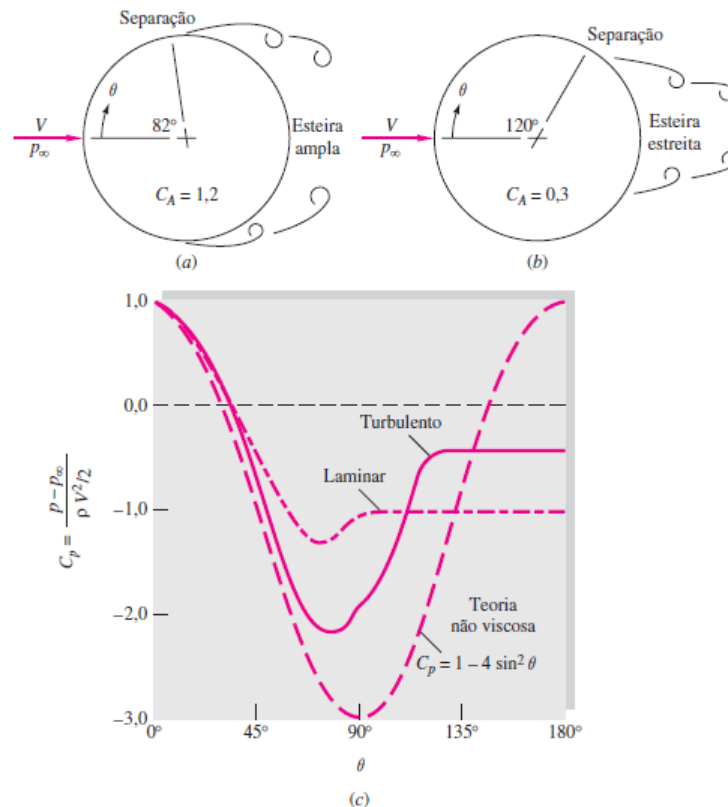


Figura 2.3 Escoamento em torno de um cilindro: (a) separação laminar; (b) separação turbulenta; (c) distribuições de pressões teórica e real sobre a superfície do cilindro (WHITE, 2011).

A Figura 2.4 apresenta o desenvolvimento da camada limite em uma superfície curva até a separação do escoamento; Onde: 1) Camada limite laminar; 2) Transição; 3) Subcamada laminar; 4) Ponto de separação; 5) Camada limite separada; 6) Camada limite turbulenta.

As quantidades não dimensionais que descrevem o escoamento em torno de um cilindro com superfície lisa dependem do número de Reynolds (SUMER e FREDSE, 2006). Reynolds (1883) estudando o comportamento de fluidos, para serem usados como lubrificantes de máquinas, fez constatações através de experimentos em condutos e estabeleceu conceitos e relações importantíssimas para a dinâmica dos fluidos. Com destaque para o delineamento dos regimes de escoamento - laminar, transição e turbulento - e estabelecimento da relação adimensional que, mais tarde, ficou conhecida como número de

Reynolds. A partir deste trabalho definiu-se que, independente do escoamento, a viscosidade é uma propriedade do fluido. Logo, cabe completar que em 1908 Sommerfeld estabeleceu a interpretação deste parâmetro adimensional como sendo a contraposição entre forças inerciais e forças viscosas:

$$Re = \frac{\rho Ub}{\mu} = \frac{Ub}{\nu} \quad 2.3$$

onde ρ é a massa específica do fluido, U uma velocidade representativa do escoamento, b é um comprimento representativo, μ é o coeficiente de viscosidade dinâmica e ν é o coeficiente de viscosidade cinemática.

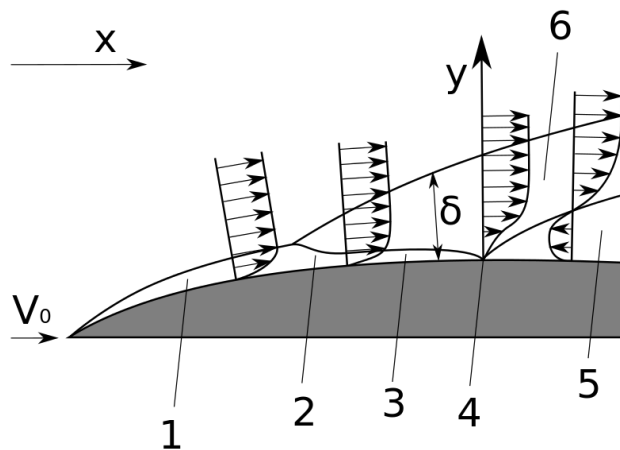


Figura 2.4 Camadas limite, laminar e turbulenta (WIKILIVROS, 2018).

O comprimento representativo de um cilindro é o seu diâmetro d e o número de Reynolds é dado por:

$$Re = \frac{Ud}{\nu} \quad 2.4$$

Embora as alterações no escoamento ao redor de um cilindro com superfície lisa sejam regidas pelo aumento do número de Reynolds, conforme pondera Farell (1981), parece não haver consenso geral entre os autores sobre a terminologia e os intervalos de números de Reynolds em que os regimes de escoamento ocorrem.

Sumer e Fredsøe (2006), fazendo referência aos trabalhos de Roshko (1961), Schewe (1983), Williamson (1989), Gerrard (1978) e Williamson (1988b), sugerem uma classificação para os regimes de escoamento frente aos intervalos de números de Reynolds, como se segue:

$Re < 5$: Não há separação (*creeping flow*) para valores muito baixos de Re , por causa da predominância dos efeitos viscosos. Verifica-se neste caso uma simetria no escoamento, a montante e a jusante, do cilindro (Figura 2.5).

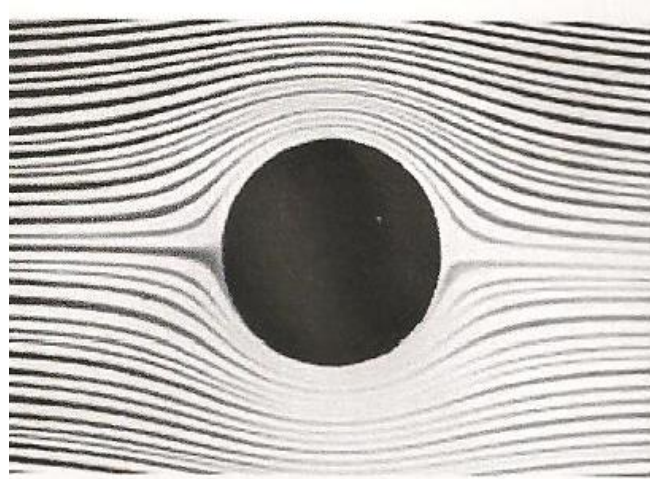


Figura 2.5 Escoamento ao redor de um cilindro estacionário sem separação (VAN DYKE, 1982).

$5 < Re < 40$: Para valores de Re a partir de 5 começa a ocorrer a separação da camada limite e um par estacionário de vórtices (conhecidos como vórtices de Flöpl) se forma na esteira do cilindro (Figura 2.6).

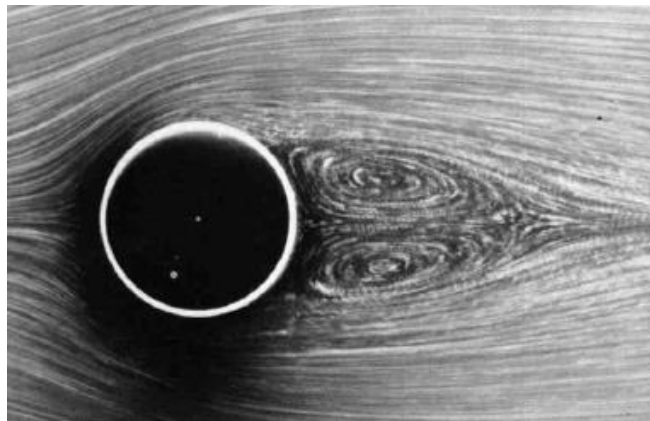


Figura 2.6 Vórtices estacionários a jusante de um cilindro - $Re=26$ (VAN DYKE, 1982).

$40 < Re < 200$: Aumentando-se o número de Reynolds, a começar do limite inferior deste regime, a esteira se torna instável, o que acaba por dar origem ao desprendimento alternado de pares de estruturas vorticosas com certa frequência - clássica esteira de von Kármán (Figura 2.7). A esteira de vórtices é laminar e o desprendimento dos mesmos é essencialmente bidimensional, isto é, não varia na direção da envergadura do cilindro.

$200 < Re < 300$: Para números de Reynolds neste intervalo a transição para a turbulência ocorre na região da esteira. Observações mostram também que a característica bidimensional do desprendimento de vórtices no intervalo de $40 < Re < 200$ torna-se distintamente tridimensional no intervalo $200 < Re < 300$.

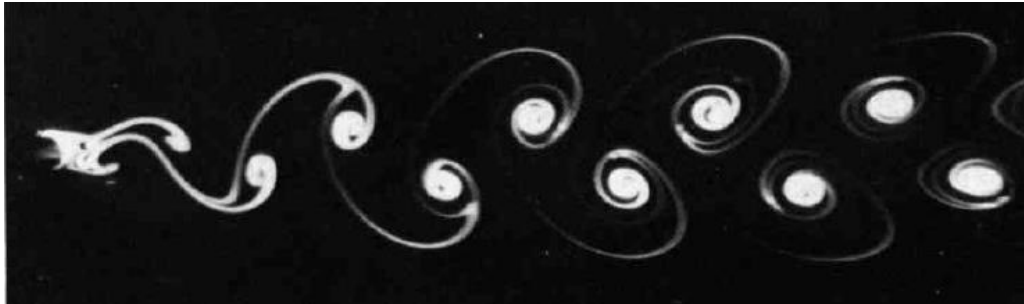


Figura 2.7 Esteira laminar a jusante de um cilindro - $Re=105$ (VAN DYKE, 1982).

$300 < Re < 3,0 \times 10^5$: Conhecido como *regime subcrítico*. Verifica-se que inicialmente a camada limite sobre a superfície do cilindro permanece laminar, entretanto, para $Re > 300$, a esteira já é completamente turbulenta. Com o aumento do número de Reynolds a transição para a turbulência ocorre na camada limite – primeiramente no ponto de separação e posteriormente movendo-se à montante sobre a superfície do cilindro em direção ao ponto de estagnação. Na Figura 2.8 apresenta-se um exemplo para este regime.

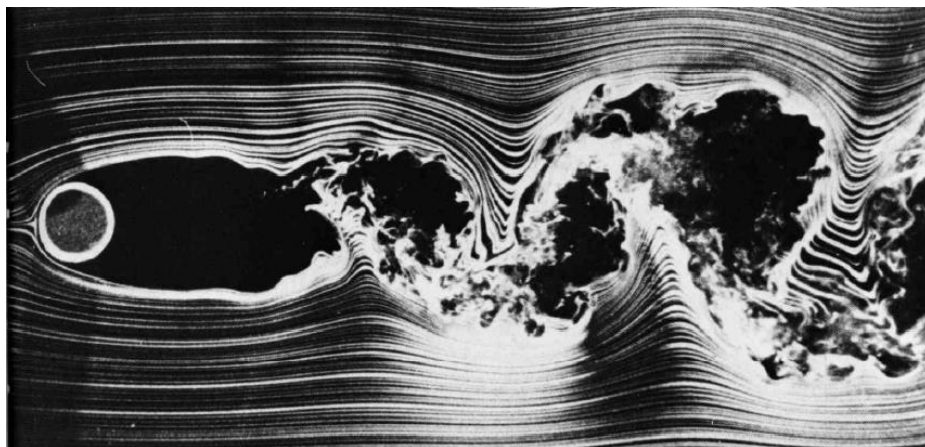


Figura 2.8 Esteira de um cilindro estacionário - $Re=10.000$ (VAN DYKE, 1982).

$3,0 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^5$: É chamado de *regime crítico* ou de *transição inferior*². A camada limite torna-se turbulenta no ponto de separação em apenas um lado do cilindro e permanece laminar no outro. Dessa forma os lados turbulento e laminar permutam-se resultando na mudança de direção da sustentação. A assimetria do escoamento resulta em uma sustentação média não nula no cilindro.

$3,5 \times 10^5 < Re < 1,5 \times 10^6$: Já no regime conhecido como *super-crítico* tem-se a separação turbulenta da camada limite em ambos os lados do cilindro, contudo, a transição para a

² Na literatura de língua inglesa este regime é chamado de *Lower transition*.

turbulência na camada limite ainda não foi concluída e a região de transição para a turbulência localiza-se em algum lugar entre o ponto de estagnação e o ponto de separação.

$1,5 \times 10^6 < Re < 4,5 \times 10^6$: No regime de *transição superior*³ a camada limite é completamente turbulenta em um lado do cilindro e parcialmente no outro.

$Re > 4,5 \times 10^6$: Neste regime de escoamento, chamado de *transcrítico*, a camada limite sobre a superfície do cilindro é virtualmente turbulenta em todos os lugares.

A Figura 2.9 sintetiza os regimes de escoamento em função dos respectivos intervalos de número de Reynolds.

Referindo-se à chamada pressão de base, que é a pressão em um ponto a 180° do ponto de estagnação frontal do cilindro, Williamson (1996a) evidencia que é particularmente revelador que a chave para discussão dos fenômenos envolvidos na dinâmica dos vórtices seja a curva do número de Strouhal ou do coeficiente de pressão de base $C_{p,b}$ como uma função do número de Reynolds.

Ao passo que o coeficiente de sucção de base, que é o negativo do coeficiente de pressão de base, responde sensivelmente às mudanças nas instabilidades de esteira 2D e 3D e fenômenos relacionados ao processo de formação de vórtices com a variação do número de Reynolds, Williamson (1996a) parte da curva (Figura 2.10) apresentada por Roshko (1993) para classificação dos regimes de desprendimento de vórtices, como se segue:

Regime até A: *Regime laminar permanente* ($Re < 49$);

Regime A-B: *Regime de desprendimento laminar de vórtices* ($Re = 49$ a $140-194$);

Regime B-C: *Regime de transição de esteira 3D* ($Re \approx 190$ a 260);

Regime C-D: *Regime de crescente desordenação nas tridimensionalidades de escala fina*⁴;

Regime D-E: *Regime de transição de camada cisalhante*⁵ ($Re = 1.000$ a 200.000);

Regime E-G: *Regime de recolamento assimétrico*⁶ (ou *transição crítica*);

Regime G-H: *Regime de recolamento simétrico*⁷ (ou *regime supercrítico*);

³ *Upper transition.*

⁴ Na literatura de língua inglesa é chamado de *Increasing Disorder in the Fine-Scale Three Dimensionalities.*

⁵ *Shear-Layer Transition Regime.*

⁶ *Asymmetric Reattachment Regime.*

⁷ *Symmetric Reattachment Regime.*

Regime H-J: Regime de transição de camada limite⁸ (ou regime pós-crítico).






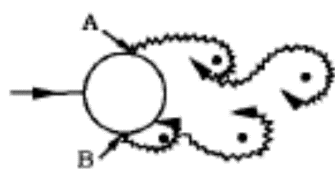
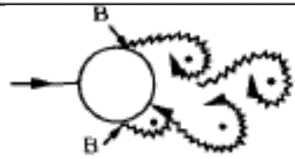


Padrão de esteira	Característica do escoamento	Faixa de número de Reynolds
	Sem separação «Creeping flow»	$Re < 5$
	Um par fixo de vórtices simétricos	$5 < Re < 40$
	Esteira laminar de vórtices	$40 < Re < 200$
	Transição para a turbulência na esteira	$200 < Re < 300$
	Esteira completamente turbulenta A: Separação laminar da camada limite	$300 < Re < 3 \times 10^5$ Subcrítico
	A: Separação laminar da camada limite B: Separação turbulenta da camada limite; mas camada limite laminar	$3 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^5$ Crítico ou Transição inferior
	B: Separação turbulenta da camada limite; camada limite parcialmente laminar e parcialmente turbulenta	$3,5 \times 10^5 < Re < 1,5 \times 10^6$ Supercrítico
	C: Camada limite completamente turbulenta em um lado	$1,5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$ Transição superior
	C: Camada limite completamente turbulenta nos dois lados	$Re > 4 \times 10^6$ Transcrítico

Figura 2.9 Regimes de escoamento ao redor de um cilindro com superfície lisa com escoamento incidente permanente (adaptada de SUMER e FREDSTØE, 2006).

⁸ Boundary-Layer Transition.

Neste cenário, Williamson (1996a) entende que o trabalho de Roshko (1993) é importante por ressaltar a ligação entre a sucção de base, as tensões de Reynolds e o comprimento de formação da esteira. Para informações mais aprofundadas veja Roshko (1993).

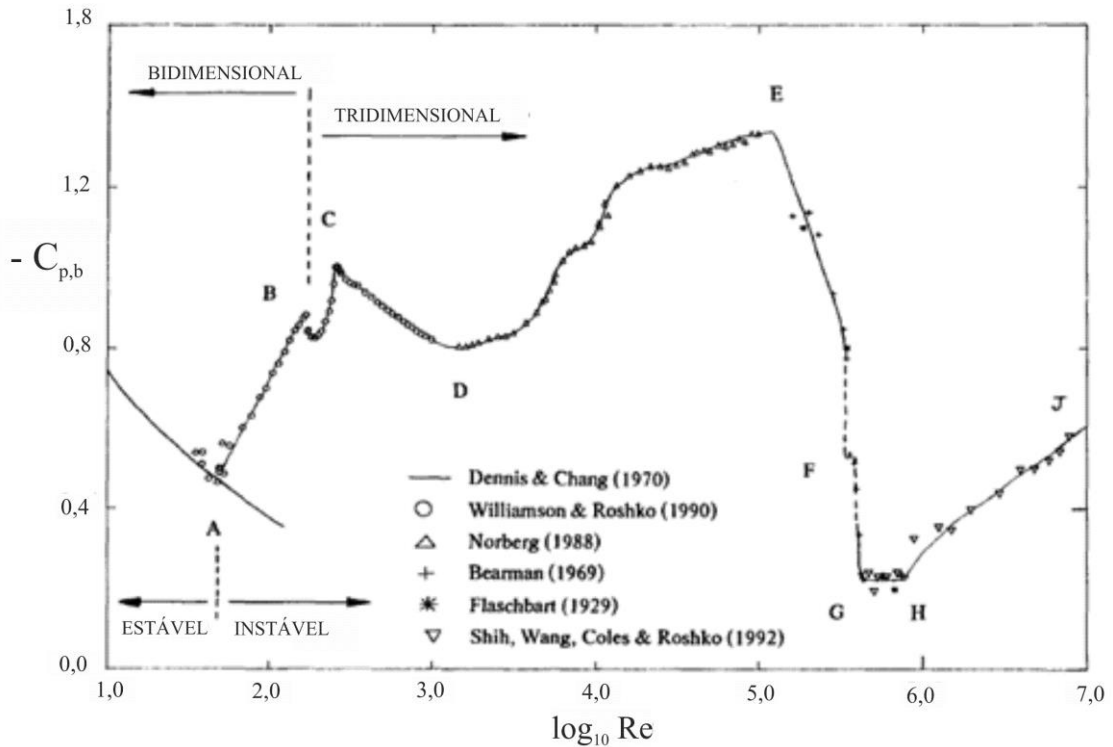


Figura 2.10 Gráfico do coeficiente de sucção de base para um amplo intervalo de números de Reynolds (adaptada de ROSHKO, 1993).

2.2. Geração e desprendimento de vórtices

O escoamento externo, viscoso, incompressível e bidimensional incidente sobre a superfície de um cilindro está sujeito ao fenômeno da separação da camada limite. Esta separação permite o desenvolvimento de duas camadas cisalhantes livres na região imediatamente a jusante do corpo, cuja interação bilateral resulta na principal causa para o desprendimento de vórtices e formação de uma esteira viscosa, ao passo que estas duas camadas possuem vorticidade de sinal oposto e consolidam um sistema instável às pequenas perturbações. Foram, principalmente, os trabalhos de Rayleigh (1896) e de von Kármán (1911) que tornaram possível o estudo do desprendimento de pares contrarrotativos de vórtices.

Strouhal (1878) realizou a primeira investigação científica sobre a vibração de uma corda livre para oscilar sujeita a uma corrente de ar, com destaque para constatação de que, quando a frequência do som coincidia com uma das frequências naturais da corda, o som era amplificado e existia uma constante de proporcionalidade igual 0,185. Isto levou o autor a concluir que a frequência f_s do som emitido relacionava-se apenas com o diâmetro d da corda e a velocidade U do movimento relativo (RAYLEIGH, 1896):

$$f_s = 0,185 \frac{U}{d} \quad 2.5$$

A teoria do som de Lord Rayleigh foi publicada em dois volumes durante 1877-1878, e seus outros estudos extensivos foram relatados em seus trabalhos científicos de seis volumes, emitidos durante 1889-1920 (NOBEL MEDIA, 2019). Rayleigh (1896) publicou resultados que ele já havia observado em 1879, explicando o efeito da corda do violino que vibrava transversalmente sob o efeito do escoamento externo do ar, definindo então o parâmetro adimensional que foi chamado de número de Strouhal:

$$St = f_s \frac{U}{d} \quad 2.6$$

onde St é o número de Strouhal, f_s é definida como a frequência de desprendimento de vórtices, d é o diâmetro do cilindro e U é a velocidade do escoamento.

Desconsiderando-se a presença de um corpo, os efeitos da viscosidade e o fenômeno da turbulência, já que o objetivo era explicar as propriedades de estabilidade da esteira, von Kármán (1911) postulou que o modo de desprendimento de vórtices está diretamente atrelado à periodicidade da emissão dos vórtices que formam a esteira. Os quais foram representados através da teoria do escoamento potencial, ou seja, através de uma distribuição idealizada de vórtices potenciais (Figura 2.11).

Kármán mostrou que duas filas de vórtices com sinais opostos eram instáveis para ambas as configurações, simétrica e antissimétrica, exceto para uma geometria antissimétrica específica que exhibe estabilidade neutra, isto é, para uma relação de espaçamento $a_w/h_w = 0,28056$, onde a_w é o espaçamento entre vórtices de uma fila e h_w é a distância entre filas de vórtices. Porém, as referidas análises de estabilidade consideraram arranjos infinitos de vórtices na ausência de um corpo e não é óbvio como relacionar esses estudos com a formação ou o desprendimento de vórtices a jusante do corpo gerador

(WILLIAMSON, 1996a). Exemplos da clássica esteira de von Kármán são apresentados na Figura 2.12, para escoamentos reais a jusante de um cilindro, a baixos números de Reynolds.

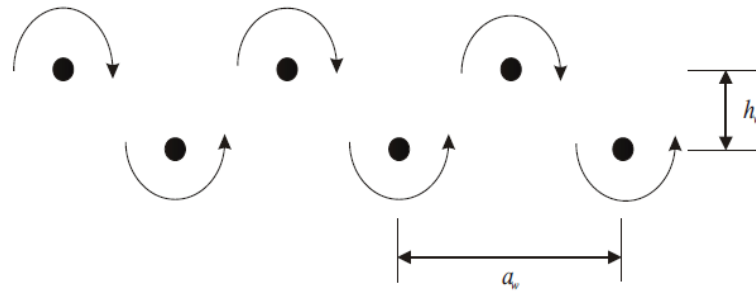


Figura 2.11 A fileira dupla de vórtices ideais (VON KÁRMÁN, 1911).

Foi Gerrard (1966) quem estudou o processo de geração e desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro e propôs um modelo clássico para interpretação deste fenômeno físico. O qual, desconsiderando os efeitos tridimensionais, conjecturou que as duas camadas cisalhantes formadas pela separação da camada limite em lados opostos do cilindro interagem entre si com vorticidades de intensidade, também, opostas.

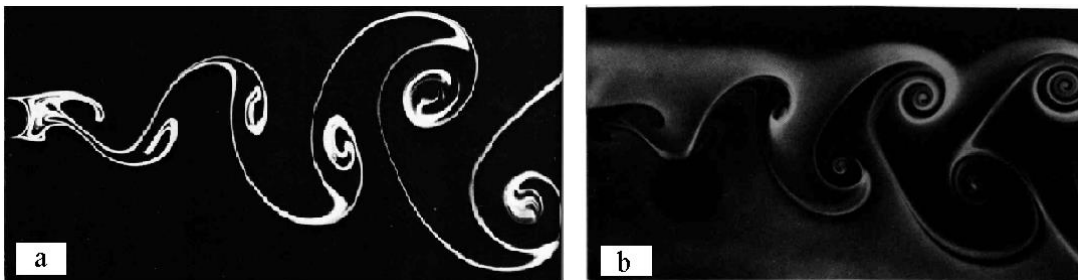


Figura 2.12 Esteira de von Kármán a jusante de um cilindro: a) $Re=140$ b) $Re=200$ (adaptada de VAN DYKE, 1982).

Com o auxílio da Figura 2.13 pode-se entender o modelo proposto Gerrard (1966), onde um vórtice que cresce ganhando circulação da camada cisalhante, que se forma a partir da separação da camada limite em um lado do cilindro, fica intenso o bastante para atrair a camada cisalhante oposta através da indução de velocidade. Em contra partida, a aproximação do escoamento com vorticidade oposta, com certa intensidade, cessa o fornecimento de circulação do vórtice em crescimento e assim ele é desconectado da camada cisalhante e, posteriormente, lançado para jusante do corpo, incorporando-se à esteira viscosa.

Desta maneira, as partículas do fluido da camada cisalhante, que é atraída pela velocidade induzida pela camada oposta, podem seguir um dos três caminhos: a) fundir-se com o vórtice que está se formando no lado oposto da esteira, diminuindo a intensidade da circulação deste vórtice; b) seguir em direção à camada cisalhante oposta resultando na interrupção do fornecimento de circulação do vórtice em crescimento e o liberando para

compor a esteira viscosa; ou c) voltar na direção da região próxima ao corpo e iniciar a formação de um novo vórtice na camada cisalhante correspondente.

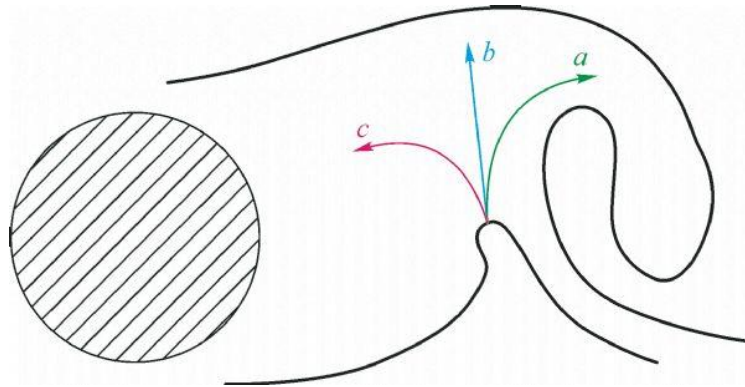


Figura 2.13 Modelo de formação de vórtices (GERRARD,1966).

A Figura 2.14 ilustra o fenômeno de geração e desprendimento de vórtices convergente com o modelo de Gerrard. No mais, o balanço da quantidade de fluido que segue cada um dos caminhos, explanados no parágrafo anterior, controla a frequência de geração e desprendimento de vórtices, a intensidade dos mesmos e a pressão na região posterior do corpo (pressão de base) (MENEHINI, 2002).

Consolidada a clássica esteira de von Kármán com o desprendimento alternado de vórtices contrarrotativos advectados para jusante do corpo, formando a esteira viscosa, as estruturas vorticosas presentes no escoamento apresentam grande concentração de circulação. Segundo Batchelor (1967), a circulação global existente no domínio fluido Ω pode ser expressa por:

$$\Gamma_{\Omega} = \oint_C \vec{u} \cdot d\vec{s} \quad 2.7$$

onde \vec{u} é o vetor velocidade e $d\vec{s}$ é um elemento de integração.

Meneghini (2002) define β como sendo a fração da vorticidade original injetada na esteira a partir de um lado do corpo que sobrevive ao processo de formação e é encontrada na esteira:

$$\beta = \left(\frac{d\Gamma}{dt} \right)_{\text{esteira}} / \left(\frac{d\Gamma}{dt} \right)_{\text{corpo}} \quad 2.8$$

onde: $\left(\frac{d\Gamma}{dt} \right)_{\text{esteira}}$ é a parcela remanescente da vorticidade que se encontra na esteira (taxa de circulação na região da esteira associada à uma linha de vórtices convectada para jusante); e $\left(\frac{d\Gamma}{dt} \right)_{\text{corpo}}$ é a taxa de circulação injetada na esteira em um lado do corpo (superior ou inferior).

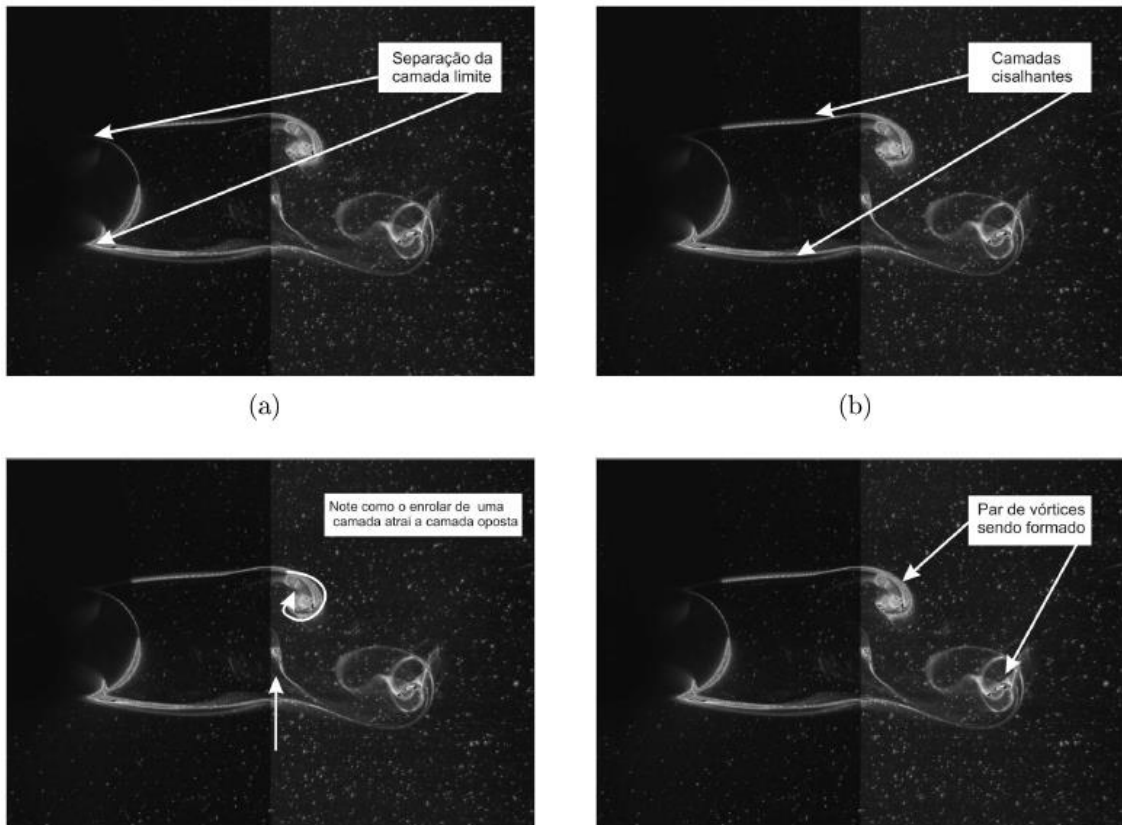


Figura 2.14 Escoamento ao redor de um cilindro para $Re = 540$ (FREIRE, 2015).

Conciliando o modelo de distribuição de vórtices ideais da esteira de von Kármán, resultados experimentais obtidos por Roshko (1954) para $Re = 5 \cdot 10^4$ e demais simplificações, Meneghini (2002) obteve um $\beta = 0,43$. Este resultado indica que, convergente com o modelo proposto por Gerrard (1966), menos de 50% da vorticidade gerada sobrevive ao processo de formação. O restante é cancelado durante a interação entre as duas camadas cisalhantes. Meneghini (2002) ainda complementa citando o trabalho de Bloor e Gerrard (1966) que, com uma análise similar à de Roshko (1954) e medições de velocidades de esteira mais precisas, obtiveram um valor para β na faixa de 0,2 a 0,3 dependendo do número de Reynolds.

A frequência de desprendimento de vórtices, quando normalizada com a velocidade do escoamento, U , e o diâmetro, d , do cilindro, pode ser vista, em termos dimensionais, como uma função do número de Reynolds, ou seja, $St = St(Re)$ (SUMER e FREDSSØE, 2006).

Como visto na seção 2.1 Sumer e Fredsøe (2006) mencionam uma esteira laminar de vórtices e um desprendimento de vórtices bidimensional para o intervalo $40 < Re < 200$. Por sua vez Williamson (1996a) considera o intervalo de $Re = 49$ a $140 \sim 194$ para o *regime de desprendimento laminar de vórtices* e ressalta que o limite superior deste regime tem uma

enorme dispersão na literatura, embora resultados precisos tenham indicado um número crítico de Reynolds muito próximo de 194.

O regime laminar estável consolida-se em uma região de recirculação a jusante do corpo, compreendendo um par de vórtices contrarrotativos posicionadas simetricamente, um em cada lado do cilindro (Figura 2.6). A partir desse momento, com o aumento do número de Reynolds, segundo os trabalhos de Taneda (1956), Gerrard (1978) e Williamson (1996a), inicia-se uma instabilidade na esteira associada à formação de ondas sinuosas na parte de jusante, nos lados da região de recirculação. Assim, por consequência do aumento da velocidade do escoamento, há um início súbito e um crescimento na amplitude das flutuações de esteira.

No regime de desprendimento laminar há discrepâncias em torno de 20% entre as várias medidas efetuadas para o número de Strouhal em função do número de Reynolds – desde as medições de frequência de vórtices de Strouhal (1878) até os 100 anos seguintes (WILLIAMSON, 1996a) – conforme pode ser visualizado na Figura 2.15. Williamson (1996a) esclarece que a dependência da frequência de desprendimento do fenômeno de desprendimento oblíquo explicaria pelo menos parte destas dispersões.

A partir de experimentos em canal de recirculação de água⁹ e túneis de vento, Williamson (1988a, 1989) descobriu que os vórtices oblíquos formavam um padrão periódico. Conhecendo as vantagens da visualização da esteira em um canal de recirculação de água, dentre as quais se destaca a possibilidade de acionamento impulsivo do cilindro para observação do desenvolvimento do desprendimento dos vórtices, enquanto este se afasta de sua posição inicial, Williamson (1989) revela que, inicialmente, os vórtices são lançados paralelamente ao cilindro e leva algum tempo para a condição de contorno final (nas extremidades do cilindro), que impõe certo ângulo oblíquo no escoamento (esteira), se faça sentir ao longo de toda a extensão.

Em outras palavras, após o início do movimento em um canal de recirculação de água, o desprendimento é paralelo ao cilindro e, posteriormente, a partir de cada extremidade uma frente oblíqua gradualmente desloca-se para o interior ao longo da envergadura do cilindro, trazendo para trás uma região de desprendimento oblíquo até que finalmente toda envergadura lance vórtices oblíquos.

⁹ *Towing tank* na literatura de língua inglesa.

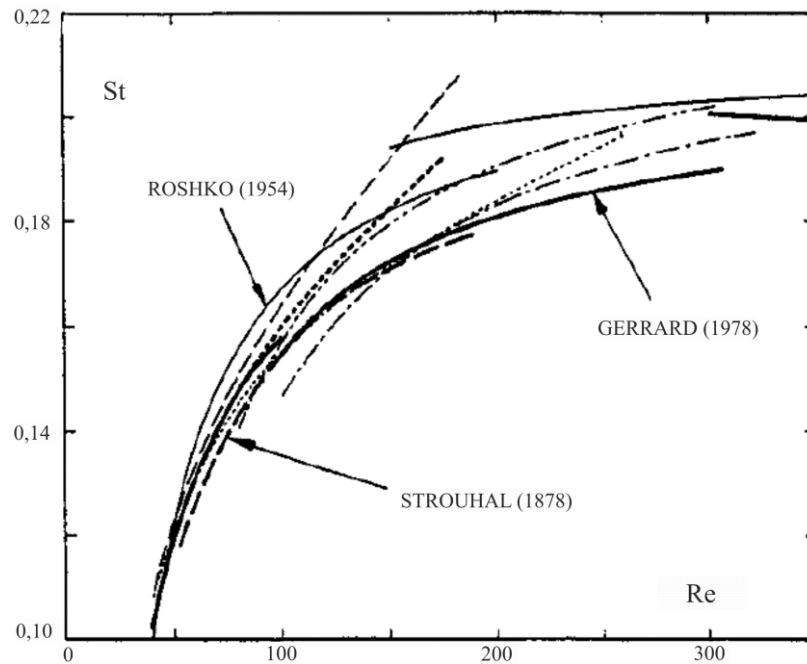


Figura 2.15 Relação do número de Strouhal com o número de Reynolds para medições de diversos pesquisadores entre 1878 e 1978 (adaptada de WILLIAMSON, 1996a).

A Figura 2.16 mostra a configuração inicial e final dos vórtices em uma única execução experimental, sendo o sentido do escoamento para cima. No modo de desprendimento paralelo, o cilindro percorreu um comprimento de 100 diâmetros ($x/d = 100$) e no modo de desprendimento oblíquo 600 diâmetros. Observa-se: (i) que o ângulo oblíquo, a partir das extremidades, se propagou para dentro; e (ii) pequenas ondas nos vórtices no modo de desprendimento oblíquo em cerca de 60 diâmetros a jusante do cilindro.

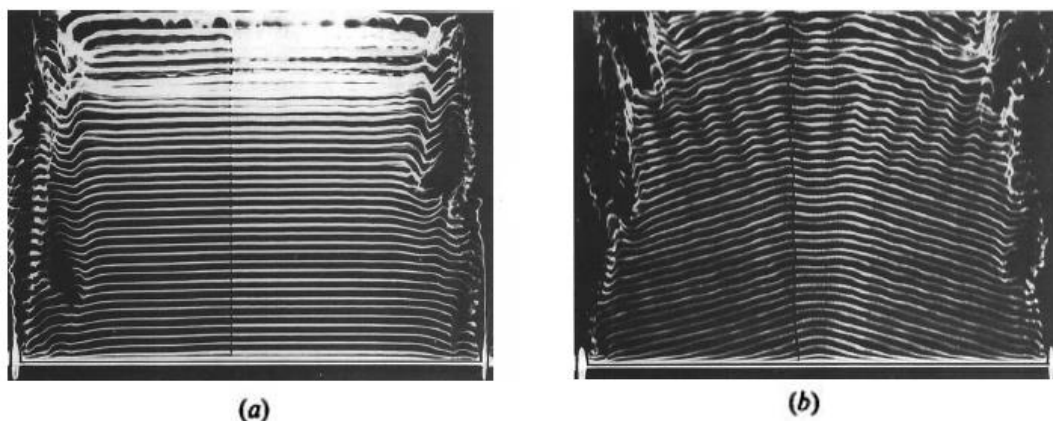


Figura 2.16 Vista superior do desenvolvimento dos modos de desprendimento em um cilindro para $Re = 95$ (cilindro na posição horizontal): (a) modo paralelo; (b) modo oblíquo (WILLIAMSON, 1989).

Foi Williamson (1988a) que apresentou uma curva universal do número de Strouhal para o regime de desprendimento laminar (Figura 2.17). O termo universal é porque foi

possível transformar os dados experimentais de desprendimento oblíquo (S_θ) para obtenção de uma curva de desprendimento paralelo (S_0). A relação de transformação é dada por:

$$S_0 = S_\theta / \cos \theta \quad 2.9$$

Para a curva universal do número de Strouhal em função do número de Reynolds até 180 aproximadamente, Williamson (1996a) verifica uma concordância de cerca de 1% para o desprendimento paralelo laminar usando diferentes técnicas.

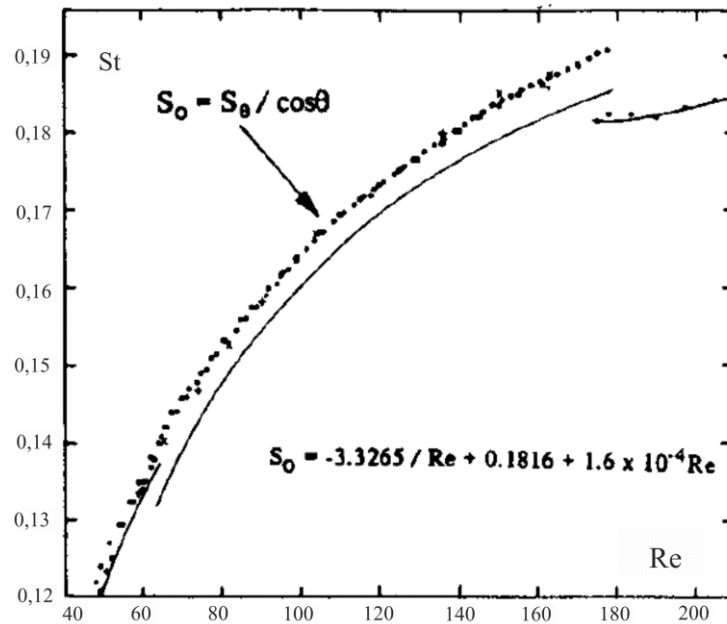


Figura 2.17 Curva universal de Strouhal para um cilindro (adaptada de WILLIAMSON, 1996a). A linha contínua refere-se aos dados originais de desprendimento paralelo (S_0).

Entre os pesquisadores pioneiros que observaram modos de desprendimento oblíquos ou paralelos em seus trabalhos pode-se citar Berger (1964) e Hama (1957). Através da utilização de canal de recirculação de água, Hama (1957) observou somente desprendimentos de vórtices paralelos; Berger (1964) visualizou somente desprendimentos de vórtices oblíquos em túnel de vento utilizando fumaça. Uma revisão sobre o assunto foi realizada por Berger e Wille (1972) e por Williamson (1988a, 1989, 1996a).

Após tratar do assunto ao estabelecer uma curva universal para o número de Strouhal, Williamson (1989) estudou especificamente os modos oblíquos e paralelos de desprendimento de vórtices em esteira de um cilindro, sob valores baixos do número de Reynolds, o qual entre suas conclusões esclareceu que estes modos de desprendimento de vórtices são intrínsecos ao escoamento sobre um cilindro e são simplesmente soluções para problemas diferentes, já que as condições de contorno são diferentes em cada caso.

Williamson (1989) afirma que as condições finais (impostas nas extremidades do cilindro) afetam a esteira de vórtices ao longo de toda a envergadura para cilindros de até centenas de diâmetros de comprimento. Existem, em essência, duas formas de influência exercidas pelas condições finais sobre tais esteiras: os efeitos de ponta têm uma influência direta sobre uma região da envergadura do cilindro da ordem de 10 a 20 diâmetros de comprimento; já a influência dos efeitos finais sobre o restante da envergadura é de natureza indireta com perturbações tais como um vórtice desprendido sendo propagado ao longo da envergadura, como uma reação em cadeia de um vórtice desprendido para outro.

Frente às investigações sobre a formação da esteira em um cilindro, até 1988 a pergunta remanescente era: até que valor, para baixos números de Reynolds, o desprendimento de vórtices é laminar? Conhecendo as discrepâncias para a curva do St em função do Re , Williamson (1988a) concluiu que a descontinuidade na curva (Figura 2.18), para $Re = 64$, não era causada pela vibração induzida pelo escoamento no cilindro e sim por efeitos tridimensionais, em particular, em consequência do desprendimento oblíquo de vórtices. O fenômeno de desprendimento oblíquo de vórtices é controlado até certo ponto pelas condições de ponta. Já a descontinuidade para $Re = 178$ em diante relaciona-se com a transição tridimensional (veja a Figura 2.18), que é caracterizada na sequência deste texto.

Existem, então, dois modos de desprendimento oblíquo para números de Reynolds até 178, ou seja, para o regime laminar de desprendimento. Segundo Williamson (1989, 1996a) e com o auxílio da Figura 2.19, as características desses modos podem ser sintetizadas da seguinte maneira:

- (i) Modo de desprendimento oblíquo periódico, para valores de número de Reynolds entre 64 e 178, se caracteriza pela existência de uma única frequência f_L ao longo de toda a envergadura do cilindro, excluindo pequenas regiões próximas das suas extremidades, onde se desenvolvem frequências mais baixas f_c ;
- (ii) Modo de desprendimento oblíquo quase periódico, para valores de número de Reynolds abaixo de 64, onde coexistem uma célula central de frequência mais alta f_U e correspondente ângulo de desprendimento mais baixo entre duas células de frequência inferior f_L . Este tipo de desprendimento de vórtices, caracterizado por uma estrutura celular com diferentes frequências na extensão da envergadura do cilindro, resulta em deslocamentos de vórtices na direção oblíqua à envergadura do cilindro, que ocorrem nos

limites destas células, ao passo que os vórtices de cada lado se movem dentro e fora de fase um com o outro.

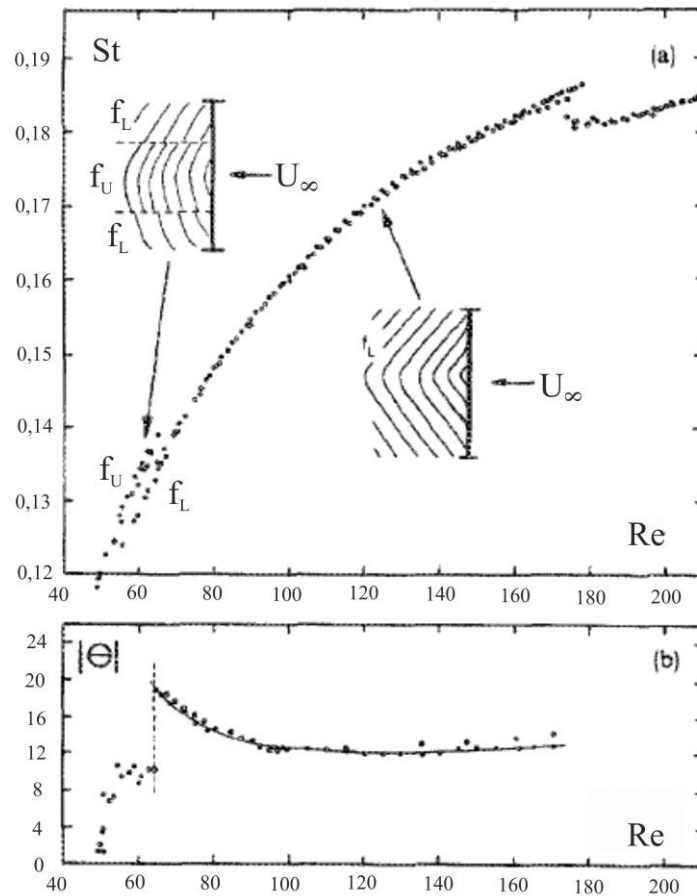


Figura 2.18 Número de Strouhal e ângulos de desprendimento oblíquo em função do número de Reynolds (adaptada de WILLIAMSON, 1988a). f_U e f_L correspondem às chamadas células de frequências (f_L é uma frequência menor que f_U).

Para induzir o desprendimento paralelo ao longo de toda a envergadura, ao passo que o desprendimento de vórtices sobre extensas envergaduras é influenciado pelas condições finais, Williamson (1989) manipulou estas condições inclinando ligeiramente para dentro as placas planas colocadas nas extremidades do cilindro no sentido do escoamento. Nesse enquadramento, o número de Strouhal em função do número de Reynolds torna-se completamente contínuo, já que não ocorre nenhuma alteração no modo de desprendimento quando o número de Reynolds é variado.

O regime laminar para o desprendimento paralelo pode ser estendido até um número de Reynolds crítico igual a 194 e, por curtos períodos de tempo, até além de 200 – experimentos transientes. Conclui-se, então, que a transição é desencadeada precocemente pelas condições de ponta e, na ausência de outros efeitos, a chamada “interferência de

ponta”¹⁰ poderia explicar a grande dispersão nos números críticos de Reynolds para a transição relatados na literatura. No seu aspecto físico esta contaminação materializa-se em regiões de deslocamento de vórtices que se movem ao longo da envergadura do cilindro (WILLIAMSON, 1996a).

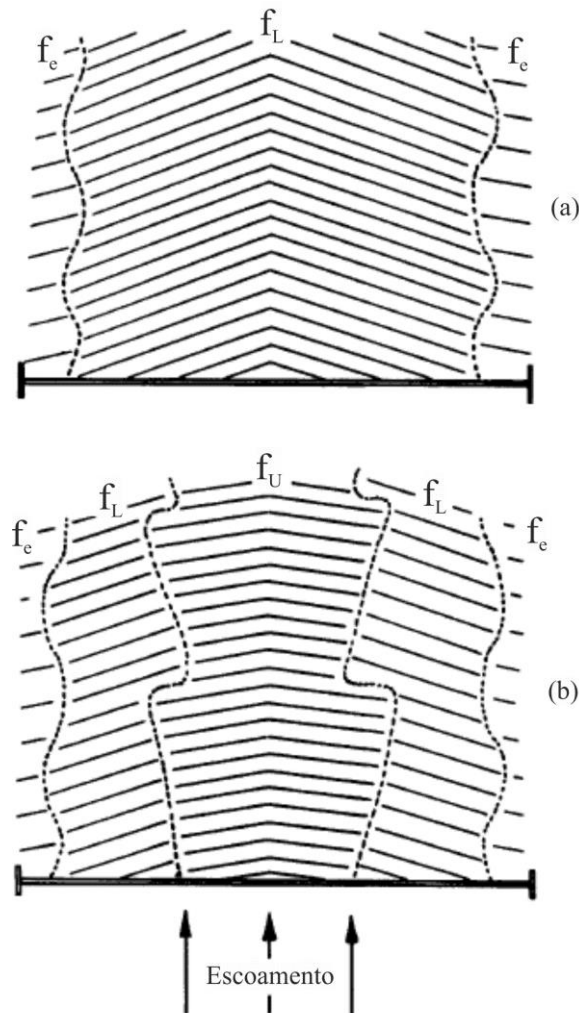


Figura 2.19 Modos de desprendimento oblíquo de vórtices: a) Periódico para $Re = 64 - 178$; (b) Quase-periódico para $Re < 64$ (adaptada de WILLIAMSON, 1989).

A obtenção de modos paralelos de desprendimento de vórtices é importante para o estabelecimento de condições ideais de experimento e para permitir a comparação de resultados experimentais com simulações numéricas bidimensionais (MENECHINI, 2002).

O entendimento de aspectos tridimensionais do escoamento de esteiras nominalmente bidimensionais guiou os avanços na literatura sobre a dinâmica da esteira de vórtices de corpos rombudos entre os anos de 1988 a 1996 aproximadamente (WILLIAMSON, 1996a).

¹⁰ *End contamination.*

Superado o regime laminar de desprendimento de vórtices, elevando-se o número de Reynolds ($Re > 178$), conforme Meneghini (2002), instabilidades nas camadas cisalhantes, formadas a partir da separação da camada limite, causam uma transição para turbulência antes da formação dos vórtices. O que resulta em flutuações turbulentas da pressão na esteira e da frequência de desprendimento de vórtices. Além disto, surgem tridimensionalidades de grande escala.

Sobre as instabilidades de um escoamento Williamson (1996a, p. 492) esclarece que:

Em termos físicos as características de instabilidade de um escoamento são determinadas pelo comportamento de sua resposta ao impulso. Se um transiente de pequena amplitude gerado impulsivamente cresce exponencialmente no lugar, isto é, no local de sua geração, o escoamento é denominado absolutamente instável. Se, por outro lado, o transiente ou pacote de ondas é convectado à jusante e, finalmente deixa o escoamento no local de sua geração sem ser perturbado, a instabilidade é convectiva (tradução nossa).

O regime de transição, chamado por Williamson (1996a) de regime de transição de esteira 3D, para $Re \approx 190$ a 260 (regime B-C na Figura 2.10), apresenta duas marcantes discontinuidades correlacionadas às mudanças nos parâmetros de esteira, medidos com o aumento do número de Reynolds, que podem ser interpretadas com o auxílio da Figura 2.20.

A primeira discontinuidade é dependente das condições experimentais e se estabelece a um número de Reynolds entre 180 e 194, quando a frequência de Strouhal decai da curva laminar para curva correlacionada a um Modo A tridimensional. No Modo A iniciam-se *loops* de vórtices e a formação de pares de vórtices na direção do escoamento (*streamwise vortex pairs*) por causa da deformação dos vórtices primários à medida que eles são cisalhados, em um comprimento de onda de cerca de 3 a 4 diâmetros do cilindro (WILLIAMSON, 1996a). Cabe ressaltar que, conforme pode ser verificado na Figura 2.20, a referida discontinuidade é histerética.

A segunda discontinuidade, verificada para um número de Reynolds entre 230 e 250, não é histerética (Figura 2.20) e caracteriza-se por uma transferência gradual de energia do Modo A para o Modo B de desprendimento de vórtices (WILLIAMSON, 1996a).

Conforme Williamson (1996a), cada um desses modos de desprendimento tridimensional (Modo A e Modo B) correspondem a uma instabilidade na esteira na direção da envergadura do cilindro (*spanwise instability*).

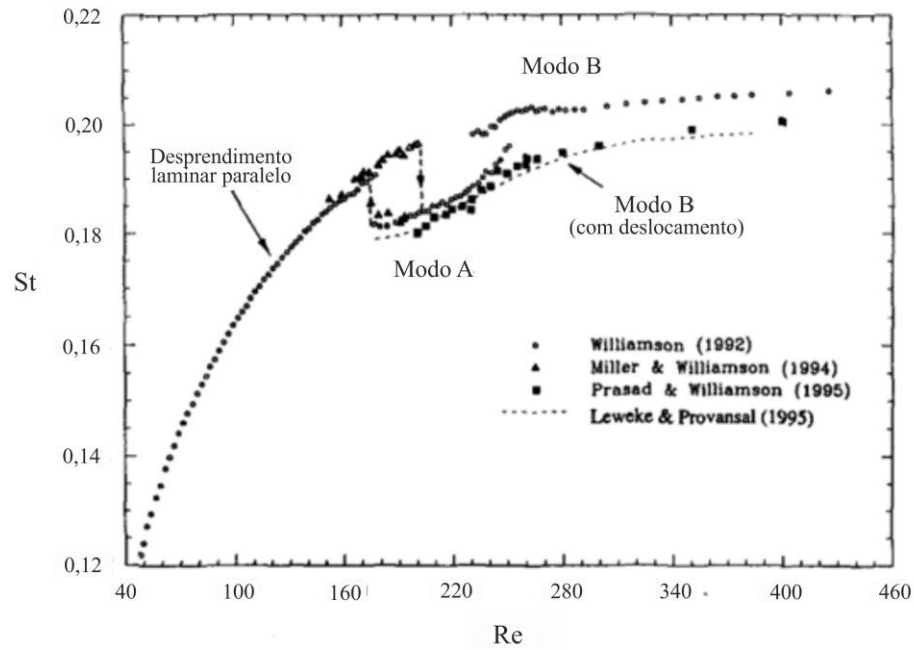


Figura 2.20 Relação do número de Strouhal com o número de Reynolds nos regimes laminar e de transição 3D: representação dos modos tridimensionais A e B para um cilindro estacionário (adaptada de WILLIAMSON, 1996a).

Na Figura 2.21 retrata-se uma nova interpretação da curva do número de Strouhal em função do número de Reynolds, dada por Williamson (1996a), na qual as curvas, superior e inferior, representam instabilidades de pequena escala isoladas (A, B) e instabilidades combinadas com deslocamentos de vórtices intermitentes (A*, B*), respectivamente. Nota-se uma transição natural da esteira na sequência (2D → A* → B).

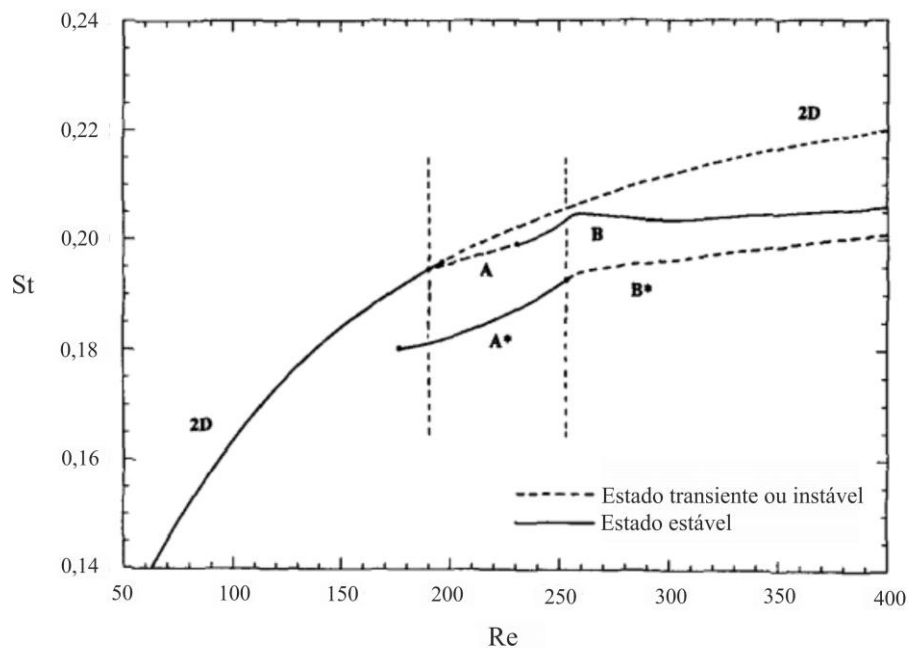


Figura 2.21 Nova interpretação das curvas do St (adaptada de WILLIAMSON, 1996a).

Diante de um escoamento, da esquerda para direita, passando por um cilindro, as fotos sequenciais no tempo, apresentadas na Figura 2.22, ilustram a deformação do *loop* do vórtice (destacado por um pequeno círculo) em virtude da influência do *loop* do vórtice anterior, o que gera uma série de *loops* subsequentes na mesma localização sobre uma direção paralela à envergadura do cilindro. Estas estruturas vorticosas se deformam e se alongam (WILLIAMSON, 1966b).

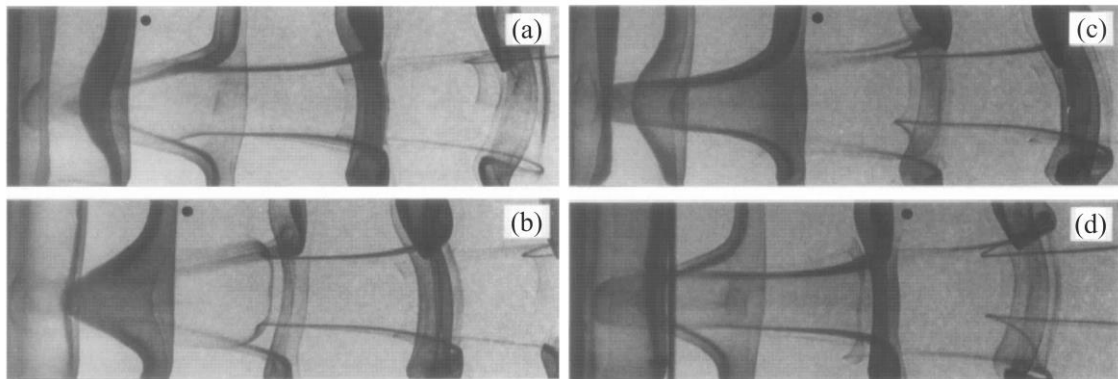


Figura 2.22 Formação de *loop* de vórtice autossustentado do modo A – fotos sequenciais no tempo (adaptada de WILLIAMSON, 1966b).

A Figura 2.23 e a Figura 2.24 permitem a visualização dos modos de instabilidade tridimensionais (Modo A e Modo B), relacionados aos *loops* de vórtices na esteira de um cilindro com superfície lisa e estacionário. O sentido do escoamento é da esquerda para direita. Nos itens (a) dos exemplos são apresentadas as vistas em planta geradas experimentalmente; Nos itens (b) são apresentadas as vistas em planta e vistas transversais das iso-superfícies geradas por simulação numérica direta (DNS). Os símbolos d e λ correspondem ao diâmetro e ao comprimento de onda na direção da envergadura do cilindro, respectivamente.

As abordagens gerais feitas nesta Tese de Doutorado sobre as tridimensionalidades existentes na esteira de cilindros, mesmo para baixos números de Reynolds, têm o intuito de ressaltar as complexidades dos fenômenos envolvidos na geração e desprendimento de vórtices e a importância dos estudos para maior entendimento destes fenômenos.

Neste âmbito, o número de Strouhal é importantíssimo para entender os fenômenos envolvidos na geração e desprendimento de vórtices. Sumer e Fredsøe (2006) apresentam uma curva do número de Strouhal para uma ampla faixa do número de Reynolds (Figura 2.25), obtida através da compilação de dados dos trabalhos de Roshko (1961), Schewe (1983) e Williamson (1989).

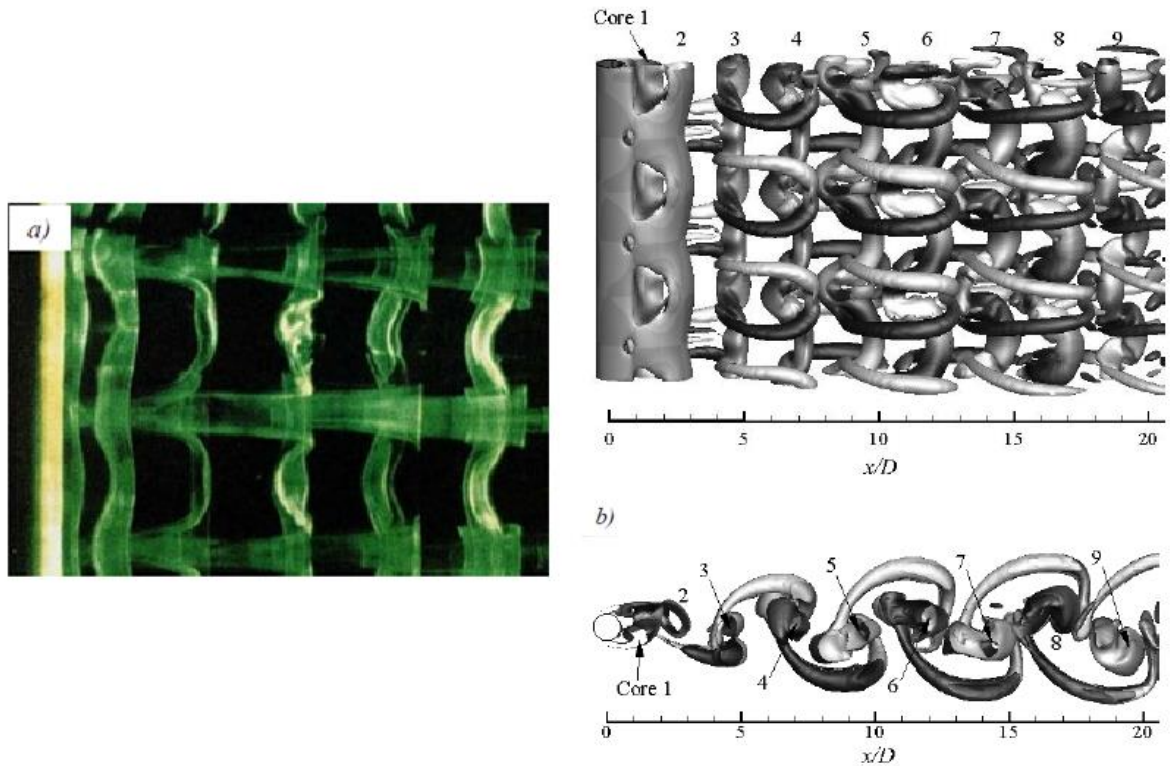


Figura 2.23 Modo A: a) $Re=200$ e $\lambda=4,01d$ (adaptada de WILLIAMSON, 1996b); b) $Re=220$ e $\lambda=4d$ (adaptada de JIANG *et al.*, 2016).

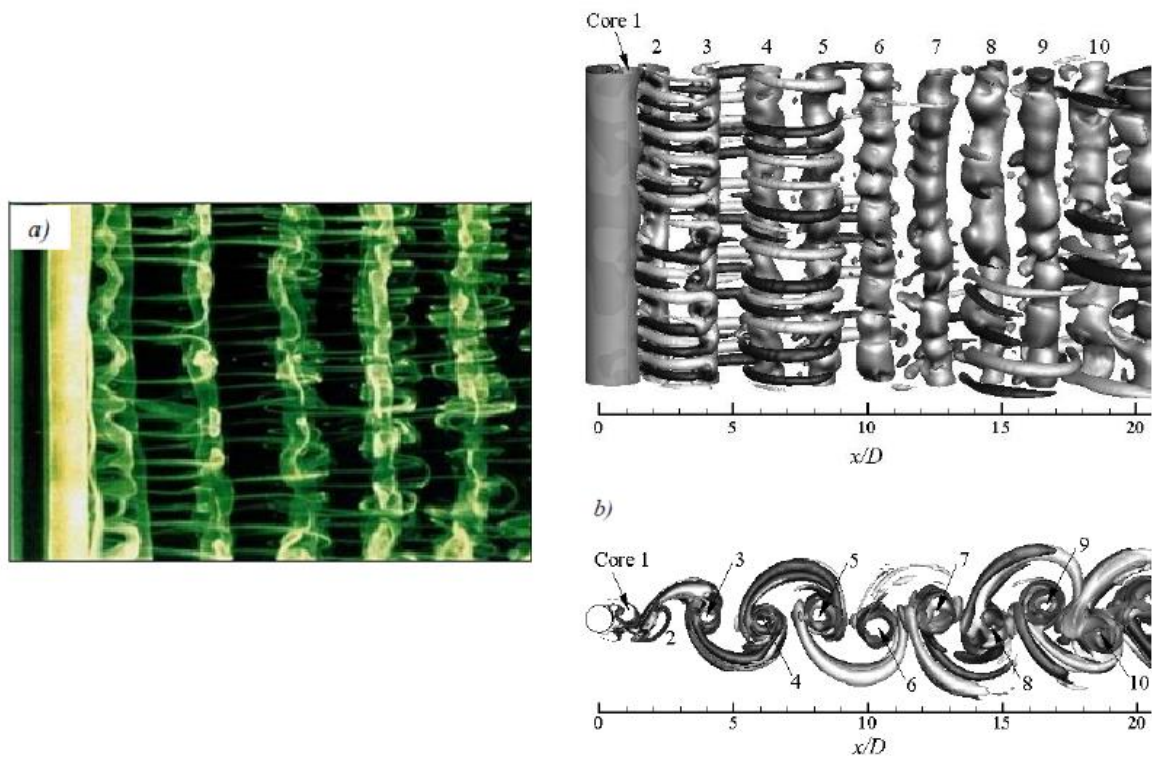


Figura 2.24 Modo B: a) $Re=270$ e $\lambda=1d$ (adaptada de WILLIAMSON, 1996b); b) $Re=300$ e $\lambda=0,86d$ (adaptada de JIANG *et al.*, 2016).

Depreende-se da curva da Figura 2.25, e conforme Sumer e Fredsøe (2006), que o desprendimento de vórtices é iniciado para um número de Reynolds em torno de 40 a uma frequência de desprendimento em torno de 0,1. À medida que o número de Reynolds é incrementado, o respectivo número de Strouhal também aumenta até atingir um valor de 0,2 em um Re limite de aproximadamente 300 – limite entre o *regime de transição para turbulência na esteira* e o *regime subcrítico*. A contar deste ponto, o número de Strouhal permanece próximo de um valor constante igual a 0,2 para uma longa faixa de Re dentro do *regime subcrítico*. Aumentando ainda mais o Re, na sequência, verifica-se um salto repentino no St de 0,2 para 0,45 em um Re limite em torno de $3 \sim 3,5 \times 10^5$. Inicia-se, então, o *regime supercrítico*, cujo St, em torno de 0,45, se estende por uma considerável faixa de Re até iniciar uma modesta diminuição e colapsar em uma descontinuidade que o rebaixa a um valor um pouco acima de 0,1. Por fim, nos *regimes de transição superior e transcrito*, respectivamente, o St aumenta novamente com o aumento do Re.

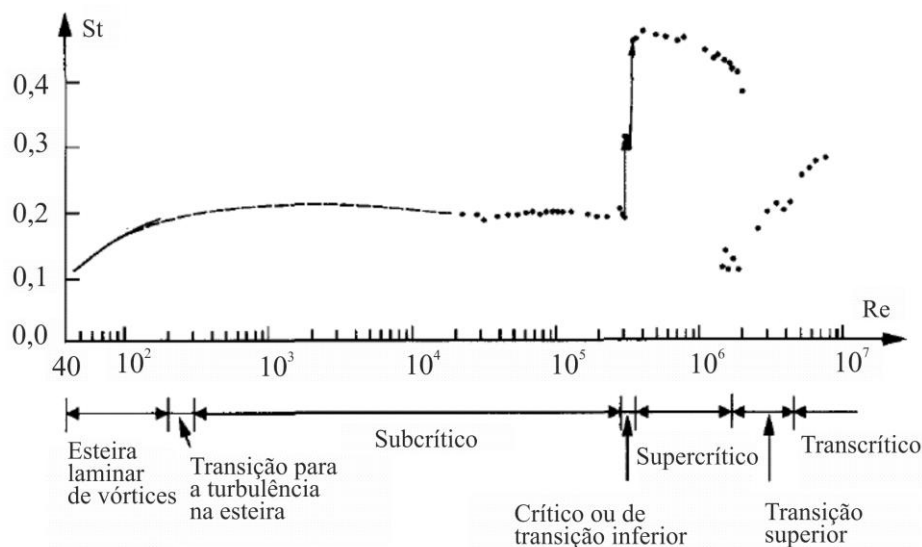


Figura 2.25 Número de Strouhal para um cilindro com superfície lisa (SUMER e FREDSE, 2006).

O salto repentino no número de Strouhal deve-se ao fato que no *regime supercrítico*, em ambos os lados do cilindro, a camada limite é turbulenta nos pontos de separação, os quais se movem para jusante por causa do atraso na separação da camada limite. Isto quer dizer que os vórtices desprendidos, agora mais próximos um do outro, interagem mais rápido que no regime anterior (*subcrítico*), o que por consequência implica em St mais altos (SUMER e FREDSE, 2006).

2.3. Carregamentos fluidodinâmicos atuantes sobre um cilindro estacionário

Um escoamento viscoso que passa ao redor de um cilindro estacionário gera uma força resultante no cilindro, a qual se consolida com contribuições das distribuições da pressão e do cisalhamento. O componente da força resultante média devido à pressão, na direção do escoamento, por unidade de comprimento do cilindro é dada por

$$\bar{F}_p = \int_0^{2\pi} \bar{p} \cos(\theta) r_0 d\theta \quad 2.10$$

O componente da força resultante média devido ao cisalhamento, na direção do escoamento, por unidade de comprimento do cilindro, é dada por

$$\bar{F}_\tau = \int_0^{2\pi} \bar{\tau}_0 \sin(\theta) r_0 d\theta \quad 2.11$$

onde \bar{p} é a média temporal da pressão e $\bar{\tau}_0$ é a média temporal da tensão de cisalhamento.

A chamada força de arrasto médio (\bar{F}_D) é a força total na direção do escoamento dada pela soma destas duas contribuições. \bar{F}_p é nomeado de arrasto de forma (pressão) e \bar{F}_τ de arrasto de atrito (viscoso):

$$\bar{F}_D = \bar{F}_p + \bar{F}_\tau \quad 2.12$$

Na prática, normalmente o arrasto de forma para corpos rombudos é dominante sobre o arrasto de atrito. Por exemplo, para $Re \geq 10^4$ a contribuição do arrasto de atrito para a força de arrasto total é menor que 2 - 3%, podendo, então, ser desconsiderado (SUMER e FREDSE, 2006).

O desprendimento alternado de vórtices na esteira próxima, na configuração clássica da fileira de vórtices (von Kármán), leva a grandes forças de pressão flutuantes e periódicas na direção transversal ao escoamento. O componente da força transversal resultante média (\bar{F}_L) é nula por causa da simetria do escoamento. No entanto, o valor instantâneo deste componente, chamado de força de sustentação (F_L), é diferente de zero e muda periodicamente no tempo, com valores flutuantes em torno do valor da força de sustentação média.

Estas forças, na direção do escoamento e transversal a ele, são adimensionalizadas através das definições do coeficiente de arrasto e do coeficiente de sustentação, respectivamente:

$$C_D = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho U^2 d}, \text{ ou seja, } C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 d} \quad 2.13$$

$$C_L = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho U^2 d}, \text{ ou seja, } C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 d} \quad 2.14$$

A Figura 2.26 ilustra o comportamento temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação baseado em medidas de distribuição de pressão em um cilindro estacionário. Pode-se observar que para cada período de oscilação do coeficiente de sustentação tem-se a ocorrência de dois períodos de oscilação correspondentes do coeficiente de arrasto. Em outras palavras, cada período de oscilação da curva do coeficiente de arrasto é por consequência do desprendimento de um vórtice contrarrotativo em um dos lados do cilindro, superior ou inferior, alternadamente; De outro modo, cada período de oscilação da curva do coeficiente de sustentação indica que um par de vórtices contrarrotativos foi desprendido. Este comportamento é inerente à dinâmica do escoamento viscoso ao redor de um cilindro estacionário.

Como o período é o inverso da frequência e o número de Strouhal (St) corresponde à frequência de desprendimento de um par de vórtices contrarrotativos no cilindro (f_s), no padrão clássico de Kármán, tem-se que $f_{CL} = f_s$; onde f_{CL} é a frequência de oscilação do coeficiente de sustentação. Portanto, sendo f_{CD} a frequência de desprendimento de um único vórtice, $f_{CD} = 2f_{CL}$.

É importante ressaltar que, conforme pode ser visto na Figura 2.26, a amplitude de oscilação das curvas, que representam os comportamentos dos coeficientes de arrasto e sustentação, não é um valor constante por causa da aleatoriedade dos campos instantâneos de velocidade e pressão no processo de geração e desprendimento de vórtices. Blevins (1984) obteve experimentalmente um $St = 0,19 \pm 10\%$ e um $C_D = 1,20 \pm 10\%$ para um $Re = 10^5$.

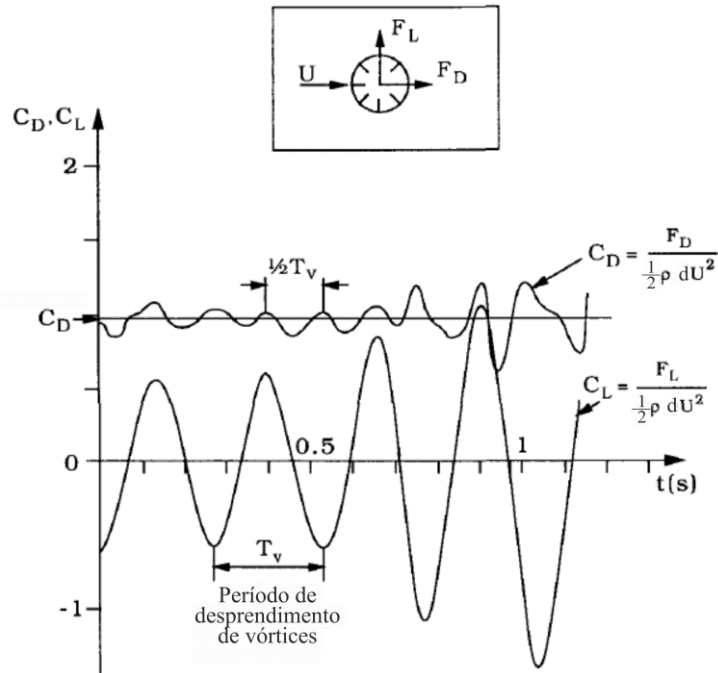


Figura 2.26 Comportamento temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação, obtido experimentalmente (adaptada de SUMER e FREDSSØE, 2006).

A distribuição de pressão em torno da superfície de um cilindro sob um escoamento incidente é normalmente expressa em termos do coeficiente de pressão:

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad 2.15$$

onde: p é a pressão estática no ponto de interesse; p_∞ é a pressão do escoamento livre (sem perturbação); ρ é a massa específica do fluido; e U é a velocidade do escoamento não perturbado.

As distribuições de pressão e de tensão de cisalhamento de parede em função das posições angulares em um cilindro estacionário de superfície lisa, para alguns números de Reynolds de interesse, estão ilustradas na Figura 2.27, respectivamente. Depreende-se da Figura 2.27 que, por causa do fenômeno de separação da camada limite, a pressão na superfície de jusante do cilindro, relacionada à esteira próxima, é sempre negativa. Este comportamento não acontece para a distribuição de pressão da teoria potencial ($C_p = 1 - 4 \sin^2 \theta$), em que verifica-se pressões positivas para o intervalo entre 150° e 210° , com máximo valor em 180° (KATZ e PLOTKIN, 1991).

O ângulo de separação da camada limite é indispensável para a análise dos fenômenos envolvidos no processo de geração e desprendimento de vórtices. As posições

angulares dos pontos de separação θ_{sep} , relacionadas com os respectivos números de Reynolds, estão representadas na Figura 2.28 para alguns regimes. Tem-se como referência o ponto de estagnação a 0° (frente do corpo) e θ_{sep} no sentido horário.

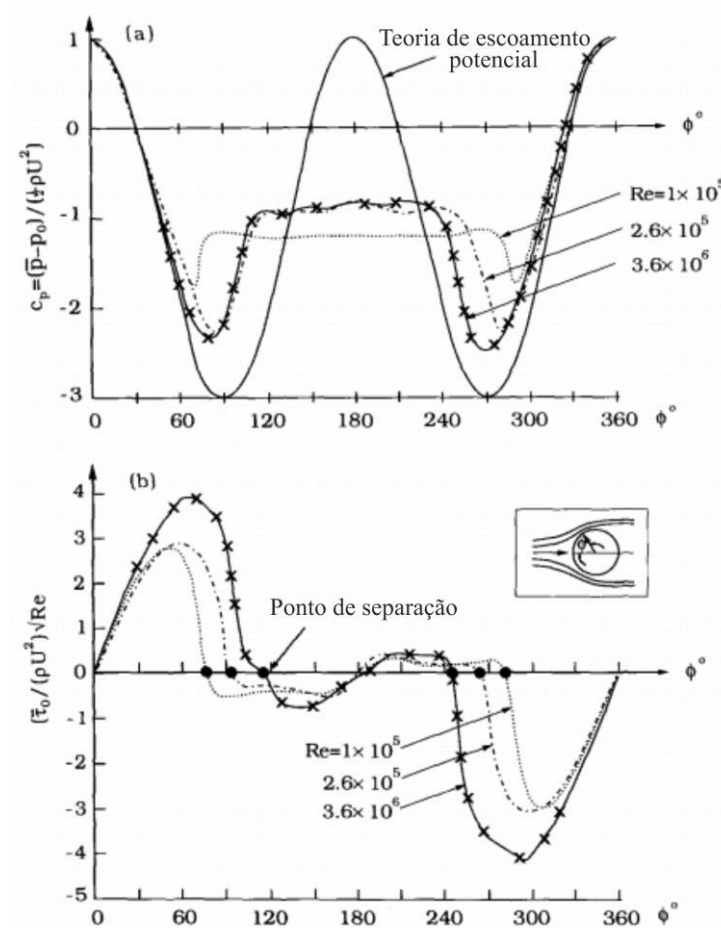


Figura 2.27 (a) Distribuição de pressão e (b) distribuição de tensão de cisalhamento de parede para um cilindro estacionário de superfície lisa (adaptada de SUMER e FREDSE, 2006).

Como pode ser observado, a Figura 2.29 mostra a variação do coeficiente de arrasto médio (C_D) com o aumento do Re . Inicialmente, no regime laminar, o C_D decresce linearmente com Re . Na sequência, conforme Sumer e Fredsøe (2006), o C_D diminuiu monotonicamente com o Re até que este atinja o limite inferior do *regime subcrítico* ($Re = 300$). Assumindo então um valor de aproximadamente 1,2 no *regime subcrítico* ($300 < Re < 3 \times 10^5$). Assim, ao alcançar o valor de um $Re_{crítico} = 3 \times 10^5$ ocorre o fenômeno conhecido como crise do arrasto – queda abrupta no valor do C_D – que chega a um valor próximo de 0,25 no intervalo imediatamente posterior, ou seja, no *regime supercrítico* ($3,5 \times 10^5 < Re < 1,5 \times 10^6$).

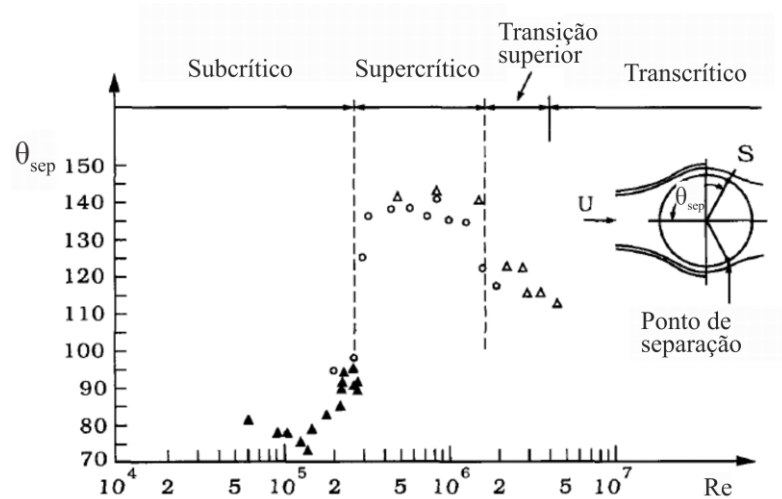


Figura 2.28 Posição do ponto de separação em função do número de Reynolds para o cilindro com superfície lisa e estacionário (adaptada de ACHENBACH, 1968).

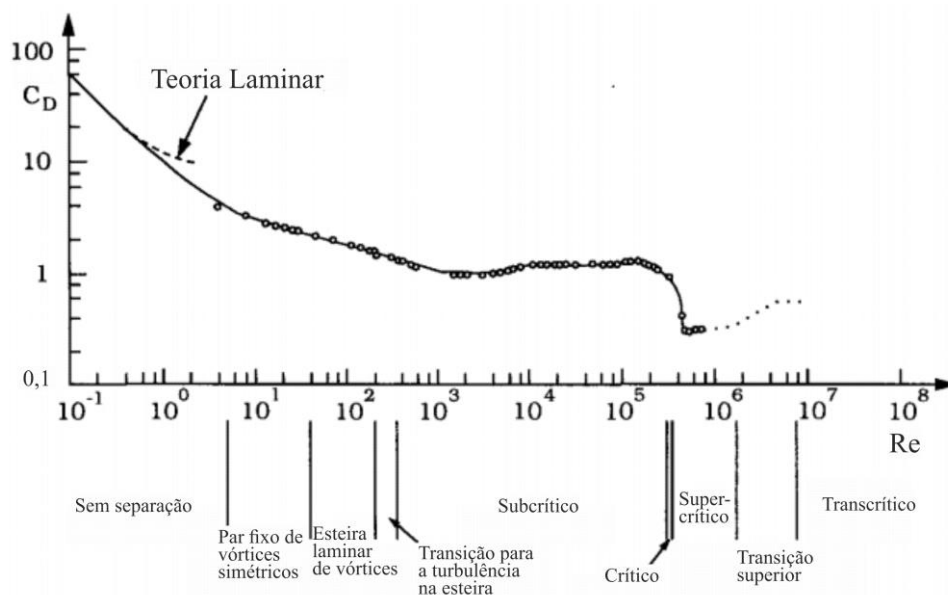


Figura 2.29 Coeficiente de arrasto para um cilindro com superfície lisa em diversos regimes (adaptada de SUMER e FREDSE, 2006).

Cabe lembrar que, embora haja separação turbulenta em ambos os lados do cilindro no *regime supercrítico*, ainda não se completou totalmente a transição para a turbulência na camada limite. Sumer e Fredsøe (2006) apresentam, a título de exemplo, que o ponto de separação no *regime subcrítico* para um $Re = 10^5$ é $\theta_{sep} = 78^\circ$ (separação laminar). Mas o ponto de separação no *regime supercrítico* para um $Re = 8,5 \times 10^5$ é $\theta_{sep} = 140^\circ$ (separação turbulenta).

É possível concluir do parágrafo anterior que a passagem de uma separação laminar para uma separação turbulenta da camada limite resulta em uma esteira viscosa mais estreita e, conseqüentemente, a base do cilindro torna-se imersa em uma região de pressão negativa menor. Isto responde pela considerável diminuição no valor do C_D (crise do arrasto).

Com o aumento do número de Reynolds tem-se a passagem do *regime supercrítico* para o *regime de transição superior* (camada limite completamente turbulenta em um lado do cilindro e parcialmente no outro) com crescente aumento no C_D . Por fim, o C_D atinge um valor constante, em torno de 0,5, enquanto o Re é aumentado para valores do *regime transcrito* – camada limite virtualmente turbulenta em todos os lugares (SUMER e FREDSE, 2006).

Corpos mais rombudos têm uma região maior de sua superfície sujeita ao processo de separação da camada limite e conseqüentemente uma região maior sujeita a pressões negativas – o que resulta em um arrasto maior. Contudo, corpos mais rombudos têm menor número de Strouhal, pois suas esteiras são mais largas – considerando a direção transversal ao escoamento – e assim a interação entre as camadas cisalhantes opostas é mais difícil. E neste enquadramento é interessante observar que a curva do número de Strouhal em função do número de Reynolds (Figura 2.25) tem um comportamento, de um modo geral, inversamente análogo à curva do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds (Figura 2.29).

Como a amplitude das oscilações das forças hidrodinâmicas não é um valor constante, pois varia de período para período, a intensidade das oscilações costuma ser caracterizada por suas propriedades estatísticas como a raiz do valor quadrático médio (r.m.s.¹¹) das oscilações.

A partir das equações 2.13 e 2.14, respectivamente, tem-se as partes variáveis dos coeficientes de arrasto e sustentação:

$$C'_D = \frac{F'_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 d} \quad 2.16$$

$$C'_L = \frac{F'_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 d} \quad 2.17$$

¹¹ *Root-mean-square.*

sendo F'_D a parte variável da força de arrasto instantânea (F_D) e \bar{F}_D o valor médio da força de arrasto no intervalo de tempo considerado:

$$F'_D = F_D - \bar{F}_D \quad 2.18$$

e F'_L é a parte variável da força de sustentação instantânea (F_L) e \bar{F}_L o valor médio da força de sustentação no intervalo de tempo considerado:

$$F'_L = F_L - \bar{F}_L \quad 2.19$$

mas $\bar{F}_L = 0$, então $F'_L = F_L$

assim, $(C'_D)^2$ e $(C'_L)^2$ são os valores r.m.s. do C'_D e do C'_L , respectivamente.

Na Figura 2.30 são apresentados resultados, para cilindros estacionários, dos valores r.m.s das oscilações dos coeficientes de arrasto e sustentação, respectivamente, frente à variação do número de Reynolds.

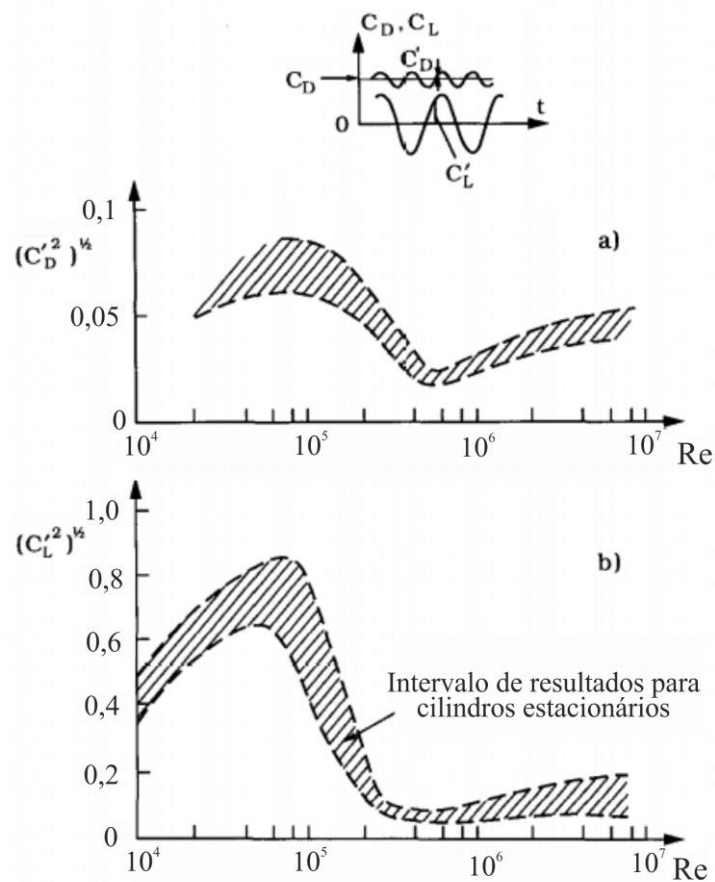


Figura 2.30 Intervalo de valores r.m.s. das oscilações dos coeficientes de arrasto e sustentação em função do número de Reynolds para cilindros estacionários (adaptada de HALLAM *et al.*, 1977).

2.4. Vibrações Induzidas por Vórtices - VIV

2.4.1. Vibrações Elásticas versus Vibrações Forçadas

As estruturas cilíndricas, em geral, quando ficam submetidas à passagem de uma corrente incidente permanente (água ou ar) estão susceptíveis ao fenômeno de Vibrações Induzidas pelo Escoamento (VIE). Na literatura clássica, o termo Vibrações Induzidas por Vórtices (VIV) é o exemplo mais comum de VIE, que se manifesta quando a frequência de emissão de estruturas vorticosas contrarrotativas se encontra sincronizada com a frequência (natural) de excitação da própria estrutura (no inglês, este fenômeno é conhecido como *lock-in*). Por outro lado, as Vibrações por Interferência de Esteira (WIV) encontradas em um cilindro à jusante de outro são excitadas pelas interações entre o campo de vorticidades à montante e o cilindro. O mecanismo de WIV é sustentado por esta interação à medida que o cilindro à jusante oscila transversalmente à esteira. Nesta Tese de Doutorado são investigados efeitos de rugosidade na presença do fenômeno de VIV em um cilindro vibrando forçadamente na direção longitudinal ao escoamento incidente.

O processo de geração e desprendimento de vórtices em um corpo cilíndrico (rombudo) em movimento oscilatório ou submetido a um escoamento incidente oscilatório apresenta significativas diferenças quando comparado com o caso de um cilindro estacionário. Conforme Meneghini (2002) os mecanismos de instabilidade que resultam nos fenômenos de geração e desprendimento de vórtices podem ser controlados pelo movimento do corpo ou pelo escoamento oscilatório em um intervalo específico de amplitude e frequência de oscilação.

Entre os trabalhos pioneiros de investigação dos fenômenos envolvidos na Vibração Induzida por Vórtices em um cilindro podem-se destacar os de Bishop e Hassan (1964), Koopmann (1967), Feng (1968), Griffin e Ramberg (1974), Blevins (1977), Sarpkaya (1979), Bearman (1984), Chen (1987), Ongoren e Rockwell (1988), Williamson e Roshko (1988). Dentre outros trabalhos que se seguiram e trabalhos mais recentes sobre o tema podem ser citados os de Pantazopoulos (1994), Jauvtis e Williamson (2003), Williamson e R. Govardhan (2004), Bearman (2009), Morse e Williamson (2009) e Zhao *et al.* (2014).

O interesse pelas Vibrações Induzidas pelo Escoamento permeia-se por diversos campos da engenharia, indústria e setor de tecnologia: engenharia oceânica e indústria

offshore (sistemas *risers*, embarcações, longarinas e demais estruturas oceânicas); engenharia civil (pontes, edifícios altos e chaminés); engenharia aeronáutica (aerodinâmica de aeronaves, ruídos e controle em aeroportos); engenharia mecânica (trocadores de calor, bombas, ventiladores e aletas); indústria de equipamentos eletrônicos (resfriamento de computadores e componentes eletrônicos); geração e transmissão de energia elétrica (geradores elétricos, turbinas hidráulicas, turbinas eólicas e linhas de transmissão). Estes para citar alguns exemplos.

Sumer e Fredsøe (2006, p. 334) destacam que:

Pontes, edifícios altos e chaminés podem sofrer oscilações com um vento forte; linhas de transmissão cobertas de gelo podem estar sujeitas às vibrações de grandes amplitudes em um vento constante; tubos bem compactados em trocadores de calor se movem em órbitas ovais em escoamentos com altas velocidades; vãos suspensos de dutos vibram quando expostos às correntes e/ou ondas fortes, e assim por diante. (tradução nossa).

Parkinson (1989) detalha as características e o início histórico de dois métodos experimentais de abordagem para investigação dos fenômenos de Vibrações Induzidas por Vórtices, os quais caracterizam duas escolas distintas. Por causa do aumento na complexidade das características da esteira, essas duas escolas de pensamento estão relacionadas à forma mais útil para execução de experimentos com um corpo colocado em oscilação transversal.

Uma escola, à qual o próprio autor pertence, busca simular diretamente as Vibrações Induzidas pelo Escoamento, ou seja, caracteriza-se por uma abordagem de investigação direta do fenômeno de VIV. Segundo Parkinson (1989), normalmente monta-se um comprimento de cilindro rígido, em túnel de vento ou canal de recirculação de água, em um sistema de suporte externo de molas lineares ajustáveis e sistema de amortecimento para que vibrações transversais induzidas pelo escoamento possam se desenvolver em condições quase bidimensionais. Tudo que é de interesse é medido ou fotografado em função do tempo, excluindo a velocidade do escoamento e os parâmetros do sistema elástico que são controlados. Os padrões de escoamento são fotografados após tornarem-se visíveis através de várias técnicas e as grandezas medidas incluem deslocamento e frequência de oscilação do cilindro, grandezas de carregamento na superfície do cilindro, frequências e propriedades espectrais; além de frequências e propriedades espectrais da esteira.

A outra escola caracteriza-se por uma abordagem de investigação indireta do fenômeno de VIV, onde um comprimento rígido de cilindro também é montado em um túnel de vento, canal de água ou canal de recirculação de água, em um sistema de suporte externo,

criando-se condições de escoamento quase bidimensionais. No entanto, neste caso, o sistema de suporte é um mecanismo que produz oscilações transversais forçadas do cilindro, nas quais a amplitude, a frequência e a forma de onda (geralmente harmônica) são controladas; os padrões de escoamento são fotografados da mesma forma que nas oscilações livres e somente as propriedades de carregamento de superfície do cilindro e as propriedades de esteira precisam ser medidas (PARKINSON, 1989).

E ainda é Parkinson (1989) que pondera as vantagens e desvantagens de cada escola: (i) A primeira, ao simular no laboratório as vibrações reais observadas no campo, fornece evidências diretas das interações não-lineares entre excitação e resposta, que são centrais para o problema. Contudo, a interpretação dos resultados se torna mais difícil, pois existem mais quantidades a serem medidas, as quais tendem a mudar ao passo que a velocidade do escoamento é variada; (ii) A segunda fornece experimentos mais simples sob maior controle, mas nem todos os dados produzidos representam as características da Vibração Induzida pelo Escoamento.

Neste contexto, Meneghini (2002) coloca em pauta questões pertinentes: Sob quais condições um ensaio com o cilindro oscilando forçadamente é equivalente a um ensaio no qual o cilindro está montado em uma base elástica? Sob quais condições a oscilação forçada poderia vir a ocorrer se o cilindro estivesse montado na base elástica?

Estas questões podem ser respondidas, mesmo que parcialmente, através de afirmações e conclusões encontradas nos trabalhos de Berger (1988) e Parkinson (1989).

Experimentos com cilindros rígidos montados elasticamente em um sistema massa-mola mostram que não ocorrem oscilações excitadas por vórtices quando a força de sustentação está em fase com a velocidade de oscilação e respectivamente fora de fase (ângulo de fase igual a 90°) com o deslocamento; e que uma análise de estabilidade revela instabilidades na proximidade de um ângulo de fase igual a 90° e também para ângulos maiores que este valor ($115^\circ/120^\circ$). Neste último caso para experimentos com a excitação fraca. Sendo que a razão para isso é a dependência da amplitude para com a relação de acoplamento – e amortecimento – causada pela viscosidade (BERGER, 1988).

Berger (1988) então conclui que a dependência da amplitude para com a relação de acoplamento – e amortecimento – é o efeito mais significativo sobre a estabilidade do sistema, contudo experimentos de vibração forçada bloqueiam esse efeito e não podem revelar este importante mecanismo de estabilidade.

Segundo Parkinson (1989) é a direção da transferência de energia entre o cilindro e o escoamento que determina se uma oscilação forçada com dada amplitude, frequência, forma de onda e velocidade de escoamento pode representar as características de uma oscilação livre induzida pelo escoamento sobre o mesmo cilindro. Neste contexto, pode-se prever as características do estado estável equivalente da oscilação livre (sistema elástico linear) induzida pelo escoamento no cilindro a partir dos dados de oscilação forçada. E neste sentido, Meneghini (2002) afirma que a energia transferida pelo fluido para um corpo oscilando está diretamente relacionada ao ângulo de fase entre a força e o deslocamento. No caso de um corpo sob oscilação forçada, é o estudo deste ângulo de fase que permite uma comparação direta com casos em que o corpo está livre para oscilar em uma base elástica.

Meneghini (2002, p. 58) explana que:

Logicamente, na dinâmica do sistema, devemos considerar a energia líquida através da integração da força hidrodinâmica e o deslocamento em diversos ciclos de oscilação, i.e. devemos calcular a energia média transferida do fluido para o cilindro montado na base elástica. Por sua vez, quando fazemos um experimento de oscilação forçada, a energia não está restrita a valores positivos: dependendo da amplitude e frequência da oscilação valores negativos ou positivos podem ser obtidos.

Portanto, experimentos de vibração forçada não são adequados para estudar vibrações hidroelásticas de grande amplitude, nas quais as forças fluidas fortemente não lineares produzem formas de onda não harmônicas (PARKINSON, 1989).

Quando um cilindro é montado em base elástica flexível, as forças hidrodinâmicas oscilatórias de sustentação e arrasto podem induzir vibrações. A força de sustentação pode induzir vibrações transversais (*cross-flow*) e a força de arrasto pode induzir vibrações longitudinais (*in-line*). Sendo a direção principal do escoamento incidente a referência.

Uma estrutura vibratória dissipa parte de sua energia em calor. Define-se então o amortecimento como sendo a capacidade da estrutura de dissipar energia. E este é o limitador das vibrações induzidas pelo escoamento (SUMER e FREDSE, 2006).

2.4.2. Vibrações forçadas de um cilindro com um grau de liberdade

Adicionalmente aos parâmetros que regem o caso de um cilindro estacionário, Re e ε/d (onde ε é a rugosidade absoluta), no caso de um cilindro que oscila com um grau de liberdade frente a um escoamento incidente constante, os parâmetros importantes para descrever o escoamento são: a velocidade reduzida, $V_R = \lambda/d$, e a amplitude de oscilação, A/d , onde d é o diâmetro do cilindro. Sendo a velocidade reduzida dada pela expressão:

$$V_R = \frac{U}{f_{osc} d} \quad 2.20$$

onde: f_{osc} é a frequência de vibração forçada do cilindro e U a velocidade do escoamento incidente.

A velocidade reduzida também pode ser interpretada como a razão do comprimento de onda da trajetória do cilindro, λ , e o diâmetro, d , do cilindro – se o cilindro for rebocado em fluido imóvel com uma velocidade constante (SUMER e FREDSSØE, 2006). Assim, tem-se:

$$V_R = \frac{\lambda}{d} \quad 2.21$$

Um estudo experimental do escoamento em torno de um cilindro, oscilando forçadamente na direção transversal à direção de um escoamento incidente constante, foi realizado por Williamson e Roshko (1988). Os quais, em função de A/d e λ/d , encontraram várias regiões de sincronização. O intervalo de valores de número de Reynolds dos experimentos foi de $300 < Re < 1.000$, sendo que, conforme Sumer e Fredsøe (2006), inexistem dados experimentais para valores de número de Reynolds altos. Os autores explanaram que a região de *lock-in* é apenas uma em toda uma série de regiões de sincronização.

Na Figura 2.31 estão sintetizados os resultados obtidos por Williamson e Roshko (1988) para as regiões de sincronização e os padrões de desprendimento de vórtices. Como pode ser observado, existem regimes diferentes com propriedades de simetria específicas para o escoamento à jusante de um cilindro. P significa um par de vórtices (*pair*) e S significa um único vórtice (*single*), e cada padrão é definido pelo número de pares e vórtices individuais

formados por ciclo. A linha tracejada circunda os vórtices lançados em um ciclo completo e a flecha ondulada no cilindro indica seu movimento em relação à água na condição estática.

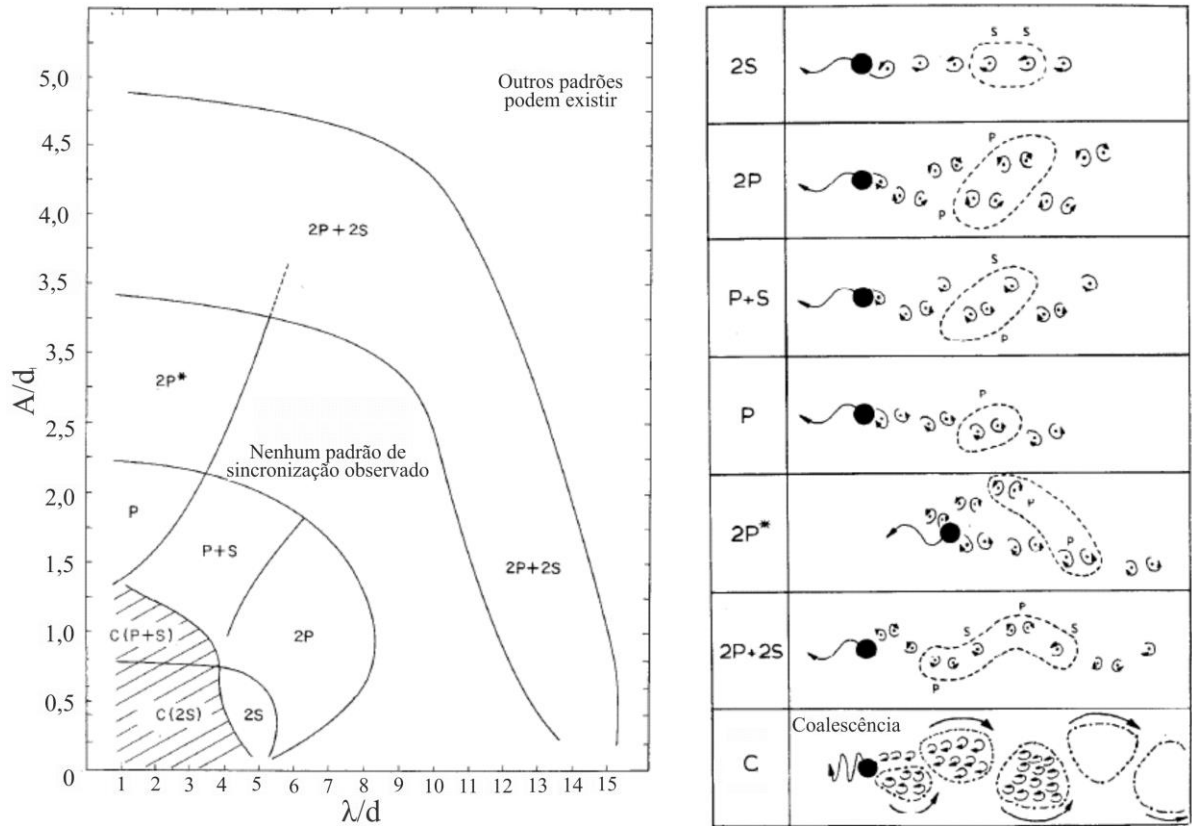


Figura 2.31 Mapa de padrões de desprendimento de vórtices para vibrações transversais. Esquerda: Mapa das regiões de sincronização de vórtices para regimes de escoamento com oscilação transversal sob um escoamento incidente constante, $300 < Re < 1.000$; Direita: Esboços dos padrões de desprendimento de vórtices (adaptada de WILLIAMSON e ROSHKO, 1988).

A excitação forçada na direção transversal leva à formação de diferentes modos de desprendimento de vórtices, mostrando a relação entre o movimento controlado pelo cilindro e a estrutura da esteira. Williamson e Govardhan (2008) apresentam os modos principais (2S, 2P e P + S) do mapa clássico de padrões de desprendimento de vórtices de Williamson e Roshko (1988) que são relevantes para o regime de sincronização fundamental. Neste mapa, relacionam-se as amplitudes de oscilação e as respectivas velocidades reduzidas, com novos esboços dos padrões de desprendimento de vórtices (Figura 2.32). Os resultados apresentados na referida figura, permitem abstrair que, se regiões do plano forem ultrapassadas, as forças hidrodinâmicas no cilindro podem sofrer mudanças extremas.

O modo 2S é a esteira clássica de Von Kármán, onde um par de vórtices é desprendido durante um período de oscilação do corpo. A forma 2P representa um par de vórtices desprendidos a cada meio ciclo e P+S é o regime onde um par de vórtices e um único

vórtice são desprendidos a cada ciclo (WILLIAMSON e ROSHKO, 1988). A curva crítica marca a transição de um modo de formação de vórtices para outro. A área hachurada é onde ocorre a "coalescência" de vórtices, isto é, a fusão de estruturas vorticosas.

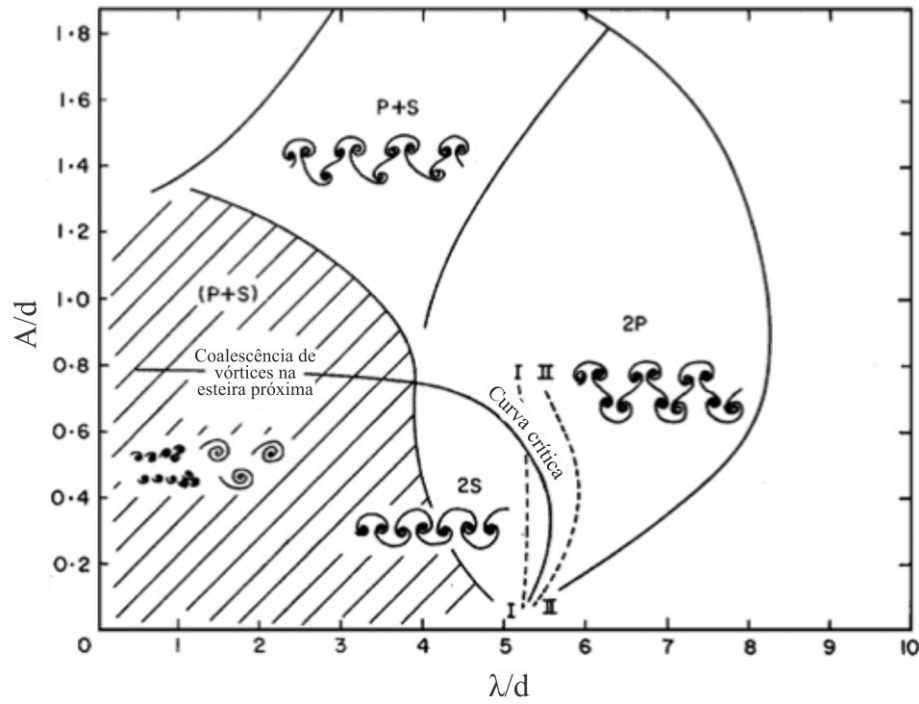


Figura 2.32 Regimes de formação de vórtices, modos 2S, 2P e P + S, para o intervalo de número de Reynolds $300 < Re < 1.000$ (adaptada de WILLIAMSON e GOVARDHAN, 2008).

A força de sustentação aumenta continuamente até que $V_r = \lambda/d$ atinja o valor de 5,3. Neste ponto, no entanto, sofre uma queda repentina. Esta queda súbita na força de sustentação é explicada pelo fato de que, neste ponto, o regime de escoamento muda do modo 2S para o modo 2P (SUMER e FREDSSØE, 2006). Alterações na fase da força de sustentação devido ao movimento do cilindro resultam em uma mudança na direção ou magnitude da transferência de energia, que leva a uma forma de modo diferente (BLACKBURN e HENDERSON, 1999).

Cabe ressaltar que, nos experimentos de Williamson e Roshko (1988), o cilindro foi forçado a oscilar de acordo com os valores de A/d e λ/d e a frequência de formação de vórtices pode não estar sincronizada com a frequência do movimento do corpo. É devido a isto que na Figura 2.31 há uma região na qual nenhuma sincronização é observada.

Williamson e Govardhan (2004) apresentaram um trabalho robusto sobre Vibrações Induzidas por Vórtices. Os autores fizeram duas constatações que corroboram com a importância desta Tese de Doutorado (estruturada em simulações numéricas com um Método

de Vórtices Discretos puramente Lagrangeano de vibração forçada). Conforme Figura 2.33, a primeira constatação foi que há uma boa concordância entre simulações numéricas (utilizando o Método de Vórtices Discretos) e experimentos para o modo P+S e para o modo 2S. Embora tais visualizações se restrinjam ao regime laminar ($Re < 200$). A outra constatação é de que, com a mudança da esteira de vórtices para o modo P+S, não existe qualquer amplitude de vibração livre acima de $A/d = 0,6$, mesmo no caso das simulações em que o amortecimento pode ser ajustado para zero. Ao contrário do modo 2P, que só aparece quando o desprendimento de vórtices torna-se turbulento para $Re > 200$, o modo P+S aparentemente não fornece uma energia positiva líquida de excitação, permitindo a vibração livre (WILLIAMSON e ROSHKO, 1988; WILLIAMSON e GOVARDHAN, 2004).

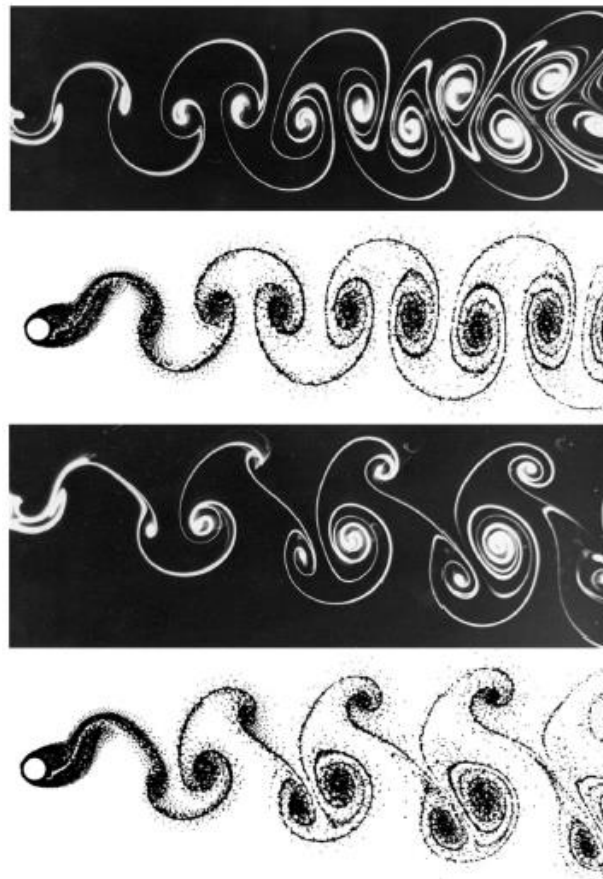


Figura 2.33 Comparação direta entre os modos de vórtice 2S e P+S entre visualizações experimentais de corantes e simulações numéricas (WILLIAMSON e GOVARDHAN, 2004).

Portanto, a vibração forçada é uma técnica eficiente para a previsão da dinâmica da vibração livre, mapeando a esteira de vórtices. Neste enquadramento, as numerosas combinações de amplitude e frequência das vibrações longitudinais forçadas também induzem diferentes padrões de escoamento (GRIFFIN e RAMBERG, 1976).

Em investigação experimental, Ongoren e Rockwell (1988) descreveram os diferentes modos de formação de vórtices sincronizados com a frequência de oscilação do cilindro, para $Re = 855$, usando um canal de recirculação de água. Os modos foram divididos em dois grupos, nomeados de modo de formação de vórtices simétricos e de modo de formação de vórtices antissimétricos. Porém, os autores destacaram que os modos fundamentais tendiam a competir entre si para uma mesma condição de escoamento, mesmo sem a ocorrência de sincronização.

No modo simétrico de formação de vórtices, modo S, um par de estruturas vorticosas contrarrotativas é desprendido simultaneamente atrás do cilindro, durante um ciclo de oscilação do corpo. Caso em que se verifica a sincronização da frequência de emissão do par de estruturas vorticosas contrarrotativas e a frequência de oscilação do cilindro. O modo antissimétrico se materializa em quatro diferentes configurações: modo A-I, modo A-II, modo A-III e modo A-IV. Os modos identificados pelos autores estão explicitados na Figura 2.34 e maiores informações sobre estes modos podem ser encontradas em Ongoren e Rockwell (1988).

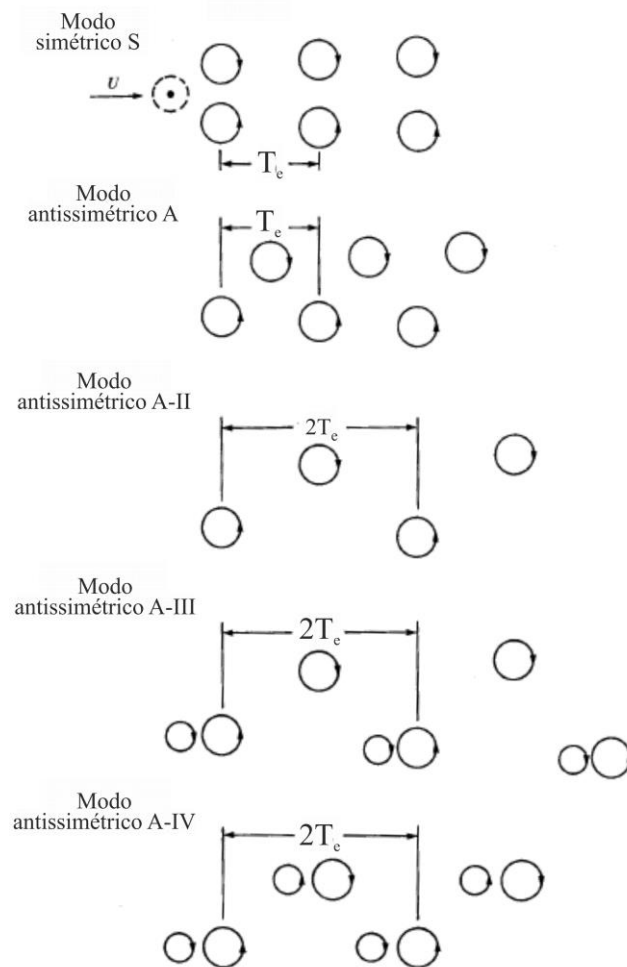


Figura 2.34 Representação dos modos principais de formação de estruturas vorticosas a partir de um cilindro oscilando em direção definida por um ângulo em relação ao escoamento incidente (ONGOREN e ROCKWELL, 1988)

O tema vibrações induzidas por vórtices é um assunto extenso e, assim, o objetivo desta seção foi apresentar as características mais importantes do escoamento que são resultantes da variação dos parâmetros do modelo de vibração estrutural forçada, A/d e λ/d , que foi inserido no código computacional desenvolvido neste trabalho para possibilitar futuros estudos de configurações de escoamentos com sobreposição de efeitos de rugosidade superficial do cilindro, proximidade com o solo e vibração forçada do corpo (na direção transversal ou longitudinal). A opção por um modelo estrutural de vibrações forçadas é por causa da sua simplicidade e facilidade no controle dos parâmetros que regem a vibração do corpo.

2.5. Perturbações e Supressão de Vibrações Induzidas por Vórtices em geometrias cilíndricas (Método Experimental e Método Numérico)

2.5.1. Métodos de Supressão de Vibrações

Muitos estudos experimentais e numéricos têm sido realizados para escoamentos envolvendo corpos rombudos, sob diversas condições, com a finalidade de controlar e eliminar o desprendimento de vórtices, bem como eliminar as vibrações indesejáveis de estruturas.

Em sistemas *risers*, por exemplo, o interesse reside na supressão de vibrações causadas por correntes e por ondas que possam movimentar a plataforma/embarcação. Conforme Trim *et al.* (2005), as VIV são mais relevantes em águas mais profundas, pois as correntes podem atuar em todo comprimento do *riser*; ao contrário dos efeitos adversos relacionados aos movimentos das embarcações que permanecem quase os mesmos ou diminuem com o aumento da profundidade na água.

Existem três métodos de supressão de vibrações (HALLAM *et al.*, 1977): Controle da velocidade reduzida; Controle da massa e do amortecimento; e Controle do desprendimento de vórtices. Algumas considerações sobre estes três métodos de supressão de vibrações são expostas a seguir. Cabe destacar que, o que é de interesse para o foco desta Tese, é o “controle do desprendimento de vórtices”, que se dará pela variação da altura de rugosidade na superfície do cilindro e pela proximidade do cilindro com uma superfície horizontal plana. O “controle da velocidade reduzida” é introduzido na presença de vibrações

forçadas. Contudo, o “controle da massa e do amortecimento” só é aplicável para modelos de vibração estrutural de base flexível, conforme Figura 2.35. Onde k é a constante da mola, c é o coeficiente de amortecimento viscoso e F é uma força, dependente do tempo, aplicada na estrutura.

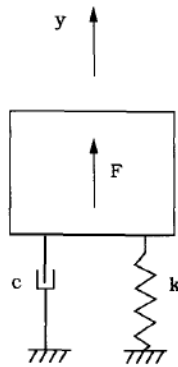


Figura 2.35 Sistema de base flexível genérico para vibrações na direção y (adaptado SUMER e FREDSØE, 2006).

2.5.1.1. Controle da velocidade reduzida

Através do aumento do diâmetro ou da frequência natural do cilindro ou de ambos, a estrutura pode ser projetada para que não seja superado o valor crítico da velocidade reduzida para o início das vibrações. Por exemplo, apoiando a estrutura pode-se aumentar a frequência natural. Já em casos onde não é possível manter a velocidade reduzida abaixo do valor crítico, o importante é minimizar as vibrações para evitar o fenômeno de *lock-in*. Este método normalmente funciona para cabos mais curtos ou *risers*, pois nas estruturas mais longas as frequências naturais são densamente distribuídas e, por consequência, torna-se difícil evitar vibrações ressonantes (SUMER e FREDSØE, 2006).

2.5.1.2. Controle de massa e amortecimento

Este método fundamenta-se na magnitude do parâmetro de estabilidade que deve ser alto para supressão das vibrações. O que é alcançado com o aumento do parâmetro de massa e/ou de amortecimento. Contudo, é necessário prudência para o aumento da massa, pois pode resultar em uma redução na frequência natural da estrutura e conseqüentemente na redução da velocidade crítica para o surgimento das vibrações. As vibrações são virtualmente eliminadas quando o parâmetro de estabilidade torna-se maior que 18 aproximadamente, para VIV

transversais, e maior que 1,2 aproximadamente, para VIV na direção do escoamento (SUMER e FREDSØE, 2006).

2.5.1.3. Controle do desprendimento de vórtices

O método de supressão de VIV através do controle do desprendimento de vórtices é o de maior importância frente aos objetivos desta Tese de Doutorado. Uma classificação dos métodos de controle de esteira e supressão de vórtices foi realizada por Choi *et al.* (2008) através de três diferentes abordagens: *i*) controle passivo ou controle ativo de ciclo aberto¹² ou controle ativo de ciclo fechado¹³; *ii*) forçamento 2D¹⁴ ou forçamento 3D¹⁵; *iii*) controle da camada limite antes da separação principal ou modificação direta da esteira.

Os controles passivo, ativo de ciclo aberto e ativo de ciclo fechado dizem respeito aos casos de atuador¹⁶ sem entrada de energia, atuador com entrada de energia mas sem sensor e, por fim, atuador com entrada de energia e com sensor, respectivamente. No forçamento 3D a propriedade de atuação varia ao longo da direção da envergadura do corpo, o que não acontece no forçamento 2D. O controle da camada limite é aplicado em corpos rombudos que têm um ponto de separação móvel e refere-se à alteração das características do escoamento da camada limite, de laminar para turbulento. Deste modo, atrasando a separação principal com subsequente redução da força de arrasto. Em contrapartida, o controle direto da esteira busca modificar suas características, sendo aplicável para todos os tipos de corpos rombudos que têm um ponto de separação fixo ou móvel (CHOI *et al.*, 2008).

Em um recente trabalho, Rashidi *et al.* (2016) fizeram uma consistente revisão sobre os diferentes métodos de supressão do desprendimento de vórtices e controle de esteira (também chamado de controle do comportamento destrutivo da esteira) a jusante de corpos rombudos. O desprendimento de vórtices pode ser controlado pelo uso de métodos ativos e passivos. O que permitiu aos autores explicitar as vantagens, limitações, eficiência energética e aplicações particulares de cada método, principalmente no que diz respeito à redução do arrasto.

¹² *Active open-loop control.*

¹³ *Active closed-loop control.*

¹⁴ *Two-dimensional forcing.*

¹⁵ *Three-dimensional forcing.*

¹⁶ Termo utilizado de forma genérica.

Os métodos de controle ativo precisam de energia externa para afetar o escoamento, enquanto os métodos de controle passivo não necessitam de energia externa, mas dependem de modificações na geometria do corpo. Assim, os métodos de controle passivo são mais simples de implementar e têm mais aplicações na engenharia (RASHIDI *et al.*, 2016).

A classificação sugerida por Rashidi *et al.* (2016) para os métodos aerodinâmicos e hidrodinâmicos existentes de supressão do desprendimento de vórtices e para controle do comportamento destrutivo da esteira, estrutura-se nas categorias sintetizadas a seguir.

a) Controle ativo (com consumo de energia)

a.1) Métodos elétricos (de controle de camada limite)

Uma descarga elétrica cria uma força elétrica que age sobre as partículas do fluido, resultando em uma mudança no seu campo de velocidades. Esta força leva a um atraso na separação do escoamento no lado de jusante do obstáculo.

a.2) Métodos de controle por feedback (de controle de esteira)

O princípio deste método baseia-se no *feedback* de um sensor conectado a algum tipo de atuador que tenha a função de agir no sentido de estabilizar a esteira e suprimir o desprendimento de vórtices em números de Reynolds próximos ao início do desprendimento. A entrada de controle é modificada sucessivamente de acordo com a resposta do escoamento. Por exemplo, pode-se citar um sistema composto por um sensor de medição de velocidade localizado na região da esteira de um cilindro. O sensor envia um sinal de *feedback* para um compensador que impõe rotação no cilindro.

a.3) Métodos através do uso de um campo magnético (de controle de camada limite)

Ao passo que qualquer movimento de um fluido condutor em um campo magnético gera correntes elétricas, cada unidade de volume de líquido experimenta a conhecida força de Lorentz (força do tipo resistiva), a qual atua à jusante e no sentido contrário ao escoamento para reduzir a sua velocidade e levá-lo a estabilização.

a.4) Métodos por rotações oscilatórias ou constantes (de controle de camada limite)

Baseado na modificação da estrutura da esteira próxima pela interação entre a superfície de oscilação rotacional e o fluido circundante que, dependendo da direção de rotação, resulta na aceleração ou desaceleração do escoamento ao redor do cilindro. A rotação pode levar a uma sustentação positiva ou negativa, dependendo da direção de giro. Sendo que, neste método, a rotação pode ser tanto oscilatória como não oscilatória (constante).

a.5) Métodos de geração de um escoamento secundário (de controle de esteira)

Técnicas como sucção, sopro e sangria são usadas como entrada de energia para controlar o escoamento em torno de corpos rombudos. Para aspiração e sopro, a parede do obstáculo é penetrável e a velocidade de sucção ou sopro é definida; e para sangria de base a parede do obstáculo não é penetrável e o escoamento secundário é injetado na borda do obstáculo.

a.6) Métodos pelo uso de efeitos térmicos (de controle de camada limite)

O aquecimento de um obstáculo sujeito ao escoamento incidente do ar induz a supressão do derramamento de vórtices, porém para o escoamento de um líquido o efeito é inverso. Deste modo tanto o aquecimento quanto resfriamento podem ser usados neste método. Tal comportamento indica que o controle do desprendimento de vórtices deve-se às alterações da viscosidade dinâmica e da massa específica na presença da variação da temperatura, as quais por sua vez levam a pequenas mudanças nos perfis de velocidade e consequentemente na amplitude dos vórtices desprendidos, e nas condições de instabilidade.

O efeito da força de empuxo, em consequência do aquecimento de um corpo rombudo, cria forças inerciais e viscosas ao seu redor e isso resulta em atraso na separação da camada limite e na supressão do desprendimento dos vórtices. Sendo que, em condições onde o nível de aquecimento é alto, os efeitos de empuxo em torno do corpo aparecem na esteira próxima.

Na Figura 2.36 apresenta-se um dos resultados gerados na simulação numérica realizada por Wan e Patnaik (2016), os quais obtiveram supressão de VIV (transversais) por efeitos térmicos em um cilindro aquecido e montado elasticamente. Na Figura 2.36(a) tem-se a estrutura de dois vórtices simétricos estacionários a jusante do cilindro; na Figura 2.36(b) apresenta-se a pluma térmica estável formada na esteira do cilindro; e na Figura 2.36(c) tem-se um campo de pressão também simétrico em relação à linha central do cilindro, com alta pressão na região frontal e baixa pressão na região traseira.

a.7) Outros métodos ativos

Dentre outros métodos que não podem ser classificados pelo critério sugerido, cita-se como exemplo o trabalho de Bimbato *et al.* (2013) que, através de um Método de Vórtices Discretos bidimensional, investigou a supressão do desprendimento de vórtices para um cilindro - estacionário e sem efeitos térmicos - nas proximidades de uma superfície plana lisa móvel, a um número de Reynolds igual a $1,0 \times 10^5$. Os resultados indicaram que, por causa

dos efeitos conjuntos da viscosidade do fluido e do efeito Venturi, há um aumento da força de sustentação e uma diminuição da força de arrasto.

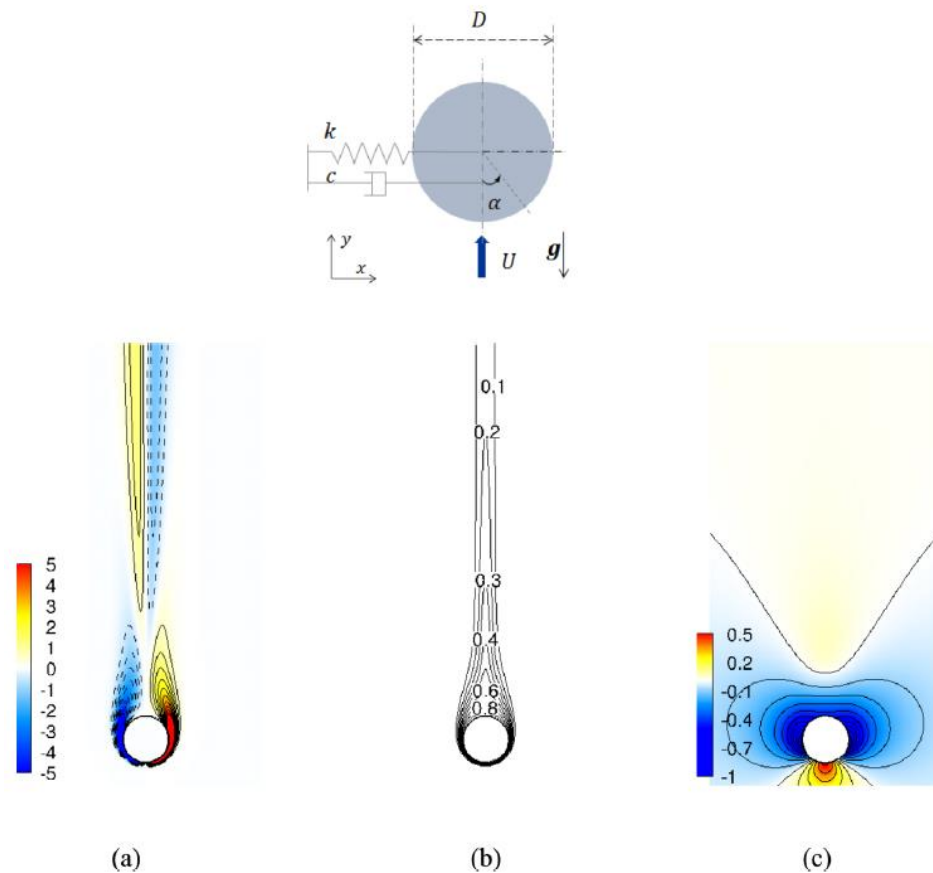


Figura 2.36 Supressão de VIV em um cilindro montado elasticamente (massa reduzida $M_{red}=2,0$; velocidade reduzida $U_{red}=4,0$; Richardson $Ri=0,8$; tempo adimensional $t=1000$): (a) estrutura de vórtices; (b) temperatura; (c) campo de pressão (adaptada de WAN e PATNAIK, 2016).

b) Controle passivo

b.1) Métodos por rugosidade de superfície (de controle de camada limite)

A rugosidade da superfície afeta a localização do ponto de separação da camada limite e, conseqüentemente, as forças ao redor do obstáculo. Este assunto será abordado em detalhe na seção 2.5.2. Na Figura 2.37 são apresentados dois cilindros com diferentes tipos de rugosidade superficial, utilizadas nos experimentos de Zhou *et al.* (2015).

Uma importante revisão sobre os dispositivos aerodinâmicos e hidrodinâmicos para supressão do desprendimento de vórtices foi feita por Zdravkovich (1981). Estes foram classificados pelo autor em três categorias: protuberâncias de superfície¹⁷, coberturas¹⁸ e

¹⁷ *Protrusions surface.*

¹⁸ *Shrouds.*

estabilizadores de esteira próxima¹⁹ (Figura 2.38). As duas primeiras categorias correspondem ao método de controle por rugosidade de superfície e a terceira ao método de controle que utiliza um pequeno elemento externo. Cabe ressaltar que, segundo Sumer e Fredsøe (2006), por causa de subsequentes problemas com incrustação, fabricação e até corrosão, alguns desses dispositivos podem não ser adequados para trabalhos marítimos, porque necessitam ser soldados à estrutura.

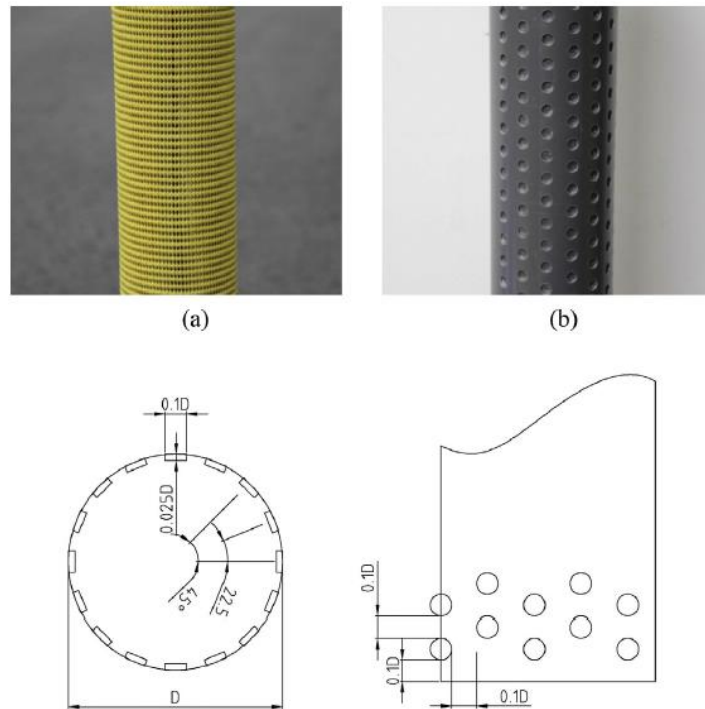


Figura 2.37 Cilindros rugosos com (a) rede²⁰ e (b) covinhas²¹. (c) esboço mostrando os detalhes das covinhas (ZHOU *et al.* 2015).

Os dispositivos de protuberância de superfície afetam as linhas de separação e/ou as camadas de cisalhamento, e podem ser omnidirecionais (estruturas helicoidais, fios helicoidais e etc.) cujos efeitos não são influenciados pela direção do escoamento ou unidirecionais (aletas retangulares, aletas retas, fios retos e etc.), os quais se estendem ao longo da envergadura da estrutura e seus efeitos são influenciados pela direção do escoamento. Já os vários tipos de coberturas, dispositivos da segunda categoria, abrangem as coberturas perfuradas (com furos quadrados ou circulares), conjunto de hastes circundando a estrutura, malhas finas no formato similar ao de gases têxteis e etc. (ZDRAVKOVICH, 1981).

¹⁹ *Nearwake stabilisers.*

²⁰ *Netting.*

²¹ *Dimples.*

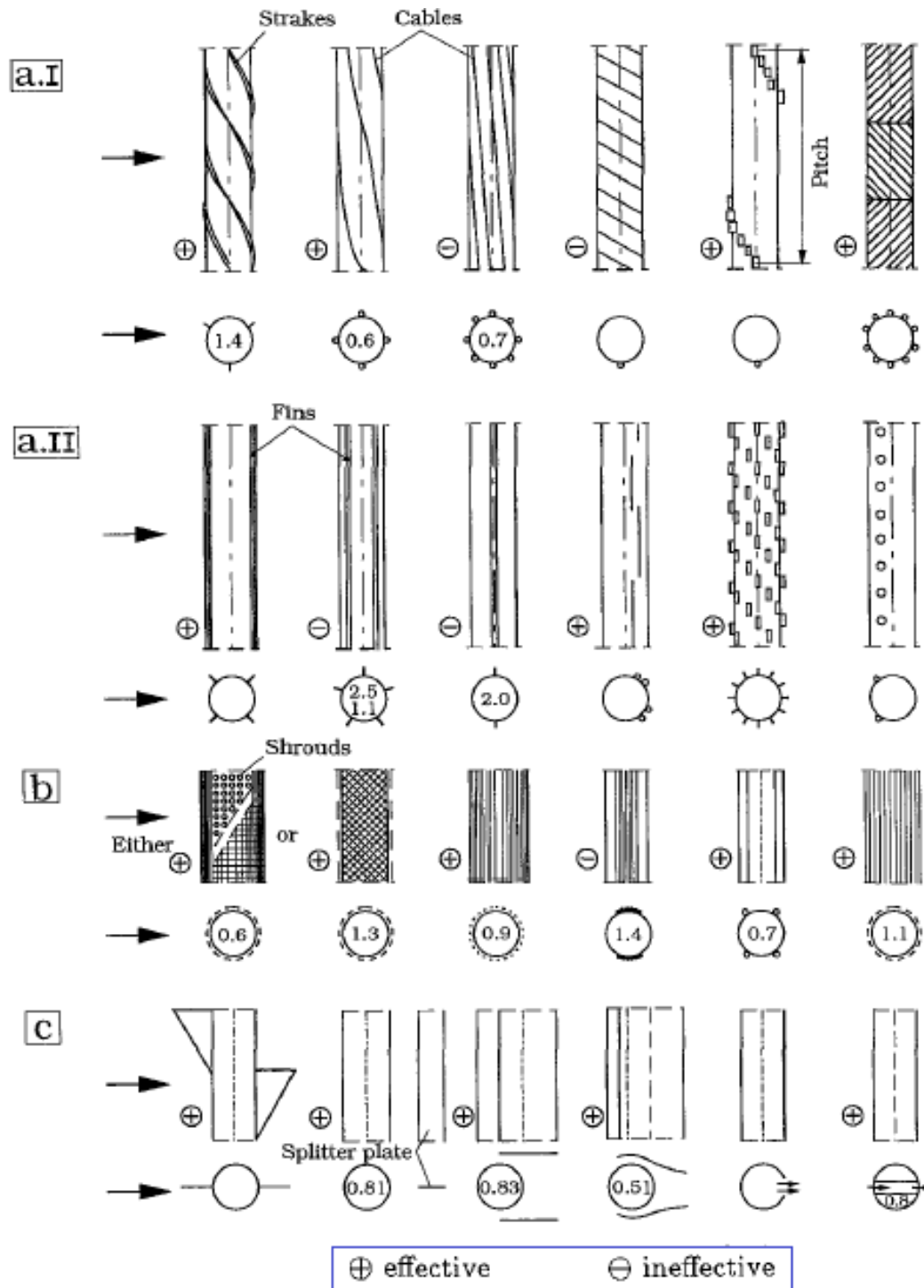


Figura 2.38 Dispositivos aerodinâmicos e hidrodinâmicos para interferir no desprendimento de vórtices: a) protuberâncias de superfície ((a.I) omnidirecional e (a.II) unidirecional); (b) coberturas; e (c) estabilizadores de esteira próxima (retirada de ZDRAVKOVICH, 1981).

Os dispositivos de terceira categoria são caracterizados a seguir, no método que se enquadram.

b.2) Métodos por paredes porosas e permeáveis (de controle de esteira)

Neste método o principal parâmetro de controle do desprendimento de vórtices é a porosidade (volume vazio dos poros/volume total).

b.3) Outros métodos passivos

A citação de outros métodos passivos é omitida por distanciar-se do escopo desta Tese de Doutorado.

c) Métodos que utilizam um pequeno elemento externo (geralmente de controle de esteira)

Diversos elementos externos e com diferentes formas podem ser usados para controlar o desprendimento de vórtices a jusante de um cilindro, tais como placas divisoras, cilindros menores, fios helicoidais, hastes, etc. Estes podem ser instalados a montante ou a jusante do corpo. A mudança de parâmetros como a distância entre o elemento externo e o corpo, suas formas geométricas e a posição do referido elemento, que regem as mudanças no escoamento. Cabe ressaltar que podem ser classificados como métodos passivos e/ou ativos, pois alguns dentre estes métodos podem consumir energia.

Estes métodos abrangem os dispositivos da terceira categoria (aletas em dentes de serra, placas divisoras, placas guias e etc.) pela classificação de Zdravkovich (1981). Estes dispositivos, estabilizadores de esteira, impedem a interação entre as duas camadas cisalhantes, o que por sua vez resulta na parcial ou completa supressão do desprendimento de vórtices.

2.5.2. Efeitos de rugosidade superficial em um cilindro

A introdução de padrões pertinentes de rugosidade superficial em estruturas é um fator que pode modificar a dinâmica de desprendimento de vórtices no sentido de controlá-la ou suprimi-la. Esta modificação é quantificada em termos da variação nas forças hidrodinâmicas (coeficientes de arrasto médio e sustentação r.m.s).

Em cilindros com efeitos de rugosidade a frequência de desprendimento de vórtices varia em função do número de Reynolds e da rugosidade relativa:

$$St = St\left(\text{Re}, \frac{\varepsilon}{d}\right) \quad 2.22$$

onde ε é a rugosidade equivalente a grãos de areia de Nikuradse (1933) da superfície do cilindro, ou seja, a altura média das protuberâncias constituintes da superfície do cilindro e d o

diâmetro do cilindro. A grandeza adimensional ε/d é chamada de rugosidade relativa (Figura 2.39).

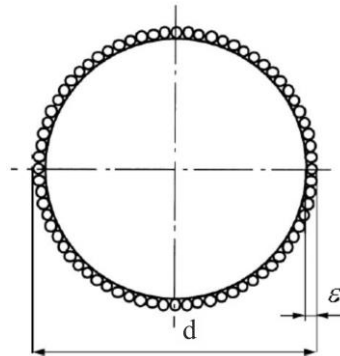


Figura 2.39 Esquemático de um cilindro com rugosidade uniforme.

A caracterização da rugosidade em superfícies sólidas representa uma grande dificuldade para abordagens experimentais e simulações computacionais. Segundo Bimbato (2012) os parâmetros determinantes para caracterização da rugosidade são: a rugosidade relativa; a forma das protuberâncias; a distribuição das protuberâncias sobre a superfície - regular ou irregular. O autor destaca ainda que a forma e a distribuição das protuberâncias constituem o que é conhecido como textura da rugosidade.

Achenbach (1971, p. 334) pondera que:

O parâmetro de rugosidade ε/d (...) é de menor significado físico do que de proveito prático. Do ponto de vista físico, a espessura da camada limite δ deve ser introduzida como o comprimento de referência, portanto, o parâmetro de rugosidade pode ter a forma ε/δ . Para o caso de escoamento através de tubos esta definição leva à expressão onde ε/d é então um parâmetro fisicamente relevante, bem como prático. No entanto, a camada limite do cilindro no fluxo cruzado varia com a posição angular e o número de Reynolds. Portanto, prefere-se introduzir o diâmetro, d , como comprimento característico auxiliar. Lembrando este fato entende-se que não existe relação física direta entre o parâmetro de rugosidade ε/d válido para o tubo ou para o cilindro. Por outro lado, deve-se esperar que, devido às finas camadas limite, pequenas alturas de rugosidade tenham um efeito importante no fluxo (tradução nossa).

Em geral, existem dois tipos de rugosidade superficial para serem utilizadas em aparatos experimentais. No primeiro, conhecido como tipo K, a superfície rugosa assume o aspecto de lixa, pois o material granulado é depositado sobre uma superfície plana. Nesta configuração, pequenas estruturas vorticosas instáveis com altura proporcional à rugosidade K são continuamente formadas e advectadas, produzindo fluxo turbulento em pequena escala próximo à parede. O segundo tipo de rugosidade, conhecido como tipo D, é obtido pela

colocação cuidadosa das barreiras em uma superfície sólida inicialmente lisa. Geralmente, cilindros retangulares, triangulares ou semicirculares são usados para este propósito. É interessante comentar que a rugosidade do tipo D atua como promotora de turbulência e pode ser frequentemente encontrada em separadores (HAMA, 1954; PERRY *et al.*, 1969).

Basu (1985) realizou um importante trabalho com um número considerável de dados experimentais de escoamentos em torno de cilindros - limitados à experimentos conduzidos sob condições bidimensionais e em escoamentos de baixa turbulência. O estudo foi focado na influência da rugosidade da superfície do cilindro na intensidade do C_D , St e $C_{L,r.m.s}$. O autor ainda sugeriu funções relacionando os coeficientes aerodinâmicos com a rugosidade, para números de Reynolds no regime pós-crítico. Foram obtidos bons resultados para o comportamento do C_D relacionado com a rugosidade relativa que, segundo o autor, foi devido à grande quantidade de dados disponíveis na época. Os resultados não foram satisfatórios na abordagem do St devido à grande dispersão dos dados na época – também relatada por Williamson (1988a) para St no regime laminar. Os resultados para o $C_{L,r.m.s}$ no regime pós-crítico também foram insatisfatórios por causa da limitação de dados.

Para entender o efeito da rugosidade, primeiro é importante entender como se dá a separação e a transição para turbulência nos regimes de escoamento para cilindro estacionário de superfície lisa.

Com o auxílio da Figura 2.40 e com os esclarecimentos de Basu (1985), Cebeci e Bradshaw (1977) e Roshko e Fiszdon (1969), com destaque para o primeiro autor, tem-se as principais características do campo de escoamento ao redor de um cilindro:

*a) Regime subcrítico*²²: a separação laminar na superfície ocorre a cerca de 80° do ponto de estagnação (Figura 2.40a). No escoamento subcrítico, neste caso considerado do intervalo de $1.500 < Re < 2 \times 10^5$ pelo autor, tem-se a antecipação (para montante) do ponto de transição do escoamento laminar para o turbulento com o aumento do número de Reynolds. Para um $Re \approx 10^4$ a transição está próxima do ponto de separação e a maior parte da camada de cisalhamento livre é turbulenta. Já para o intervalo $10^4 < Re < 2 \times 10^5$ há movimento mínimo do ponto de transição e o campo de escoamento é essencialmente inalterado.

²² Nesta Tese de Doutorado é equivalente ao *regime subcrítico* do intervalo $300 < Re < 3 \times 10^5$.

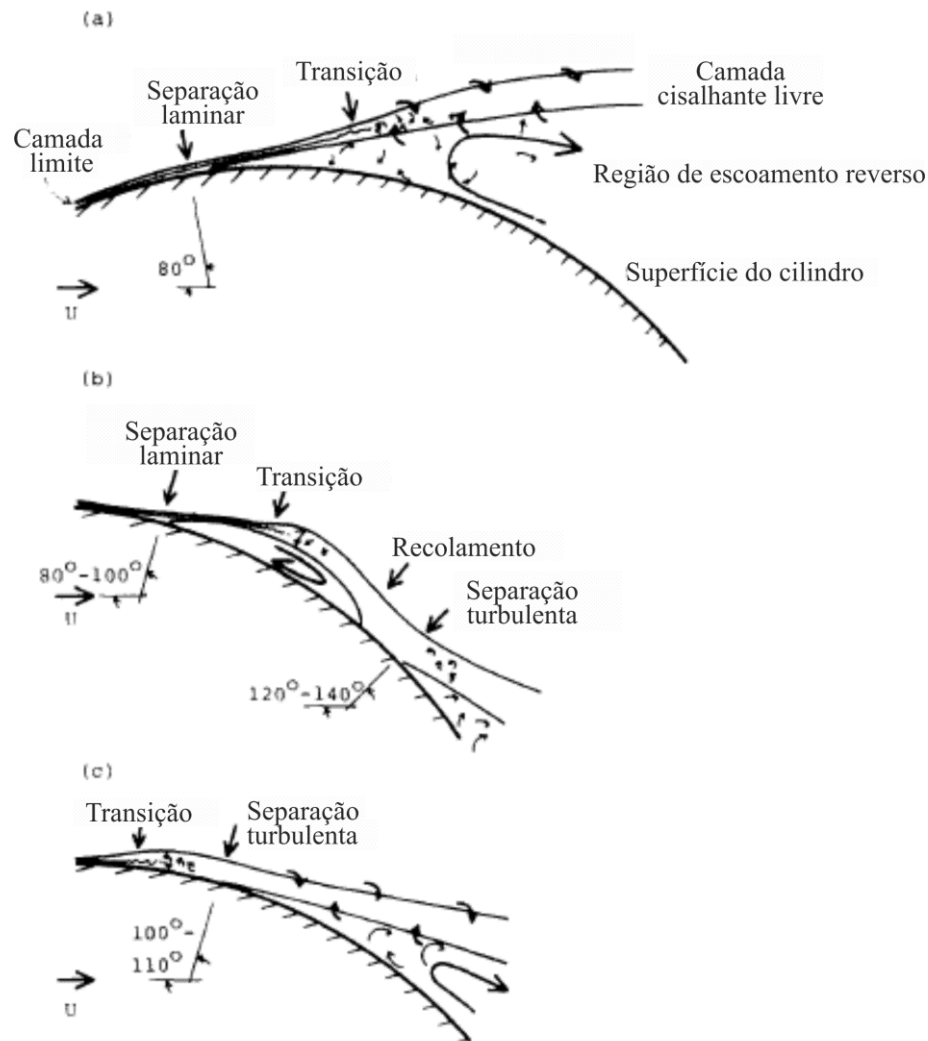


Figura 2.40 Campo de escoamento próximo do ponto de separação (adaptada de BASU, 1985).

*b) Regime supercrítico*²³: No regime supercrítico, a partir de $Re \approx 2 \times 10^5$ o ponto de separação está muito próximo do ponto de transição, mas ainda o precede. Se a transição para turbulência ocorre na camada de cisalhamento separada apenas, e a camada de cisalhamento está próxima da superfície, há uma tendência para a camada de cisalhamento se reconectar à superfície do cilindro (Figura 2.40b). Sendo que o autor justifica que isto ocorre quando, após a separação, o gradiente de pressão reduz rapidamente, de modo que a configuração do escoamento reverso não é forte. A taxa de arraste na camada separada, embora baixa, é maior do que a taxa de fluido fornecida pelo escoamento reverso, e a camada de cisalhamento suga-se na superfície do cilindro.

²³ Nesta Tese de Doutorado é equivalente ao *regime crítico (ou de transição inferior)* do intervalo $3 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^5$ adicionado ao *regime supercrítico* do intervalo $3,5 \times 10^5 < Re < 1,5 \times 10^6$.

A região entre a separação laminar e a reinserção turbulenta é denominada bolha de separação-reinserção²⁴ (ACHENBACH, 1968; TANI, 1964; ROSHKO 1961). E Basu (1985) ainda destaca que neste regime a bolha pode se formar em apenas um lado do cilindro, resultando em uma sustentação constante.

c) *Regime pós-crítico*²⁵: O regime pós-crítico é caracterizado quando a transição para turbulência precede a separação (Figura 2.40c). Isso se dá com o sequencial aumento do número de Reynolds no regime supercrítico onde o ponto de transição do escoamento laminar para o turbulento se move para montante até atingir o ponto de separação, sendo que em algum momento desse movimento a bolha desaparece.

Para regimes equivalentes aos referidos por Basu (1985), mas com nomenclaturas diferentes, Achenbach (1968) mediu mudanças no ponto de separação, de $\theta_{sep} = 95^\circ$ para $\theta_{sep} = 140^\circ$, na fronteira do escoamento *subcrítico* para o *crítico*²⁶ ($Re = 3 \times 10^5$); E para o limite inferior do *regime supercrítico*²⁷ (em $Re = 1,5 \times 10^6$) e correspondente desaparecimento da bolha de separação mediu o ponto de separação movendo-se para montante no intervalo de $115^\circ < \theta_{sep} < 120^\circ$ (Figura 2.28).

A Figura 2.41 sintetiza a influência da camada limite nos diferentes regimes de escoamento para um cilindro estacionário de superfície lisa. Cabe ressaltar que as nomenclaturas e os limites de números de Reynolds para os regimes adotados por Pearcey *et al.* (1985) diferem dos adotados por Basu (1985) e dos adotados nesta Tese, mas o comportamento do C_D com o aumento de Re permite a direta correspondência para interpretação dos fenômenos envolvidos.

A posição angular correspondente a um atrito superficial nulo indica a separação da camada limite. A transição do escoamento laminar para o escoamento turbulento é acompanhada por um aumento súbito das tensões de cisalhamento da parede (ACHENBACH, 1971). Há um atraso na separação e uma transição antecipada para a turbulência em paredes rugosas (KIU *et al.*, 2011; SUMER e FREDSSØE, 2006; ACHENBACH, 1971). Ou seja, a transição para turbulência ocorre a valores muito menores do número de Reynolds.

²⁴ Separation-reattachment bubble.

²⁵ Nesta Tese de Doutorado é equivalente ao *regime de transição superior* do intervalo $1,5 \times 10^6 < Re < 4,5 \times 10^6$.

²⁶ Nesta Tese de Doutorado é equivalente ao *regime crítico* (ou de *transição inferior*) do intervalo $3 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \times 10^5$ adicionado ao *regime supercrítico* do intervalo $3,5 \times 10^5 < Re < 1,5 \times 10^6$.

²⁷ Nesta Tese de Doutorado é equivalente ao *regime de transição superior* do intervalo $1,5 \times 10^6 < Re < 4,5 \times 10^6$.

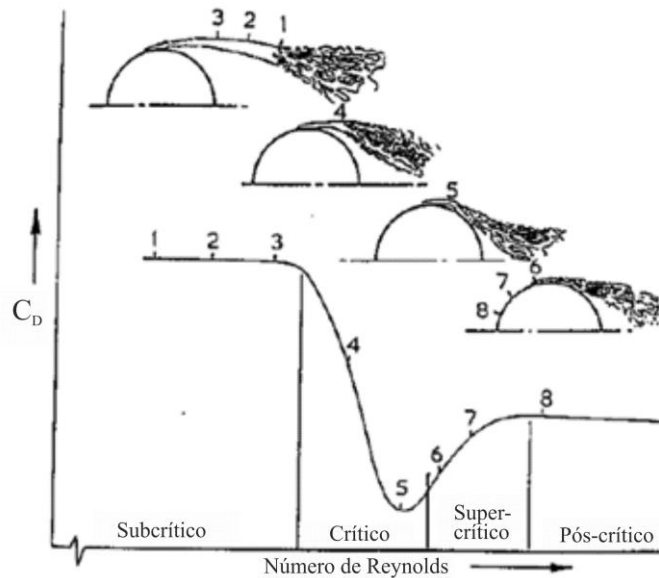


Figura 2.41 Sucessivas posições da transição do escoamento laminar para o turbulento ao redor de um cilindro estacionário de superfície lisa (adaptada PEARCEY *et al.* 1985).

A influência da rugosidade superficial no número de Strouhal foi investigada experimentalmente (em um túnel de vento) por Achenbach e Heinecke (1981) para um cilindro estacionário (Figura 2.42) e números de Reynolds variando entre 6×10^3 e 5×10^6 . Um aumento rápido do número de Strouhal foi observado em condições críticas de escoamento, seja para cilindro com superfície lisa ou rugosa. Para crescentes valores da rugosidade esse aumento tornou-se cada vez menor.

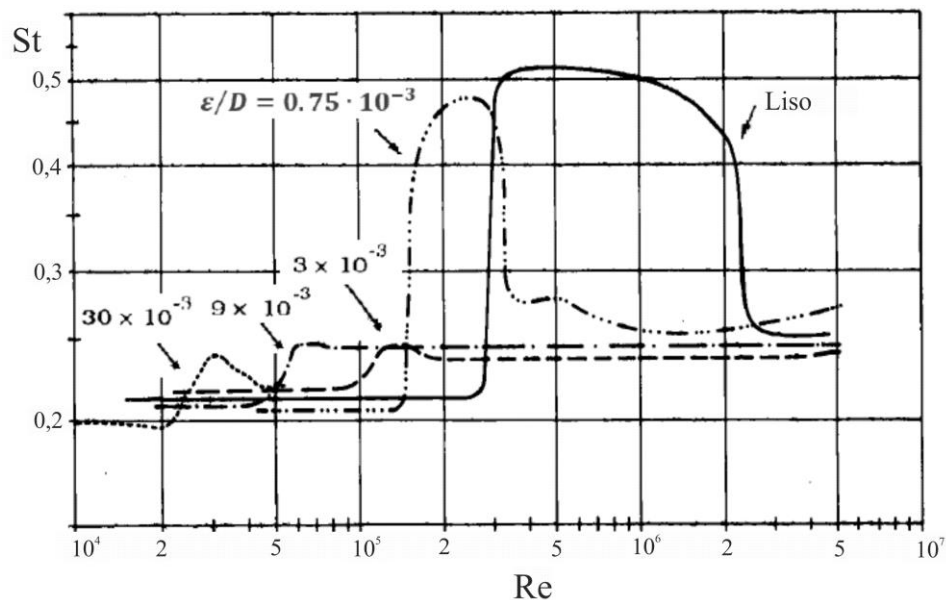


Figura 2.42 Comportamento do número de Strouhal com o aumento do número de Reynolds para cilindros rugosos (adaptada de ACHENBACH e HEINECKE, 1981).

Sumer e Fredsøe (2006) destacam, fazendo também referência à Figura 2.42, que para cilindros com rugosidade relativa maior que 3×10^{-3} os regimes de *escoamento crítico*

(*transição inferior*), *supercrítico* e de *transição superior* se fundem em uma região estreita e mudam diretamente para o *regime transcrito*. Isso ocorre a baixos números de Reynolds. Em condições de escoamento *transcrito* os resultados de Achenbach e Heinecke (1981) indicaram um número de Strouhal médio $St = 0,25 \pm 0,018$ para todas as rugosidades superficiais testadas.

Achenbach e Heinecke (1981) também apresentaram resultados experimentais sobre a variação do coeficiente de arrasto médio em função do aumento do Re para um cilindro estacionário com várias rugosidades relativas. Os valores de número de Reynolds avaliados estavam no intervalo entre os regimes *subcrítico* e *transcrito*, conforme Figura 2.43.

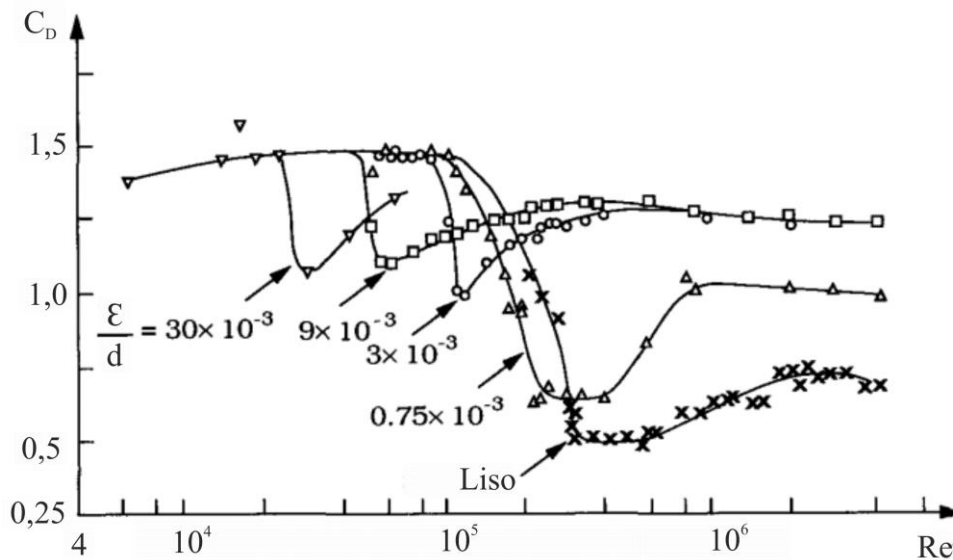


Figura 2.43 Coeficiente de arrasto médio para cilindro com várias rugosidades relativas (adaptada de ACHENBACH e HEINECKE, 1981).

O aumento da rugosidade causa a diminuição dos números de Reynolds críticos – $Re_{crítico}$ (ACHENBACH, 1971); No *regime transcrito* maiores rugosidades correspondem a maiores coeficientes de arrasto (ACHENBACH, 1971; KIU *et al.*, 2011).

Considerando as rugosidades estudadas, Achenbach & Heinecke (1981) ressaltam que para uma rugosidade relativa $\epsilon/d \geq 3 \times 10^{-3}$ o C_D tendeu a convergir para um valor em torno de 1,2. O que não pôde ser confirmado para uma rugosidade maior ($\epsilon/d = 30 \times 10^{-3}$) por falta de tempo para extensão dos testes no referido túnel de vento.

Pode-se observar ainda (Figura 2.43) um comportamento semelhante, na forma, das curvas que representam as diferentes rugosidades estudadas. Este comportamento pode ser descrito de forma genérica através da curva esquemática da Figura 2.44 que pode ser dividida

em quatro partes, cujos intervalos são caracterizados por uma condição especial da camada limite (ACHENBACH, 1971; SUMER e FREDSE, 2006).

Tendo como base esta forma genérica, respeitando o intervalo de números de Reynolds analisados por Achenbach e Heinecke (1981), entre 6×10^3 e 5×10^6 , de acordo com Sumer e Fredsøe (2006) os regimes de escoamento para um cilindro com superfície lisa podem ser reconhecidos para cilindros rugosos. Contudo, igualmente como acontece para a curva $St \times Re$, os regimes de *escoamento crítico*, *supercrítico* e de *transição superior* se fundem em uma região estreita para $C_D \times Re$.

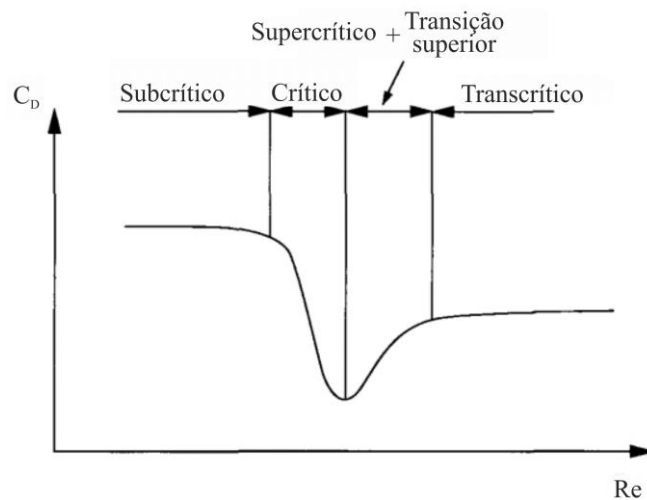


Figura 2.44 Forma da curva do coeficiente de arrasto médio para regimes de escoamento ao redor de um cilindro rugoso (adaptada de SUMER e FREDSE, 2006).

No *regime subcrítico* o C_D ainda não é influenciado pela rugosidade e para um significativo intervalo de números de Reynolds mantém-se a um valor aproximadamente constante que, conforme Sumer e Fredsøe (2006), é igual a 1,4 (o mesmo para cilindros de superfície lisa). Como a camada limite é laminar ao longo da rugosidade da superfície não há influência sobre o arrasto (ACHENBACH e HEINECKE, 1981).

Achenbach (1971, p. 332) explica que:

Os experimentos mostram que, no regime subcrítico, a camada limite separa-se laminarmente na porção frontal do cilindro, como consequência das forças de atrito. Com o aumento do número de Reynolds, a contraposição das forças inerciais para com as forças de atrito aumenta. Além disso, as perturbações produzidas pela superfície rugosa suportam a camada limite com energia do exterior. Assim, esses dois efeitos fazem com que a camada limite fique adjacente à parede em uma distância maior. O deslocamento do ponto de separação para a parte traseira do cilindro leva a uma recuperação da pressão de base e, portanto, a uma redução do coeficiente de arrasto. No entanto, a separação ainda é laminar (tradução nossa).

Com o aumento do número de Reynolds consolida-se a crise do arrasto, cujo $Re_{\text{crítico}}$ e correspondente $C_{D\text{mínimo}}$ dependem da rugosidade. A crise do arrasto para um cilindro rugoso não é tão extensa como para um cilindro com superfície lisa, o que está diretamente ligado à posição angular dos pontos de separação. Enquanto para um cilindro com superfície lisa o C_D tem uma queda de 1,4 para 0,5, para um cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 30 \times 10^{-3}$, por exemplo, a queda é de 1,4 para 1,1 (SUMER e FREDSE, 2006).

No $Re_{\text{crítico}}$ ocorre a separação intermediária laminar e o recolamento turbulento. A camada limite turbulenta transfere uma quantidade maior de energia normal para a parede do que a camada limite laminar, o que permite que o escoamento siga o contorno do cilindro mais adiante - para jusante (ACHENBACH e HEINECKE, 1981).

Após o *regime crítico*, o C_D volta a crescer no *regime supercrítico* e alcança um novo valor aproximadamente constante no *regime transcrito*. O C_D cresce novamente no *regime supercrítico* porque há uma transição imediata do escoamento laminar para o escoamento turbulento, ao passo que a separação laminar intermediária não é mais observada e, assim, a localização da transição desloca-se para montante com o aumento do número de Reynolds. No intervalo do *regime transcrito* ($C_D \approx \text{const.}$) a camada limite sofre transição do escoamento laminar para o turbulento na vizinhança do ponto de estagnação frontal (ACHENBACH e HEINECKE, 1981).

As correspondentes posições angulares de separação da camada limite, em função do número de Reynolds, estão plotadas no gráfico reproduzido na Figura 2.45 para alguns valores de rugosidades relativas. E neste contexto, conforme Achenbach (1971), a intensidade do coeficiente de arrasto relaciona-se diretamente com a movimentação do ponto de separação entre a região de montante e a região de jusante do cilindro. Baixos coeficientes de arrasto denotam grandes valores de ângulos de separação e vice-versa.

Contudo, considerando números de Reynolds subcríticos $5 \times 10^3 \leq Re \leq 8 \times 10^4$, Zhou *et al.* (2015) através do método experimental de Velocimetria por Imagem de Partículas²⁸ realizaram uma medição quantitativa detalhada do campo de escoamento ao redor de um cilindro com superfície lisa e de cilindros com diferentes superfícies rugosas

²⁸ Particle imaging velocimetry – PIV.

($0,0028 \leq \varepsilon/d \leq 0,025$), sob as mesmas condições de escoamento. O que permitiu a comparação dos coeficientes de arrasto e de sustentação nestas diferentes condições.

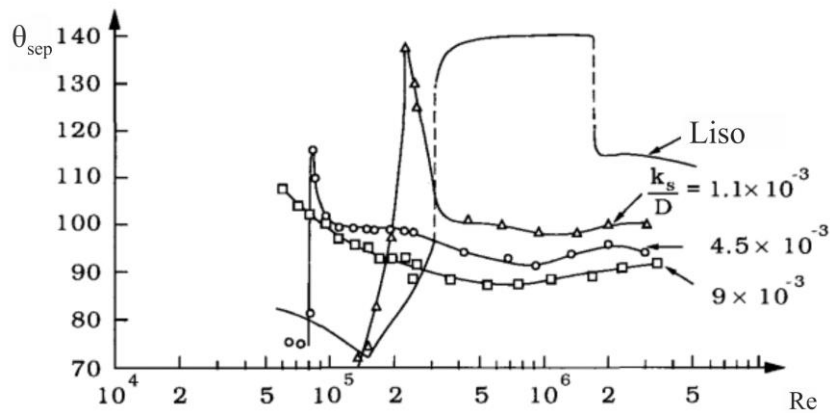


Figura 2.45 Posição angular de separação da camada limite para alguns valores de rugosidade relativa de cilindro estacionário (adaptada de ACHENBACH, 1971).

Verificou-se então que o coeficiente de arrasto médio do cilindro é expressivamente reduzido para uma determinada configuração da rugosidade, em particular para grandes números de Reynolds; e que o coeficiente de sustentação r.m.s. de cilindros rugosos também é menor. Para o intervalo de $2 \times 10^4 \leq Re \leq 8 \times 10^4$, por exemplo, o resultado da redução é da ordem de 30% para $\varepsilon/d = 0,025$ e de cerca de 20% para $\varepsilon/d = 0,02$. Ainda, conforme Zhou *et al.* (2015), parece que um coeficiente de rugosidade relativa de cerca de 0,01 é o mais eficaz.

Consideradas as pesquisas anteriores sobre os efeitos da rugosidade em escoamentos ao redor de cilindros estacionários e oscilatórios, na Tabela 2.1 estão sintetizadas as principais informações destas pesquisas. Estas informações revelam que ainda existem poucas pesquisas sobre a influência da rugosidade do cilindro correlacionadas com efeitos de oscilação, principalmente para escoamentos com ar.

É neste contexto que Rashidi *et al.* (2016) enfatizam que estes artigos tiveram foco na determinação experimental das características da distribuição de pressão, da separação do escoamento e do número de Strouhal, ou seja, não incluíram a discussão da excitação aerodinâmica do corpo. E ainda, ressaltando a importância prática do estudo da resposta estrutural-dinâmica e a necessidade de mais estudos numéricos ligados a este tema, afirmam que muitas questões permanecem sem resposta nos escoamentos com ar. Logo, as afirmações de Rashidi *et al.* (2016) corroboram a relevância desta Tese que aborda o estudo numérico dos efeitos da rugosidade nas VIV para números de Reynolds de interesse prático.

Tabela 2.1 Estudos de cilindros com diferentes rugosidades superficiais (adaptada GAO *et al.*, 2015).

Investigadores	Ano	Razão de Aspecto	Condições do Cilindro	Número de Reynolds	Superfícies Rugosas
(a) No ar					
Achenbach	1971	3,33	estacionário	$4,0 \times 10^4 - 3,0 \times 10^6$	$1,1 \times 10^{-3} - 9,0 \times 10^{-3}$
Achenbach e Heinecke	1981	3,38	estacionário	$6,0 \times 10^3 - 5,0 \times 10^6$	$7,5 \times 10^{-4} - 3,0 \times 10^{-2}$
Nakamura e Tomonari	1982	3,33	estacionário	$4,0 \times 10^4 - 1,7 \times 10^6$	$9,0 \times 10^{-4} - 1,0 \times 10^{-2}$
Ribeiro	1991a,b	6,1	estacionário	$5,0 \times 10^4 - 4,0 \times 10^5$	$1,8 \times 10^{-3} - 1,2 \times 10^{-2}$
Bearman e Harvey	1993	12,26	estacionário	$2,0 \times 10^4 - 3,0 \times 10^5$	$4,5 \times 10^{-3} - 9,0 \times 10^{-3}$
Okajima <i>et al.</i>	1999	1,83	oscilando	$2,5 \times 10^4 - 3,2 \times 10^5$	$5,0 \times 10^{-3} - 3,8 \times 10^{-2}$
(b) Na água					
Allen e Henning	2001	84,6	oscilando	$1,8 \times 10^5 - 6,5 \times 10^5$	$5,1 \times 10^{-5} - 5,8 \times 10^{-3}$
Bemitsas <i>et al.</i>	2008a,b	7,2 - 14,4	oscilando	$8,0 \times 10^3 - 2,0 \times 10^5$	$1,4 \times 10^{-3} - 4,2 \times 10^{-3}$
Kiu <i>et al.</i>	2011	8,0	oscilando	$1,7 \times 10^4 - 8,3 \times 10^4$	$2,8 \times 10^{-4} - 1,4 \times 10^{-2}$

No que se refere às respostas de VIV em cilindros com rugosidade, Okajima *et al.* (1999) executaram testes de oscilação livre transversal em um túnel de vento para estudo da instabilidade aeroelástica de um cilindro com superfície rugosa. Constatou-se que a oscilação de um cilindro rugoso foi amortecida em um pequeno intervalo próximo do número crítico de Reynolds, mas com o aumento do número de Reynolds, além do valor crítico, o cilindro oscilou com uma grande amplitude e instaurou-se o fenômeno de *lock-in*.

Kiu *et al.* (2011) analisaram os efeitos da rugosidade na VIV de cilindros verticais rebocados em um tanque de água, em base elástica, sem placas terminais, com apenas um grau de liberdade para oscilar, na direção transversal, e com coeficientes de rugosidade variando de $0,28 \times 10^{-3} \leq \varepsilon/d \leq 1,38 \times 10^{-2}$. Todavia, restringiram o estudo a valores subcríticos do número de Reynolds ($1,7 \times 10^4 < Re < 8,3 \times 10^4$) e um intervalo de velocidade reduzida de 4 a 16. A principal conclusão foi que os efeitos da rugosidade uniforme em estruturas marinhas atuam favoravelmente para reduzir as consequências das VIV, a partir da constatação de que, com o aumento da rugosidade, tem-se a redução do intervalo de *lock-in*, da amplitude máxima de oscilação e do máximo coeficiente de arrasto médio. Além disso, o início do *lock-in* foi progressivamente atrasado para os cilindros mais rugosos enquanto o St apresentou um aumento modesto.

O valor máximo da razão entre amplitude e diâmetro durante o *lock-in*, para um cilindro com superfície lisa, está em torno de 1,0 e diminui assintoticamente para 0,6 para cilindros mais rugosos, conforme Figura 2.46.

Em um canal de recirculação de água, Gao *et al.* (2015) estudaram experimentalmente as respostas de VIV *cross-flow* e VIV *in-line* em um cilindro rugoso flexível, com uma razão de aspecto de 48,32, para um intervalo de Re entre $2,5 \times 10^4$ e $1,8 \times 10^5$. Foram utilizadas seis rugosidades relativas diferentes, incluindo a rugosidade $\varepsilon/d = 0,114 \cdot 10^{-3}$ representativa de um cilindro com superfície lisa. Os principais resultados foram que, em comparação com cilindros de superfície lisa, os cilindros rugosos têm uma resposta de deslocamento menor e uma região de *lock-in* mais estreita, porém têm uma frequência de desprendimento de vórtices maior.

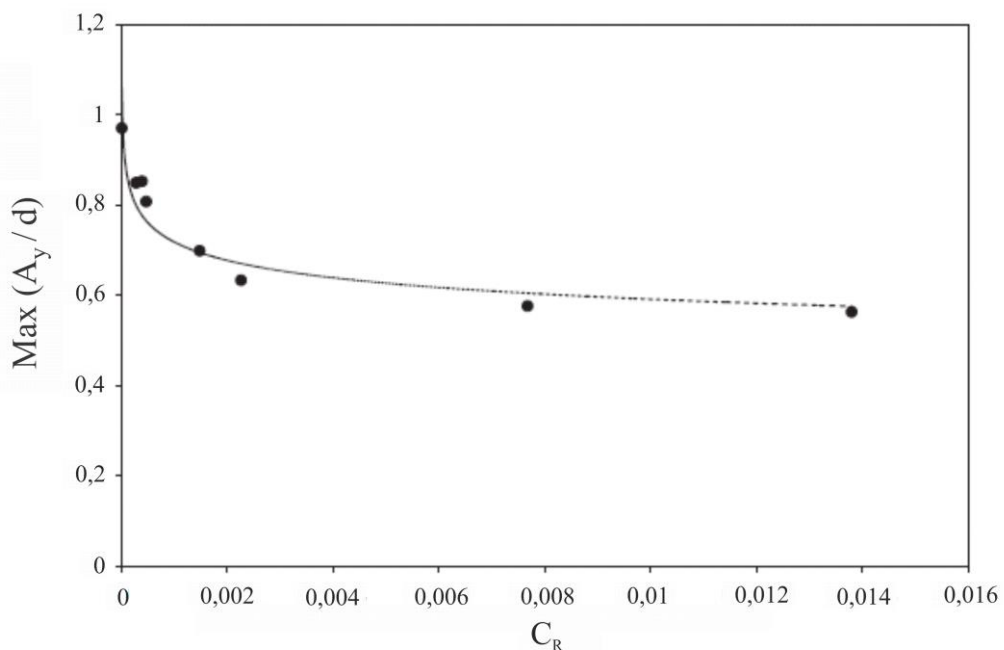


Figura 2.46 Relação da resposta da amplitude máxima com a variação do coeficiente de rugosidade – $C_R = \varepsilon/d$ (adaptada de KIU *et al.*, 2011).

Um modelo numérico-computacional bidimensional foi desenvolvido por Bimbato (2012), utilizando o Método de Vórtices Discretos, capaz de representar os efeitos causados pela rugosidade da superfície de um cilindro nos padrões de escoamentos que se desenvolvem ao redor deste corpo para um valor elevado do número de Reynolds, $Re = 1 \times 10^5$. Os resultados previram modificações no comportamento das cargas aerodinâmicas que atuam sobre a superfície deste corpo. A ideia fundamental, implementada com sucesso, foi mostrar que um modelo de rugosidade, quando associado a um modelo de turbulência bidimensional, é capaz de representar as principais características do escoamento turbulento ao redor de um corpo rombudo de superfície hidraulicamente rugosa.

O modelo de turbulência da Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem, originalmente adaptado por Alcântara Pereira (2002) para um Método de Vórtices Discretos, puramente Lagrangeano, foi a técnica que permitiu que o modelo de rugosidade pudesse ser implementado e validado. De acordo com o modelo de turbulência, para cada vórtice discreto durante cada incremento de tempo da simulação numérica deve ser calculada uma viscosidade turbulenta, para representar a transferência de energia entre as grandes escalas do escoamento (que são resolvidas com a nuvem de vórtices discretos) e as escalas submalha. Os principais resultados foram publicados por Bimbato *et al.* (2018). É importante destacar que, Andrade (2017), desenvolveu um algoritmo para acelerar o cálculo do coeficiente de viscosidade turbulenta para modelagem da turbulência LES de um Método de Vórtices Discretos.

Através de outro método lagrangeano, Zeid *et al.* (2004) avaliaram aplicações do modelo dinâmico de Smagorinsky, baseado na identidade de Germano, em escoamentos turbulentos sobre superfícies com distribuições heterogêneas de rugosidade e evidenciaram o uso questionável do modelo para o estudo do efeito da heterogeneidade da superfície, devido: à incapacidade do método para abordagens com geometrias complexas; aos problemas ligados às respostas pouco realistas; e às instabilidades numéricas para aplicação da identidade localmente.

Recentemente, Alcântara *et al.* (2020) e Oliveira *et al.* (2020a) utilizaram o modelo de rugosidade de Bimbato (2012) para investigações do escoamento ao redor de cilindros rugosos próximos a uma parede horizontal móvel, para um número de Reynolds fixo ($Re = 1 \times 10^5$).

2.5.3. Cilindro na presença do Efeito Solo

Para aplicações de engenharia é de extrema importância o entendimento das alterações ocorridas no escoamento ao redor de geometrias cilíndricas sobre a ação do efeito solo. Esta superfície horizontal pode ser plana ou não. Mudanças significativas ocorrem nos fenômenos envolvidos, principalmente no que diz respeito às forças hidrodinâmicas atuantes. Como exemplo, pode-se destacar a interação fluido-elástica entre o escoamento e uma estrutura cilíndrica que é induzida a vibrar (MA *et al.*, 2019; SUN *et al.*, 2019; HONG e SHAH, 2018; GAO *et al.*, 2015; HIRATA *et al.*, 2008) próxima ao solo. Sem dúvida, o efeito da rugosidade da superfície deve ser usado para controlar este fenômeno hidrodinâmico não

linear. Outro exemplo é o de uma tubulação que é colocada no fundo do mar, em uma área sujeita à erosão, onde o escoamento provoca o arrastamento do solo abaixo desta tubulação e estabelece vãos suspensos a uma pequena altura do fundo, geralmente da ordem de 0,1 a 1d (SUMER e FREDSE, 2006).

Dentre as mudanças que o efeito solo pode acarretar no escoamento ao redor de um cilindro estacionário, para números de Reynolds da ordem de 10^3 , pode-se citar (SUMER e FREDSE, 2006): *i*) A supressão do desprendimento de vórtices para distâncias menores que $h/d = 0,3$ aproximadamente, sendo h/d a distância vertical entre o cilindro e a parede, adimensionalizada com o diâmetro d do cilindro; *ii*) O ponto de estagnação move-se para uma posição angular inferior à medida que o cilindro se aproxima da parede horizontal; *iii*) A posição angular dos pontos de separação no cilindro muda movendo-se para montante no lado do escoamento livre e para jusante no lado sobre interferência da parede; *iv*) A pressão é maior no lado do cilindro sob o escoamento livre do que no lado sob interferência da parede.

No contexto do presente trabalho, alguns estudos do efeito da rugosidade da superfície no escoamento após um corpo rombudo têm sido relatados na literatura (GAO *et al.*, 2015; MA *et al.*, 2019; SUN *et al.*, 2019; ACHENBACH, 1971; ALCÂNTARA PEREIRA *et al.*, 2020; BIMBATO *et al.*, 2019; BURESTI e LANCIOTTI, 1979; BURESTE, 1981; FAGE e WARSAP, 1929; GUPTA e SAHA, 2019; GUVEN *et al.*, 1980; KAREEM e CHENG, 1999; van HINSBERG, 2015; YAMAGISHI e OKI, 2004). É importante mencionar que a análise numérica da aerodinâmica de corpos rombudos rugosos próximo a um solo plano é muito limitada, o que valoriza a recente metodologia proposta por Alcântara Pereira *et al.* (2020) e classificada como “técnica de controle híbrido de desprendimento de vórtices” (RASHIDI *et al.*, 2016).

Na verdade, o controle e a supressão do desprendimento de vórtices de um corpo rombudo tem sido considerada uma das áreas de pesquisa mais importantes no campo das aplicações aero ou fluidodinâmicas, como vibração de dutos, interações de correntes e ondas com estruturas *offshore*, pontes suspensas e chaminés próximas de edifícios altos.

Existem diferentes situações em que o desprendimento de vórtices pode cessar e, de particular interesse aqui, é a de um cilindro nas proximidades de um solo plano. Até onde se sabe, o efeito do solo é governado por três mecanismos (BIMBATO *et al.*, 2011; BIMBATO *et al.*, 2013; LEI *et al.*, 1999; LI *et al.*, 2017; NISHINO, 2007; ROSHKO *et al.*, 1975; ZDRAVKOVICH, 1985): *i*) A interferência da esteira devido ao entrelaçamento da esteira do

corpo e a camada limite formada no solo, a última é menos influente, apesar de vários estudos intensivos relatados até agora. *ii*) O efeito tridimensional, que apresenta uma transferência de quantidade de movimento na direção axial do corpo levando a uma força de arrasto menor em comparação aos resultados bidimensionais. *iii*) O efeito de bloqueio (ou efeito Venturi), que contribui para o aparecimento de picos altos e pequenos durante a evolução temporal da curva de arrasto. Esses picos foram identificados por Bimbato *et al.* (2013), dentro do regime de grande distância, $h/d > 0,40$, usando um método de vórtices discretos implementado com a teoria de Simulação das Grandes Escalas.

O regime de grande distância é caracterizado pela presença de fortes estruturas vorticosas, que são geradas na parte posterior de um corpo rombudo (NISHINO, 2007). A aplicabilidade do efeito Venturi em modelos aerodinâmicos foi discutida na literatura (CUI e ZHANG, 2010; ZHANG *et al.*, 2006).

Dentro do cenário descrito acima, Roshko *et al.* (1975) relataram o comportamento das forças aerodinâmicas para o cilindro com superfície lisa nas proximidades de uma parede fixa usando um túnel de vento em escoamento de alto número de Reynolds, $Re = 2,0 \times 10^4$. Conforme o cilindro se aproximou do solo plano, foi relatado que a força de arrasto diminuiu rapidamente; pelo contrário, a força de sustentação aumentou.

Zdravkovich (1985) também relatou o comportamento das forças aerodinâmicas para o cilindro com superfície lisa próximo a um solo fixo em escoamentos com números de Reynolds elevados, na faixa de $4,8 \times 10^4 < Re < 3,0 \times 10^5$. Como a razão entre a distância e o diâmetro, h/d , foi reduzida a um valor menor do que a espessura da camada limite, h/δ (δ é a espessura da camada limite), no solo plano, identificou-se uma diminuição rápida na força de arrasto. A variação do arrasto foi dominada por h/δ e a razão h/d foi menos dominante. Observou-se que o estado da camada limite pode interferir na força de sustentação, embora a espessura da camada limite seja menos influente.

Em outra pesquisa relevante, Zdravkovich (2003) investigou o comportamento da força de arrasto no cilindro com superfície lisa próximo a um solo plano móvel. A parede plana moveu-se na mesma velocidade do escoamento livre sob um número de Reynolds subcrítico superior, $Re = 2,5 \times 10^5$. Os resultados experimentais contrastaram com todos os estudos anteriores usando solo fixo, por exemplo, Roshko *et al.* (1975) e Zdravkovich (1985), porque praticamente nenhuma camada limite foi gerada a partir da parede móvel.

Curiosamente, a diminuição esperada da força de arrasto, conforme a razão h/d diminuiu, não apareceu. Esse comportamento foi atribuído à inexistência da camada limite formada no solo ou ao elevado número de Reynolds, ou a quaisquer outros fatores de influência, como textura superficial e vibração estrutural.

Resultados experimentais do escoamento ao redor de cilindro com superfície lisa, com uma razão de aspecto de 8,33 em um túnel de vento, foram relatados por Nishino (2007). Dois números de Reynolds subcríticos, $Re = 0,4 \times 10^4$ e $1,0 \times 10^5$, foram investigados. As configurações do cilindro com e sem placas finais estavam próximas e paralelas a uma parede plana funcionando na mesma velocidade que a do escoamento livre. O efeito de parede móvel eliminou os efeitos menos influentes da camada limite formada no solo e, portanto, os resultados experimentais contribuíram para esclarecer os mecanismos fundamentais do efeito solo em mais detalhes.

O estudo do referido autor também produziu novas percepções sobre a física do efeito solo e, ainda hoje, serve como banco de dados para apoiar investigações numéricas. O importante para a presente Tese é que, para o cilindro com placas finais, os padrões de escoamento de óleo foram observados como aproximadamente bidimensionais. Em contraste com o cilindro próximo a uma configuração fixa no solo (ROSHKO *et al.*, 1975), a força de arrasto diminuiu rapidamente, conforme a razão h/d diminuiu para valores menores que 0,50 e tornou-se constante para h/d menores que 0,35.

Um algoritmo do método de vórtices discretos com modelagem LES, foi implementado por Bimbato *et al.* (2011; 2013) para estudar o escoamento bidimensional em torno do cilindro próximo a uma parede móvel. Sua estratégia numérica era representar o movimento do solo plano usando uma parede plana sem geração de vorticidade nesta. Os resultados numéricos para um número de Reynolds subcrítico, $Re = 1,0 \times 10^5$, apresentaram boa concordância com os resultados experimentais relatados por Nishino (2007) usando a configuração de cilindro com placas finais. Os autores concluíram que o efeito Venturi suprimiu quase completamente o desprendimento de vórtices do cilindro colocado mais próximo ao solo plano. Além disso, a força de arrasto diminuiu como consequência da supressão.

Recentemente, Alcântara Pereira *et al.* (2020) propuseram uma técnica de controle híbrido de desprendimento de vórtices, combinando controles passivo e ativo para estudar o escoamento passando pelo cilindro rugoso na vizinhança de uma parede móvel, em um

número de Reynolds subcrítico igual a $1,0 \times 10^5$. Eles associaram com sucesso as metodologias desenvolvidas por Bimbato *et al.* (2019; 2011; 2013), com foco no efeito de rugosidades relativas maiores, ou seja, $\varepsilon/d = 0,0045$ e $0,007$, na dinâmica do escoamento em cilindro sob regime de pequena distância, que foi identificado em investigação anterior realizada por Bimbato *et al.* (2013) como sendo $h/d < 0,20$.

O regime de pequenas distâncias é caracterizado pela supressão do desprendimento de vórtices. Seus resultados mostraram uma antecipação da supressão do desprendimento de vórtices ao usar $\varepsilon/d = 0,007$ em $h/d = 0,10$. De importância, o número de Strouhal desapareceu completamente ($St = 0,0$) e foi observada a formação de duas camadas de cisalhamento quase paralelas de sinais opostos na parte traseira do cilindro. É interessante comentar que Bimbato *et al.* (2013) não capturou a interrupção completa do desprendimento de vórtices, mesmo em $h/d = 0,05$.

Alcântara Pereira *et al.* (2020) relataram diferenças acima de 10% entre o cilindro com superfície lisa e outro rugoso ao integrarem apenas a pressão estática e, portanto, conforme discutido por eles, o efeito da rugosidade da superfície foi capturado por sua abordagem numérica.

A principal contribuição de outro trabalho recente, desenvolvido por Oliveira *et al.* (2020a), foi a de mostrar que a metodologia proposta por Alcântara Pereira *et al.* (2020) também captura mudanças importantes na dinâmica do escoamento em cilindro ligeiramente rugoso nas proximidades de uma parede móvel. Assim, o efeito da rugosidade relativamente menor, ou seja, $\varepsilon/d = 0,001$, na dinâmica do escoamento ao redor do cilindro, foi investigado e comparado com configurações de cilindro com superfície lisa. A altura de rugosidade escolhida pode ser encontrada, por exemplo, em colunas de suporte de grandes estruturas flutuantes *offshore* após alguns anos de operação.

Em outras palavras, o objetivo principal de Oliveira *et al.* (2020a) foi relatar a compreensão da influência da rugosidade da superfície para o controle da redução da frequência de desprendimento de vórtices e no comportamento destrutivo da esteira atrás do cilindro rugoso colocado perto de uma parede móvel, para $Re = 1,0 \times 10^5$. Os resultados de destaque são para a história temporal das cargas aerodinâmicas, comportamento do número de Strouhal e previsão do ponto de separação. O foco foi rastrear o comportamento do número de

Strouhal até que ele desaparecesse. No geral, os resultados encontrados estão de acordo com a física esperada para este tipo de escoamento vorticoso.

A aerodinâmica do cilindro rugoso tem sido razoavelmente relatada na literatura (GAO *et al.*, 2015; ACHENBACH, 1971; BIMBATO *et al.*, 2019; BURESTI e LANCIOTTI, 1979; FAGE e WARSAP, 1929; GUVEN *et al.*, 1980; van HINSBERG, 2015), no entanto, muito pouca atenção tem sido dada ao problema do escoamento ao redor do cilindro rugoso próximo de uma parede móvel (ALCÂNTARA PEREIRA *et al.*, 2020). Em trabalhos anteriores (ALCÂNTARA PEREIRA *et al.*, 2020; BIMBATO *et al.*, 2019), foi relatado que o efeito de um modelo de rugosidade bidimensional é muito mais sensível do que o de uma modelagem de turbulência somente.

Em geral, as simulações numéricas de escoamentos a altos números de Reynolds em torno de corpos rombudos bidimensionais resultam em superestimativa do comportamento das forças aerodinâmicas. No entanto, os resultados são muito importantes para aplicações de engenharia (projetos conservadores), onde cargas integradas mais altas são calculadas, especialmente a força de arrasto, em associação com frequências de desprendimento de vórtices precisas.

3. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA DO PROBLEMA

Neste capítulo apresenta-se o arcabouço matemático utilizado para o desenvolvimento do Método de Vórtices Discretos Lagrangeano com novo Modelo de Rugosidade, capaz de simular escoamentos bidimensionais ao redor de um corpo cilíndrico com superfície rugosa, e que pode ser alocado próximo ao solo plano móvel e/ou vibrar forçadamente na direção longitudinal ao escoamento incidente (*in-line*). Tanto o escoamento incidente quanto o corpo movem-se em relação a uma superfície plana horizontal de referência e, por isso, o sistema de coordenadas fixo (X, O, Y) encontra-se localizado nesta superfície plana horizontal.

O corpo pode vibrar forçadamente na direção longitudinal ao escoamento incidente impondo-se uma amplitude A_x e uma frequência de oscilação f_{osc} . O deslocamento causado pela vibração forçada na direção longitudinal ao escoamento é da seguinte forma harmônica:

$$x_{osc}(t) = A_x \text{sen}(2\pi f_{osc} t) \quad 3.1$$

A velocidade angular ϑ é:

$$\vartheta = 2\pi f_{osc} \quad 3.2$$

onde f_{osc} é a frequência de vibração forçada do cilindro.

Assim, tem-se o seguinte deslocamento de um ponto na superfície do cilindro:

$$x_{osc}(t) = A_x \text{sen}(\vartheta t) \quad 3.3$$

Considerando os componentes do vetor velocidade do cilindro, frente ao sistema de coordenadas fixo no plano horizontal, tem-se:

$$u_x = u_{osc} = \frac{\partial x_{osc}}{\partial t} = 2\pi f_{osc} A_x \cos(2\pi f_{osc} t) \quad 3.4$$

$$v_y = v_{osc} = \frac{\partial y_{osc}}{\partial t} = 0 \quad 3.5$$

ou seja,

$$u_x = u_{osc} = A_x \vartheta \cos(\vartheta t) \quad 3.6$$

3.1. Geometria e Definições

Na Figura 3.1 é apresentado um esquema do modelo estrutural do problema: um escoamento viscoso bidimensional, incompressível e em regime não permanente que incide sobre um cilindro rugoso, estacionado nas vizinhanças de uma superfície lisa horizontal plana (solo). O cilindro possui um diâmetro d e está distanciado verticalmente do solo. O escoamento incidente ao cilindro possui uma velocidade U e ângulo de incidência α igual a 0° . O escoamento que se desenvolve devido ao descolamento da camada limite hidrodinâmica se encontra em regime não permanente. O método desenvolvido neste trabalho, implementado em código computacional, permite vibrações forçadas com um grau liberdade, na direção transversal ou longitudinal à direção do escoamento incidente. Fez-se a opção pelas vibrações longitudinais para avaliar a sensibilidade deste método.

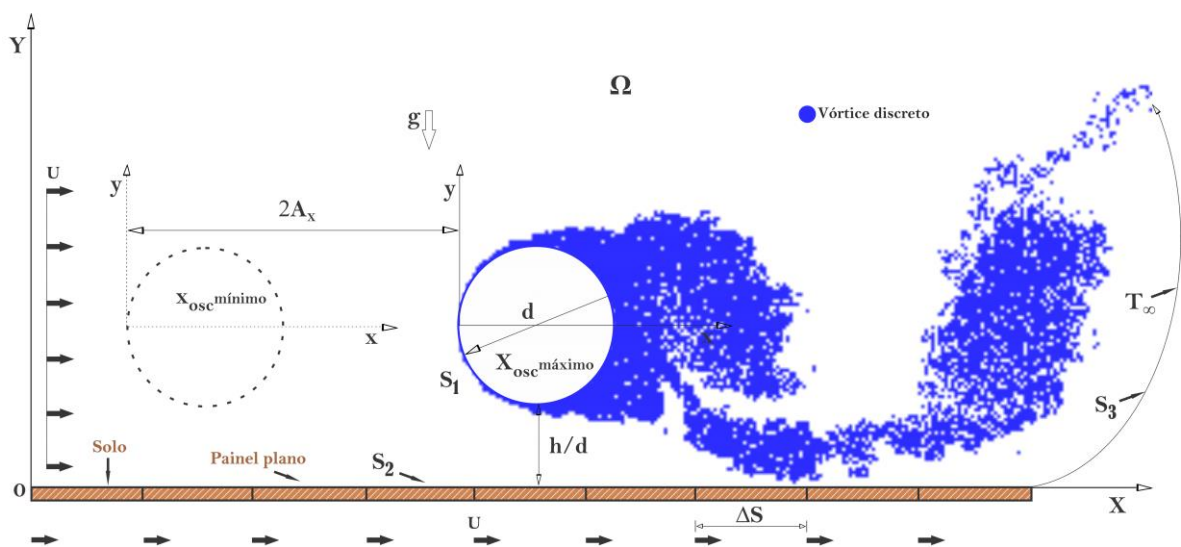


Figura 3.1 Modelo estrutural de vibração forçada longitudinal do cilindro.

As grandezas representadas na Figura 3.1 são:

$U \equiv$ velocidade do escoamento incidente;

$d \equiv$ diâmetro do cilindro;

$S_1 \equiv$ contorno que delimita a superfície do cilindro;

$S_2 \equiv$ contorno que delimita a superfície plana horizontal (solo);

$S_3 \equiv$ fronteira definida a grandes distâncias de S_1 e S_2 ;

$\Omega = S_1 \cup S_2 \cup S_3 \equiv$ domínio fluido semi-infinito;

$h/d \equiv$ distância vertical entre o ponto mais baixo da superfície do cilindro e o solo;

$x_{osc} \equiv$ deslocamento do cilindro devido à imposição da vibração forçada;

$\Delta S \equiv$ comprimento de um módulo do solo (igual ao diâmetro do cilindro).

3.2. Hipóteses Simplificadoras

Para solução do problema é necessário assumir hipóteses, contudo sem perda de generalidade. Estas hipóteses estão relacionadas à geometria do problema e às propriedades do fluido e do escoamento.

a) Hipóteses relativas à geometria

H1 – Região fluida semi-infinita e bidimensional.

H2 – Ângulo de incidência do escoamento, que é nulo ($\alpha = 0^\circ$).

b) Hipóteses relativas às propriedades do fluido

H3 – Fluido Newtoniano.

H4 – As propriedades do fluido, ρ (massa específica) e μ (coeficiente de viscosidade dinâmica), são constantes.

c) Hipóteses relativas ao escoamento

H5 – Escoamento é incompressível: os efeitos da compressibilidade podem ser desprezados, ou seja, o número de Mach é $Ma < 0,3$. Então, não há variação da massa específica.

3.3. Equações Governantes

As equações utilizadas para a análise do problema proposto são definidas através dos princípios de conservação que um fluido em movimento deve obedecer. A seguir são apresentados o Princípio de Conservação da Massa e o Princípio de Conservação da Quantidade de Movimento Linear.

Princípio de Conservação da Massa (PCM)

O balanço de massa é dado pela equação da continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad 3.7$$

Considerando a hipótese H5 (escoamento incompressível), a Eq. 3.7 torna-se:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad 3.8$$

Princípio de Conservação da Quantidade de Movimento Linear (PCQML)

O PCQML (Segunda Lei de Newton) é dado pela equação seguinte:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} \quad 3.9$$

onde \mathbf{g} é o vetor gravidade, p é o campo de pressões e μ é o coeficiente de viscosidade dinâmica.

A Eq. 3.9 é obtida considerando-se as hipóteses H3, H4 e H5. Ainda pela hipótese H1, e desprezando as forças de campo, pode-se escrever o PCQML, nas direções x e y :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad 3.10$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad 3.11$$

Utilizando-se Notação Indicial tem-se:

Princípio de Conservação da Massa (PCM)

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad 3.12$$

Princípio de Conservação da Quantidade de Movimento Linear (PCQML)

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad 3.13$$

3.4. Condições de Contorno

As condições de contorno para o problema estão relacionadas com as fronteiras sólidas – cilindro (S_1) e solo (S_2) – e a fronteira a grandes distâncias dos corpos (S_3). Assim, tem-se como condições de contorno:

Condição de impenetrabilidade na superfície do cilindro e do solo

$$u_n = \mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_n = 0 \text{ em } S_1 \text{ e } S_2 \quad 3.14$$

Condição de escorregamento nulo na superfície do cilindro

$$u_\tau = \mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_\tau = 0 \text{ em } S_1 \quad 3.15$$

Condição de escoamento não perturbado a grandes distâncias do cilindro e do solo

$$|\mathbf{u}| \rightarrow U \text{ em } S_2 \text{ e } S_3 \quad 3.16$$

3.5. Turbulência

A turbulência é um fenômeno muito comum na natureza e na maioria dos problemas práticos da engenharia de escoamentos de fluidos. Portanto, o entendimento dos mecanismos físicos associados a este fenômeno é de suma importância na análise destes escoamentos.

Markatos (1986) define um escoamento turbulento como sendo aquele que é tridimensional, rotacional, intermitente, altamente desordenado, difusivo e dissipativo, embora Argyropoulos e Markatos (2015) destaquem que, mesmo a literatura contendo muitas definições sobre o que é turbulência, sua definição precisa ainda é um desafio por caracterizar o tipo mais complicado de movimento fluido.

Durante alguns anos a turbulência teve como definição o caos e a aleatoriedade. Mas com o decorrer dos estudos percebeu-se que muitos fenômenos internos em escoamentos turbulentos tornaram mais amplo o conceito de turbulência. Um dos pioneiros no estudo foi Reynolds (1883), que observou em seu experimento clássico que a transição para a turbulência se dá devido à amplificação de perturbações no escoamento, tornando-o instável e levando-o à transição para turbulência. Uma característica muito importante do escoamento turbulento é a multiplicidade de escalas, característica esta que torna o problema muito complexo de analisar analiticamente devido às interações não lineares entre as escalas do escoamento. As maiores estruturas carregam as baixas frequências do escoamento, são

controladas pela geometria do problema e possuem maior quantidade de energia que as pequenas estruturas, enquanto estas trazem consigo as maiores frequências do escoamento, são controladas pelas escalas de Kolmogorov, que são as menores possíveis no escoamento turbulento, e tem mais vorticidade que as grandes escalas. O número de Reynolds está diretamente ligado ao desenvolvimento da turbulência. À medida que o número de Reynolds aumenta o escoamento passa à transição e por fim há a degeneração em turbulência.

A complexidade física devido ao amplo espectro de escalas dificulta a solução das equações que governam escoamentos turbulentos, tornando necessária a utilização de métodos numéricos que viabilizem a análise destes escoamentos. Dentre estes métodos estão a Simulação Numérica Direta (DNS) e a Simulação de Grandes Escalas (LES).

Na Simulação Numérica Direta, o problema é discretizado através de uma malha suficientemente refinada que fornece solução para as múltiplas escalas do escoamento. Porém, este método é muito caro, pois despense muitos incrementos de tempo e grande esforço computacional, tornando-o interessante para trabalhar a baixos números de Reynolds, o que não é o caso da presente formulação.

Por fim, a Simulação de Grandes Escalas, que realmente interessa para o desenvolvimento deste trabalho, consiste na separação das escalas do escoamento. As maiores escalas, que transportam maior quantidade de movimento e de massa, são resolvidas diretamente através da filtragem das equações governantes do problema (Princípios de Conservação) enquanto as menores escalas são modeladas. Esta abordagem tornou possível a solução de escoamentos a altos números de Reynolds, sendo esta uma das ferramentas mais utilizadas na solução de escoamentos turbulentos. Este método consiste na aplicação de um filtro espacial nas equações que governam o problema, o que resulta no campo de grandes escalas do escoamento e em tensões adicionais, e estas, por sua vez, são resolvidas através de modelagem de submalha.

3.5.1. Filtragem das Equações Governantes

A Simulação de Grandes Escalas é utilizada para separação das escalas do escoamento. Nas macro escalas é onde se concentram os fenômenos de maior interesse (LESIEUR e MÉTAIS, 1996) e a análise destes fenômenos pode ser realizada, neste trabalho,

utilizando-se um número considerável de vórtices discretos, enquanto as microescalas devem ser modeladas.

Através do processo de filtragem das equações governantes separam-se as grandes escalas ($\bar{f}(\mathbf{x}, t)$) das escalas submalha ($f'(\mathbf{x}, t)$):

$$f(\mathbf{x}, t) = \bar{f}(\mathbf{x}, t) + f'(\mathbf{x}, t) \quad 3.17$$

A parte filtrada é dada pela integral de convolução:

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \int_{\forall} f(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t) \bar{G}(\mathbf{y}) d\mathbf{y} \quad 3.18$$

onde a função \bar{G} representa um filtro passa baixo.

As equações governantes a serem filtradas são as Equações 3.12 e 3.13, as quais assumem as seguintes formas, respectivamente:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad 3.19$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u_i u_j})}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad 3.20$$

A filtragem das equações resulta em um termo não linear $\overline{u_i u_j}$. Para solucionar o sistema aplica-se a equação da composição:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad 3.21$$

então,

$$\overline{u_i u_j} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i u'_j} \quad 3.22$$

Neste ponto torna-se necessário definir os tensores turbulentos:

Tensor de Leonard

$$L_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad 3.23$$

Tensor cruzado

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} \quad 3.24$$

Tensor de Reynolds submalha

$$\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j} \quad 3.25$$

Assim, a Equação 3.22 fica:

$$\overline{u_i u_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j + L_{ij} + C_{ij} + \tau_{ij} \quad 3.26$$

Não há a necessidade de se fazer os cálculos específicos dos tensores de Leonard e cruzado, quando se utiliza um esquema numérico de transporte advectivo de até segunda ordem (SHAANAN *et al.*, 1975; SILVEIRA NETO, 2020). Isto foi confirmado por Silveira Neto *et al.* (1993) em simulações de escoamento sobre uma expansão brusca.

Como o presente trabalho utiliza o esquema de avanço convectivo de primeira ordem de Euler, pode-se utilizar a consideração proposta anteriormente. Assim, as Equações 3.19 e 3.20 ficam:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad 3.27$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u'_i u'_j}) \quad 3.28$$

Para solucionar o sistema de equações acima se faz necessária a modelagem do tensor de Reynolds submalha $\overline{u'_i u'_j}$ para que se possa recuperar as frequências mais altas do escoamento, perdidas no processo de filtragem. Este termo corresponde ao transporte turbulento de quantidade de movimento entre as escalas resolvidas e as escalas não resolvidas que resultam do movimento do fluido presente nas escalas inferiores, as quais não podem ser resolvidas com o número de vórtices discretos de uma simulação numérica típica, explicando-se assim a necessidade da modelagem.

3.5.2. Modelagem da Turbulência

A solução para turbulência é obtida via Simulação de Grandes Escalas. Foi explanado que o processo de filtragem das equações governantes do problema resulta em tensores que estão associados às pequenas escalas do escoamento. O tensor de maior interesse é o tensor de Reynolds submalha. Foi visto, também, que estes tensores não são resolvidos, portanto é preciso fazer a modelagem dos mesmos.

A modelagem da turbulência nesta formulação é feita por meio do conceito de viscosidade turbulenta ν_t , proposto por Boussinesq. É ela a responsável pelo transporte de energia entre as grandes e as pequenas escalas do escoamento.

Segundo Boussinesq, a hipótese de turbulência isotrópica é refletida no tensor de Reynolds submalha, $\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$, sendo este proporcional ao tensor taxa de deformação do campo filtrado, \overline{S}_{ij} . Em sua metodologia, Smagorinsky (1963) define o tensor taxa de deformação como:

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad 3.29$$

A relação entre este tensor e o tensor de Reynolds submalha é:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\nu_t \left(\overline{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{S}_{kk} \right) \quad 3.30$$

onde ν_t é a viscosidade turbulenta submalha (calculada por um modelo de turbulência) e δ_{ij} é o delta de Kronecker. Se a energia turbulenta de escala submalha $\tau_{kk}/(2\rho)$ for representada por um símbolo κ' , então o lado esquerdo da equação pode ser escrito como:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = \tau_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \kappa' \quad 3.31$$

Substituindo a Eq. 3.31 na Eq. 3.30:

$$\tau_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \kappa' = -2\nu_t \left(\overline{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{S}_{kk} \right) \quad 3.32$$

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \left(\overline{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{S}_{kk} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \kappa' \quad 3.33$$

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \kappa' \quad 3.34$$

$$\tau_{ij} = -\nu_t \left[\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \kappa' \quad 3.35$$

considerando a Eq. 3.35 e a Eq.3.28, tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u}_i \overline{u}_j)}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \kappa' \right] \end{aligned} \quad 3.36$$

Considerando a equação da continuidade, tem-se:

$$\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} = 0 \quad 3.37$$

Observa-se que o divergente do termo envolvendo a energia cinética turbulenta e o delta de Kronecker resultam no gradiente da energia cinética turbulenta:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \kappa' \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\frac{2}{3} \rho \kappa' \right) \quad 3.38$$

o que permite incorporar este termo ao termo da pressão $\left(\bar{P} = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho \kappa' \right)$, gerando uma pressão modificada na equação modelada (Eq. 3.36):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + v \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[v_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad 3.39$$

Da equação da continuidade (Eq.3.27), tem-se:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad 3.40$$

Assim, pode-se escrever que:

$$v \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) = v \frac{\partial^2 \bar{u}_j}{\partial x_i \partial x_j} = 0 \quad 3.41$$

Somando o segundo termo do lado direito da Eq. 3.39 com a equação Eq. 3.41, obtém-se:

$$v \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + v \frac{\partial^2 \bar{u}_j}{\partial x_j \partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(v \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(v \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[v \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad 3.42$$

Das Equações 3.36 e 3.42, resulta:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad 3.43$$

Esta equação de transporte para os componentes médios da velocidade tem uma natureza fechada – tem um mesmo número de equações e incógnitas. Contudo, o problema central reside na modelagem da turbulência – o cálculo da viscosidade turbulenta.

Para recuperar o verdadeiro campo de pressão torna-se necessário modelar também a energia cinética turbulenta, o que deve ser feito simultaneamente com o cálculo da viscosidade turbulenta. É importante enfatizar que, quando se resolve as equações da turbulência modeladas, o que se chama de pressão não é a pressão estática (ou termodinâmica) e sim, uma pressão modificada pela energia cinética turbulenta:

$$\bar{P} = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho \kappa' \quad 3.44$$

O cálculo da viscosidade turbulenta pode ser realizado através da formulação proposta por Smagorinsky (1963), dada pela equação:

$$v_t = (C_{SM} \ell)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad 3.45$$

onde: C_{SM} é a constante de Smagorinsky; ℓ é o comprimento característico, normalmente modelado em função do tamanho característico da malha de discretização, ou seja, $\ell = \sqrt{\Delta x \Delta y}$, sendo Δx e Δy , respectivamente, a largura e a altura da malha; e $\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ é a norma do tensor taxa de deformação (SILVEIRA NETO, 2020).

Para turbulência homogênea e isotrópica, Lilly (1967) obteve analiticamente $C_{SM} = 0,18$, mas, conforme Silveira Neto (2020), este valor precisa ser ajustado frente ao tipo de escoamento em estudo e ao código de cálculo utilizado.

Silveira Neto (2020) pondera dois pontos de atenção na proposta de Smagorinsky: a falta de universalidade no valor da constante C_{SM} , que se relaciona com o tipo de problema em análise, método numérico adotado e ainda com o refinamento da malha para abordagens eulerianas; e a necessidade de utilização de uma função de amortecimento na presença de paredes, já que o modelo resulta em elevados valores de viscosidade turbulenta nas camadas de fluido na vizinhança de paredes (as derivadas dos componentes de velocidade são grandes na parede).

O formalismo para obtenção da viscosidade turbulenta, no espaço de Fourier, através do espectro de energia cinética turbulenta, $E(K_C, t)$, foi apresentado por Chollet e Lesieur (1981):

$$v_t(K_C, t) = \frac{2}{3} C_K^{-3/2} \sqrt{\frac{E(K_C, t)}{K_C}} \quad 3.46$$

onde $C_k = 1,4$ é a constante de Kolmogorov, K_c é o número de onda de corte e $E(K_c, t)$ é o espectro de energia cinética turbulenta.

Para calcular a viscosidade turbulenta no espaço físico, algo difícil de ser realizado, Métais e Lesieur (1992) obtiveram o espectro de energia cinética turbulenta através do modelo de Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem (SILVEIRA NETO, 2020), \bar{F}_2 ,

$$\bar{F}_2(\mathbf{x}, r, t) = \overline{\|\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) - \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)\|^2}_{\|\mathbf{r}\|=\Delta} \quad 3.47$$

onde, o operador média é aplicado entre as velocidades $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)$, calculadas sobre pontos da superfície de uma esfera com o centro em \mathbf{x} e raio $\|\mathbf{r}\| = \Delta$, e a velocidade $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$, calculada sobre o ponto do escoamento definido por \mathbf{x} , onde se deseja determinar a atividade turbulenta. Δ é o tamanho característico da malha para abordagens eulerianas.

Conforme esclarece Silveira Neto (2020), assumindo-se a hipótese de homogeneidade e isotropia nas pequenas estruturas (que são modeladas), justifica-se a passagem de uma viscosidade turbulenta no espaço espectral, $v_t(K_c, t)$, para uma viscosidade turbulenta no espaço físico, $v_t(\mathbf{x}, \Delta, t)$. Assim, utilizando a Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem, o cálculo da viscosidade turbulenta no espaço físico é feito através da seguinte equação (MÉTAIS e LESIEUR, 1992):

$$v_t(\mathbf{x}, \Delta, t) = 0,105 C_k^{-3/2} \Delta \sqrt{\bar{F}_2(\mathbf{x}, \Delta, t)} \quad 3.48$$

Esta formulação é muito apropriada para o novo Método de Vórtices Discretos Lagrangeano, pois na Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem utiliza-se o conceito de flutuações de velocidade (diferenças de velocidade) e não o conceito de derivadas. Sendo que, no referido método, o campo de velocidades está prontamente disponível, em cada instante de tempo. Portanto, a partir do Princípio de Conservação da Quantidade de Movimento Linear chegou-se à viscosidade turbulenta.

3.5.3. Adaptação da Modelagem de Turbulência ao Método de Vórtices Discretos

A presente formulação utiliza o conceito de viscosidade turbulenta para modelagem da turbulência e este conceito está associado a uma Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem, conforme Métais e Lesieur (1992).

Para a aplicação deste conceito no problema proposto, Alcântara Pereira (2002) realizou duas adaptações para a implementação do modelo de turbulência bidimensional: (i) os pontos sobre os quais as velocidades são calculadas devem situar-se sobre uma coroa circular definida por $r_{\text{int}} = 0,1\sigma_0$ e $r_{\text{ext}} = sm \times \sigma_0$, onde r_{int} e r_{ext} são, respectivamente, os raios interno e externo da coroa circular, e σ_0 é o raio do núcleo do vórtice discreto ao qual se deseja atribuir uma viscosidade turbulenta a partir dos vórtices discretos localizados em sua coroa circular, conforme apresentado na Figura 3.2. O valor de sm é dado pelo estudo estatístico realizado por Bimbatto (2012); e (ii) no cálculo da Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem, os pontos onde as velocidades são calculadas devem coincidir com a posição dos vórtices discretos que se encontram nas vizinhanças do vórtice discreto considerado (Figura 3.2).

A Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem estrutura-se na diferença de velocidades entre um determinado vórtice discreto i em análise e os vórtices discretos que estão presentes no interior da sua coroa circular (Eq. 3.49). Este cálculo se repete em toda a região onde a atividade turbulenta possui maior intensidade, ou seja, onde se encontra cada vórtice discreto:

$$\bar{F}_{2i} = \frac{1}{NVC} \sum_{j=1}^{NVC} \left\| \bar{\mathbf{u}}_i(\mathbf{x}_i, t) - \bar{\mathbf{u}}_j(\mathbf{x}_i + \mathbf{r}_{ij}, t) \right\|^2 \left(\frac{\sigma_{0i}}{r_{ij}} \right)^{2/3} \quad 3.49$$

sendo $\bar{\mathbf{u}}_i$ a velocidade total atribuída a um vórtice discreto localizado na posição \mathbf{x}_i , $\bar{\mathbf{u}}_j$ a velocidade total atribuída a um vórtice discreto localizado na posição $\mathbf{x}_i + \mathbf{r}_{ij}$, NVC o número de vórtices discretos presentes no interior da coroa circular de um vórtice discreto i , \mathbf{x}_i é o vetor posição de um vórtice discreto i , \mathbf{r}_{ij} é a diferença entre os vetores posição do vórtice discreto em análise (vórtice i) e um vórtice discreto existente dentro da coroa circular (vórtice

j) em um instante t , r_{ij} é a intensidade do vetor \mathbf{r}_{ij} . O termo $(\sigma_{0i}/r_{ij})^{2/3}$ se faz necessário na expressão (3.49), pois os vórtices discretos existentes em uma coroa circular não estão equidistantes do vórtice discreto em análise.

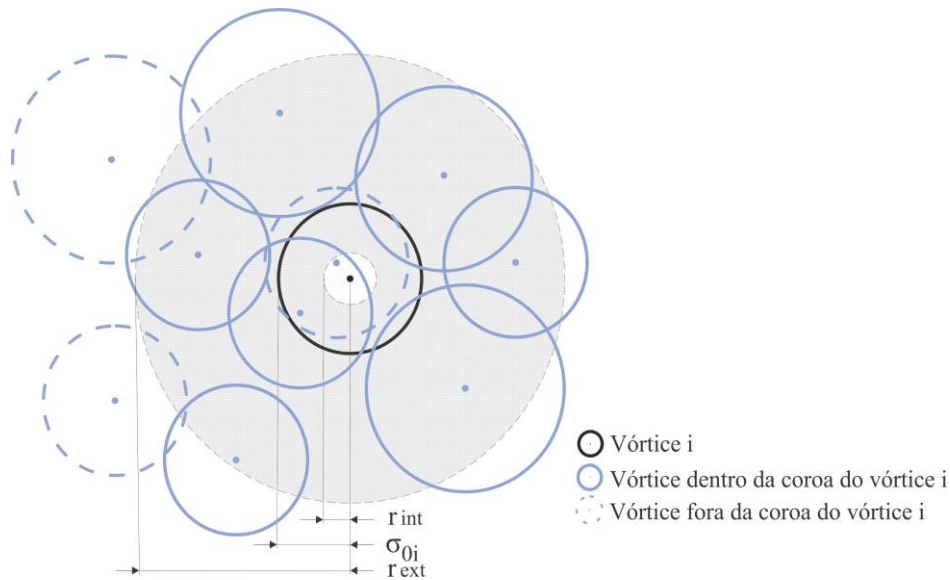


Figura 3.2 Adaptação do modelo de turbulência ao Método de Vórtices Discretos

O cálculo da Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem é feito a cada incremento de tempo e com este valor definido calcula-se a viscosidade turbulenta associada a cada vórtice discreto da nuvem de vórtices que simula a turbulência.

A viscosidade turbulenta atua juntamente com a viscosidade molecular, o que leva à conclusão de que o número de Reynolds deve ser corrigido. Esta correção é feita localmente e se dá em função da atividade turbulenta existente ao redor do vórtice discreto que está sendo analisado.

Conforme proposto por Bimbatto (2012), o processo de difusão turbulenta é considerado apenas na etapa da difusão viscosa, pois é esta a responsável pela dissipação de energia. Esta proposição veio para corrigir o modelo proposto por Alcântara Pereira (2002) que, além de corrigir o número de Reynolds localmente, ainda corrigia o raio do núcleo do vórtice discreto i para realizar o processo de difusão turbulenta. Isto fazia com que este processo fosse levado em conta duas vezes.

3.6. O novo Modelo Lagrangeano Dinâmico de Rugosidade para Simulação de Escoamentos em Cilindros – MLDR_{VL}

Fisicamente, a rugosidade é uma característica geométrica do corpo. Quando este corpo está sob a ação de um escoamento incidente, a sua superfície pode ser considerada hidraulicamente lisa ou rugosa. Tendo como referência o corpo de superfície hidraulicamente lisa, o novo modelo de rugosidade bidimensional integra dois recursos para simular o efeito da rugosidade superficial no escoamento ao seu redor: a mudança na geometria do corpo e a mudança na quantidade de movimento a partir da camada limite. Este novo modelo foi nomeado de Modelo Lagrangeano Dinâmico de Rugosidade – MLDR_{VL}, sendo que os subscritos V e L fazem referência à sua integração com o Método de Vórtices Discretos e com a modelagem de turbulência LES.

A discretização do cilindro bidimensional, seja de superfície lisa ou rugosa, é feita utilizando o método de painéis planos (KATZ e PLOTKIN, 1991). A geometria rugosa é construída com a introdução de elementos triangulares distribuídos uniformemente em todo perímetro do cilindro (Figura 3.3a). A altura dos elementos triangulares é igual à magnitude da rugosidade, ε , desejada.

Para o cilindro com superfície rugosa não ser gerado com diâmetro maior do que o de um cilindro com superfície lisa, comprometendo a comparação de resultados em termos de simulação numérica, o conceito de rugosidade média é então adotado. Assim, o diâmetro rugoso médio do cilindro, d_{rugoso} , é ajustado para o valor adimensional igual a 1, ou seja, para um raio rugoso médio, r_{rugoso} , igual a 0,5 para qualquer rugosidade considerada, conforme Figura 3.3a. Na Figura 3.3b é apresentado, como exemplo, a simulação computacional do escoamento ao redor de um corpo com rugosidade hipotética $\varepsilon = 0,05$, construído com 48 painéis planos. O campo de vorticidade é apresentado para um tempo adimensional 200.

A mudança da geometria do cilindro faz com que as condições de escorregamento nulo e de impenetrabilidade (aderência) sejam satisfeitas em posições diferentes, dependendo da altura do elemento triangular que representa a magnitude da rugosidade. Contudo, isso por si só não é capaz de representar o efeito da rugosidade no escoamento.

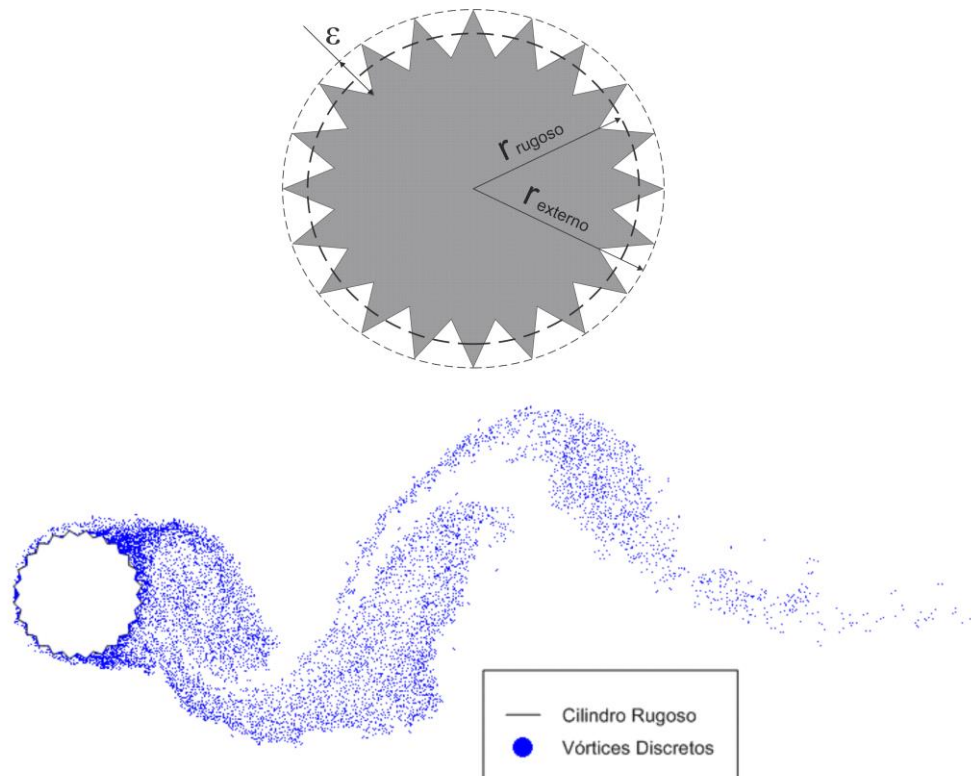


Figura 3.3 Cilindro rugoso: (a) Construção da geometria rugosa; (b) Campo de vorticidade gerado a partir do escoamento ao redor de um corpo com rugosidade hipotética $\varepsilon = 0,05$.

O novo modelo de rugosidade está condicionado ao Método de Vórtices Discretos, que na presente Tese, está estruturado com o suporte do método de painéis planos para discretização do corpo e com o suporte da modelagem de turbulência LES (modelo submalha tipo Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem).

O modelo de fechamento da turbulência submalha de Smagorinsky e o modelo submalha tipo Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem (MÉTAIS e LESIEUR, 1992) são aplicáveis aos escoamentos plenamente turbulentos e, assim, nas suas formas originais, resultam em uma previsão insatisfatória na região de parede e em escoamentos em transição (SILVEIRA NETO, 2020).

Por sua vez, o Método de Vórtices Discretos simula a camada limite sem o uso de função de parede. Ademais, na modelagem de turbulência LES, as menores estruturas concentram a vorticidade, mas as menores escalas são menos sensíveis à geometria do problema (a influência de paredes). Portanto, uma perturbação complementar próxima ao corpo deve ser introduzida. Parte-se da premissa de que o efeito da rugosidade é internalizado pela inclusão, adicional à mudança da geometria do corpo, de uma perturbação local na região de nascimento dos vórtices discretos.

A formulação básica do Método de Vórtices Discretos baseia-se na discretização do campo de vorticidade, que é representado pela soma das vorticidades dos elementos de vórtices, conforme equação 3.50, e frequentemente a função de corte é uma distribuição Gaussiana que em duas dimensões tem a forma expressa na equação 3.51 (BARBA, 2004; BARBA *et al.*, 2003):

$$\boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}, t) \approx \boldsymbol{\omega}^h(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^N \Gamma_i(t) \zeta_{\sigma_i}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t)) \quad 3.50$$

$$\zeta_{\sigma_i}(\mathbf{x}) = \frac{1}{k \pi \sigma^2} \exp\left(\frac{-|\mathbf{x}|^2}{k \sigma^2}\right) \quad 3.51$$

onde, \mathbf{x}_i é o vetor posição de cada vórtice discreto; Γ_i é o vetor intensidade de circulação de um vórtice discreto, que é escalar em uma abordagem bidimensional; ζ_{σ_i} é uma distribuição característica de vorticidade ; σ é o raio do núcleo de um vórtice discreto. Cabe ressaltar que na presente Tese σ é um valor diferente para cada vórtice discreto, devido ao efeito da rugosidade, mas constante durante toda simulação.

Conforme Barba (2004), a constante k determina a largura de corte, que é escolhida por diferentes autores como 1, 2 ou 4 (Figura 3.4). Assumindo uma distribuição característica de vorticidade bidimensional, $\zeta_{\sigma_i}(\mathbf{x}) = \omega(r)$, para $k=1$ tem-se a vorticidade induzida por um vórtice discreto em termos de variáveis dimensionais:

$$\omega(r, t) = \frac{\Gamma}{\pi \sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) \quad 3.52$$

O raio do núcleo do vórtice discreto é definido como sendo $\sigma = \sqrt{2\nu t}$ (BARBA *et al.*, 2005; BARBA., 2004; BARBA *et al.*, 2004; BARBA *et al.*, 2003; YOKOTA e OBI, 2011). A vorticidade é por definição o rotacional do vetor velocidade:

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{U} \quad 3.53$$

Na abordagem bidimensional:

$$\omega = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r U_\theta) \quad \therefore \quad U_\theta = \frac{1}{r} \int_0^r \omega r dr \quad 3.54$$

A partir das equações 3.52 e 3.54, a velocidade tangencial induzida por um vórtice discreto (U_θ) pode ser expressa:

$$U_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) \right] \quad 3.55$$

Fazendo $K_G = \frac{1}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) \right]$ na equação 3.55, tem-se que a velocidade

tangencial induzida por um vórtice discreto é diretamente proporcional à intensidade deste elemento de vorticidade:

$$U_\theta = K_G \Gamma \quad 3.56$$

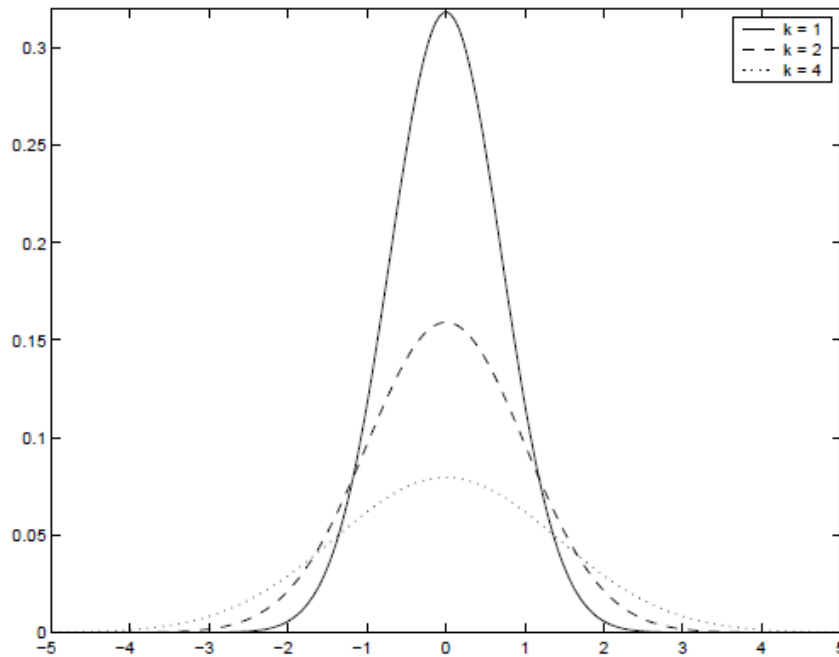


Figura 3.4 Distribuições de elementos de vórtices gaussianos em três versões diferentes, considerando um corte 1D de funções 2D (BARBA, 2004).

A constante de proporcionalidade K_G retêm os valores das grandezas geométricas envolvidas, a saber: o raio do núcleo do vórtice discreto, σ , e a distância, r , deste vórtice a um ponto $P(\theta, r)$ de interesse. Portanto, uma perturbação para alteração da velocidade tangencial induzida por um vórtice discreto pode ser introduzida com a mudança do raio do seu núcleo. Por sua vez, a alteração da velocidade tangencial induzida por um vórtice discreto está diretamente relacionada com a alteração da parcela de quantidade de movimento induzida por este mesmo vórtice.

O raio do núcleo de um vórtice discreto é uma escala de comprimento viscoso (MUSTTO, 1998). O tamanho do raio do núcleo dos vórtices discretos condiciona a resolução do cálculo pelo Método de Vórtices Discretos, ao passo que é escolhido inicialmente como um parâmetro de discretização e permite definir a posição e a intensidade de circulação de cada vórtice discreto (BARBA *et al.*, 2003). Assume-se então que a perturbação que altera o raio do núcleo dos vórtices discretos, como recurso para simular o efeito da rugosidade no escoamento, é do tipo $k_p \eta$, sendo k_p uma constante de proporcionalidade e η uma grandeza representativa das escalas submalha. A perturbação introduzida é então da seguinte forma: $k_p \eta \approx k_p v_t$. Onde v_t é a viscosidade turbulenta e é introduzida como um valor representativo da ordem de grandeza dos efeitos locais, já k_p é uma constante de proporcionalidade que deve ser aferida para configuração do problema abordado.

Utilizar a viscosidade turbulenta para introduzir uma perturbação que altere a quantidade de movimento induzida pelos vórtices discretos nascentes é pertinente porque ela é uma propriedade local do escoamento e não uma propriedade global do fluido como a viscosidade cinemática. Ao introduzir a referida perturbação, a expressão da velocidade tangencial pontual induzida fica na seguinte forma:

$$U_0 = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - \exp \left(- \frac{r^2}{\left(\sqrt{2(v + k_p v_t)} t \right)^2} \right) \right] \quad 3.57$$

Como a dinâmica de desprendimento dos vórtices deve ser modificada pela introdução de padrões pertinentes de rugosidade, cuja alteração gerada no escoamento é quantificada em termos da variação resultante nas forças hidrodinâmicas (coeficientes de arrasto e sustentação), é natural que o método de rugosidade proposto necessite de aferição frente aos resultados experimentais. Além disso, não existe ainda uma forma de mensurar diretamente o quanto de influência é contribuição da geometria rugosa (aderência) e o quanto é contribuição da modificação na quantidade de movimento pela perturbação introduzida. Acrescenta-se que não há universalidade na solução da turbulência para as inúmeras configurações de escoamentos existentes e, os efeitos da camada-limite de um corpo imerso, são indissociáveis da turbulência no escoamento.

Para aferição do método proposto utilizou-se resultados experimentais de Achenbach (1971), conforme pode ser visto no item 5.1. Os testes de aferição revelaram que um $k_p = 1$ é

suficiente para garantir o efeito desejado da rugosidade no escoamento, envolvendo esteiras de um cilindro, na faixa de números de Reynolds adotada neste trabalho.

Desse modo, a indução de velocidade tangencial de um vórtice discreto com efeito rugoso, no momento do seu nascimento, é dada em termos dimensionais pela expressão:

$$U_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_r^2}\right) \right] \quad 3.58$$

onde, $\sigma_r = \sqrt{2(\nu + \nu_t)t}$ é o raio do núcleo de um vórtice discreto nascente com efeito rugoso em um intervalo de tempo qualquer durante a simulação.

É importante frisar que o aumento individualizado nos raios dos núcleos dos vórtices discretos nascentes, conforme expressão 3.56, não altera somente as relações das grandezas geométricas (σ e r), mas também a própria intensidade (Γ) desses vórtices discretos nascentes. Isso porque as intensidades dos vórtices discretos nascentes são calculadas na solução do sistema linear de equações algébricas de vórtices que também são dependentes dessas relações geométricas (mais detalhes no item 4.3).

Na Figura 3.5 é apresentada, de forma esquemática, uma síntese do procedimento para inclusão dos efeitos rugosos no escoamento, a partir dos vórtices discretos nascentes ao redor do corpo, em cada instante de tempo.

Primeiramente considera-se um vórtice discreto nascente que seria desprezado em um painel plano se a superfície fosse hidraulicamente lisa e obtém-se a viscosidade turbulenta atribuída a este vórtice através da relação deste com os vórtices discretos da nuvem que neste instante se localizam dentro da sua coroa circular (Figura 3.5a). Este procedimento é o mesmo usado no cálculo da viscosidade turbulenta, na etapa de inclusão da turbulência, contudo no primeiro caso, como os vórtices discretos nascentes estão anexos a um painel plano, é considerada somente a parte da sua coroa circular que está no domínio fluído e não a parte que está dentro do corpo. Posteriormente, adiciona-se a perturbação local η (equivalente à viscosidade turbulenta) no vórtice discreto nascente, que resulta no aumento do raio do seu núcleo (Figura 3.5b) e na alteração da sua intensidade (Figura 3.5c). O vórtice discreto nascente está agora modificado para incluir os efeitos da rugosidade e é então chamado de vórtice rugoso.

Para um cilindro de superfície lisa ou para um cilindro com rugosidade, o aumento do número de Reynolds causa a crise do arrasto (fenômeno físico). O método de rugosidade desenvolvido por Bimbato *et al.* (2012), atrelado ao Método de Vórtices Discretos, permitiu a obtenção de resultados de antecipação do arrasto para um aumento da rugosidade considerando um número de Reynolds fixo, $Re = 1 \times 10^5$. Entretanto, a simulação da crise do arrasto para várias rugosidades, considerando uma ampla faixa de número de Reynolds, continuou em aberto.

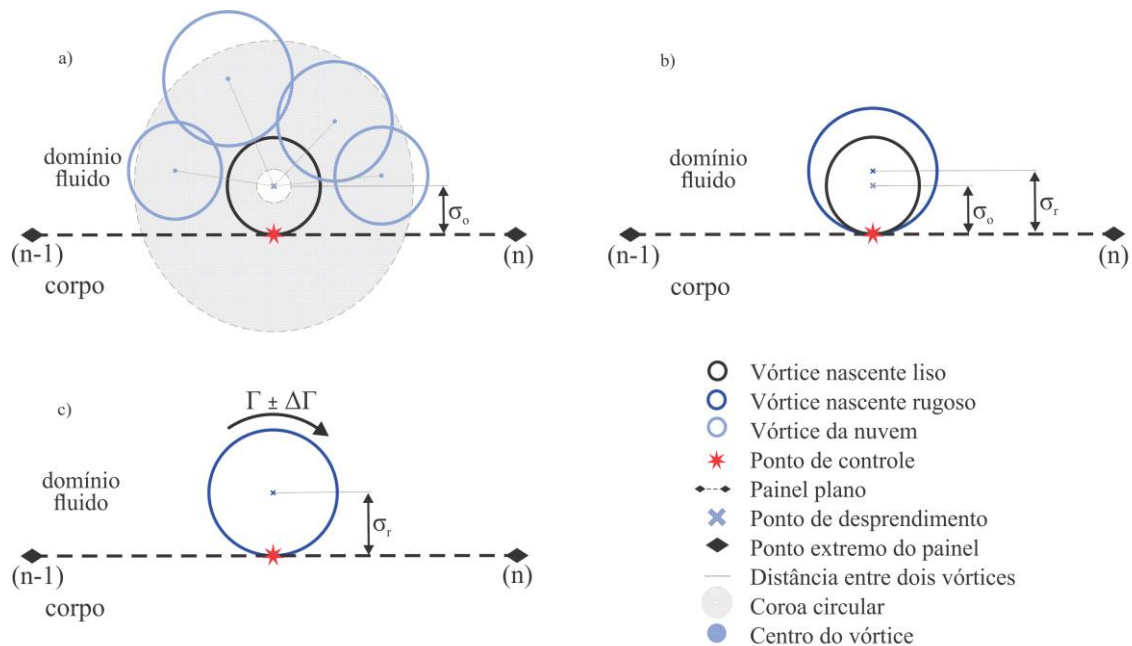


Figura 3.5 Desenho esquemático do procedimento para inserção dos efeitos rugosos através do aumento do raio do núcleo de um vórtice discreto nascente hipotético: a) Contabilização dos vórtices localizados na coroa circular de um vórtice nascente; b) Crescimento do raio do núcleo de um vórtice nascente; c) Alteração da intensidade do vórtice nascente.

A mudança da geometria do corpo e a mudança da quantidade de movimento a partir dos vórtices discretos nascentes permite capturar a antecipação do comportamento do arrasto para um aumento da rugosidade superficial, contudo isso ocorre para uma estreita faixa de números de Reynolds, em torno 10^5 . Então, para generalização dos resultados e do próprio método proposto nesta Tese, foi introduzido o recurso de variação da largura de corte (k) em função do número de Reynolds, para estabelecimento do campo de vorticidades.

Barba (2004) esclarece que vários métodos de vórtices randômicos requerem a modificação da intensidade dos elementos de vorticidade ou das funções de base, fazendo com que a difusão seja aproximadamente resolvida. A autora também afirma que este tem

sido o método de vórtice viscoso mais amplamente utilizado, principalmente em aplicações de engenharia.

Variar a largura de corte na expressão 3.51 é equivalente a assumir diferentes distribuições características para discretização do campo de vorticidades. Em termos estatísticos, para uma distribuição Gaussiana de vorticidade, quanto maior for k maior será a dispersão dos valores em torno da média (Figura 3.4).

No sentido físico do problema, desprendimento de vórtices em um corpo rombudo, é bem conhecido que somente parte da vorticidade gerada, a partir do corpo, sobrevive ao processo de formação, ao passo que o restante é cancelado durante a interação entre as duas camadas cisalhantes (MENEHINI, 2002). Por sua vez, o aumento do número de Reynolds, nos regimes subcrítico e crítico, tem a tendência de causar a mudança do ângulo de separação da camada limite para jusante. Isso resulta em uma aproximação das camadas cisalhantes opostas, maior interação das estruturas vorticosas contrarrotativas e maior cancelamento de vorticidades e respectivas velocidades.

É nesta conjuntura que a hipótese de que menores valores de k , ou seja, uma distribuição característica gaussiana de vorticidade com menor dispersão (indução de valores de vorticidade mais próximos da média), gerariam numericamente o resultado de queda do arrasto, para um aumento do número de Reynolds, foi assumida. Como pode ser visto no item 5.1.2 essa hipótese foi comprovada pelos resultados obtidos, os quais estão convergentes com os resultados experimentais. Acrescenta-se ainda que o efeito mais significativo da rugosidade da superfície é alterar seriamente as distribuições de velocidade e turbulência através dos elementos de rugosidade (LAKEHAL, 1999).

Esta hipótese foi assumida porque Barba *et al.* (2003) esclarecem que a precisão na discretização da vorticidade através do Método de Vórtices Discretos depende principalmente dos fatores: a forma como o campo de vorticidade é discretizado e/ou inicializado, a escolha da função de corte e do valor da largura de corte. Stock (2007) corrobora esta constatação afirmando que a precisão do Método de Vórtices Discretos depende de muitas coisas, principalmente da escolha da função de corte, do raio do núcleo e da inicialização da distribuição de vorticidade. Sendo assim, o controle da precisão na discretização do campo de vorticidades permitiu inferir resultados tridimensionais em uma abordagem bidimensional, com aproximação satisfatória para aplicações de engenharia.

Dessa maneira, variou-se a largura da função de corte em função do número de Reynolds para simular a queda do arrasto, dentro do intervalo $0,5 \leq k \leq 3,1$. Considerada certa rugosidade de interesse, a largura de corte foi introduzida com a seguinte lógica: regimes subcríticos com $3,1 \geq k \geq 2,0$; regimes críticos com $2,0 \geq k \geq 0,5$; e regimes supercríticos e de transição superior com $0,5 \leq k \leq 3,1$.

Definida a distribuição de vorticidade característica assumida para um determinado número de Reynolds obtêm-se a respectiva distribuição de velocidade por meio da Lei de Biot-Savart que, em 3D e 2D, é regida pelas expressões 3.59 e 3.60, respectivamente (BARBA e ROSSI, 2010):

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) &= \int (\nabla \times \mathbf{G})(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \omega(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}' \\ &= \int \mathbf{K}(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \omega(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}' = (\mathbf{K} * \omega)(\mathbf{x}, t) \end{aligned} \quad 3.59$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{-1}{2\pi} \int \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times \omega(\mathbf{x}', t) \hat{\mathbf{k}}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} d\mathbf{x}' \quad 3.60$$

onde, $\mathbf{K} = \nabla \times \mathbf{G}$ é conhecido como o kernel de Biot-Savart, \mathbf{G} é a função de Green para a equação de Poisson e $*$ representa convolução. A velocidade em qualquer ponto de interesse no domínio fluído bidimensional é obtida por meio de uma soma sobre todas as partículas inserindo a vorticidade discretizada na expressão 3.60.

O movimento das moléculas do fluido na vizinhança de um corpo sob a incidência de um escoamento é afetado pela presença do corpo, em um processo de interação mútua (SILVEIRA NETO, 2020). Analogamente, no método numérico proposto nesta Tese, os vórtices discretos nascentes com efeito rugoso afetam o escoamento, a partir da mudança da quantidade de movimento injetada nas vizinhanças do corpo e, ao serem advectados e difundidos para o domínio fluído, influenciam na geração dos vórtices discretos nascentes no passo de tempo seguinte. Assim sendo, a imposição da condição de escorregamento nulo e de impenetrabilidade na parede discretizada do corpo, somada à inclusão de uma perturbação dinâmica na vizinhança da parede, compõem um modelo de camada limite. Por consequência, a introdução de uma perturbação próxima à parede pode ser aplicada tanto para superfície lisa como para superfície rugosa.

Cabe ressaltar que ainda não existe generalidade para aplicação do modelo de fechamento da turbulência do tipo submalha Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem e, assim, ao adotar este modelo, muito aplicável para investigação de escoamentos

com estruturas turbilhonares coerentes (de esteira, por exemplo), há a necessidade de adaptações específicas ou de malhas extremamente finas para simular corretamente o que acontece junto às paredes (SILVEIRA NETO, 2020). Em conclusão, o método proposto nesta Tese se insere nesta lacuna, já que permite simular o efeito da camada limite para superfícies lisas ou rugosas, e simular a turbulência no escoamento, sem o alto custo computacional de malhas refinadas para abordagens eulerianas e sem a utilização de funções de parede.

3.7. Adimensionalização do Problema

A adimensionalização das variáveis envolvidas na solução de problemas de Mecânica dos Fluidos é uma técnica muito aplicada, pois através dela consegue-se o ganho de generalidade na apresentação da solução destes problemas.

Adimensionalizar o problema implica em adimensionalizar as equações governantes e as condições de contorno. Nesta etapa é possível identificar a dependência entre grandezas e sugerir como elas devem ser relacionadas entre si e, também, preparar uma apresentação dos resultados com a presença fundamental dos parâmetros adimensionais da Mecânica dos Fluidos.

Para aplicar a adimensionalização às equações governantes e às condições de contorno envolvidas no problema utilizam-se escalas representativas, são elas:

(i) Escala de comprimento, representada pelo diâmetro, d , do cilindro;

(ii) Escala de velocidade, representada pela velocidade, U , do escoamento incidente;

(iii) Escala de tempo que resulta da relação entre as escalas anteriormente definidas, $\frac{d}{U}$.

Assim tem-se:

Geral

$x^* = \frac{x}{d}$: coordenada na direção do eixo x ;

$y^* = \frac{y}{d}$: coordenada na direção do eixo y ;

$h/d^* = h/d$: espaçamento entre o corpo e o solo plano;

$\nabla^* = d\nabla$: operador Gradiente;

$\nabla^{*2} = d^2 \nabla^2$: operador Laplaciano;

$\sigma_0^* = \frac{\sigma_0}{d}$: raio do núcleo do vórtice discreto;

$\sigma^* = \frac{\sigma}{U}$: densidade de fontes/sumidouros;

$p^* = \frac{p}{\rho U^2}$: pressão estática;

$t^* = \frac{tU}{d}$: instante de tempo da simulação numérica;

$\Delta t^* = \frac{\Delta t U}{d}$: incremento de tempo da simulação numérica;

$\Gamma^* = \frac{\Gamma}{dU}$: intensidade de um vórtice discreto;

$\omega^* = \frac{\omega d}{U}$: componente não nulo do vetor vorticidade no plano;

$\Delta S^* = \frac{\Delta S}{d}$: comprimento de um módulo de painéis planos que discretizam as fronteiras sólidas (corpo e solo). Veja na seção 4;

$St = f_s \frac{d}{U}$: número de Strouhal para a frequência de emissão de vórtices f_s ;

$Re = \frac{\rho U d}{\mu}$: número de Reynolds;

Rugosidade e Turbulência

$\varepsilon^* = \frac{\varepsilon}{d}$: rugosidade relativa superficial do cilindro;

$\bar{u}^* = \frac{\bar{u}}{U}$: componente da velocidade média (\bar{u}) na direção x;

$\bar{v}^* = \frac{\bar{v}}{U}$: componente da velocidade média (\bar{v}) na direção y;

$$\bar{p}^* = \frac{\bar{p}}{\rho U^2} : \text{pressão filtrada};$$

Vibração

$$A^* = \frac{A}{d} : \text{amplitude de oscilação};$$

$$V_R = \frac{U}{f_{osc} d} : \text{velocidade reduzida do corpo, sendo } f_{osc} \text{ a frequência de oscilação do corpo};$$

$$\lambda^* = \frac{\lambda}{d} = V_R = \frac{U}{f_{osc} d} : \text{comprimento de onda da oscilação longitudinal do corpo ou velocidade reduzida};$$

Equações adimensionalizadas

Adimensionalizando as equações governantes e omitindo-se o asterisco (*) por comodidade, tem-se como resultado:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad 3.61$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re} + v_t \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad 3.62$$

Condições de Contorno

As condições de contorno adimensionalizadas ficam da seguinte maneira:

Condição de impenetrabilidade na superfície do corpo

$$u_n - v_n = 0 \text{ em } S_1 \text{ e } S_2 \quad 3.63$$

Condição de escorregamento nulo na superfície do corpo

$$u_\tau - v_\tau = 0 \text{ em } S_1 \quad 3.64$$

Condição de escoamento não perturbado a grandes distâncias do corpo

$$|\mathbf{u}| \rightarrow 1, \text{ em } S_2 \text{ e } S_3 \quad 3.65$$

3.8. Equação do Transporte da Vorticidade

Aplicando-se o operador rotacional ($\nabla \times$) na Eq. 3.62, sabendo que $\nabla \times (\nabla \bar{P}) = 0$ e que, por definição, a vorticidade é $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \bar{\mathbf{u}}$, a Equação de Transporte da Vorticidade (ETV) bidimensional toma a forma:

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\omega} = \left(\frac{1}{\text{Re}} + \nu_t \right) \nabla^2 \bar{\omega} \quad 3.66$$

A Eq. 3.66 é escalar e sem a presença do termo de pressão. O termo de pressão é recuperado através da aplicação do operador divergente nas equações de Navier-Stokes e obtenção de uma equação de Poisson para a pressão (Shintani e Akamatsu, 1994). O lado esquerdo da equação representa a variação temporal da vorticidade (advecção de vorticidade) e o lado direito desta equação representa os efeitos da difusão (modelagem da turbulência) da vorticidade, respectivamente.

4. ALGORITMO COMPUTACIONAL

4.1. Introdução

Neste Capítulo são apresentadas as principais considerações sobre o algoritmo computacional desenvolvido para a solução do problema formulado no Capítulo 3. O modelo aerodinâmico proposto é necessário para o cálculo das cargas aerodinâmicas atuantes sobre a superfície do cilindro de parede rugosa. A presença constante do mecanismo de desprendimento de estruturas vorticosas contrarrotativas, a partir da superfície do corpo, e a consequente formação de uma esteira viscosa, impossibilitam que o problema formulado no Capítulo 3 apresente solução analítica. O cálculo da evolução temporal das forças aerodinâmicas é necessário, pois sem ele, não se pode identificar as características de formação e desprendimento de estruturas vorticosas.

O modelo aerodinâmico captura a interação entre o fluido e a estrutura cilíndrica refletindo a força exercida pela estrutura, forçada a vibrar na direção longitudinal do escoamento incidente, sobre o fluido nas vizinhanças da estrutura. A resposta da força aplicada pelo fluido na estrutura é originária do campo de pressões exercido pelo escoamento sobre a superfície do cilindro. O comportamento cíclico da distribuição de pressão resulta nas cargas aerodinâmicas integradas periódicas e na captura do comportamento do número de Strouhal.

4.2. Os Problemas da Advecção e da Difusão com Modelagem de Turbulência

A vorticidade, presente no domínio fluido, é governada pela equação do transporte da vorticidade:

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\omega} = \left(\frac{1}{\text{Re}} + \nu_t \right) \nabla^2 \bar{\omega} \quad 4.1$$

A Eq. 4.1 deve ser resolvida para cada vórtice discreto, durante cada incremento de tempo da simulação numérica, pois o campo de vorticidade é discretizado no domínio fluido através da distribuição de vórtices discretos.

O algoritmo de separação da parte viscosa da Eq. 4.1, proposto por Chorin (1973), permite que os problemas da advecção e da difusão da vorticidade possam ser separados e representados pelas seguintes equações, respectivamente:

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\omega} = 0 \quad 4.2$$

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} = \left(\frac{1}{\text{Re}} + \nu_t \right) \nabla^2 \bar{\omega} \quad 4.3$$

A versão puramente Lagrangeana da Eq. 4.2 é:

$$\frac{D\bar{\omega}}{Dt} = \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\omega} = 0 \quad 4.4$$

O deslocamento advectivo de cada vórtice discreto é, então, resolvido integrando-se a equação para a trajetória de cada um destes elementos discretos. Portanto, o transporte advectivo da vorticidade é escrito, na abordagem Lagrangeana, da seguinte maneira:

$$\frac{d\mathbf{x}^{(i)}}{dt} = \mathbf{u}^{(i)}(\mathbf{x}^{(i)}, t) \quad 4.5$$

sendo que, $\mathbf{x}^{(i)}$ representa o vetor posição de cada vórtice discreto arbitrário (i) no instante de tempo t e $\mathbf{u}^{(i)}(\mathbf{x}^{(i)}, t)$ representa o vetor velocidade total induzida na posição $\mathbf{x}^{(i)}$ ocupada pelo elemento em análise neste mesmo instante de tempo t. Tem-se $i=1, NV$, sendo NV o número total de vórtices discretos presentes na nuvem durante o instante de tempo t.

O cálculo do campo de velocidades sobre cada vórtice discreto é composto pelas contribuições do escoamento incidente, da velocidade induzida pelos corpos (cilindro e solo) e da velocidade induzida pela nuvem de vórtices discretos. A partir do cálculo da velocidade total $\mathbf{u}^{(i)}(\mathbf{x}^{(i)}, t)$, a solução numérica da Eq. 4.5 é obtida neste trabalho empregando um esquema de avanço de primeira ordem de Euler (FERZIGER, 1981). Este esquema corresponde a uma primeira aproximação para a solução da equação do avanço advectivo e resulta em:

$$\mathbf{x}^{(i)}(t + \Delta t) = \mathbf{x}^{(i)}(t) + \mathbf{u}^{(i)}(\mathbf{x}^{(i)}, t)\Delta t \quad 4.6$$

onde, a velocidade total \mathbf{u} induzida sobre cada vórtice discreto é formada pelas contribuições do escoamento incidente, \mathbf{u}_i , da velocidade induzida pelas duas fronteiras sólidas, \mathbf{u}_c , e pela velocidade induzida pela nuvem de vórtices discretos, \mathbf{u}_v . O vetor velocidade instantânea do fluido é, então:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_i + \mathbf{u}_c + \mathbf{u}_v \quad 4.7$$

Como o ângulo de ataque do escoamento incidente \mathbf{u}_i é nulo (escoamento uniforme na direção do eixo x), em termos de componentes tem-se, respectivamente:

$$u_i = 1 \quad 4.8$$

$$v_i = 0 \quad 4.9$$

A contribuição das duas fronteiras sólidas é obtida através do Método de Painéis (KATZ e PLOTKIN, 1991). O Método de Painéis consiste na discretização da superfície de um ou mais corpos, utilizando-se segmentos (ou painéis) retos ou curvos, sobre os quais são distribuídas singularidades. A vantagem deste método é que se pode considerar a superfície de um corpo de forma qualquer e conhecida. A desvantagem deste método é que as condições de contorno são impostas sobre pontos na superfície discretizada do corpo (estes pontos são chamados de pontos de controle). Neste trabalho são distribuídas fontes com densidade uniforme sobre os painéis para garantir a condição de impenetrabilidade. A Figura 4.1 ilustra a ideia de um painel plano com distribuição de fontes.

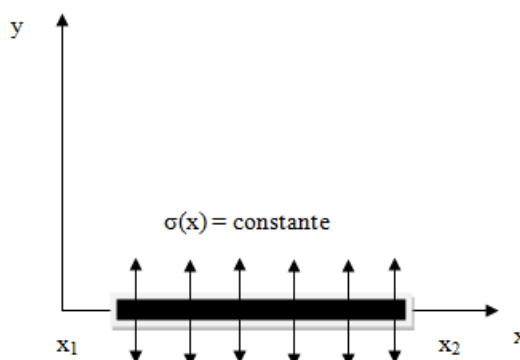


Figura 4.1 Distribuição de fontes com densidade uniforme (KATZ e PLOTKIN, 1991).

Considerando um sistema de coordenadas fixo em um painel, como representado na Figura 4.2, os componentes u e v da velocidade induzida por uma distribuição uniforme de fontes sobre um ponto P , localizado nas suas vizinhanças, são dados por, respectivamente:

$$u = \frac{\sigma}{2\pi} \ln \frac{r_1}{r_2} = \frac{\sigma}{4\pi} \ln \frac{r_1^2}{r_2^2} \quad 4.10$$

$$v = \frac{\sigma}{2\pi} (\theta_2 - \theta_1) \quad 4.11$$

O cálculo dos componentes da velocidade induzida por um painel de fontes com densidade uniforme é feito inicialmente para o referencial localizado sobre o painel (

Figura 4.2). Entretanto, estes componentes de velocidade são projetados na direção normal ao ponto de controle do painel para a imposição da condição de impenetrabilidade. A velocidade normal obtida, após a projeção dos componentes da velocidade, deve ser escrita no referencial inercial (X, O, Y) fixo no solo.

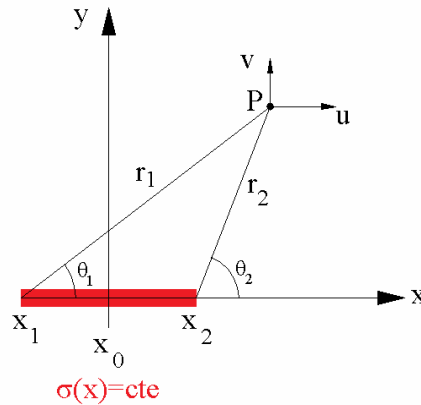


Figura 4.2 Representação dos componentes da velocidade induzida por um painel qualquer do corpo. (KATZ e PLOTKIN, 1991).

Cada painel plano com uma distribuição de fontes com densidade uniforme induz velocidade normal sobre o ponto de controle dos outros painéis. Em consequência obtém-se uma equação matricial, sendo que cada linha desta equação está relacionada com a imposição da condição de contorno de velocidade normal nula sobre cada ponto de controle:

$$\begin{bmatrix} 0,5 & \dots & K_{1j} & \dots & K_{1k} & \dots & K_{1M} \\ & & & & & & \\ & & & & & & \\ K_{j1} & \dots & 0,5 & \dots & K_{jk} & \dots & K_{jM} \\ & & & & & & \\ & & & & & & \\ K_{M1} & \dots & K_{Mj} & \dots & K_{Mk} & \dots & 0,5 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma_1 \\ \dots \\ \sigma_j \\ \dots \\ \sigma_M \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \text{RHSS}_1 \\ \dots \\ \text{RHSS}_j \\ \dots \\ \text{RHSS}_M \end{Bmatrix} \tag{4.12}$$

onde M representa o número total de painéis planos utilizados para a discretização das duas fronteiras sólidas presentes no domínio fluido, K_{jk} representa a velocidade normal induzida sobre o ponto de controle j pela distribuição de fontes localizada sobre o ponto painel k e $K_{jj}=0,5$ representa a autoindução para a distribuição de fontes.

A Eq. 4.12 constitui-se de um sistema linear de equações algébricas, cuja incógnita representa a densidade uniforme de fontes. Na forma de equação matricial tem-se:

$$[\text{COUPS}]\{\text{SIGMA}\} = \{\text{RHSS}\} \tag{4.13}$$

onde:

[COUPS] é a matriz de influência de fontes (velocidade normal induzida sobre cada ponto de controle pelas fontes nascentes);

{SIGMA} é o vetor incógnita de fontes;

{RHSS} é o vetor coluna lado direito de fontes (velocidade normal induzida sobre cada ponto de controle pelo escoamento incidente e pela nuvem de vórtices discretos).

O cálculo do vetor coluna lado direito de fontes para o ponto de controle do painel plano genérico k^1 , pertencente ao solo, é realizado como se segue:

$$\text{RHSS}(k^1) = \left\{ (u_i) \sin(\text{th}_{p_{k^1}}) - (v_i) \cos(\text{th}_{p_{k^1}}) + u_{k^1,j} \sin(\text{th}_{p_{k^1}}) - v_{k^1,j} \cos(\text{th}_{p_{k^1}}) \right\} \quad 4.14$$

e para o ponto de controle do painel plano genérico k^2 , pertencente ao corpo, que pode oscilar forçadamente na direção longitudinal, é calculado como:

$$\text{RHSS}(k^2) = \left\{ \begin{array}{l} (u_i - u_{\text{osc}}) \sin(\text{th}_{p_{k^2}}) - (v_i) \cos(\text{th}_{p_{k^2}}) + (u_{k^2,j} - u_{\text{osc}}) \sin(\text{th}_{p_{k^2}}) - \\ (v_{k^2,j}) \cos(\text{th}_{p_{k^2}}) \end{array} \right\} \quad 4.15$$

sendo u_i e v_i os componentes do vetor velocidade do escoamento não perturbado; u_{osc} o componente da velocidade de vibração forçada longitudinal do corpo, respectivamente; $u_{k^1,j}$ e $v_{k^1,j}$ os componentes da velocidade total induzida pela nuvem de vórtices discretos ($j=1,NV$) no ponto de controle k^1 ; $u_{k^2,j}$ e $v_{k^2,j}$ os componentes da velocidade total induzida pela nuvem de vórtices discretos ($j=1,NV$) no ponto de controle k^2 ; $\text{th}_{p_{k^1}}$ o ângulo de orientação do painel k^1 e $\text{th}_{p_{k^2}}$ o ângulo de orientação do painel k^2 .

A Eq. 4.15 mostra que o efeito da vibração do corpo provoca uma distribuição de singularidades adicional sobre a superfície discretizada deste corpo. O que permite concluir que as velocidades induzidas devido a estas novas singularidades, também influenciam no cálculo dos efeitos advectivos e das cargas aerodinâmicas distribuídas e integradas.

A terceira contribuição, isto é, o cálculo da velocidade total induzida pela nuvem de vórtices discretos presente na região fluida (interação vórtice-vórtice) é a etapa que consome maior tempo de CPU, uma vez que o número de operações realizadas por um processador é proporcional ao quadrado do número total NV de vórtices discretos presentes no domínio. Este cálculo é efetuado no sistema de coordenadas fixo no solo. Desta maneira, os componentes nas direções x e y da velocidade total induzida no vórtice discreto k pelos demais vórtices discretos são calculados pelas expressões, respectivamente:

$$\mathbf{u}_{k_{NV}} = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^{NV} \Gamma_j \mathbf{U}_{V_{k,j}} \quad 4.16$$

$$\mathbf{v}_{k_{NV}} = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^{NV} \Gamma_j \mathbf{V}_{V_{k,j}} \quad 4.17$$

No Apêndice I há detalhes importantes referentes à Lei de Biot-Savart. Os algoritmos utilizados no cálculo da velocidade induzida em cada vórtice discreto devido à interação vórtice-vórtice consomem grande parte do tempo de processamento durante uma simulação numérica típica e estão paralelizados no ambiente de programação Fortran/Windows com o padrão OpenMP; maiores detalhes no Apêndices II.

Entre os métodos numéricos existentes na literatura para simulação da difusão, pode-se citar o método do avanço randômico, o método de redistribuição da vorticidade, o método da velocidade de difusão e método de crescimento do raio do núcleo modificado.

Para solução do problema da difusão da vorticidade utiliza-se a parte difusiva da equação do transporte da vorticidade (Eq. 4.3), levando em conta a manifestação dos efeitos da viscosidade molecular (propriedade do fluido) e da viscosidade turbulenta (propriedade do escoamento).

Nesta Tese de Doutorado utiliza-se o método de avanço randômico (CHORIN, 1973), que é baseado em uma técnica probabilística relacionada com o movimento browniano de partículas (EINSTEIN, 1956).

A posição de um vórtice discreto i da nuvem de vórtices, no tempo, é dada por:

$$\mathbf{x}^{(i)}(t + \Delta t) = \mathbf{x}^{(i)}(t) + \mathbf{u}^{(i)}(\mathbf{x}^{(i)}, t)\Delta t + \mathbf{Z}_d \quad 4.18$$

onde, $\mathbf{x}^{(i)}(t)$ é a posição do vórtice discreto i no instante de tempo t , $\mathbf{u}^{(i)}(\mathbf{x}^{(i)}, t)\Delta t$ é o termo advectivo de transporte da vorticidade (avanço de primeira ordem de Euler) e $\mathbf{Z}_d \equiv (x_d, y_d)$ é o incremento de posição devido ao efeito difusivo. Os componentes x_d e y_d do vetor de avanço randômico \mathbf{Z}_d , para cada vórtice discreto, são definidos, respectivamente:

$$x_d^{(i)} = \sqrt{2k\Delta t \left(\frac{1}{\text{Re}} + \nu_t \right) \ln \left(\frac{1}{P} \right)} [\cos(2\pi Q)] \quad 4.19$$

$$y_d^{(i)} = \sqrt{2k\Delta t \left(\frac{1}{\text{Re}} + \nu_t \right) \ln \left(\frac{1}{P} \right)} [\sin(2\pi Q)] \quad 4.20$$

onde P e Q são números randômicos contidos no intervalo entre 0 e 1. A constante k é a largura de corte adotada para discretização da vorticidade no domínio fluido.

Na equação de transporte da vorticidade, conforme o algoritmo proposto por Chorin (1973), a solução das equações que simulam, separadamente, os termos de advecção e de difusão, convergem para a solução da equação original se o incremento de tempo for suficientemente pequeno. O cálculo do coeficiente de viscosidade turbulenta, ν_t , é realizado de acordo com a Eq. 3.48. Conforme discutido na Seção 3.5.3, uma coroa circular é definida para cada vórtice discreto, o que permite calcular a viscosidade turbulenta através da Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem, considerando os vórtices discretos vizinhos ao vórtice discreto a que se deseja atribuir um valor de viscosidade turbulenta, no instante de tempo de interesse. Neste contexto, uma das contribuições no âmbito desta Tese é a inclusão da variação da largura de corte para discretização da vorticidade, em função do número de Reynolds e da rugosidade relativa, sendo que o efeito desta última é adicionado ao problema através do modelo de rugosidade desenvolvido.

4.3. Geração de vorticidade e efeitos de rugosidade

O contato de um fluido viscoso com a fronteira sólida de um corpo rombudo provoca a formação da camada limite hidrodinâmica e a vorticidade é gerada, a partir da superfície do corpo, devido à condição de escorregamento nulo (Figura 4.3).

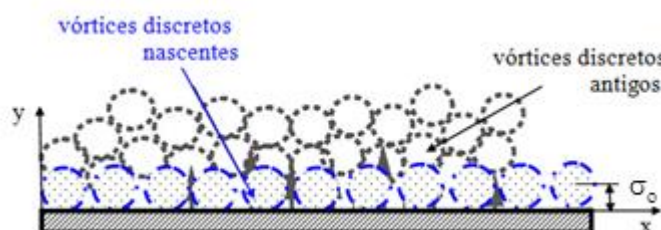


Figura 4.3 Representação da vorticidade gerada (vórtices discretos) a partir de uma superfície plana (adaptada de MORAES, 2011).

A implementação numérica deste processo, sobre a superfície discretizada do cilindro, é realizada com a distribuição de vórtices discretos nascentes na vizinhança de cada painel, durante cada incremento de tempo. A condição de escorregamento nulo é imposta sobre o ponto de controle de cada painel plano. Cada vórtice discreto nascente é posicionado com o seu centro localizado a uma distância, na direção normal, exatamente igual ao raio do

seu núcleo, a partir do seu respectivo painel plano de referência. Portanto, cada vórtice discreto nasce tangenciando o ponto de controle do seu painel de referência (Figura 4.3). Como a condição de impenetrabilidade só é satisfeita no ponto de controle de cada painel, após a etapa de avanço advectivo e difusivo, utiliza-se o recurso de refletir os vórtices discretos que migram para o interior do cilindro ou do solo.

Neste âmbito, analogamente à montagem da equação matricial de fontes (para garantir a condição de impenetrabilidade), obtém-se uma equação matricial para a geração dos vórtices discretos nascentes, para garantir a condição de escorregamento nulo, como se segue:

$$\begin{bmatrix} K_{11} & \dots & K_{1j} & \dots & K_{1k} & \dots & K_{1M} \\ & & & \dots & & & \\ K_{j1} & \dots & K_{jj} & \dots & K_{jk} & \dots & K_{jM} \\ & & & \dots & & & \\ K_{M1} & \dots & K_{Mj} & \dots & K_{Mk} & \dots & K_{MM} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Gamma_1 \\ \dots \\ \Gamma_j \\ \dots \\ \Gamma_M \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \text{RHSV}_1 \\ \dots \\ \text{RHSV}_j \\ \dots \\ \text{RHSV}_M \end{Bmatrix} \quad 4.21$$

sendo, M , agora, o número total de painéis planos utilizados para a discretização da superfície do cilindro, ao passo que não são gerados vórtices discretos no solo plano móvel, K_{jk} a velocidade tangencial induzida sobre o ponto de controle j por um vórtice discreto nascente k localizado nas proximidades do ponto de controle e K_{jj} representa a velocidade tangencial induzida pelo vórtice discreto j posicionado nas imediações do próprio painel plano j .

A Eq. 4.21 constitui-se de um sistema linear de equações algébricas, cuja incógnita representa a intensidade dos vórtices discretos nascentes. Outra forma de apresentação desta equação é dada por:

$$[\text{COUPV}]\{\text{GAMMA}\} = \{\text{RHSV}\} \quad 4.22$$

onde,

$[\text{COUPV}]$ é a matriz de influência de vórtices discretos nascentes. Cada coeficiente da matriz de influência representa a velocidade tangencial induzida no ponto de controle de um painel por um vórtice discreto com intensidade unitária localizado nas proximidades de outro painel;

$\{\text{GAMMA}\}$ é o vetor incógnita de vórtices discretos nascentes;

$\{\text{RHSV}\}$ é o vetor coluna lado direito de vórtices discretos nascentes.

O cálculo do vetor coluna lado direito de vórtices para o ponto de controle do painel plano genérico k^2 do cilindro é realizado através da expressão:

$$\text{RHSV}(k^2) = \left(\begin{array}{c} -(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{\text{osc}}) \cos(\text{th}_{p_{k^2}}) - (\mathbf{v}_i) \sin(\text{th}_{p_{k^2}}) - (\mathbf{u}_{k^2,j} - \mathbf{u}_{\text{osc}}) \cos(\text{th}_{p_{k^2}}) - \\ \mathbf{v}_{k^2,j} \sin(\text{th}_{p_{k^2}}) \end{array} \right) \quad 4.23$$

onde u_i e v_i são os componentes do vetor velocidade do escoamento não perturbado, $u_{k^2,j}$ e $v_{k^2,j}$ são os componentes da velocidade total induzida pela nuvem de vórtices discretos ($j=1, NV$) no ponto de controle k^2 e th_{pk} é o ângulo de orientação do painel k^2 . O efeito da vibração do corpo é o de provocar uma alteração na intensidade dos vórtices discretos nascentes.

O método para geração de vorticidade, descrito acima, é apenas o passo inicial em cada instante de tempo, seja para um cilindro de superfície lisa ou rugosa, como já descrito no item 3.6. Por fim, os efeitos da rugosidade superficial do corpo são simulados através da construção de uma geometria rugosa com elementos triangulares e, concomitantemente, através da inclusão de uma perturbação em cada vórtice discreto nascente a cada instante de tempo. Estas condições conjugadas culminam, em síntese, na sequência: aumento do raio do núcleo dos vórtices discretos nascentes, modificação da intensidade dos vórtices discretos nascentes e mudança na quantidade de movimento associada a estes vórtices discretos nascentes.

Para determinar a velocidade induzida por cada vórtice discreto da nuvem no ponto de controle de um painel, considera-se i um painel genérico e j um vórtice discreto arbitrário de intensidade positiva, Γ_j , localizado na posição $P_j(x_j, y_j)$. Os componentes x e y da velocidade tangencial induzida neste painel pelo vórtice discreto j são, respectivamente:

$$u_{ij} = \frac{\Gamma_j}{2\pi} \frac{(y_i - y_j)}{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{r_{ij}^2}{k \sigma_j^2}\right) \right] \quad 4.24$$

$$v_{ij} = -\frac{\Gamma_j}{2\pi} \frac{(x_i - x_j)}{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{r_{ij}^2}{k \sigma_j^2}\right) \right] \quad 4.25$$

onde, (x_i, y_i) são as coordenadas do ponto de controle do painel genérico i , $r_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$, k é a largura da função de corte e σ_j é o raio do núcleo do vórtice discreto j .

A matriz de influência, relacionada à geração de vórtices discretos, K_{ij}^v , depende somente da geometria do problema. Mas, por causa da vibração do cilindro e da aplicação do

modelo de rugosidade, a geometria do problema sofre alterações em cada iteração da simulação numérica e por isso deve ser calculada, também, dinamicamente.

Na sequência calcula-se a contribuição das fronteiras sólidas para o campo de velocidades do escoamento (velocidade induzida pelos painéis sobre cada um dos vórtices discretos presentes na nuvem). Contudo, o ponto $P(x, y)$, neste passo, diz respeito à posição de um vórtice discreto genérico j .

Por fim, para imposição da condição de conservação global da circulação, acrescenta-se uma linha na equação matricial de vórtices discretos nascentes (Eq. 4.22), pois os vórtices discretos são gerados apenas sobre a superfície do cilindro.

4.4. Carregamentos Aerodinâmicos

As cargas aerodinâmicas são resultantes da ação do movimento de um fluido sobre a superfície de um corpo. Os carregamentos aerodinâmicos são divididos em cargas aerodinâmicas distribuídas (resultantes da ação da tensão cisalhante e da ação da pressão estática) e em cargas aerodinâmicas integradas (sendo de especial interesse, a força de arrasto de forma e a força de sustentação). A formulação utilizada foi retirada do trabalho de Ricci (2002).

As técnicas numéricas apresentadas no Capítulo 4 devem ser acopladas com uma metodologia que permita a obtenção das forças aerodinâmicas causadas pela geração e desprendimento de estruturas vorticosas. Na ETV (Eq. 3.66) verifica-se a ausência do termo de pressões. Este termo não se faz presente, na referida equação, porque o rotacional do campo de pressões é igual à zero (veja na Seção 3.8).

O cálculo do campo de pressões é realizado, no presente trabalho, considerando-se a abordagem apresentada por Kamemoto (1994). Como primeiro passo, aplica-se o operador divergente nas equações de Navier-Stokes (Eq. 3.28) com o auxílio da equação da continuidade (Eq. 3.27), obtendo-se uma equação de Poisson para a pressão, a qual é resolvida utilizando-se um esquema de diferenças finitas.

O procedimento descrito acima permite o cálculo do campo de pressões em qualquer ponto do domínio fluido. Este campo pode ser calculado através de uma integração, onde se faz uso da definição da equação de Bernoulli (UHLMAN, 1992):

$$Y = p + \rho \frac{u^2}{2}, \quad u = |\bar{\mathbf{u}}| \quad 4.26$$

No trabalho de Shintani e Akamatsu (1994) foi apresentada outra formulação que pode ser mais facilmente combinada com o MVD desenvolvido nesta Tese de Doutorado; torna-se necessário apenas conhecer o campo de velocidades e o campo de vorticidades. Esta formulação é, portanto, adotada nesta Tese e a equação integral é definida por:

$$H\bar{Y}_i - \int_{S_c} Y \nabla G_i \cdot \mathbf{n} dS = \iint_{\Omega} \nabla G_i \cdot (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}) d\Omega - \frac{1}{\text{Re}} \int_{S_c} (\nabla G_i \times \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathbf{n} dS \quad 4.27$$

Onde: $H = 1$ em Ω (domínio fluido do problema) ou $H = 0.5$ em S_c , dada pela composição de S_1 e S_2 e G corresponde à solução fundamental da equação de Laplace.

As integrais presentes na Eq. 4.27 são resolvidas numericamente. No trabalho de Ricci (2002) encontram-se todos os desenvolvimentos da dedução completa para seguinte equação (que permite determinar o valor da pressão no ponto i):

$$\begin{aligned} HY_i + \int_S \frac{1}{2\pi} \frac{n_x(x-x_i) + n_y(y-y_i)}{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2} Y dS &= - \int_{\Omega} \frac{1}{2\pi} \frac{v(x-x_i) - u(y-y_i)}{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2} \boldsymbol{\omega} d\Omega + \\ &- \frac{1}{\text{Re}} \int_S \frac{1}{2\pi} \frac{n_y(x-x_i) - n_x(y-y_i)}{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2} \boldsymbol{\omega} dS \end{aligned} \quad 4.28$$

A Eq. 4.28 é discretizada e assume a seguinte forma numérica:

$$\begin{aligned} HY_i + \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1; j \neq i}^M \frac{n_{xj}(x-x_i) + n_{yj}(y-y_i)}{(x_j-x_i)^2 + (y_j-y_i)^2} \Delta S_j Y_j &= \\ \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^N \frac{v_j(x_j-x_i) - u_j(y_j-y_i)}{(x_j-x_i)^2 + (y_j-y_i)^2} \Gamma_j + \frac{1}{2\pi \text{Re}} \sum_{j=1; j \neq i}^M \frac{n_{yj}(x-x_i) - n_{xj}(y-y_i)}{(x_j-x_i)^2 + (y_j-y_i)^2} \Delta S_j \gamma_j \end{aligned} \quad 4.29$$

Com este procedimento, a Eq. 4.29 pode ser resolvida pelo Método de Painéis, de maneira que se agrupe o primeiro somatório numa matriz de influência de pressão, chamada de A_p , e os dois últimos somatórios num vetor coluna lado direito de pressão, chamado de L_d , respectivamente, isto é:

$$\frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^M A_{p,i,j} Y_j = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^N \frac{v_j(x_j-x_i) - u_j(y_j-y_i)}{(x_j-x_i)^2 + (y_j-y_i)^2} \Gamma_j + \sum_{j=1}^M A_{d,i,j} \gamma_j \quad 4.30$$

O vetor coluna lado direito na Eq. 4.30, por sua vez, pode ser escrito da seguinte forma:

$$Ld = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^N \frac{v_j(x_j - x_i) - u_j(y_j - y_i)}{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2} \Gamma_j + \sum_{j=1}^M Ad_{i,j} \gamma_j \quad 4.31$$

A aplicação da Eq. 4.31 nos M painéis que discretizam a superfície do cilindro e da parede horizontal resulta na seguinte equação matricial para a pressão:

$$[A_p]\{Y\} = \{Ld\} \quad 4.32$$

A solução da equação matricial para a pressão resulta no vetor incógnita correspondente aos valores de Y para os M painéis planos. A partir deste resultado, obtêm-se os valores para o coeficiente de pressão relativo a cada painel plano, ou seja:

$$C_p = 2Y_i + 1 \quad 4.33$$

As forças aerodinâmicas são obtidas pela integração da pressão ao longo da superfície discretizada do cilindro. Uma parcela da força de arrasto de forma atua em cada painel plano na mesma direção da velocidade do escoamento incidente. Uma parcela da força de sustentação atua em cada painel plano na direção normal à direção do escoamento incidente. E somando-se as contribuições de cada painel para a força de arrasto de forma e para a força de sustentação tem-se, respectivamente:

$$D = \sum_{j=1}^M (p_j - p_\infty) \Delta S_j \sin(\theta_{pj}) \quad 4.34$$

$$L = -\sum_{j=1}^M (p_j - p_\infty) \Delta S_j \cos(\theta_{pj}) \quad 4.35$$

Nas equações anteriores, p_j é o valor correspondente à pressão no ponto de controle do painel j , p_∞ é a pressão adotada como referência, ΔS_j é o comprimento do painel plano j e θ_{pj} é o ângulo de orientação do painel plano j . A adimensionalização da Eq. 4.34 e da Eq. 4.35 resulta nas fórmulas para o coeficiente de arrasto de forma e para o coeficiente de sustentação de cada corpo, respectivamente:

$$C_D = \sum_{j=1}^M 2(p_j - p_\infty) \Delta S_j \sin(\theta_{pj}) = \sum_{j=1}^M C_p \Delta S_j \sin(\theta_{pj}) \quad 4.36$$

$$C_L = -\sum_{j=1}^M 2(p_j - p_\infty) \Delta S_j \cos(\theta_{pj}) = -\sum_{j=1}^M C_p \Delta S_j \cos(\theta_{pj}) \quad 4.37$$

5. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste Capítulo são apresentados os principais resultados desta Tese. Os resultados, sobre controle e desprendimento de estruturas vorticosas em um cilindro, estão divididos em três grupos: (1) cilindro estacionário com superfície lisa e isolado de outras fronteiras sólidas; (2) cilindro estacionário com superfície rugosa e isolado de outras fronteiras sólidas; (3) cilindro com superfície lisa ou rugosa na condição de estacionaridade e proximidade com o solo ou apresentando efeitos combinados de vibrações forçadas (longitudinais) e proximidade com o solo. Em seguida são apresentados os avanços e as principais considerações sobre a implementação da programação paralela, no padrão OpenMP, nas rotinas computacionalmente mais caras do código computacional desenvolvido.

Em termos de simulação numérica, um cilindro sob a influência de um escoamento incidente é considerado isolado se existe completa ausência de outras fronteiras sólidas ou se está localizado a grandes distâncias destas. No presente trabalho, a primeira situação é estabelecida para casos de cilindro estacionário de superfície lisa ou rugosa; A segunda situação se dá para casos de cilindro na presença de vibrações forçadas sem efeito solo, onde o solo é adotado apenas como referencial. Já nos casos onde há a presença do efeito solo, o valor da distância entre o cilindro e o solo deve ser um dado de entrada para simulação.

Para o entendimento fundamental dos escoamentos de esteira, entre os corpos rombudos, a geometria cilíndrica é considerada uma opção canônica (LIU *et al.*, 2017) e, portanto, foi a geometria escolhida para o estudo proposto. A validação do código computacional foi realizada para o cilindro com superfície lisa e rugosa, e os resultados subsequentes foram comparados com vários resultados encontrados na literatura, experimentais e numéricos, como será apresentado na sequência deste texto.

Foram estabelecidas 7 alturas de rugosidade, mais a superfície lisa, para as simulações e respectiva análise. Para cada rugosidade de interesse se estabeleceu uma específica faixa de números de Reynolds, para a qual é esperada a captura da queda do arrasto. Após as aferições iniciais, foram realizadas simulações para cada número de Reynolds considerado para certa rugosidade de interesse com, pelo menos, três larguras de corte diferentes para discretização do campo de vorticidades e definição dos raios dos núcleos dos vórtices discretos nascentes com efeito rugoso. A partir daí, com os valores resultantes do

coeficiente de arrasto, foi gerada uma linha de tendência com ajuste polinomial para o coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds.

Há uma largura de corte ideal para adequada discretização do campo de vorticidades e correspondente resultado do coeficiente de arrasto para certa combinação de rugosidade e número de Reynolds. Em termos do presente método numérico: $C_D = C_D(\varepsilon/d, Re, k)$. Assim, as larguras de corte que geraram coeficientes de arrasto discrepantes da tendência geral foram eliminadas. Por fim, gerou-se uma nova curva, ajustada apenas para os pontos de tendência sequencial coerente. Interessante destacar que esta etapa do pós-processamento, embora tenha sido feita com o auxílio do software Excel, tem características para a aplicação de algoritmos evolucionários. Nesta direção, foram simulados um total de 320 testes que culminaram em 70 casos finais para caracterização do comportamento do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds para as 8 superfícies estudadas, em outras palavras, a faixa correspondente de números de Reynolds, que captura a queda da força de arrasto, foi encontrada (Figura 2.44).

As grandezas e os parâmetros envolvidos nas simulações numéricas estão relacionados ao fenômeno físico ou ao método numérico desenvolvido. Os principais parâmetros e grandezas, para uma simulação típica, encontram-se elencados a seguir:

- (i) Foram utilizados números de Reynolds, Re , da ordem de 10^4 e 10^5 , por serem de interesse prático.
- (ii) O ângulo de ataque para o escoamento incidente, α , foi considerado nulo para todos os casos simulados (o escoamento incidente é integralmente na horizontal).
- (iii) Os raios dos núcleos dos vórtices discretos nascentes são definidos para uma condição inicial, a cada instante de tempo, conforme a expressão $\sigma_0 = \sqrt{2vt}$ (BARBA, 2004), ou em termos adimensionais, $\sigma_0 = \sqrt{2\Delta t/Re}$. Em outra etapa, no mesmo instante de tempo, estes raios dos núcleos são incrementados conforme o $MLDR_{vL}$ (veja o item 3.6).
- (iv) Um incremento de tempo, Δt , igual a 0,05 foi adotado. O incremento de tempo é estimado de acordo com a seguinte expressão (MUSTTO, 1998):

$$\Delta t = \frac{2k_a \pi}{M} \quad 5.1$$

onde, $0 < k_a < 1$ é uma constante adotada durante os testes de aferição do código e M é o número total de painéis planos utilizados para a discretização da superfície do cilindro.

O valor do incremento de tempo é fixado de modo que ele seja compatível com a ordem de grandeza do esquema de avanço de primeira ordem de Euler explícito, utilizado no processo de advecção da nuvem de vórtices discretos. O valor 0,05 se mostrou adequado para presente aplicação, após a etapa dos testes iniciais de aferição do código computacional.

(v) Utilizou-se um número de painéis planos, mb , para discretização dos corpos, conforme as aferições: 104 painéis para superfície lisa, 48 painéis para superfície rugosa e 100 painéis para o solo. As nomenclaturas $mb1$ e $mb2$ servem para diferenciar o número de painéis do cilindro e da superfície plana horizontal: $mb1$ para o cilindro e $mb2$ para o solo. Na presença do efeito solo, o número total de painéis é $M = mb1 + mb2$, caso contrário $M = mb1$.

(vi) Os valores médios de C_D , C_L e C_p foram obtidos considerando-se ciclos de oscilações completas dentro do intervalo $15 \leq t \leq 100$ para um tempo adimensional total de simulação de 100, ou dentro do intervalo $15 \leq t \leq 50$ para um tempo adimensional total de simulação de 50. O intervalo escolhido foi considerado adequado para calcular as cargas aerodinâmicas com precisão, porém pode-se observar que o transiente numérico resultante do $MLDR_{VL}$ é muito curto e um $t \leq 15$ pode ser adotado para o início do intervalo de cálculo em futuras simulações.

Por fim, na presença da superfície plana móvel, computacionalmente, a mesma é discretizada em módulos, $nm = 10$, sendo que cada módulo é dividido em 10 painéis planos, o que totaliza 100 painéis planos para representar esta fronteira sólida. Nesta inserção, a posição relativa, $x = 0$ e $y = 0$, do ponto de estagnação do cilindro, é coincidente com a posição absoluta $X = 3 \times nm$ e $Y = (h/d + d/2)$, conforme modelo estrutural estabelecido na Figura 3.1, delimitando o domínio fluido para as simulações com efeito solo.

5.1. Cilindro estacionário e isolado de outras fronteiras sólidas

5.1.1. Cilindro com Superfície Lisa

É indispensável a análise do comportamento do escoamento ao redor do cilindro com superfície lisa, pois este tem um comportamento bem conhecido na literatura e serve de base para aferição do código computacional. O código computacional desenvolvido permitiu estabelecer condições apuradas na superfície discretizada do corpo. Se por um lado não há mudança na geometria para cilindro com superfície lisa, por outro há uma mudança na quantidade de movimento dos vórtices discretos nascentes, devida à introdução da perturbação adicionada pelo novo método de rugosidade. O que é muito interessante, já que na prática nenhuma geometria é completamente lisa e o modelo de superfície hidraulicamente lisa é uma aproximação adequada da realidade.

Deste ponto em diante o cilindro com superfície lisa e isolado será tratado apenas como cilindro com superfície lisa, caso contrário serão especificadas as condições. Cabe ressaltar que uma informação importante para a completa explicação do fenômeno de formação e desprendimento de vórtices a partir da superfície do cilindro, refere-se ao sentido de orientação do ângulo θ correspondente à posição do ponto de controle de cada painel plano. Este ângulo indica a posição angular relativamente à superfície discretizada do corpo, onde o valor do coeficiente de pressão é calculado. A Figura 5.1 auxilia no entendimento da orientação do ângulo θ , que parte do ponto de estagnação a montante do cilindro e gira no sentido horário. Na simulação numérica, este ângulo é calculado de acordo com a posição do ponto de controle de cada painel plano.

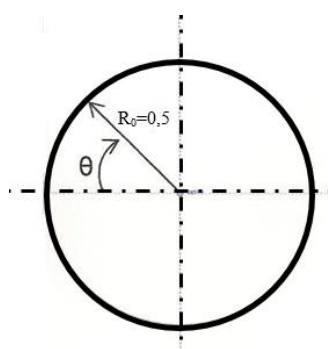


Figura 5.1 Orientação do ângulo θ

Preliminarmente foram simulados casos de teste com diferentes números de painéis e valores de largura de corte para discretização da vorticidade ao redor do cilindro com superfície lisa, a um $Re = 1 \times 10^5$, para aferição do código computacional. Para estas condições a aferição do cilindro com superfície lisa indicou o uso de $mb1=104$ painéis planos para sua discretização, com uma largura de corte $k = 2,5$ e com a adequada inclusão dos efeitos de mudança da quantidade de movimento nos vórtices discretos nascentes a cada intervalo de tempo, a partir das rotinas desenvolvidas para o $MLDR_{VL}$.

A inclusão da perturbação na vizinhança da superfície lisa do cilindro é um aprimoramento do modelo de camada limite do Método de Vórtices Discreto, pois aquela induz a alteração da quantidade de movimento nesta região, posteriormente propagada para o domínio fluido. Portanto, não pode ser interpretada como um efeito rugoso, pois não há correspondente mudança na geometria.

O modelo numérico de camada limite aprimorado permitiu melhorar significativamente o ajuste dos resultados numéricos aos resultados experimentais de Blevins (1984) para a distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial. Essa melhoria pode ser vista desde o ponto de estagnação (com valor próximo da unidade), passando pelo pico negativo da curva do C_p e finalizando no platô da curva que é a referência para obtenção do $C_{p,b}$, como pode ser verificado na Figura 5.2. A abreviação $T_{simulação}$ refere-se ao tempo adimensional de simulação total utilizado.

Devido à lei de Biot-Savart (responsável pelas interações vórtice-vórtice), cujo custo computacional é proporcional a $O(N^2)$, tem-se uma exigência computacional cara. Contudo, através do método proposto nesta Tese, foi possível melhorar a distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa com simultânea redução do número de painéis para discretização do corpo, que passou de 300 (BIMBATO *et al.*, 2018; ANDRADE, 2017; BIMBATO, 2012) para 104. Isso reduziu em 65% o número de vórtices discretos gerados a cada instante de tempo, que por sua vez reduziu significativamente o tempo de processamento total de uma simulação típica. Soma-se a esse ganho o tempo reduzido pela paralelização do código computacional, que será apresentado na seção 5.3.

As cargas aerodinâmicas, a pressão de base e o número de Strouhal resultantes do escoamento turbulento ao redor do cilindro com superfície lisa foram comparados com os resultados experimentais de Blevins (1984) e com os resultados de outros métodos numéricos,

para um $Re = 1 \times 10^5$, e uma satisfatória concordância foi alcançada, conforme Tabela 5.1. Os resultados experimentais de Blevins (1984) têm $\pm 10\%$ de incerteza. Entre os métodos numéricos usados para comparação existem métodos lagrangeanos e eulorianos, sendo os últimos em condições 2D e 3D, mas todos utilizando LES como modelo de turbulência.

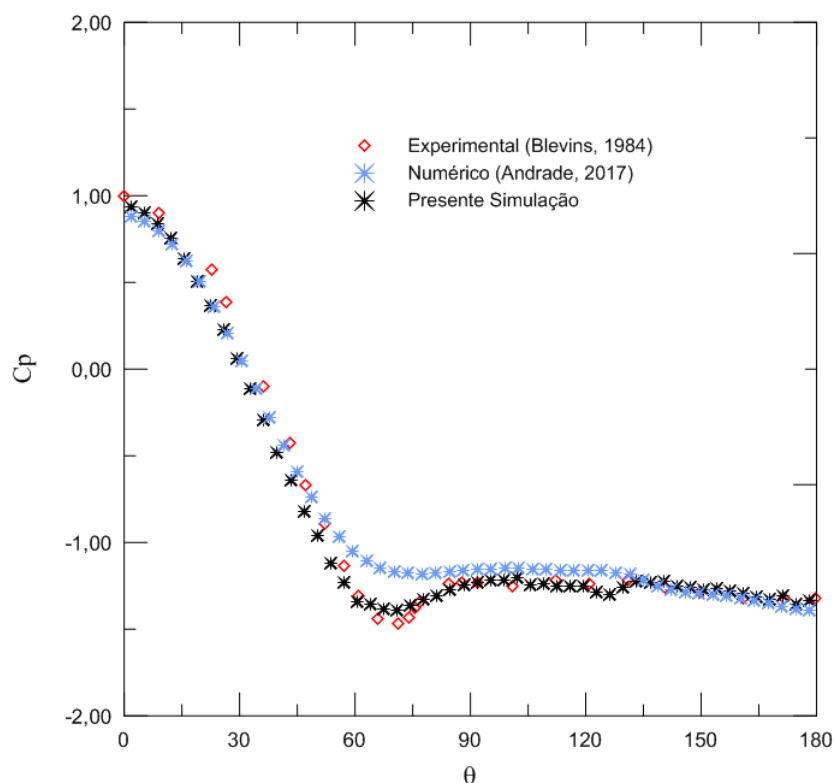


Figura 5.2 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa sob um $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

O valor do coeficiente de arrasto médio obtido, $C_D = 1,22$, é convergente principalmente com o resultado experimental de Blevins (1984) e com o resultado numérico de Bimbato (2012). Enquanto que os resultados numéricos de Jiang *et al.* (2017) em 3D indicaram um $C_D = 1,28$, ou seja, 6,67% maior que o experimental. A previsão de um coeficiente de arrasto moderadamente alto para cilindro com superfície lisa, através das simulações tridimensionais realizadas por Jiang *et al.* (2017), reforça o entendimento de que simulações com o Método de Vórtices bidimensional não devem ser desprezadas. O valor resultante do número de Strouhal, $St = 0,22$, é bem ajustado com a moda dos demais resultados, $St = 0,21$, o que reflete uma adequada frequência de desprendimento de vórtices.

Tabela 5.1 Grandezas médias resultantes do escoamento turbulento ao redor do cilindro com superfície lisa, sob um $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).

Método	Turb.	C_D	C_L	C_L r.m.s	St	$C_{P,b}$	Fonte
Presente Simulação - 2D	LES	1,22	0,01	0,89	0,22	-1,30	-
Experimental	-	1,20	-	-	0,19	-	Blevins (1984)
Numérico - 2D (método de vórtices)	LES	1,22	0,02	-	0,21	-	Bimbato (2012)
Numérico - 2D (método de vórtices)	LES	1,18	0,02	1,16	0,21	-	Andrade (2017)
Numérico - 2D (método de vórtices)	LES	1,21	0,04	-	0,24	-	Alcântara Pereira <i>et al.</i> (2002)
Numérico - 2D (elementos finitos)	LES	1,542	-	-	0,21	-	Sampaio e Coutinho (2000)
Numérico - 2D (método de vórtices)	LES	1,483	-	-	0,199	-1,80	Mustto e Bodstein (2011)
Numérico - 3D (NavyFOAM e CFD)	LES	1,28	-	-	0,189	-1,35	Jiang <i>et al.</i> (2017)

Outro indicador de que os resultados numéricos para cilindro de superfície lisa estão bem aferidos, é a satisfatória previsão do coeficiente de pressão de base, $C_{P,b}$, e dos ângulos de separação superior (θ_{sep}^+) e inferior (θ_{sep}^-). Obteve-se um $C_{P,b} = -1,30$, um $\theta_{sep}^+ = 84,5^\circ$ e um $\theta_{sep}^- = 84,5^\circ$. O que corresponde a uma separação laminar na superfície do cilindro - escoamento no regime subcrítico. Este $C_{P,b}$ em condições 2D é coerente com o obtido numericamente por Jiang *et al.* (2017) em condições 3D, $C_{P,b} = -1,35$. Já a separação do escoamento (θ_{sep}), prevista para um ângulo de $84,5^\circ$ nos dois lados do cilindro (superior e inferior), é convergente com o resultado experimental de Milne-Thompson (1955), $\theta_{sep} = 82^\circ$, já que a diferença é menor que 3%. Outros valores para θ_{sep} são encontrados na literatura, como por exemplo, um $\theta_{sep} = 78,0^\circ$ foi obtido experimentalmente por Son e Hanratty (1969), Bimbato (2012) estimou um $\theta_{sep} = 77^\circ$ através de simulações 2D, já Jiang *et al.* (2017) estimaram um $\theta_{sep}^+ = 97,4^\circ$ e um $\theta_{sep}^- = 96,7^\circ$ por meio de simulação 3D.

Na Figura 5.3 são apresentadas as séries temporais dos coeficientes de forças para o cilindro com superfície lisa e $Re = 1 \times 10^5$. Identifica-se um transiente numérico que vai até o

tempo adimensional $t = 10$ aproximadamente. Após este transiente numérico, o coeficiente de arrasto e o coeficiente de sustentação passam a oscilar. Outra resposta gráfica que valida o resultado é que para cada período de oscilação do coeficiente de sustentação há dois períodos de oscilação do coeficiente de arrasto. Isto acontece, porque a cada período de oscilação do coeficiente de arrasto há o desprendimento de uma estrutura vorticosa ou no lado superior ou no lado inferior do cilindro; já o coeficiente de sustentação oscila para cada par de estruturas vorticosas contrarrotativas alternadamente desprendidas da superfície do cilindro. Estas são características intrínsecas do escoamento ao redor do cilindro estacionário para $Re = 1 \times 10^5$, as quais estão explicadas fisicamente a seguir através da interpretação da curva de distribuição instantânea do coeficiente de pressão sobre a superfície discretizada do corpo.

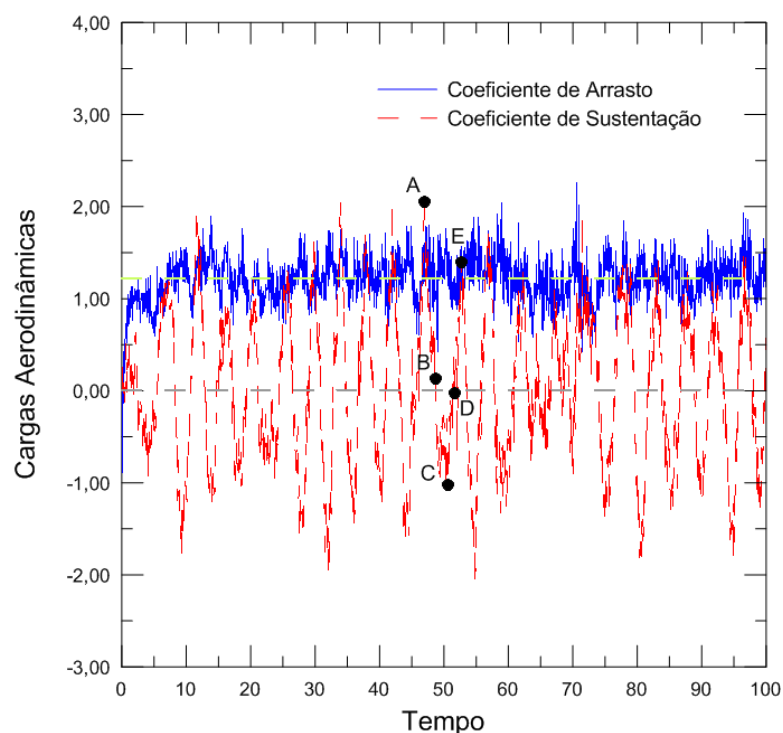


Figura 5.3 Série temporal das cargas aerodinâmicas para o cilindro estacionário de superfície lisa para $Re = 1 \times 10^5$ ($mbl = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

Moraes (2011) apresentou duas maneiras para o cálculo do número de Strouhal, ambas utilizando a ferramenta numérica Transformada Rápida de Fourier (FFT). Uma aplicada à curva da evolução temporal do coeficiente de sustentação e outra aplicada ao acompanhamento temporal da velocidade em um ponto P pré-determinado na região da esteira próxima do corpo. Nesta Tese optou-se pelo uso da ferramenta FFT, através do software ORIGIN, para cálculo do número de Strouhal a partir da curva do coeficiente de sustentação.

Identifica-se, na Figura 5.3, que o coeficiente de sustentação oscila em torno de zero. Este comportamento resulta em um valor de amplitude média igual 0,01, o que comprova que não há sustentação líquida atuante sobre a superfície do cilindro estacionário. Este valor médio de amplitude não é nulo, devido aos erros numéricos de aproximação. Os pontos indicados na Figura 5.3 correspondem aos seguintes instantes de tempo: Ponto A ($t = 46,95$), Ponto B ($t = 48,70$), Ponto C ($t = 50,60$), Ponto D ($t = 51,75$) e Ponto E ($t = 52,50$). A descrição do mecanismo de formação de vórtices a partir da superfície do corpo, interpretada de acordo com o modelo proposto por Gerrard (1966), é feita a seguir com base nestes pontos. A descrição visa mostrar que os resultados qualitativos acompanham o mecanismo proposto por Gerrard (1966).

Para os instantes indicados pelos pontos A, B, C, D e E na Figura 5.3 são apresentadas as correspondentes distribuições instantâneas do coeficiente de pressão circunferencial no cilindro, as quais estão explicitadas na Figura 5.4.

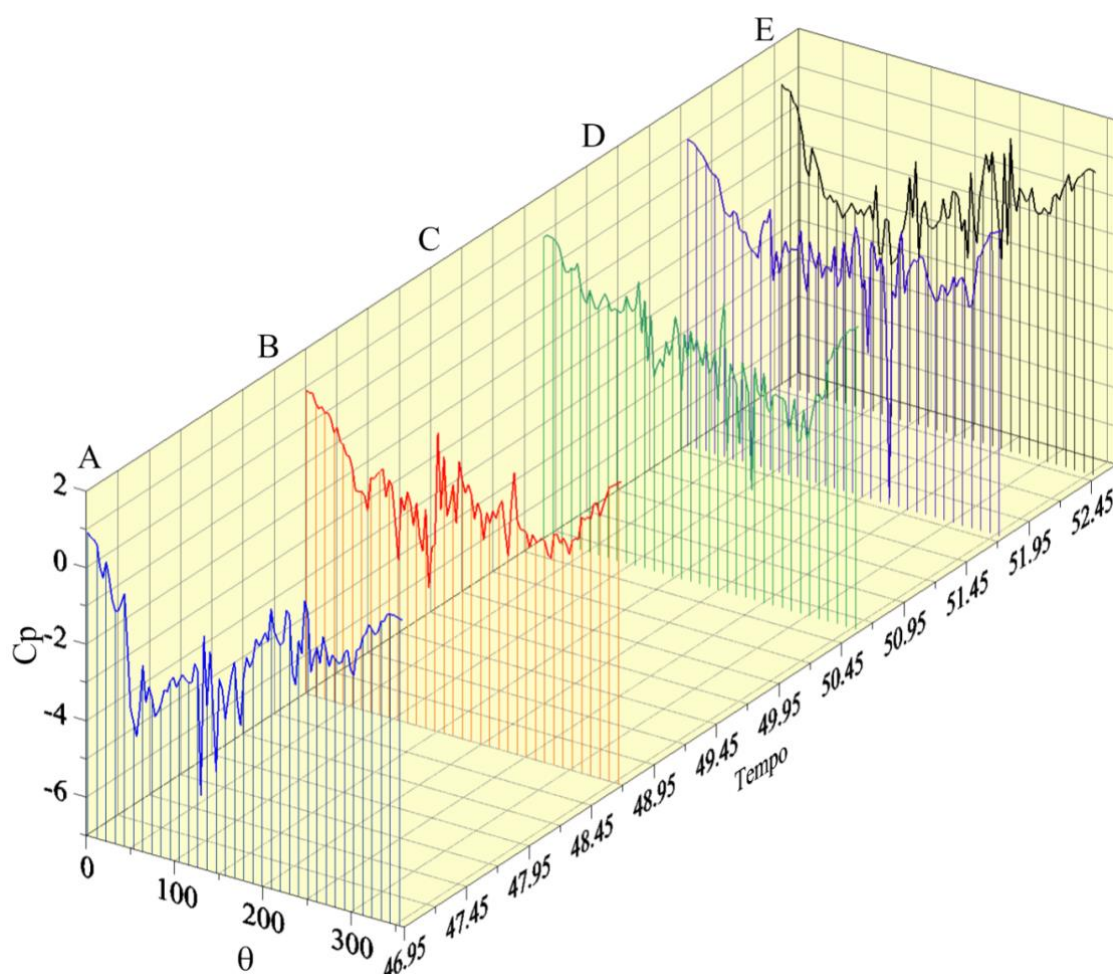


Figura 5.4 Distribuição instantânea do coeficiente de pressão sobre a superfície discretizada do cilindro estacionário para $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

O instante de tempo correspondente ao Ponto A indica que uma estrutura vorticosa horária está se desprendendo na parte superior do cilindro (Figura 5.5a), onde atua uma força de sustentação máxima positiva e uma força de arrasto que ainda está aumentando (veja a Figura 5.3). O valor da força de arrasto irá aumentar até o instante em que a estrutura vorticosa horária começará a ser incorporada pela esteira viscosa (Ponto B). Identifica-se na Figura 5.4 uma zona de baixa pressão compreendida aproximadamente entre $\theta = 49^\circ$ e $\theta = 178^\circ$. Neste instante da simulação numérica encontram-se distribuídos no domínio fluido 97.656 vórtices discretos formando a esteira viscosa.

O instante representado pelo Ponto B (Figura 5.5b) indica a iminência de uma inversão no valor do coeficiente de sustentação, passando de um valor positivo para um valor negativo, como pode ser visto na Figura 5.3. Esta inversão significa que a estrutura vorticosa horária, desprendida da superfície do cilindro no Ponto A, começa a ser incorporada pela esteira viscosa formada à jusante do corpo (Figura 5.5b). Identifica-se na Figura 5.4 uma zona de baixa pressão aproximadamente constante e compreendida entre $\theta = 57^\circ$ e $\theta = 280^\circ$. Neste instante da simulação numérica encontram-se distribuídos no domínio fluido 101.296 vórtices discretos.

No Ponto C ocorre o desprendimento de uma estrutura vorticosa anti-horária na parte inferior do cilindro (Figura 5.5c), onde atua uma força de sustentação máxima negativa e uma força de arrasto que ainda está aumentando, como pode ser comprovado na Figura 5.3. Este valor de força de arrasto irá aumentar até o instante em que a estrutura vorticosa começará a ser incorporada pela esteira viscosa (Ponto D). Identifica-se na Figura 5.4 uma zona de baixa pressão compreendida entre $\theta = 190^\circ$ e $\theta = 320^\circ$, aproximadamente. Encontram-se distribuídos no domínio fluido 105.248 vórtices discretos neste instante.

No instante de tempo identificado pelo Ponto D (veja a Figura 5.3) há novamente a iminência de uma inversão no valor do coeficiente de sustentação, o qual passará, desta vez, de um valor negativo para um valor positivo. Esta inversão indica que a estrutura vorticosa anti-horária, desprendida da superfície do cilindro no Ponto C, começa a ser incorporada pela esteira viscosa formada a jusante do corpo (Figura 5.5d). Identifica-se na Figura 5.4 uma zona de baixa pressão aproximadamente constante e compreendida entre $\theta = 70^\circ$ e $\theta = 287^\circ$. Neste instante da simulação numérica encontram-se distribuídos no domínio fluido 107.640 vórtices discretos formando a esteira viscosa.

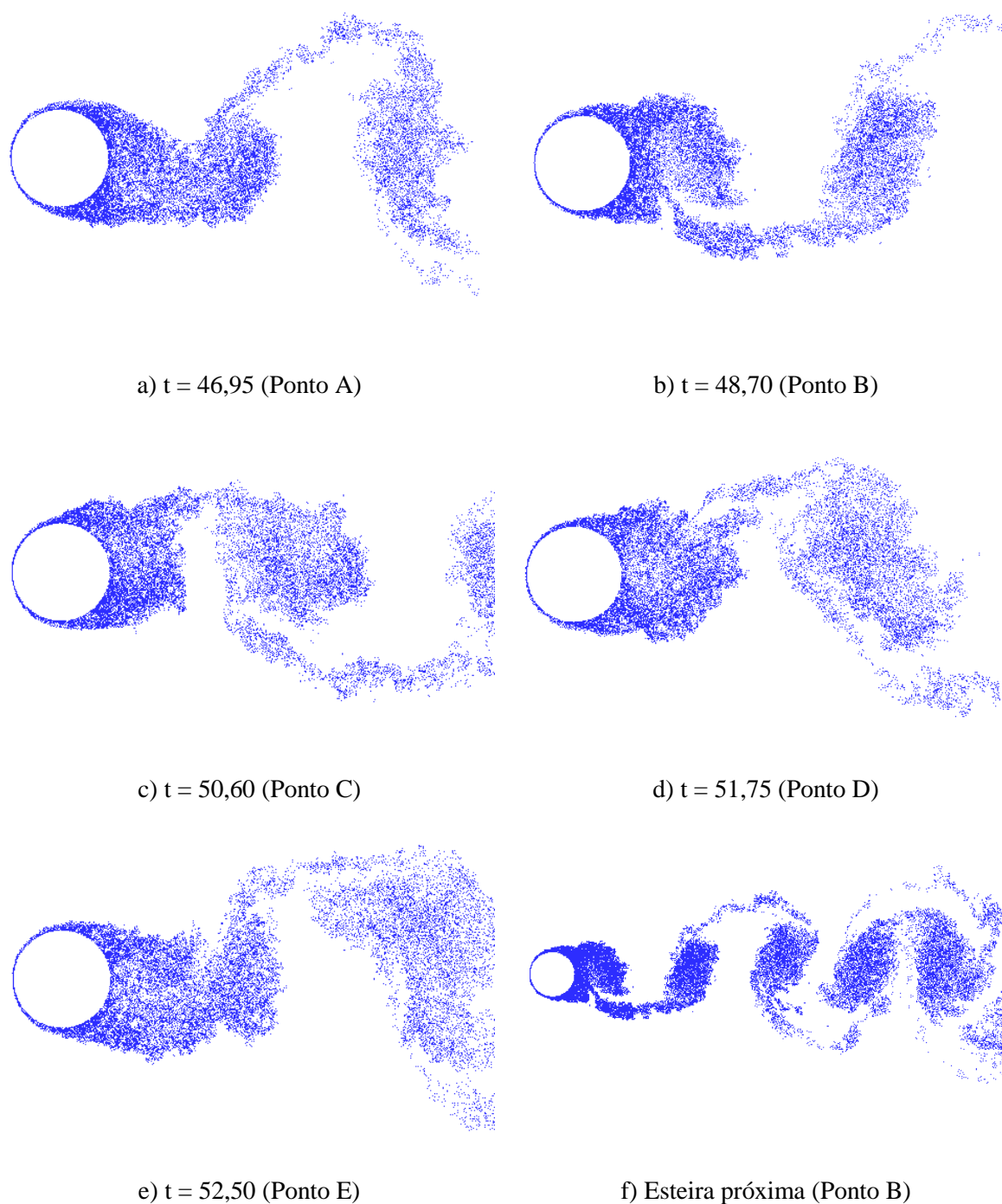


Figura 5.5 Detalhes do desprendimento alternado de um par de estruturas vorticosas contrarrotativas entre os instantes de tempo $t = 46,95$ e $t = 52,65$, e esteira próxima do cilindro com superfície lisa no instante $t = 48,70$, para um $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

No instante de tempo $t = 52,50$, correspondente ao Ponto E, identifica-se na Figura 5.3 uma força de sustentação máxima positiva e uma zona de baixa pressão compreendida aproximadamente entre $\theta = 46^\circ$ e $\theta = 178^\circ$. Neste instante, de maneira análoga ao que aconteceu para o instante representado pelo Ponto A, uma nova estrutura vorticosa horária se

desprende na parte superior do cilindro, como indicado na Figura 5.5e. Neste passo da simulação numérica encontram-se distribuídos no domínio fluido 109.200 vórtices discretos. Por fim, a partir do Ponto E o esquema de desprendimento de vórtices é reiniciado e, através deste processo cíclico, a esteira viscosa é formada. Na Figura 5.5f identifica-se a formação da esteira de Von Kármán, onde os dois primeiros pares contrarrotativos de estruturas vorticosas, unidos por folhas de vorticidade, definem a correta formação da generosa esteira pulsante.

Na simulação para cilindro com superfície lisa e isolado foi considerado um $T_{\text{simulação}} = 100$, equivalente a 2.000 passos computacionais, e um $T_{\text{simulação}} = 50$, equivalente a 1.000 passos computacionais, para um $Re = 1 \times 10^5$. Como já apresentado, a primeira opção resultou em um $C_D = 1,22$, um $C_L = 0,01$ e um $St = 0,22$. A segunda opção resultou em um $C_D = 1,22$, um $C_L = -0,01$ e um $St = 0,22$. Sabe-se que o $C_L \approx 0$ devido à simetria do escoamento em torno do cilindro (ZHOU *et al.*, 2015) e, como o C_D e o St permaneceram inalterados ao dobrar o $T_{\text{simulação}}$, os demais casos rodados para cilindro com superfície lisa foram fixados para um $T_{\text{simulação}} = 50$.

Ao passo que é bem conhecido que para escoamentos ao redor de cilindro com superfície lisa estacionário a números de Reynolds abaixo de 1×10^5 até 2×10^4 aproximadamente, tem-se um platô cujo C_D é praticamente constante e igual a 1,20 (veja a Figura 2.29), foram simulados casos para escoamentos em regime subcrítico, crítico e supercrítico, a partir de $Re = 1 \times 10^5$, para capturar a crise do arrasto e para verificar o intervalo de confiabilidade do método proposto. Na Tabela 5.2 são apresentados os casos rodados para escoamentos sob números de Reynolds no intervalo $1 \times 10^5 \leq Re \leq 6 \times 10^5$.

Tabela 5.2 Casos simulados, cargas aerodinâmicas médias e r.m.s para cilindro com superfície lisa sob vários números de Reynolds ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Re	C_D	C_D r.m.s	C_L	C_L r.m.s
1×10^5	1,22	0,21	-0,01	0,88
2×10^5	1,20	0,18	-0,01	0,82
3×10^5	1,06	0,19	0,00	0,87
4×10^5	0,42	0,25	0,05	1,01
5×10^5	0,33	0,24	0,02	1,02
6×10^5	0,35	0,32	0,01	1,16

Os resultados obtidos para o coeficiente de arrasto foram comparados com os resultados experimentais de Achenbach (1968), Wieselsberger (1923), Fage e Warsap (1930)

e Roshko (1961), conforme apresentado na Figura 5.6 (adaptada²⁹ de ACHENBACH, 1968). Estes resultados foram compilados originalmente por Achenbach (1968), o qual, por sua vez, realizou experimentos em um túnel de vento de baixa pressão - TVBP e em um túnel de vento pressurizado - TVP para vários valores de razão de aspecto³⁰ do cilindro. No que se refere à crise do arrasto, na literatura observa-se uma grande dispersão nos dados medidos que, segundo Lehmkühl *et al.* (2014), é resultante das dificuldades associadas aos experimentos, tais como sensibilidade à intensidade da turbulência, condições finais do cilindro, rugosidade da superfície, razão de bloqueio, entre outros. Embora haja discrepância nos valores individuais absolutos do coeficiente de arrasto para cada número de Reynolds, verifica-se convergência na tendência que caracteriza a crise do arrasto.

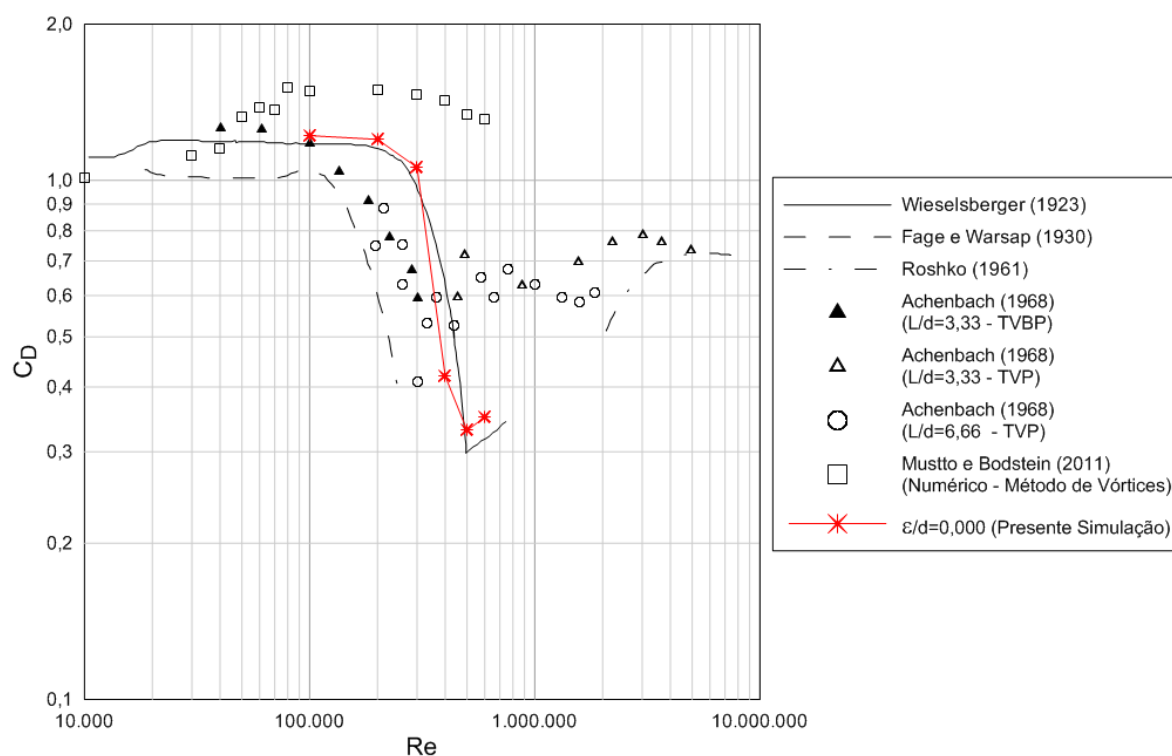


Figura 5.6 Coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds para cilindro com superfície lisa ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Os resultados numéricos obtidos nas presentes simulações permitiram capturar a crise do arrasto, com satisfatória proximidade aos resultados experimentais de Wieselsberger (1923). Como explicitado na Figura 5.6, identifica-se o platô no intervalo de $1 \times 10^5 \leq Re \leq 2 \times 10^5$, a crise do arrasto para um regime crítico identificado no intervalo

²⁹ Os dados reproduzidos na figura foram gentilmente disponibilizados pelo pesquisador Angelo A. Mustto e seus resultados numéricos foram publicados originalmente sob o título: *Subgrid-scale modeling of turbulent flow around circular cylinder by mesh-free vortex* (MUSTTO e BODSTEIN, 2011).

³⁰ Por definição é a razão entre o comprimento e o diâmetro do cilindro.

$2 \times 10^5 < Re \leq 5 \times 10^5$ (veja a Figura 2.41) e o início da recuperação identificada para um $Re > 5 \times 10^5$ já no regime supercrítico. Cabe ressaltar que os resultados de Mustto e Bodstein (2011) demonstram a dificuldade de reproduzir a crise do arrasto por meio do MVD na sua forma original, o que corrobora para comprovar os avanços alcançados já nesses primeiros resultados da presente Tese. Os referidos autores obtiveram valores altos para o coeficiente de arrasto e não foi possível capturar a crise do arrasto, conforme Figura 5.6.

Sobre a crise do arrasto, Singh e Mittal (2005) esclarecem que há uma relação com a instabilidade da camada de cisalhamento separada: o ponto de transição para turbulência da camada de cisalhamento move-se para montante e aproxima-se do ponto de separação do escoamento no número de Reynolds crítico e por consequência os vórtices da camada de cisalhamento causam a mistura do escoamento na camada limite e a energizam para o recolamento. Os autores destacam ainda que este é, principalmente, um fenômeno bidimensional.

O comportamento do número de Strouhal em função do número de Reynolds é apresentado na Figura 5.7 (adaptada³¹ de ROSHKO, 1961). Os números de Strouhal calculados a partir dos gráficos de comportamento do coeficiente de sustentação, em termos gerais, apresentam satisfatória concordância com os resultados experimentais de Relf e Simmons (1924) e com os resultados numéricos de Mustto e Bodstein (2011).

Este gráfico contém um conjunto de resultados experimentais que incluem os próprios dados de Roshko (1961) e também dados obtidos por outros investigadores, além dos presentes resultados numéricos. Excluindo o comportamento do St para $Re = 1 \times 10^5$, tem-se um $St = 0,20$ para Re no regime subcrítico e $St = 0,22$ para Re nos regimes crítico e supercrítico, e esta tendência de aumento do número de Strouhal com a queda arrasto é plenamente convergente com o fenômeno físico de maior interação das camadas cisalhantes opostas, ou seja, as estruturas vorticosas contrarotativas passam a ficar mais próximas ao passo que a camada limite já é turbulenta nos pontos de separação que se movem para jusante devido ao atraso na separação da camada limite.

³¹ Os dados reproduzidos na figura foram gentilmente disponibilizados pelo pesquisador Angelo A. Mustto e seus resultados numéricos foram publicados originalmente sob o título: *Subgrid-scale modeling of turbulent flow around circular cylinder by mesh-free vortex* (MUSTTO e BODSTEIN, 2011).

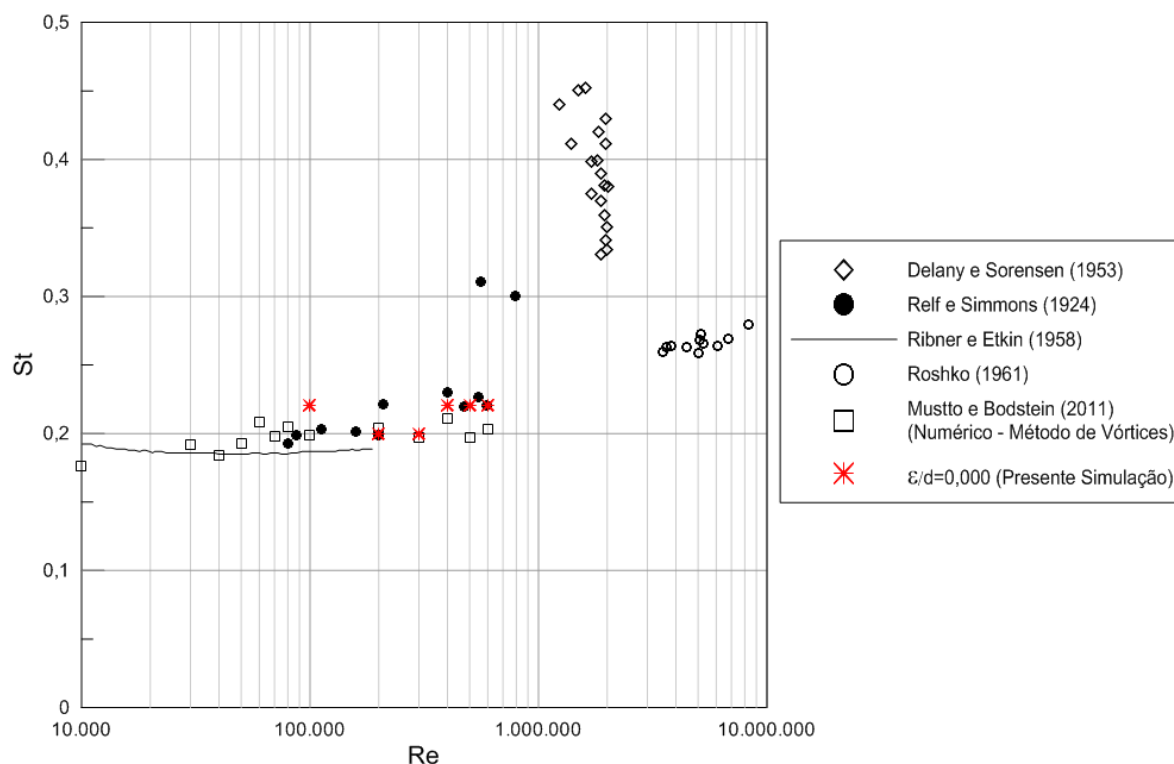


Figura 5.7 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas para cilindro com superfície lisa ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$).

No MVD, pelo menos com o uso do método de painéis para discretização do corpo (conveniente para construção da geometria rugosa), não é possível explicitar visualmente a aproximação das camadas cisalhantes opostas devido à postergação dos pontos de separação no cilindro, em função do aumento do número de Reynolds. Todavia, além da captura das consequências desse fenômeno, expressas na alteração dos valores resultantes das cargas aerodinâmicas (exemplo: queda do arrasto) e na frequência de desprendimento de vórtices, o modelo de camada limite simulado permite reproduzir os efeitos desse fenômeno na esteira viscosa, como pode ser comprovado qualitativamente com o auxílio da Figura 5.8. A topologia da esteira de um cilindro de superfície lisa foi abordada, por exemplo, por Lehmkuhl *et al.* (2015), para os regimes crítico e supercrítico, utilizando LES.

Depreende-se da Figura 5.8 a formação da esteira de von Kármán a jusante do cilindro, independentemente do número de Reynolds e das mudanças que ocorrem na transição do regime subcrítico para o crítico e, posteriormente, para o supercrítico. Observa-se estruturas vorticosas mais disformes formando a esteira para um $Re = 1 \times 10^5$, conforme Figura 5.8a, e uma subsequente suavização progressiva nas estruturas vorticosas da esteira durante a crise do arrasto, representadas na Figura 5.8b e na Figura 5.8c para $Re = 3 \times 10^5$ e $Re = 5 \times 10^5$, respectivamente. Como confirmado pela diminuição significativa do C_p e um

aumento no $C_{P,b}$, e conseqüente redução gradual do C_D frente ao aumento do número de Reynolds, há uma diminuição da intensidade das estruturas vorticosas desprendidas a partir do cilindro na faixa superior do regime subcrítico (DESHPANDE *et al.*, 2017).

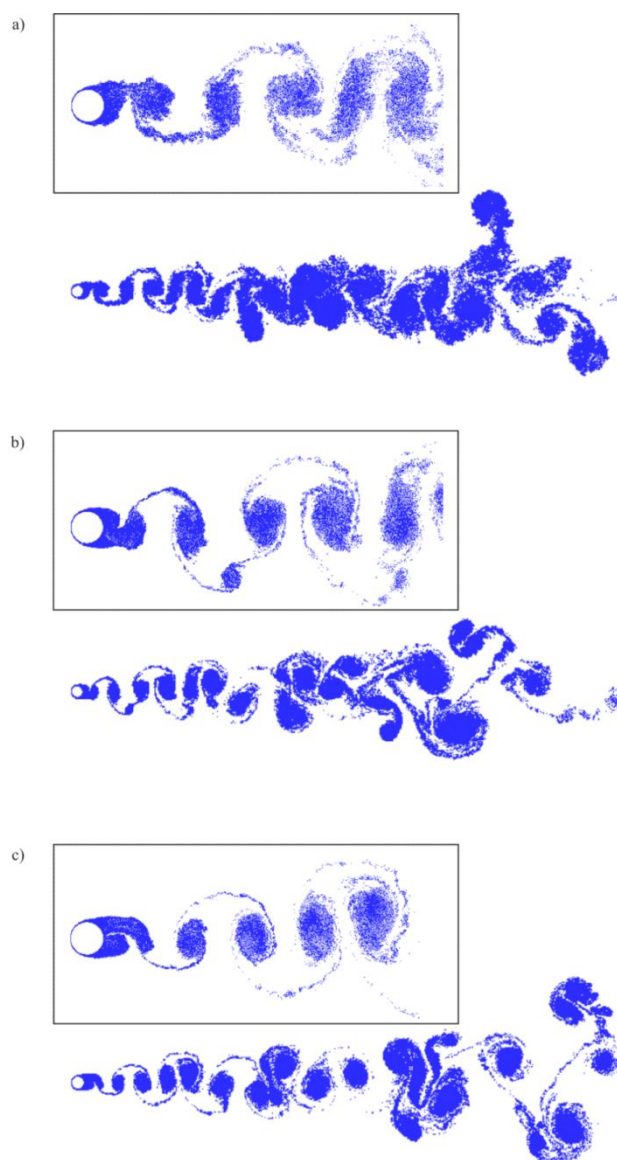


Figura 5.8 Configuração instantânea da esteira de von Kármán. Estruturas vorticosas representadas através da posição dos vórtices discretos: a) $Re = 1 \times 10^5$, b) $Re = 3 \times 10^5$ e c) $Re = 5 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Na literatura existem diferentes definições para o coeficiente de pressão de base ou simplesmente pressão de base, $C_{P,b}$. Williamson (1996a) a define como sendo a pressão em um ponto a 180° do ponto de estagnação frontal do cilindro e Lakehal (1999) como sendo a pressão encontrada na extensão da superfície que faz fronteira com a esteira a partir do ponto

de separação, a qual é obtida, neste último caso, por método gráfico aplicado a curva do coeficiente de pressão (Figura 5.9). Na presente Tese é adotada a segunda definição.

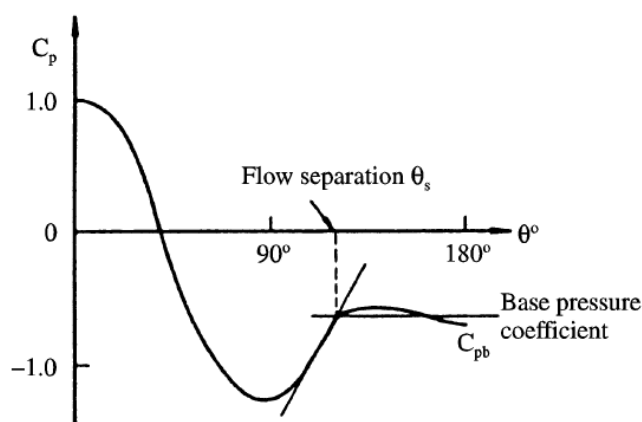


Figura 5.9 Representação genérica do coeficiente de pressão circunferencial e método gráfico para estimativa do ângulo de separação e da pressão de base (retirada de LAKEHAL, 1999).

Na Figura 5.10 é possível observar a mudança na distribuição média do coeficiente de pressão em função do aumento do número de Reynolds no regime subcrítico. A partir das curvas reproduzidas neste gráfico, obteve-se um $C_{p,b}$ igual a -1,30, -1,24 e -1,14 para Re igual a 1×10^5 , 2×10^5 e 3×10^5 , respectivamente. Kim e Mohan (2005) reportaram um $C_{p,b}$ da ordem de -1,20 para $Re = 1,4 \times 10^5$ e Lehmkuhl *et al.* (2014) um $C_{p,b}$ da ordem de -0,99 para $Re = 2,5 \times 10^5$, ambos os trabalhos utilizaram simulações com LES. Portanto, a magnitude do coeficiente de pressão de base encontrado para os casos simulados é bem ajustada com os resultados de outros autores, inclusive na tendência de aumento para maiores números de Reynolds.

Os ângulos de separação também foram estimados por método gráfico (CHUTKEY *et al.*, 2018; LAKEHAL, 1999). Para números de Reynolds no regime subcrítico, $Re = 1 \times 10^5$, $Re = 2 \times 10^5$ e $Re = 3 \times 10^5$, estimou-se ângulos de separação em ambos os lados do cilindro iguais a $84,5^\circ$, $88,0^\circ$ e $88,0^\circ$, respectivamente. Em investigação experimental sobre a transição da camada limite em escoamentos ao redor de cilindros, Deshpande *et al.* (2017) identificaram um $\theta_{sep} = 84^\circ$ para $Re = 2,11 \times 10^5$, indicando separação laminar do escoamento em ambos os lados do cilindro, o qual posteriormente moveu-se para jusante do cilindro, $\theta_{sep} = 108^\circ$, para um $Re = 3,55 \times 10^5$. Já Chakroun *et al.* (1997) estudaram escoamentos em cilindros rugosos e, embora tenham relatado um $\theta_{sep} = 78^\circ$ para superfície lisa, destacaram que este valor encontrado foi independente do número de Reynolds no intervalo

$7,6 \times 10^4 \leq Re \leq 1,6 \times 10^5$. Neste contexto, os ângulos de separação obtidos numericamente para o regime subcrítico, nas presentes simulações, são coerentes com resultados reportados na literatura, nos seus valores absolutos e na tendência de serem pouco sensíveis ao aumento do número de Reynolds.

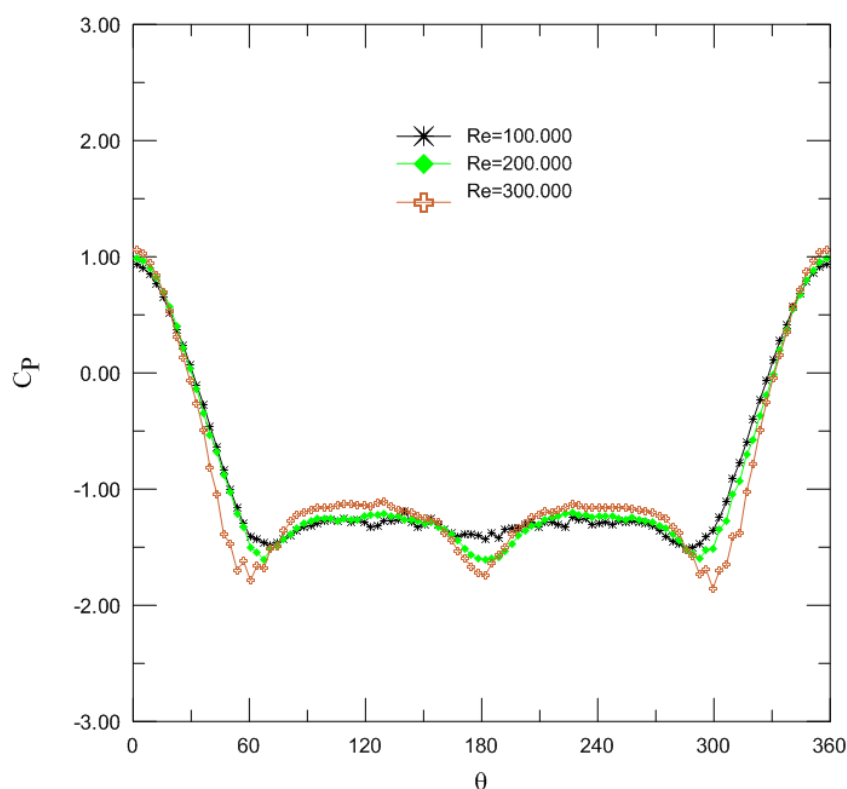


Figura 5.10 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa sob números de Reynolds subcríticos ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

O comportamento do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa, nos regimes crítico e supercrítico, está ilustrado na Figura 5.11. Obteve-se um $C_{p,b}$ igual a -0,85, -0,79 e -0,72 para números de Reynolds iguais a 4×10^5 , 5×10^5 e 6×10^5 , respectivamente. Coeficientes de pressão de base dessa magnitude indicam que houve uma relativa perda de informação, já que deveriam ser da ordem de metade dos valores apresentados, aproximadamente, embora tenha se preservado a tendência de aumento do $C_{p,b}$ para incrementos no número de Reynolds, como esperado. Lehmkuhl *et al.* (2014) encontraram um $C_{p,b}$ da ordem de -0,48, -0,31 e -0,23 para Re iguais a $3,8 \times 10^5$, $5,3 \times 10^5$ e $6,5 \times 10^5$, respectivamente.

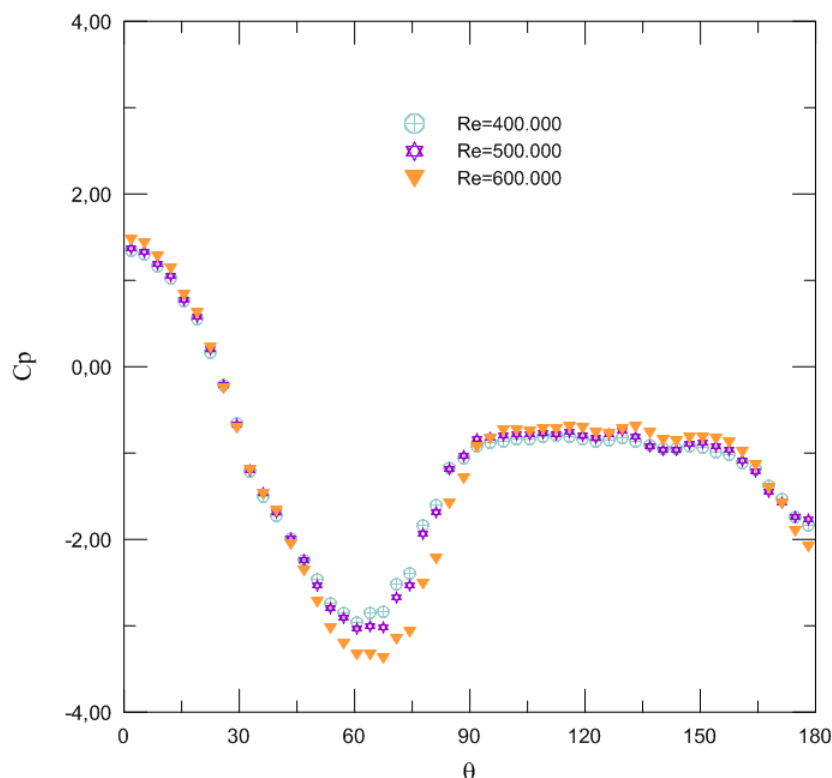


Figura 5.11 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa sob números de Reynolds críticos e supercríticos ($mb1 = 104$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Pode-se perceber na Figura 5.11 que para números críticos e supercríticos o coeficiente de pressão excede o valor de 1 próximo ao ponto de estagnação. O ponto de controle do primeiro painel plano não se encontra na posição equivalente a $\theta = 0^\circ$ e sim a $\theta = 1,73^\circ$, mas o efeito principal para uma resposta localmente espúria parece estar ligada à reflexão de muitos vórtices discretos nesta região quando o número de Reynolds é muito alto e, em um futuro próximo, maiores investigações serão realizadas neste sentido. Contudo, por ser um efeito local, isto não interferiu na qualidade dos resultados (C_D , C_L e St). É relevante salientar que Travin *et al.* (2000) relataram este mesmo problema em suas simulações para cilindro com superfície lisa, mesmo sob números de Reynolds subcríticos, e justificaram que este erro diminuiria à medida que a malha fosse estendida para o domínio fluido já que trabalharam com método euleriano. Um valor de C_p maior que 1 no ponto de estagnação também pode ser visto nos resultados de Kim e Mohan (2005) para $Re = 1,4 \times 10^5$, os quais utilizaram o método de volumes finitos e LES. Assim, esta é uma dificuldade que parece ser inerente às simulações com altos números de Reynolds.

Observou-se ainda que, para números de Reynolds a partir de 4×10^5 , os ângulos de separação estimados pelo método gráfico passaram a ser realmente insensíveis ao aumento do

Re e fixaram-se em torno de $\theta_{\text{sep}} = 90^\circ \sim 94^\circ$, quando deveriam refletir um aumento da ordem de $140^\circ \sim 148^\circ$, conforme reportado por Achenbach (1971) e Lehmkuhl *et al.* (2014).

Encontra-se na literatura trabalhos experimentais e numéricos para escoamentos nos regimes crítico e supercrítico (ROSHKO, 1961; ACHENBACH, 1968; CATALANO *et al.* 2003; ONG *et al.* 2009; RODRIGUEZ *et al.*, 2013; LEHMKUHL *et al.* 2014). Contudo, inúmeras dificuldades permeiam os trabalhos experimentais, ao passo que os números de Reynolds já são muito altos e, conseqüentemente, o escoamento passa a ser muito sensível às pequenas flutuações de turbulência, rugosidade da superfície e condições finais, dentre outros, resultando em uma maior dispersão dos dados medidos (LEHMKUHL *et al.*, 2014). Dificuldades semelhantes são encontradas nas simulações numéricas, que vão desde questões ligadas à intensidade da turbulência até instabilidades numéricas observadas em vários métodos utilizados. Mustto e Bodstein (2011) relataram dificuldades relacionadas à intensidade da turbulência para cálculo do arrasto no regime crítico com o MDV, por exemplo.

Assim sendo, verifica-se também uma grande dispersão nos resultados de distribuição do coeficiente de pressão em um cilindro, sejam estes obtidos por métodos experimentais ou numéricos. Frente aos resultados de simulações numéricas, observa-se respostas muito diferentes ligadas ao modelo de inclusão da turbulência (LES, URANS, RANS e etc.) e às abordagens 2D ou 3D (veja ONG *et al.*, 2009; CATALANO *et al.* 2003).

Utilizando o mesmo método URANS, Ong *et al.* (2009) relataram discrepâncias entre os seus resultados e os de Catalano *et al.* (2003) e conjecturaram que a explicação poderia estar ligada às diferentes implementações da função de parede. Acertadamente os autores destacaram que vários métodos acabam por superestimar o pico negativo do C_p e que é muito difícil modelar com precisão o escoamento na região do ponto de separação por causa dos altos gradientes de pressão. Por conseqüência, a comparação direta da distribuição do C_p não é algo trivial e estas dispersões culminam na dificuldade de predição dos pontos de separação e também do $C_{p,b}$, já que estes resultados perfazem uma ampla faixa de valores na literatura.

A princípio, a perda de informação no que se refere ao $C_{p,b}$ poderia indicar um limite restritivo para o método proposto, contudo frente às dificuldades inerentes aos regimes crítico e supercrítico para cilindro com superfície lisa, reportadas na literatura, a satisfatória previsão

dos valores de C_D , C_L e St e sendo o C_p um resultado intermediário para se chegar às cargas aerodinâmicas, o qual é altamente dependente do método utilizado, pode-se concluir que os resultados gerais são satisfatórios também para os regimes crítico e supercrítico. E neste ponto é importante lembrar que Williamson (1996a) coloca que há duas chaves para discussão dos fenômenos da dinâmica de vórtices: a curva do número de Strouhal ou do coeficiente de pressão de base em função do número de Reynolds. Portanto, a primeira chave é utilizada no presente trabalho.

Por fim, ao passo que o foco desta Tese está voltado para números de Reynolds altos da ordem de 10^4 e 10^5 , cabe comentar que simulações com números de Reynolds supercríticos, ou seja, da ordem de 10^6 , merecem futura investigação para análise da condição de camada limite completamente turbulenta. O que por sua vez exigirá nova aferição para adequado ajuste dos parâmetros do código computacional.

5.1.2. Cilindro com Superfícies Rugosas

Neste item são apresentados e discutidos os principais resultados gerados para cilindro com diferentes superfícies rugosas. Foram considerados 70 casos finais para os cilindros rugosos, que cobriram ampla faixa de números de Reynolds, $2 \times 10^4 \leq Re \leq 6 \times 10^5$, e 7 valores de rugosidade dentro do intervalo $1,10 \times 10^{-3} \leq \varepsilon/d \leq 2 \times 10^{-2}$.

Os testes iniciais de aferição para cilindro rugoso indicaram a conveniência do uso de $mb1 = 48$ painéis para discretização da superfície rugosa, bem como os adequados valores de largura de corte a serem adotados na distribuição característica de vorticidade bidimensional para cada combinação de ε/d e Re . As geometrias rugosas foram construídas com a introdução de elementos triangulares. Essa redução no número de painéis para discretização do corpo frente ao que era utilizado no método de rugosidade desenvolvido por Bimbato (2012) (veja também: ALCÂNTARA PEREIRA *et al.* 2020, OLIVEIRA *et al.*, 2020a; BIMBATO *et al.*, 2018; ANDRADE, 2017), ou seja, $mb1 = 300$ painéis planos, foi responsável pela redução de 85% no número de vórtices discretos gerados a cada instante de tempo e respectiva redução no tempo de processamento total. Sem esta redução no tempo de processamento final, adicionalmente à alcançada com a paralelização do código computacional, seria impraticável a simulação do número de casos requeridos para

consolidação do $MLDR_{VL}$ e respectiva caracterização dos efeitos da variação da rugosidade no escoamento ao redor do cilindro em diversos regimes.

Na Tabela 5.3 estão sumarizados os principais resultados para as diversas rugosidades simuladas, considerando um número de Reynolds fixo igual a 1×10^5 . Foram realizadas simulações para 2.000 e 1.000 passos computacionais, $t_{\text{simulação}} = 100$ e $t_{\text{simulação}} = 50$, respectivamente, para verificar se haveriam mudanças significativas nos valores do coeficiente de arrasto e no número de Strouhal, já que, para este número de Reynolds, a sustentação tende a zero para qualquer valor de rugosidade (por isso que os valores de C_L foram omitidos para um $t_{\text{simulação}} = 50$ na Tabela 5.3). Isso foi feito com a finalidade de reduzir ao máximo o gasto computacional devido ao alto número de simulações necessárias para capturar a crise do arrasto para as 8 superfícies estudadas.

Tabela 5.3 Casos simulados, cargas aerodinâmicas médias e número de Strouhal para vários valores de rugosidade do cilindro sob um $Re = 1 \times 10^5$ ($\sigma_o = 0,001$).

ϵ/d	Nº de Paineis	$T_{\text{simulação}} = 100$			$T_{\text{simulação}} = 50$	
		C_D	C_L	St	C_D	St
0,000	104	1,22	0,01	0,22	1,22	0,22
0,00110	48	1,06	0,03	0,21	1,06	0,20
0,002	48	1,02	0,02	0,21	1,00	0,22
0,003	48	0,59	-0,02	0,22	0,57	0,22
0,004	48	0,60	-0,05	0,24	0,64	0,24
0,007	48	0,83	0,04	0,21	0,80	0,20
0,009	48	0,91	-0,03	0,21	0,92	0,20
0,02	48	1,09	-0,03	0,21	1,05	0,20

Praticamente não houve significativas mudanças no valor do coeficiente de arrasto com o aumento do tempo de simulação total, já que a maior diferença limitou-se a 3,67%. Já o número de Strouhal teve moderada tendência de aumentar para algumas rugosidades. É bem conhecido que o número de Strouhal tende a um valor invariável após muitos ciclos da curva de sustentação, contudo, como observado para o cilindro com superfície lisa, os valores do St foram adequadamente alcançados mesmo para as simulações com 1.000 passos computacionais. Assim, foi fixado um $t_{\text{simulação}} = 50$ para as simulações que permitiram estabelecer o comportamento do C_D em função do Re para todas as superfícies estudadas.

A Figura 5.12 é colocada para explicitar qualitativamente as mudanças na esteira frente ao aumento da rugosidade superficial do cilindro. Esta contém a configuração completa

das esteiras formadas pela ação do escoamento ao redor do cilindro com as 7 rugosidades simuladas para um número de Reynolds fixo, $Re = 1 \times 10^5$ (Tabela 5.3).

Com base nos dados da Tabela 5.3 ($t_{\text{simulação}} = 100$), para um $Re = 1 \times 10^5$, constatou-se redução máxima no C_D da ordem de 51,6% para o cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 0,003$ em relação ao cilindro com superfície lisa. Para rugosidade $\varepsilon/d = 0,003$ foram computados os seguintes ângulos de separação: $\theta_{\text{sep}}^+ = 96,5^\circ$ e $\theta_{\text{sep}}^- = 95,0^\circ$. Houve ainda uma redução de 50,8% para o cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 0,004$, cujos ângulos de separação foram $\theta_{\text{sep}}^+ = 95,0^\circ$ e $\theta_{\text{sep}}^- = 94,0^\circ$. Para o cilindro com as maiores rugosidades, $\varepsilon/d = 0,007$, $\varepsilon/d = 0,009$ e $\varepsilon/d = 0,02$, verificou-se uma redução de 32,0%, 25,4% e 10,7%, respectivamente. Já para o cilindro com as menores rugosidades, $\varepsilon/d = 0,00110$ e $\varepsilon/d = 0,002$, foram contabilizadas reduções no C_D da ordem de 13,1% e 16,4%, respectivamente.

A partir de seus experimentos em cilindros com superfícies rugosas, Chakroun *et al.* (1997) observaram que a rugosidade tem um forte efeito na separação do escoamento, com destaque para um aumento moderado do ângulo de separação na região subcrítica e um aumento acentuado na região crítica. Esses pesquisadores comunicaram um $\theta_{\text{sep}} = 77^\circ$ sob um $Re = 1 \times 10^5$, que aumentou acentuadamente para $\theta_{\text{sep}} = 92^\circ$ sob um $Re = 1,6 \times 10^5$ para $\varepsilon/d = 0,00110$. Observaram ainda, para $\varepsilon/d = 0,00190$, um $\theta_{\text{sep}} = 72^\circ$ sob um $Re \sim 8 \times 10^4$, posteriormente um aumento acentuado do ângulo de separação, $\theta_{\text{sep}} = 95^\circ$, sob um $Re = 1 \times 10^5$, por fim houve uma queda e tendência a nivelar em $\theta_{\text{sep}} = 86^\circ$ sob um $Re \sim 1,6 \times 10^5$. Para $\varepsilon/d = 0,00230$ constataram um aumento repentino de $\theta_{\text{sep}} = 74^\circ$ ($Re \sim 8 \times 10^4$) para $\theta_{\text{sep}} = 92^\circ$ ($Re = 1 \times 10^5$), que após uma queda tendeu a nivelar em $\theta_{\text{sep}} = 83^\circ$ sob um $Re \sim 1,6 \times 10^5$.

A presente simulação, considerando a rugosidade $\varepsilon/d = 0,00110$, resultou em um $\theta_{\text{sep}}^+ = 88,0^\circ$ e um $\theta_{\text{sep}}^- = 88,0^\circ$. Para a rugosidade $\varepsilon/d = 0,002$, relativamente próxima às rugosidades, $\varepsilon/d = 0,00190$ e $\varepsilon/d = 0,00230$, utilizadas por Chakroun *et al.* (1997), obteve-se

um $\theta_{\text{sep}}^+ = 89,0^\circ$ e um $\theta_{\text{sep}}^- = 93,0^\circ$. Observa-se uma convergência geral entre os valores numéricos obtidos e os experimentais apresentados.

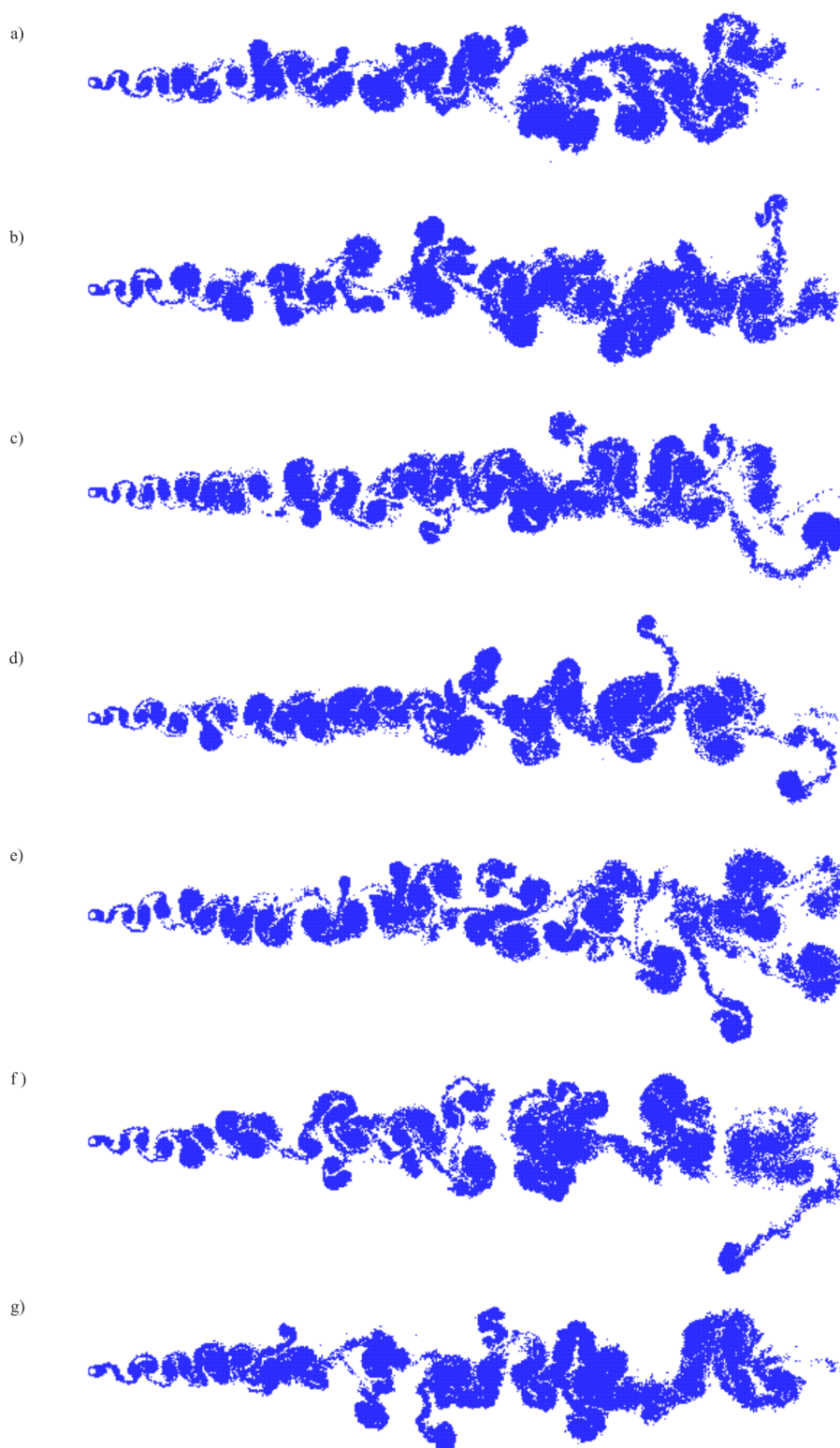


Figura 5.12 Configuração completa da esteira formada a jusante do cilindro com diferentes superfícies rugosas para $Re = 1 \times 10^5$: a) $\epsilon/d = 0,00110$, b) $\epsilon/d = 0,002$, c) $\epsilon/d = 0,003$, d) $\epsilon/d = 0,004$, e) $\epsilon/d = 0,007$, f) $\epsilon/d = 0,009$ e g) $\epsilon/d = 0,02$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Para rugosidade $\varepsilon/d = 0,007$ sob um $Re = 1 \times 10^5$ obteve-se um $\theta_{sep}^+ = 91,0^\circ$ e um $\theta_{sep}^- = 93,5^\circ$, que são moderadamente superiores ao ângulo de separação relatado por Bimbato (2012), $\theta_{sep} = 88^\circ$. Contudo, Bimbato (2012) reportou uma redução do arrasto da ordem de 12,4% para esta rugosidade, o que é discrepante com a redução observada na presente simulação, que chegou a 32%. Ao passo que os resultados obtidos na presente simulação apresentaram significativa proximidade com os resultados experimentais de Achenbach (1971) e Fage e Warsap (1930) (como será apresentado na sequência deste texto) pode-se concluir que a redução do arrasto realmente é maior, da ordem de 2,6 vezes o valor comunicado por Bimbato (2012).

Examinando a rugosidade mais alta, $\varepsilon/d = 0,02$, os ângulos de separação, $\theta_{sep}^+ = 87,0^\circ$ e $\theta_{sep}^- = 87,0^\circ$, foram equivalentes aos observados para $\varepsilon/d = 0,00110$. Isso acontece porque para a rugosidade $\varepsilon/d = 0,02$, sob um $Re = 1 \times 10^5$, já ocorreu a recuperação do arrasto que está agora na região supercrítica ou de transição superior, ao passo que para rugosidades maiores, como já relatado neste texto, há a antecipação do número de Reynolds crítico. O mesmo vale para $\varepsilon/d = 0,009$ ($\theta_{sep}^+ = 90,5^\circ$ e $\theta_{sep}^- = 89,0^\circ$). Sob este regime há uma transição imediata do escoamento laminar para o escoamento turbulento e a separação laminar intermediária não é mais observada, portanto a localização da transição é deslocada para montante com o incremento do número de Reynolds (ACHENBACH e HEINECKE, 1981).

Se consideradas as rugosidades simuladas ($t_{simulação} = 50$) em condições de escoamento sob um $Re = 7 \times 10^4$ e tendo agora a rugosidade $\varepsilon/d = 0,002$ como referência, ao passo que é a rugosidade com maior C_D dentre as simuladas neste número de Reynolds, observou-se uma redução máxima de 45,6% no C_D para $\varepsilon/d = 0,007$, seguida de uma redução de 31,6% para $\varepsilon/d = 0,009$. Para maior rugosidade, $\varepsilon/d = 0,02$, a redução foi de 19,3%. Já para $\varepsilon/d = 0,003$ e $\varepsilon/d = 0,004$ a redução no C_D foi da ordem de 10,5% e 14,9%, respectivamente.

Neste sentido, não se verifica um comportamento linear na redução do coeficiente de arrasto para crescentes valores de rugosidade, confirmando que o C_D é sensível simultaneamente a ε/d e ao Re , nos regimes (ou regiões) crítico e supercrítico.

No seu clássico experimento para escoamentos ao redor de cilindros rugosos em ampla faixa de números de Reynolds, Achenbach (1971) apresentou resultados para 3 alturas de rugosidade ($\varepsilon/d = 0,00110$, $\varepsilon/d = 0,0045$ e $\varepsilon/d = 0,009$) e cujos coeficientes de arrasto foram corrigidos por causa dos efeitos da razão de bloqueio³² do túnel de vento. Seus resultados foram originalmente comparados com os resultados experimentais de Fage e Warsap (1930). Estes últimos reconhecidos pelo pioneirismo em estudos desta natureza.

Na Figura 5.13, o comportamento do coeficiente de arrasto para crescentes números de Reynolds é apresentado frente aos resultados experimentais de Achenbach (1971) e de Fage e Warsap (1930), tomando-se uma rugosidade numérica moderada, $\varepsilon/d = 0,00110$, uma intermediária, $\varepsilon/d = 0,004$, e uma alta, $\varepsilon/d = 0,009$. Cabe destacar que mesmo os resultados experimentais apresentam certa discrepância, como pode ser observado para $\varepsilon/d = 0,009$, por exemplo.

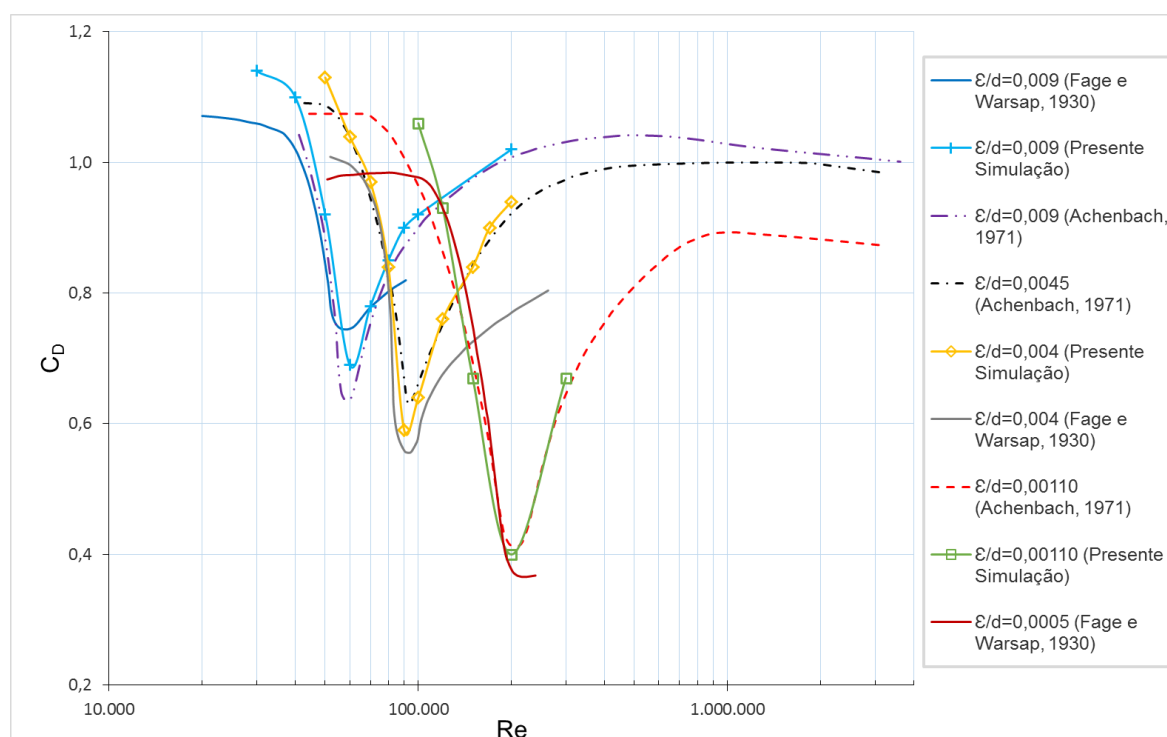


Figura 5.13 Comportamento do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds para superfícies rugosas ($mb1 = 48$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$). Comparação com os resultados de Achenbach (1971) e Fage e Warsap (1930)³³.

Pode-se assim afirmar que os resultados numéricos apresentaram considerável aproximação aos resultados experimentais e refletem a aplicabilidade do método proposto e a

³² Razão de bloqueio: relação entre o diâmetro do cilindro e a largura da seção de testes (ACHENBACH, 1971).

³³ Figura adaptada de Achenbach (1971).

pertinência da abordagem 2D para previsão, principalmente, do coeficiente de arrasto. Outro ponto importante é que, em geral, os valores dos coeficientes de arrasto obtidos nas presentes simulações tendem a ser moderadamente maiores que os obtidos experimentalmente, o que é conveniente para projetos conservadores de engenharia.

Na Figura 5.14 são apresentados os resultados das simulações numéricas que permitiram explicitar o comportamento do coeficiente de arrasto médio em função do número de Reynolds para as 7 superfícies rugosas consideradas, adicionalmente à superfície lisa. Os dados obtidos nas simulações, para cada rugosidade, foram ajustados em uma curva. Considerou-se uma ampla faixa de número de Reynolds, $2 \times 10^4 \leq Re \leq 6 \times 10^5$, para investigações nos regimes subcrítico, crítico e supercrítico.

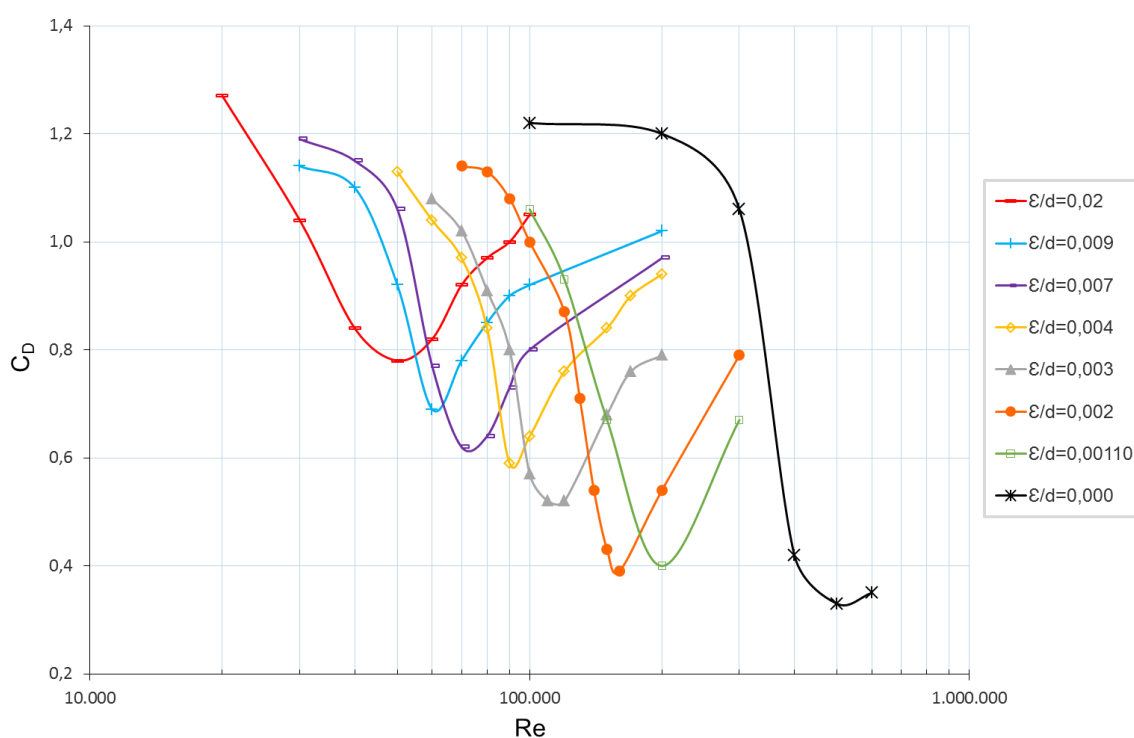


Figura 5.14 Coeficiente de arrasto para cilindro com diferentes superfícies rugosas e ampla faixa de números Reynolds ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Depreende-se da Figura 5.14 que a crise do arrasto foi satisfatoriamente capturada para todas as superfícies estudadas. Na faixa de números de Reynolds estabelecida para presente Tese, como relatado nos trabalhos experimentais de Achenbach (1971), Achenbach e Heinecke (1981) e Chakroun *et al.* (1997), a crise do arrasto para crescentes valores de rugosidade caracterizou-se pela antecipação do $Re_{\text{crítico}}$, aumento do valor do $C_{D\text{mínimo}}$ e fusão dos regimes de escoamento crítico e supercrítico em uma estreita região. Os resultados

consolidados na Figura 5.14 refletem a robustez do modelo de rugosidade proposto nesta Tese.

Constatou-se ainda que, conforme Sumer e Fredsøe (2006), a crise do arrasto para cilindro rugoso não é tão extensa como a observada para um cilindro com superfície lisa. Para cilindro com superfície lisa observou-se uma queda de 1,22 para 0,33 e para o cilindro com uma superfície rugosa $\varepsilon/d = 0,002$ obteve-se uma queda de 1,19 para 0,62.

Na Figura 5.15, Figura 5.16, Figura 5.17 e Figura 5.18 estão plotados os números de Strouhal em função do número de Reynolds para uma rugosidade moderada, $\varepsilon/d = 0,00110$, uma rugosidade intermediária, $\varepsilon/d = 0,003$, uma rugosidade relativamente alta, $\varepsilon/d = 0,007$, e a maior rugosidade simulada, $\varepsilon/d = 0,02$. Com a finalidade de explicitar a mudança na frequência de desprendimento de estruturas vorticosas com o aumento da rugosidade, os resultados do número de Strouhal para as rugosidades escolhidas e para superfície lisa foram comparados com os resultados experimentais compilados por Roshko (1961) e numéricos obtidos por Mustto e Bodstein (2011), ambos para cilindro com superfície lisa.

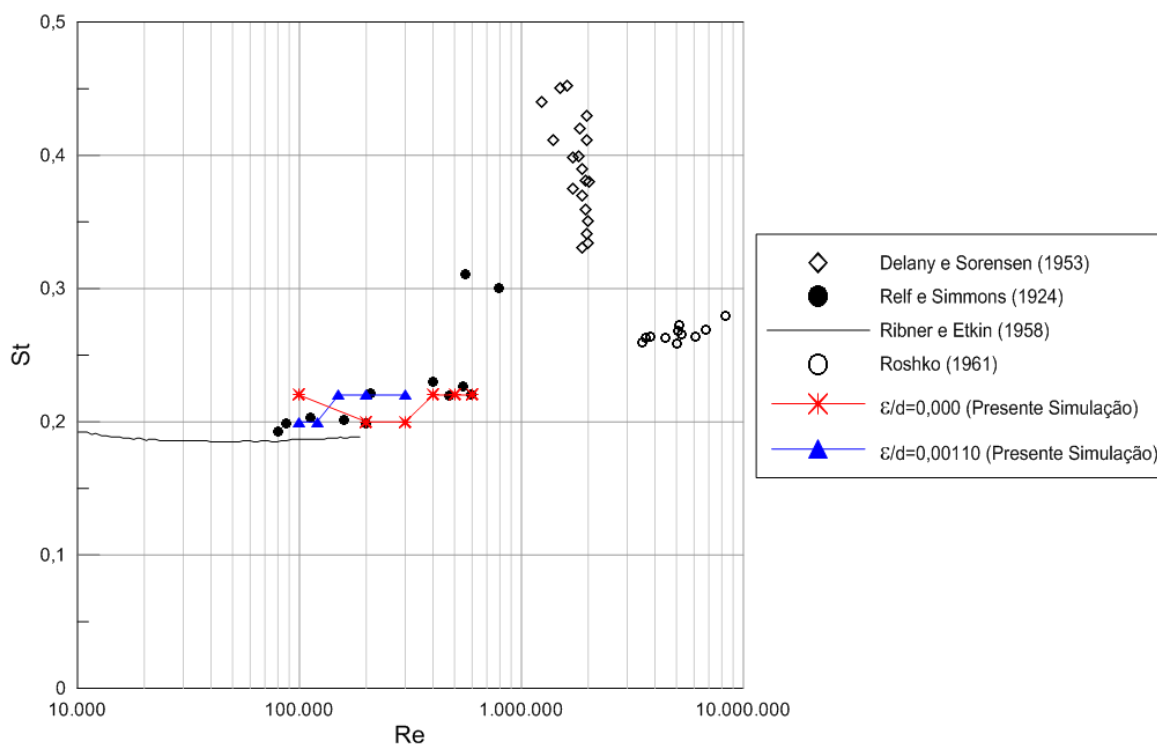


Figura 5.15 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas em função do número de Reynolds para superfície rugosa, $\varepsilon/d = 0,00110$, e lisa, $\varepsilon/d = 0,000$ ($\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

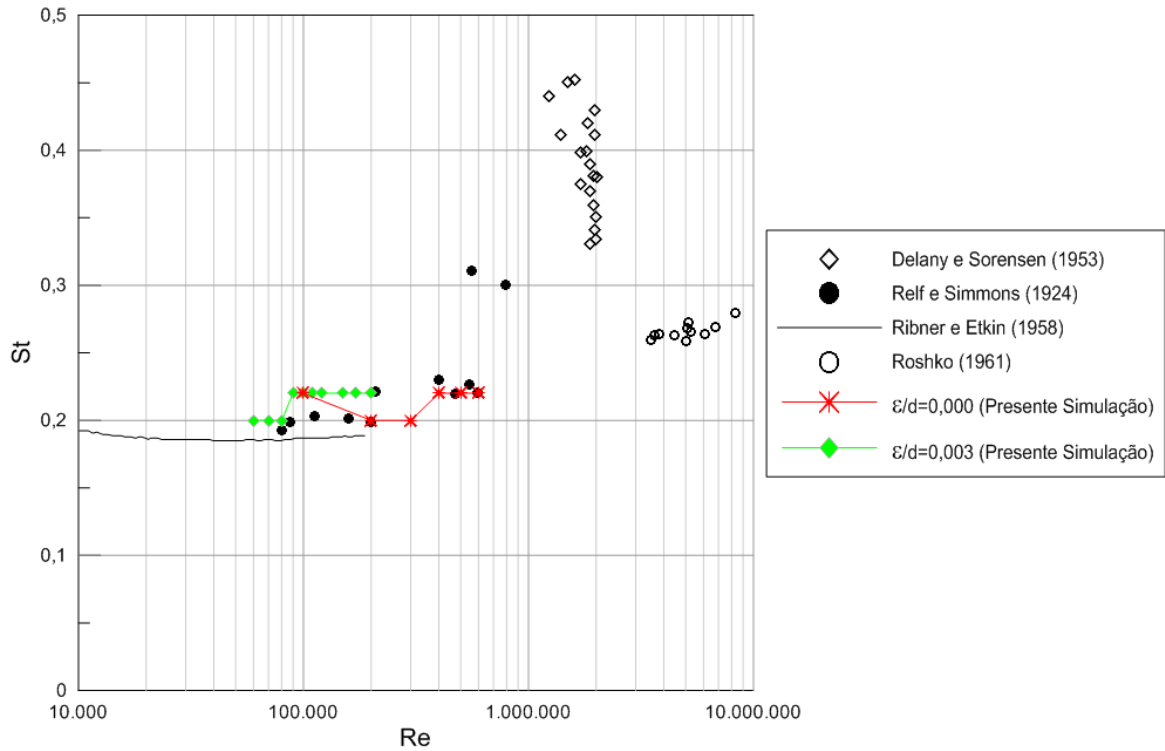


Figura 5.16 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas em função do número de Reynolds para superfície rugosa, $\epsilon/d = 0,003$, e lisa, $\epsilon/d = 0,000$ ($\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$).

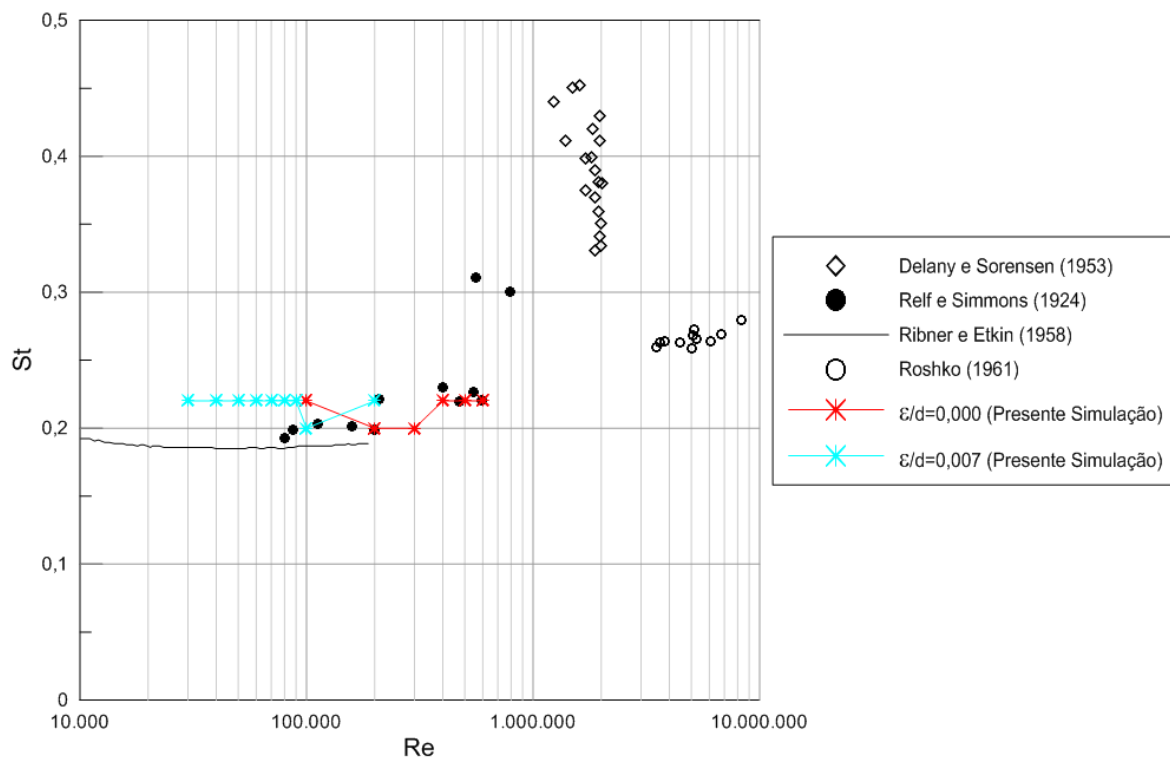


Figura 5.17 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas em função do número de Reynolds para superfície rugosa, $\epsilon/d = 0,007$, e lisa, $\epsilon/d = 0,000$ ($\sigma_o = f(Re)$; $t_{simulação} = 50$).

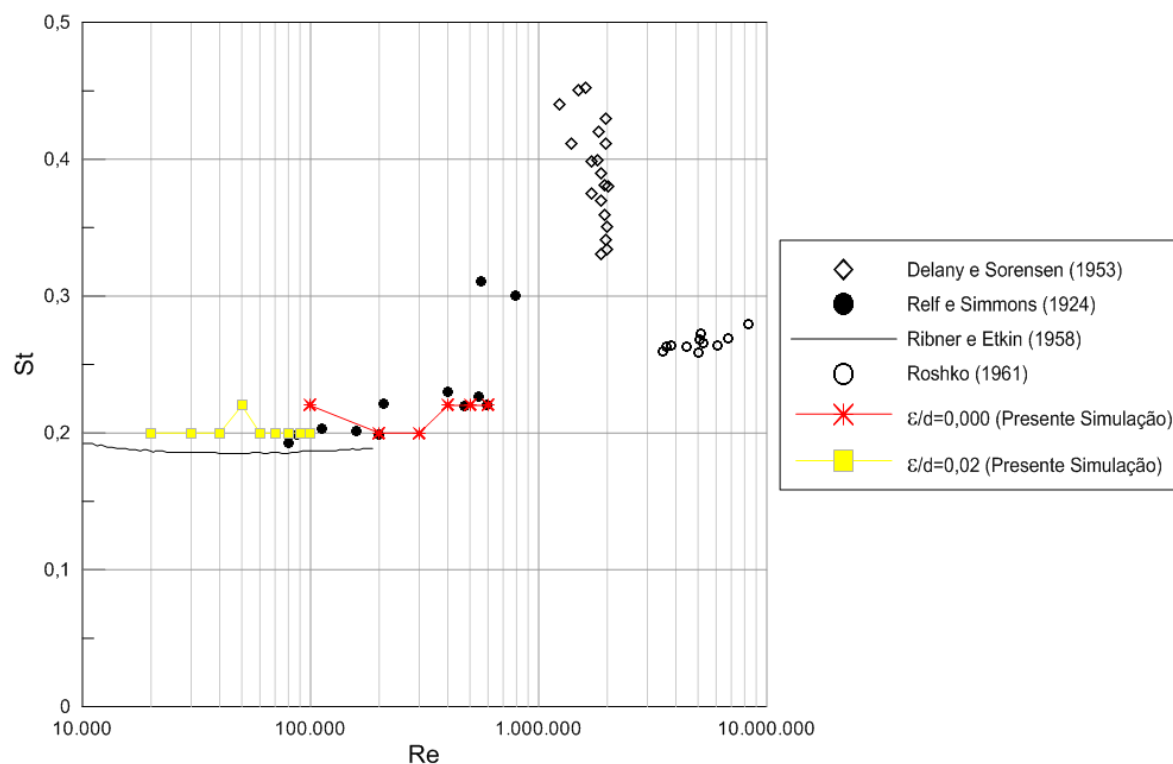


Figura 5.18 Frequência de desprendimento de estruturas vorticosas em função do número de Reynolds para superfície rugosa, $\varepsilon/d=0,02$, e lisa, $\varepsilon/d=0,000$ ($\sigma_o = f(\text{Re})$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

É interessante observar que, concomitante à antecipação da crise do arrasto, crescentes valores de rugosidade resultam na antecipação da tendência de aumento do número de Strouhal, como pode ser observado na Figura 5.15 e na Figura 5.16, respectivamente.

De fato a crise do arrasto deve coincidir com um aumento no número de Strouhal por causa da aproximação das camadas cisalhantes opostas e este aumento ocorreu para condições críticas de escoamento. Estes resultados são coerentes com os relatados por Achenbach e Heinecke (1981). Para as rugosidades $\varepsilon/d=0,007$ e $\varepsilon/d=0,02$ verifica-se uma tendência do número de Strouhal de permanecer constante para variações no número de Reynolds, $St=0,22$ (Figura 5.17) e $St=0,20$ (Figura 5.18), respectivamente. Ou seja, o St apresentou uma tendência de insensibilidade ao número de Reynolds no intervalo considerado.

Maiores rugosidades dão origem a uma camada limite mais espessa e retardada, que se separa mais cedo e com uma recuperação de pressão menor (GUVEN *et al.*, 1980). Tomando-se um número de Reynolds fixo, $\text{Re}=1 \times 10^5$, observa-se que os ângulos de separação para maior rugosidade, $\varepsilon/d=0,02$, são previstos para serem $\theta_{\text{sep}}^+ = 87,5^\circ$ e $\theta_{\text{sep}}^- = 87,0^\circ$. Já os ângulos de separação encontrados para uma rugosidade menor, como

$\varepsilon/d=0,003$, por exemplo, são previstos para serem $\theta_{\text{sep}}^+ = 96,5^\circ$ e $\theta_{\text{sep}}^- = 95,0^\circ$, sob este mesmo número de Reynolds. Esta constatação é compatível com o esclarecimento de Guven *et al.* (1980) e com o número de Strouhal encontrado para $\varepsilon/d=0,02$, $St=0,20$, que corresponde ao menor valor encontrado nas simulações.

Em suma, esta sequência de resultados revelou uma tendência de aumento rápido do St para o escoamento em condições críticas, tanto para superfície lisa como para superfícies com rugosidades moderadas e intermediárias, e nenhuma tendência de aumento para maiores valores de rugosidade, o que é consonante com os resultados experimentais de Achenbach e Heinecke (1981).

Através da distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial também é possível visualizar que o escoamento é significativamente influenciado pela rugosidade da superfície do cilindro. Na Figura 5.19 e na Figura 5.20 são apresentados os coeficientes de pressão para algumas rugosidades, para $Re=1 \times 10^5$ e $Re=7 \times 10^4$, respectivamente. O número de rugosidades plotadas foi limitado, evitando sobreposição, para facilitar a visualização e análise.

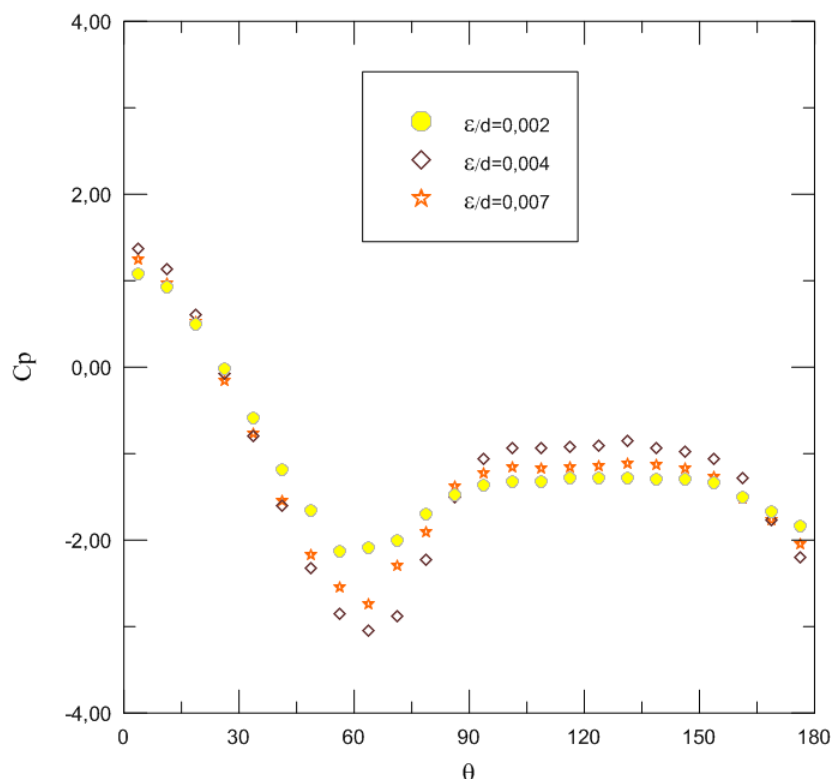


Figura 5.19 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com algumas rugosidades superficiais - $Re=1 \times 10^5$ ($mb1=48$; $\sigma_o=0,001$; $t_{\text{simulação}}=100$).

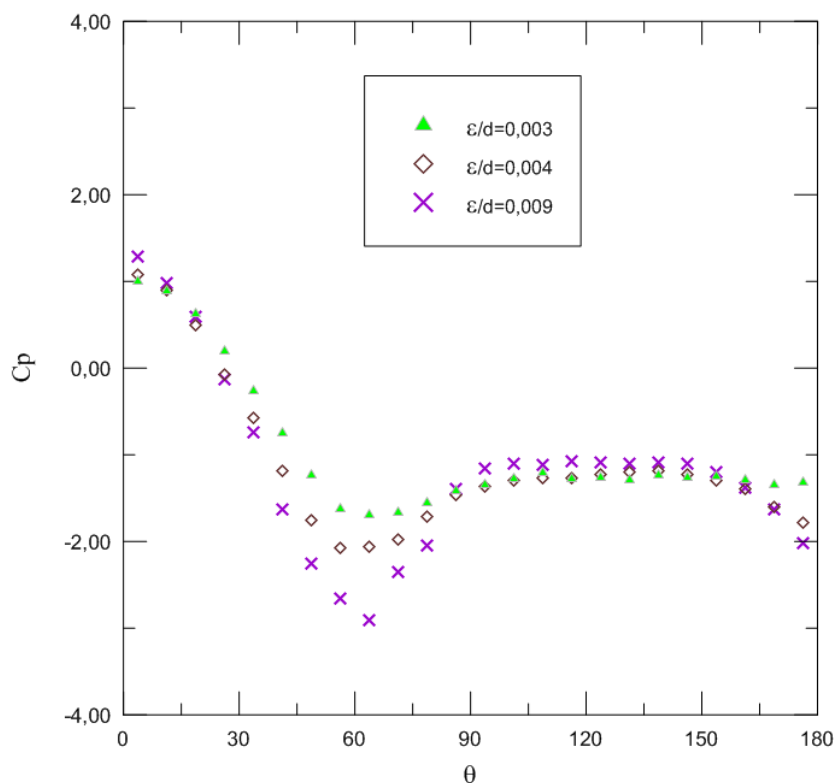


Figura 5.20 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com algumas rugosidades superficiais - $Re = 7 \times 10^4$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,0012$; $t_{simulação} = 50$).

Frente às referidas Figuras, tem-se que, para certa configuração de ϵ/d e Re , é estabelecido um menor ou maior pico negativo no C_p , uma subsequente recuperação e o estabelecimento de um platô maior ou menor. Esse platô reflete a magnitude do $C_{p,b}$ (CHUTKEY *et al.*, 2018; LAKEHAL, 1999). Cabe ressaltar que, considerando todas as rugosidades simuladas, a que apresentou um maior pico negativo e elevação máxima na região do platô, para $Re = 1 \times 10^5$, foi a rugosidade $\epsilon/d = 0,003$. De outro modo, para um $Re = 7 \times 10^4$ foi a rugosidade $\epsilon/d = 0,007$.

Discussão semelhante pode ser feita para uma rugosidade escolhida, no caso $\epsilon/d = 0,009$, para alguns números de Reynolds simulados, conforme apresentado na Figura 5.21. É possível constatar, qualitativamente, alterações na distribuição média de pressão no cilindro em todas as regiões perturbadas pelo escoamento, ou seja, na região de escoamento retardado (próximo ao ponto de estagnação), de camada limite, de escoamento acelerado e de esteira (ZDRAVKOVICH, 1997).

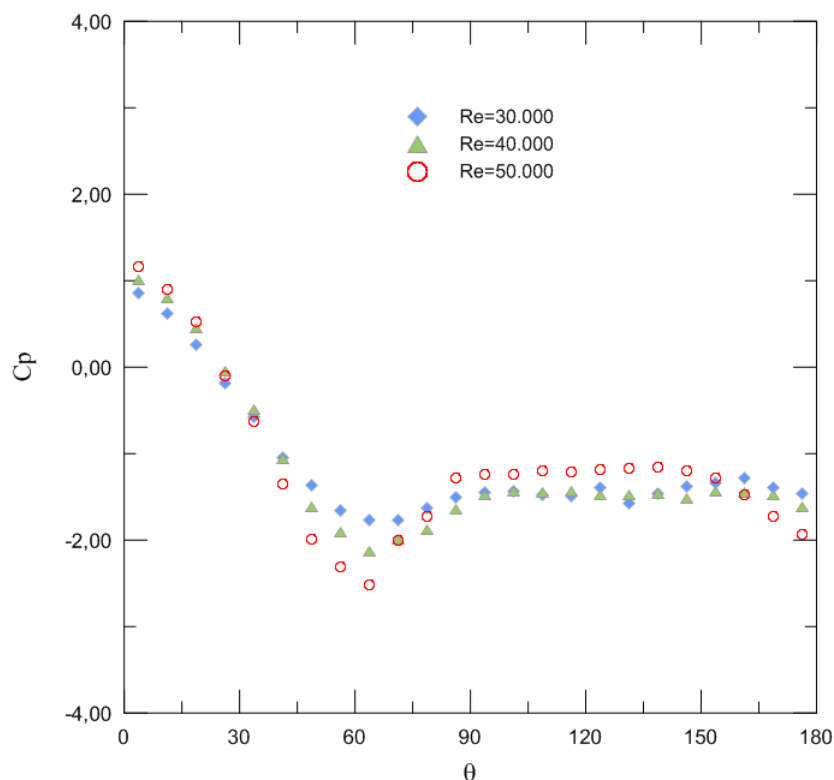


Figura 5.21 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 0,009$ em função de números de Reynolds subcríticos ($mb1 = 48$; $\sigma_o = f(Re)$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Uma comparação entre a resposta do método numérico e o resultado experimental³⁴ de Achenbach (1971), para distribuição do coeficiente de pressão ao redor de um cilindro rugoso, é ilustrada na Figura 5.22, para $Re = 1,7 \times 10^5$. Tomou-se para comparação a rugosidade simulada $\varepsilon/d = 0,0040$, que é a mais próxima da investigada experimentalmente, $\varepsilon/d = 0,0045$. Embora as duas rugosidades não sejam iguais, constatou-se que, assim como foi descrito por Kim e Mohan (2005) para cilindro com superfície lisa, o modelo LES culmina na previsão de um pico negativo maior.

Simulando o escoamento turbulento subcrítico, com LES, em cilindros com ranhuras triangulares, Alonzo-García *et al.* (2015) observaram um aumento significativo da pressão de estagnação decorrente do aumento da área superficial pela adição das ranhuras, para um $Re = 1,4 \times 10^5$. Embora no presente método o ponto de controle do primeiro painel não se encontre na posição equivalente a $\theta = 0^\circ$ e sim a $\theta = 3,81^\circ$, ou seja, a pressão do primeiro ponto capturado não corresponde à pressão de estagnação, o aumento da área superficial

³⁴ Valores não corrigidos para efeitos de razão de bloqueio do túnel.

relacionada à altura do elemento de rugosidade também contribui para o estabelecimento de uma pressão moderadamente maior que 1 na região de estagnação.

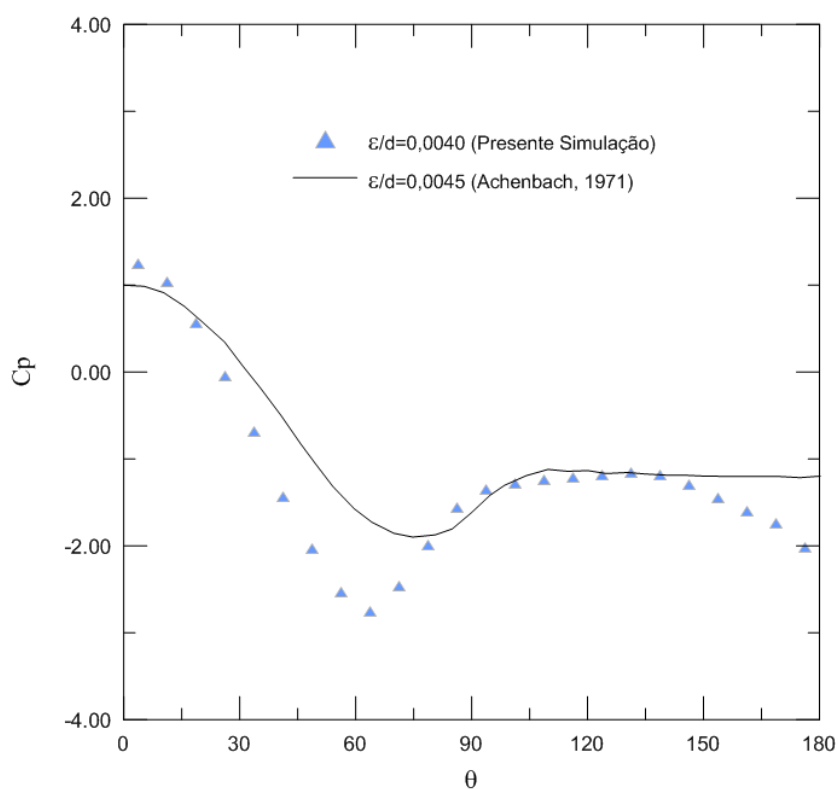


Figura 5.22 Comparação do coeficiente de pressão circunferencial numérico com o experimental³⁵ obtido por Achenbach (1971) para um $Re = 1,7 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,00077$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Na Figura 5.23 é exibido o comportamento temporal das cargas aerodinâmicas para o cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 0,004$, para o $Re = 1,7 \times 10^5$. Estas condições revelaram um $C_D = 0,90$ e um $C_L = 0,07$. O St encontrado foi de 0,20.

Através de simulações eulerianas para cilindro com superfície lisa, Singh e Mittal (2005) destacaram a existência de um segundo pico de pressão negativa (sucção local), nos dois lados do cilindro, para $Re = 1 \times 10^5$, o que indicou a presença de uma zona de recirculação próxima à superfície. Nas presentes simulações o mesmo foi observado para $Re = 3 \times 10^5$, ou seja, em condições de regime crítico, segundo relatado por outros pesquisadores (ACHENBACH, 1968; TANI, 1964; ROSHKO, 1961). Contudo, as simulações para cilindro com superfície lisa com números de Reynolds maiores que 1×10^5 foram realizadas com $t_{\text{simulação}} = 50$, como já justificado neste texto, e simulações com tempo total

³⁵ Valores não corrigidos para efeitos de razão de bloqueio do túnel.

maiores se fazem necessárias para avaliações mais assertivas neste sentido. Além disso, a análise de características topológicas não foi prevista nos objetivos desta Tese.

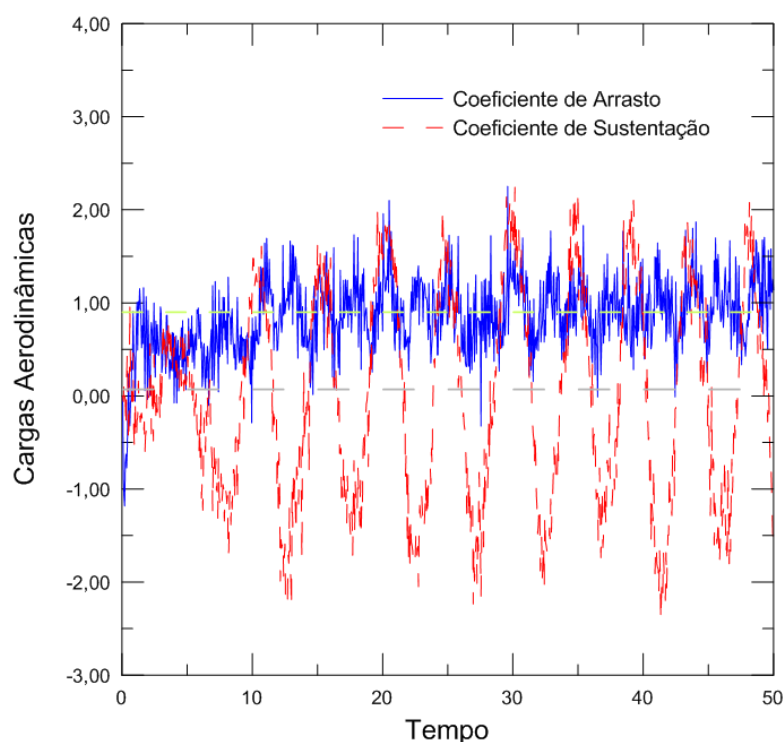


Figura 5.23 Série temporal das cargas aerodinâmicas para cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 0,004$ sob um $Re = 1,7 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,00077$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Esta zona de recirculação, chamada de bolha de separação laminar – BSL, pode ser formada em um ou nos dois lados do cilindro por consequência do desprendimento e posterior recolamento da camada limite, é um assunto bem explorado na literatura para cilindro com superfície lisa (RODRÍGUEZ *et al.*, 2015; LEHMKUHL *et al.*, 2014; SCHEWE, 1983; BEARMAN, 1965). Entretanto, tal tema ainda é um ponto de investigação quando se trata de cilindros rugosos, principalmente com elementos triangulares, pois como afirmado por Huang *et al.* (2016), a complexa interação entre os elementos de rugosidade e as esteiras desenvolvidas a jusante desses elementos mantém a subcamada de rugosidade no grupo dos fenômenos hidrodinâmicos ainda pouco compreendidos.

Comparando resultados obtidos através dos métodos de LES e RANS, Catalano *et al.* (2003) ressaltam a dificuldade de reproduzir, numérica ou experimentalmente, características típicas do regime crítico, como a bolha de separação por exemplo, devido à sensibilidade às perturbações destas características. O que por sua vez resulta em dispersões nos resultados encontrados na literatura.

O modelo de rugosidade desenvolvido para esta Tese foi capaz de possibilitar a captura deste fenômeno, pois um segundo pico de sucção local foi observado para as rugosidades menores, $\varepsilon/d = 0,00110$ e $\varepsilon/d = 0,002$, sob um $Re = 1 \times 10^5$. Na Figura 5.24 encontra-se ilustrado o segundo pico de sucção local observado na curva do C_p . Ao passo que a rugosidade da superfície pode causar a antecipação de padrões dos regimes crítico e supercrítico, a partir de números de Reynolds subcríticos (BIMBATO *et al.*, 2018; BIMBATO, 2012; ANDRADE, 2017), e que estas simulações, especificamente, foram realizadas para um $t_{\text{simulação}} = 100$, pode-se concluir que estes resultados são coerentes com a física envolvida. Assim, maiores esforços serão empreendidos para investigações neste sentido, em um futuro próximo.

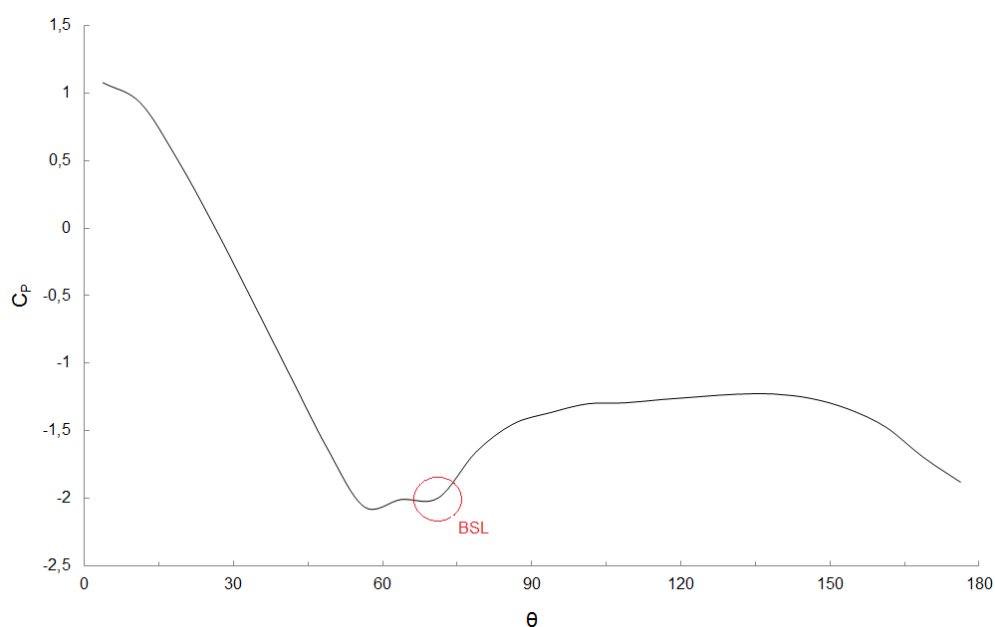


Figura 5.24 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com rugosidade $\varepsilon/d = 0,00110$ - $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

É importante lembrar que, no presente trabalho, apenas o componente de forma da força de arrasto é calculado, como feito por Oliveira *et al.* (2020a), Alcântara Pereira *et al.* 2020, Bimbato (2012), Bimbato *et al.* (2012, 2018 e 2020). De acordo com as discussões de Achenbach (1971), bem como de Sumer e Fredsøe (2006), o componente de forma (ou pressão) domina a força de arrasto no cilindro com superfície lisa, contribuindo com mais de 98% da força de arrasto total. Por outro lado, o componente de atrito de superfície (ou viscoso) da força de arrasto é responsável pelos 1–2% restantes.

Na literatura, não é esperado que nenhum dos componentes da força de arrasto do cilindro rugoso possa ser desprezado. No entanto, Achenbach (1971) investigou a força de arrasto viscoso de uma superfície rugosa, equivalente a grãos de areia ($\varepsilon/d = 0,00110$, $0,0045$ e $0,009$), e concluiu que ela contribuiu com cerca de 1–3% para a força de arrasto total. Esse resultado mostrou um ligeiro aumento da força de arrasto viscoso em comparação com o cilindro de superfície lisa.

É bem conhecido que o escoamento ao redor de corpos rombudos desenvolve características tridimensionais para números de Reynolds superiores a $200 \sim 300$, aproximadamente (WILLIAMSON, 1996a; SUMER e FREDSE, 2006; SINGH e MITTAL, 2004). Mas Ong *et al.* 2009 destacam a confiabilidade e utilidade da abordagem 2D como ferramenta de avaliação de engenharia para projetos com escoamentos a altos números de Reynolds. O que é corroborado por outros autores, como Hinterberger *et al.* (2007) que, comparando resultados de abordagens 2D e 3D em escoamentos turbulentos com LES, explanaram que os resultados 3D normalmente estão de acordo com os experimentais e que os resultados 2D, embora menos realistas nos detalhes, apresentam precisão suficiente para fins práticos e carregam a vantagem da economicidade computacional.

Neste contexto, tem sido relatado na literatura que simulações bidimensionais resultam em um coeficiente de arrasto consideravelmente alto frente ao alcançado experimentalmente. Nas investigações computacionais realizadas por Mittal e Balachandar (1995), com foco na localização da causa das discrepâncias entre simulações 2D e 3D para estimar o arrasto e a sustentação em corpos rombudos com superfícies lisas, os autores explanaram que estas diferenças são altamente dependentes da geometria do corpo, sendo mais pronunciadas para corpos mais rombudos. Estes ainda esclarecem que tensões de Reynolds mais altas na esteira estão diretamente relacionadas com a superestimativa da força de arrasto médio.

As investigações computacionais de Mittal e Balachandar (1995) foram realizadas para $Re = 525$, que é relativamente baixo se comparado com os números de Reynolds adotados para os estudos da presente Tese, que são da ordem de 10^4 e 10^5 . Mas as constatações destes pesquisadores podem nortear o entendimento do porquê este novo Método de Vórtices Discretos, MLDR_{VL}, resultou em uma predição mais próxima dos resultados experimentais do que se esperava de uma simulação 2D:

- Este modelo de rugosidade não requer o uso de funções de parede. A necessidade de ajustes nos modelos de parede também são fontes de diferenciações nos resultados (CATALANO *et al.*, 2003);
- As tensões de Reynolds são modeladas utilizando-se o método de Smagorinsky (1963) e a viscosidade turbulenta (CHOLLET e LESIEUR, 1981) é determinada através da aplicação da Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem (MÉTAIS e LESIEUR, 1992) que, por sua vez, é calculada diretamente por diferenças de velocidades cujo campo é estabelecido por meio da dinâmica dos vórtices discretos (discretização da vorticidade). Assim, como o $MLDR_{VL}$ permite encontrar a conveniente largura da função de corte para discretização da vorticidade e introduz a adequada perturbação para mudança da quantidade de movimento, a partir do cilindro, não são estabelecidas tensões de Reynolds altas na esteira e o coeficiente de arrasto de forma é satisfatoriamente previsto, ou seja, não é superestimado. Isso também permitiu controlar automaticamente a turbulência (viscosidade turbulenta).

Portanto, os resultados explanados para cilindro com superfícies rugosas, com destaque para captura da antecipação da crise do arrasto para aumentos sucessivos da rugosidade em todos os regimes simulados (subcrítico, crítico e supercrítico); previsão da magnitude do arrasto com surpreendente aproximação aos resultados experimentais; capacidade para capturar a bolha de separação laminar, que é um fenômeno de difícil reprodução em simulações numéricas; bem como a satisfatória previsão das frequências de desprendimento de estruturas vorticosas; permitem afirmar que este novo modelo de rugosidade é uma significativa contribuição para investigações científicas e para aplicações de engenharia a números de Reynolds realmente altos.

5.2. Cilindro rugoso na condição de proximidade com uma parede horizontal plana e que pode vibrar forçadamente na direção longitudinal ao escoamento incidente

Para avaliar a sensibilidade do método de rugosidade proposto, nesta seção o efeito solo é considerado. Algumas condições de escoamento com vibrações forçadas longitudinais são tomadas como exemplo para demonstrar a robustez do código computacional desenvolvido nesta Tese. Cabe ressaltar que o código computacional também suporta simulações com

vibrações transversais forçadas e, dentre a gama de combinações possíveis de serem feitas, com efeitos sobrepostos de rugosidade, proximidade com um solo plano e vibrações do corpo, as apresentadas neste item comprovam a sua aplicabilidade para investigações destes efeitos combinados.

As condições de controle do desprendimento de vórtices, e eventual supressão, são brevemente discutidas para abordagem híbrida, utilizando a rugosidade como método passivo e a superfície horizontal móvel (solo) como método ativo, para escoamentos sob um número de Reynolds fixo, $Re = 1 \times 10^5$, e uma distância fixa, $h/d = 0,5$. Ademais, todos os casos desta seção foram simulados com um $t_{\text{simulação}} = 100$.

Foi realizado um primeiro teste para o cilindro com superfície lisa, localizado a grandes distâncias do solo, $h/d = \infty$, após a inclusão das rotinas responsáveis pelo efeito solo no código computacional. Como esperado, para o escoamento com $Re = 1 \times 10^5$, o C_D , o C_L e o St resultantes foram exatamente iguais aos encontrados para o cilindro isolado na versão sem solo do código computacional, 1,22, 0,01 e 0,22, respectivamente. Nesta ocasião, além do uso de 104 painéis planos para discretização do cilindro, foram utilizados 100 painéis planos para discretização do solo.

As cargas aerodinâmicas e o número de Strouhal resultantes do escoamento turbulento ao redor do cilindro com superfície lisa para condição de proximidade com o solo são apresentados na Tabela 5.4, juntamente com os resultados experimentais de Nishino (2007) e alguns resultados numéricos encontrados na literatura, os quais, como já dito, são escassos para altos números de Reynolds. Os resultados experimentais com a utilização de placas finais foram obtidos para as razões de $y_e/d = 0,00$ e $0,40$, sendo que, nos experimentos de Nishino (2007), o comprimento y_e foi definido como a distância da borda inferior do cilindro até a borda inferior das placas finais e as incertezas dos coeficientes de arrasto e sustentação obtidos foram iguais a $\pm 0,016$ e $\pm 0,011$, respectivamente, com 95% de confiança.

O resultado numérico para o coeficiente de arrasto do cilindro com superfície lisa apresenta boa concordância com os resultados de Nishino (2007) para as configurações experimentais com placas finais ($y_e/d = 0,00$ e $0,40$). Em comparação com o cilindro auxiliado por placas finais na razão $y_e/d = 0,40$, para indução de condições mais próximas de um escoamento bidimensional, a diferença foi de 6,6% apenas. Verifica-se também,

proximidade com os resultados numéricos recentes de Oliveira *et al.* (2020a) e de Alcântara Pereira *et al.* (2020), os quais utilizaram o método de rugosidade desenvolvido por Bimbato (2012).

Tabela 5.4 Grandezas médias resultantes do escoamento turbulento ao redor do cilindro com superfície lisa sob efeito solo, $h/d = 0,5$, para $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

Método	Turb.	C_D	C_L	St	Fonte
Presente Simulação	LES	1,41	0,23	0,20	-
Numérico (método de vórtices)	LES	1,474	0,104	0,204	Oliveira <i>et al.</i> (2020)
Numérico (método de vórtices)	LES	1,448	0,140	0,205	Alcântara Pereira <i>et al.</i> (2020)
Experimental (com placas finais) ($ye/d = 0,40$)	-	1,323	0,090	-	Nishino (2007)
Experimental (com placas finais) ($ye/d = 0,00$)	-	1,282	0,034	-	Nishino (2007)
Experimental (sem placas finais)	-	0,924	0,045	-	Nishino (2007)

Fixados a distância, $h/d = 0,5$, e o número de Reynolds, $Re = 1 \times 10^5$, variou-se a magnitude da rugosidade superficial do cilindro para análise da sua influência no escoamento, principalmente no que se refere à redução do coeficiente de arrasto e à alteração da frequência de desprendimento de vórtices. Na Tabela 5.5 estão sintetizados os principais resultados gerados nessa sequência de simulações.

Tabela 5.5 Casos simulados, cargas aerodinâmicas médias e número de Strouhal para vários valores de rugosidade do cilindro sob efeito solo, $h/d = 0,5$, para $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

ϵ/d	h/d	C_D	C_L	St
0,000	0,5	1,41	0,23	0,20
0,00110	0,5	1,12	-0,15	0,21
0,002	0,5	1,13	-0,04	0,21
0,003	0,5	0,77	-0,08	0,22
0,004	0,5	0,78	-0,11	0,21
0,007	0,5	0,93	0,03	0,21
0,009	0,5	1,04	-0,05	0,22
0,020	0,5	1,27	-0,05	0,21

Nestas novas condições de escoamento, observou-se uma queda considerável do coeficiente de arrasto para as rugosidades moderadas, uma severa queda para as rugosidades intermediárias e uma recuperação para as rugosidades mais altas. Em comparação com o cilindro de superfície lisa, consolidou-se uma redução da ordem de 20,6%, 19,9%, 45,4%, 44,7%, 34,0%, 26,2% e 9,9% para valores crescentes das rugosidades consideradas (Tabela 5.5). Portanto, as rugosidades intermediárias induzem maior redução no coeficiente de arrasto na presença do efeito solo móvel – o que seguiu o mesmo comportamento observado para os cilindros rugosos isolados.

Por outro lado, o número de Strouhal aumentou para as superfícies rugosas em comparação com o observado para superfície lisa ($St = 0,20$) na condição de proximidade com o solo, mas tendeu a ser insensível a crescentes valores de rugosidade, alternando entre os valores 0,21 e 0,22. Assim, para uma razão h/d fixa, os resultados sugerem que há aumento modesto do número de Strouhal para o cilindro com superfícies rugosas frente ao cilindro com superfície lisa e que não há relação linear do aumento do Strouhal para crescentes valores de rugosidade, considerando um $Re = 1 \times 10^5$.

Constatou-se também que o coeficiente de sustentação decaiu bruscamente de um valor positivo para superfície lisa, $C_L = 0,23$, para um valor negativo para a superfície rugosa $\varepsilon/d = 0,00110$, $C_L = -0,15$, com uma considerável recuperação para $\varepsilon/d = 0,002$, $C_L = -0,04$. Posteriormente foi observada uma queda moderadamente crescente até $\varepsilon/d = 0,004$, $C_L = -0,11$, e uma recuperação brusca para $\varepsilon/d = 0,007$, $C_L = 0,03$. Por fim, o coeficiente de sustentação apresentou uma tendência de estabilização para as rugosidades maiores, $\varepsilon/d = 0,009$ e $0,02$, que culminou em um $C_L = -0,05$. Não foram encontrados dados experimentais do número de Strouhal para escoamentos ao redor de cilindros rugosos próximos a uma parede plana horizontal móvel, para as condições de escoamento consideradas.

Na Figura 5.25 e na Figura 5.26 podem ser observadas as mudanças na esteira do cilindro para crescentes valores de rugosidade superficial, iniciando na condição de superfície lisa. O mecanismo de formação de estruturas vorticosas na parte traseira do cilindro sem confinamento de parede (GERRARD, 1966) também foi identificado para o cilindro com superfície lisa no regime de grande distância, $h/d = 0,5$ (Figura 5.25a). Observa-se um escoamento instável com a presença de vórtices do tipo von Kármán à jusante do cilindro,

sendo que a esteira viscosa assume a forma de estruturas vorticosas "tipo cogumelo" e o efeito de bloqueio irá transformá-las longe do cilindro.

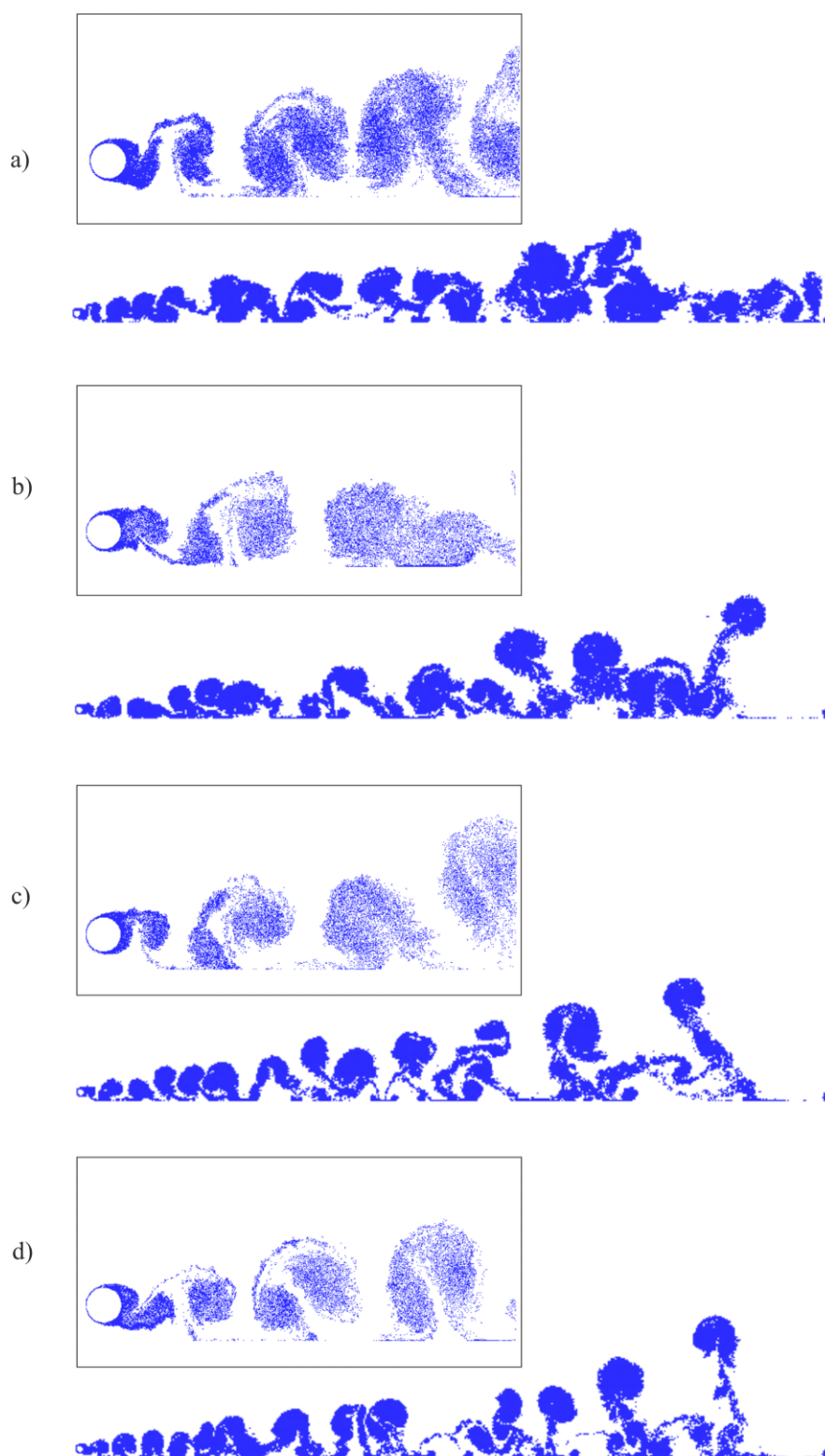


Figura 5.25 Configuração completa da esteira formada a jusante do cilindro com diferentes superfícies rugosas para $Re = 1 \times 10^5$: a) $\varepsilon/d = 0,000$; b) $\varepsilon/d = 0,00110$; c) $\varepsilon/d = 0,002$; e d) $\varepsilon/d = 0,003$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

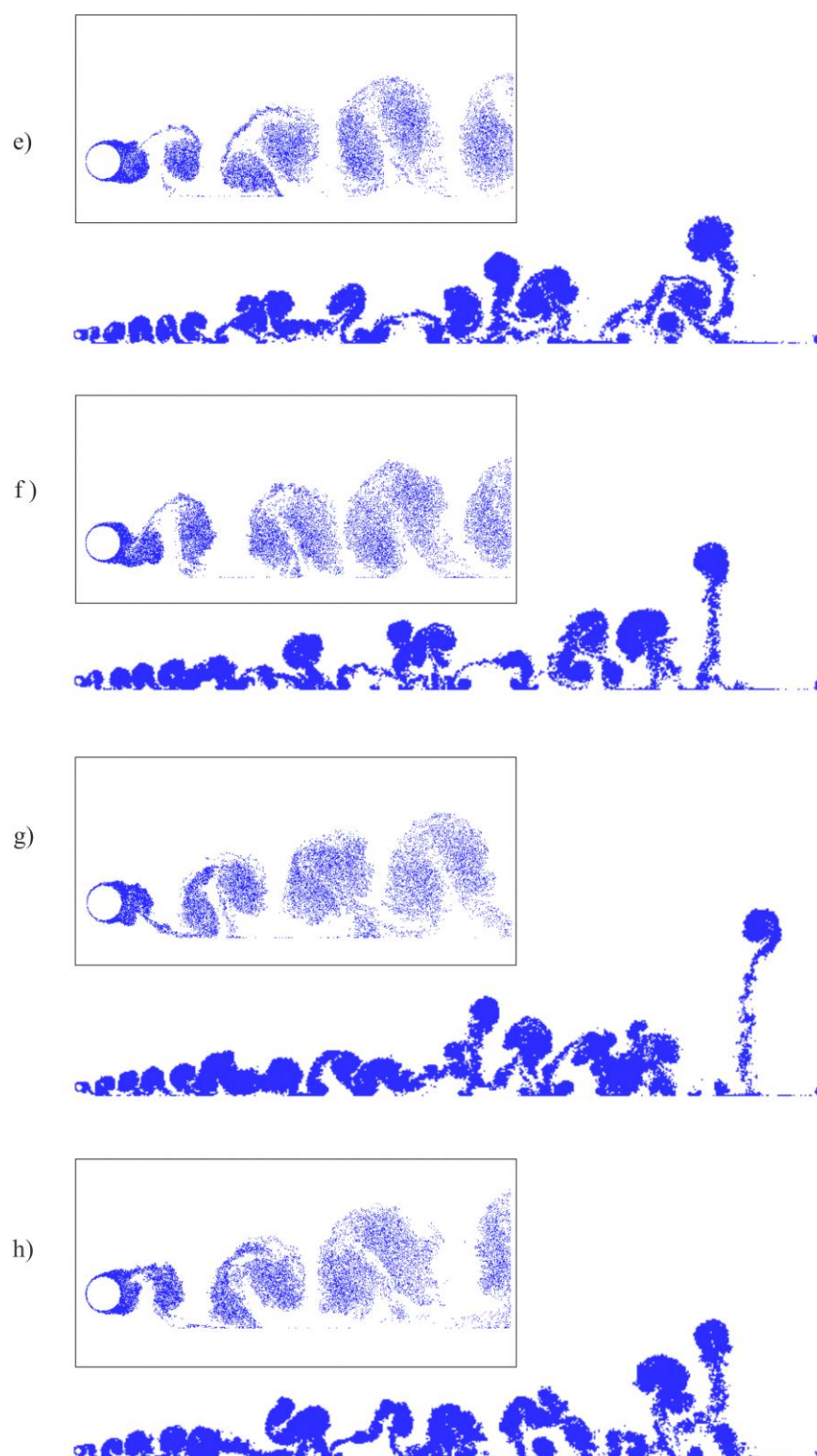


Figura 5.26 Configuração completa da esteira formada a jusante do cilindro com diferentes superfícies rugosas para $Re = 1 \times 10^5$: e) $\epsilon/d = 0,004$; f) $\epsilon/d = 0,007$; g) $\epsilon/d = 0,009$; e h) $\epsilon/d = 0,02$ ($mb1 = 48$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

Para o regime de grandes distâncias, as perturbações antissimétricas são capturadas na região próxima da esteira e são sentidas perto da superfície do cilindro. Essas perturbações estão intrinsecamente relacionadas ao modo de formação de vórtices em grande escala de von Kármán. Nessa conjuntura, a rugosidade altera a configuração da esteira próxima, interferindo na intensidade dos elementos de vórtices que discretizam o campo de vorticidades e esta interferência se dá simultaneamente à interferência do efeito Venturi, decorrente da proximidade com o solo.

Merece destaque, como pode ser visto na Figura 5.25b, Figura 5.25d, Figura 5.26g e Figura 5.26h que, para alguns valores específicos de rugosidade, após algum tempo de simulação, verifica-se momentos de desconexão das estruturas vorticosas contrarrotativas que acabaram de ser desprendidas do cilindro com o resto da esteira, o que não foi observado para cilindro com superfície lisa. Em outras palavras, há momentos em que há um maior distanciamento horizontal da estrutura “em forma de cogumelo” que acabou de ser desprendida do cilindro com o resto da esteira. Isto sugere que este fenômeno se deve ao efeito combinado da rugosidade e da proximidade com solo.

Ainda considerando os dados da Tabela 5.5, tem-se para rugosidade $\varepsilon/d = 0,007$ um $C_D = 0,93$, um $C_L = 0,03$ e um $St = 0,21$. Para as mesmas condições de escoamento, Alcântara Pereira *et al.* (2020) comunicaram um $C_D = 1,165$, um $C_L = 0,068$ e um $St = 0,2019$. O coeficiente de arrasto da presente simulação é em torno de 20,2% menor do que o comunicado por Alcântara Pereira *et al.* (2020). Este desvio se deve, principalmente, ao uso de diferentes métodos de rugosidade e demais particularidades dos métodos numérico-computacionais.

No mesmo caminho investigativo, Oliveira *et al.* (2020a) obtiveram um $C_D = 1,459$, um $C_L = 0,104$ e um $St = 0,216$ para rugosidade $\varepsilon/d = 0,001$. A presente simulação, para rugosidade $\varepsilon/d = 0,00110$, que é a mais próxima da estudada pelos autores, retornou um $C_D = 1,12$, um $C_L = -0,15$ e um $St = 0,21$. Como a rugosidade daqueles está mais próxima de uma superfície lisa, pode-se afirmar que, em geral, os resultados são convergentes.

A história temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para o cilindro com superfície lisa e para o cilindro com superfícies rugosas, neste último caso considerando uma rugosidade moderada, uma intermediária e uma alta, é apresentada na Figura 5.27.

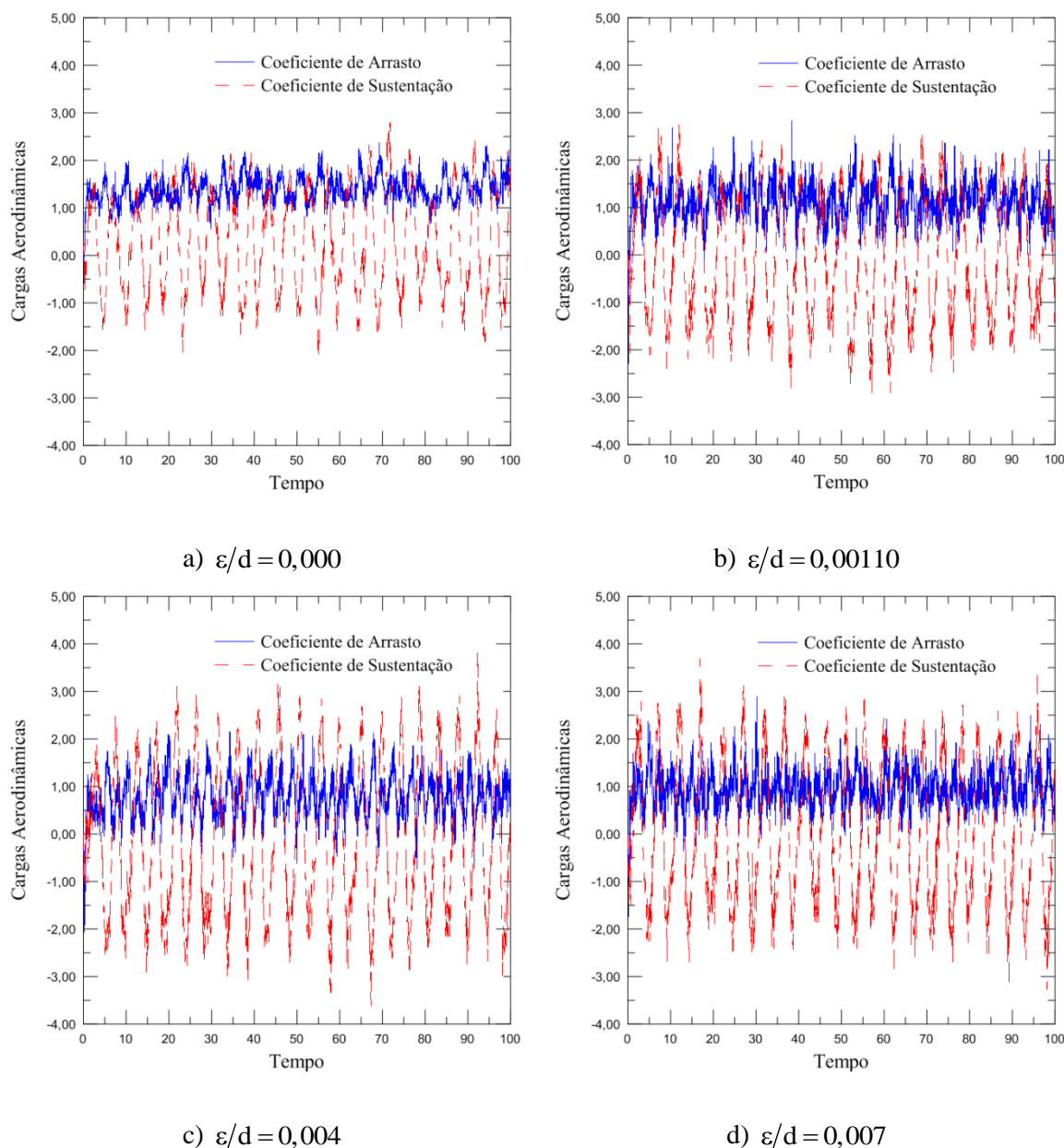


Figura 5.27 Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para cilindro sob o efeito solo, $h/d = 0,5$, a um $Re = 1 \times 10^5$: a) $\varepsilon/d = 0,000$; b) $\varepsilon/d = 0,00110$; c) $\varepsilon/d = 0,004$; e d) $\varepsilon/d = 0,007$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa ou $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

Uma das contribuições do efeito Venturi, é a de criar dois picos diferentes para a curva do coeficiente de arrasto, que é sincronizado com a curva do coeficiente de sustentação. A explicação para este interessante comportamento de força aerodinâmica é que, enquanto a estrutura vorticosa superior encontra liberdade total para crescer na parte traseira do cilindro, até ser incorporada pela esteira viscosa, levando o coeficiente de arrasto a um maior valor, o desenvolvimento da estrutura vorticosa inferior é afetado pelo efeito Venturi. Este segundo evento é responsável pelo aparecimento de um pico menor na curva de arrasto. Este fenômeno

pode ser externalizado com maior ou menor amplitude média dependendo do valor da rugosidade (Figura 5.27).

Na Figura 5.28 estão exibidas as distribuições médias do coeficiente de pressão circunferencial para o cilindro com superfície lisa, tanto na condição de isolamento do solo, $h/d = \infty$, como na condição de proximidade com o solo, $h/d = 0,5$. Pode ser verificada que há uma movimentação do ponto de estagnação para uma posição angular inferior à medida que o cilindro se aproxima do solo e, a partir daí é observada uma subsequente redução da pressão até um ângulo de 300° aproximadamente, quando a pressão passa a ser relativamente maior que a calculada para o cilindro isolado, voltando a cair próxima ao ponto de estagnação. Essa região de maior pressão na parte frontal inferior do cilindro sob efeito solo é responsável pelo aparecimento de uma sustentação positiva.

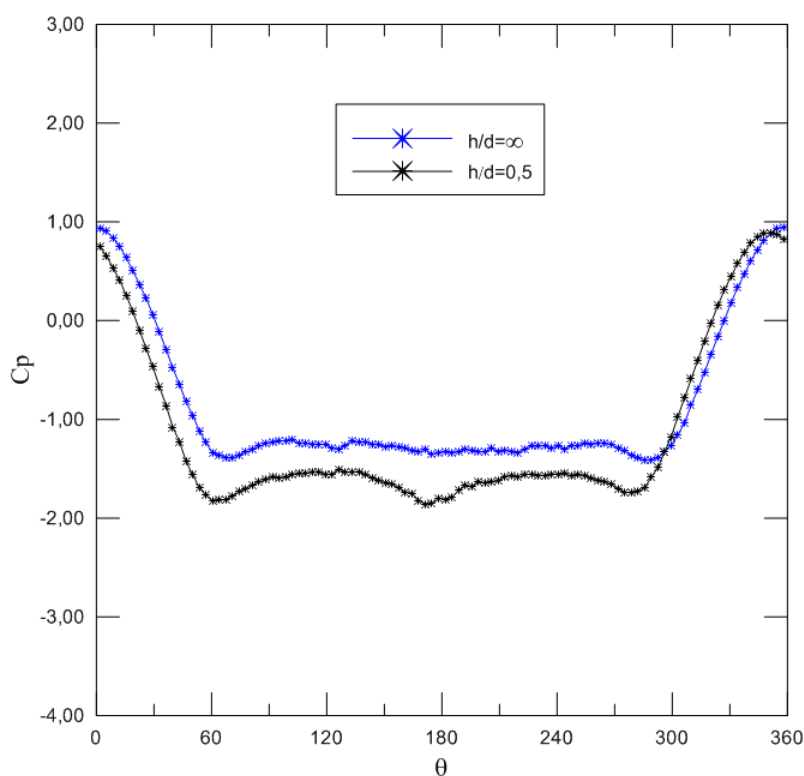


Figura 5.28 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com superfície lisa: isolado ($h/d = \infty$) e sob o efeito solo ($h/d = 0,5$) para $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

O que é relatado no parágrafo anterior serve para explicar o aumento nos coeficientes aerodinâmicos ao compararmos os dois casos. Enquanto os coeficientes de arrasto e de sustentação médios, previstos para o cilindro de superfície lisa na condição de isolado, são $C_D = 1,22$ e $C_L = 0,01$, respectivamente, os previstos para o cilindro com superfície lisa na

condição de efeito solo são $C_D = 1,41$ e $C_L = 0,23$, respectivamente. O que equivale a um aumento de 15,6% no coeficiente de arrasto. É importante ressaltar que o número de Strouhal para o cilindro próximo ao solo plano móvel, a uma distância $h/d = 0,5$, parece ser moderadamente sensível ao efeito de bloqueio (efeito Venturi), sendo previsto para ser em torno de $St = 0,20$ (Tabela 5.5) em contraposição à previsão para cilindro com superfície lisa isolado, $St = 0,22$.

Estão plotados, na Figura 5.29, os coeficientes de pressão circunferencial para o cilindro com diferentes superfícies, $\varepsilon/d = 0,000$, $\varepsilon/d = 0,00110$, $\varepsilon/d = 0,004$ e $\varepsilon/d = 0,007$, sob o efeito solo no regime de grande distância. O que leva a conclusão de que, dependendo da altura de rugosidade distribuída sobre o cilindro, tem-se um maior ou menor pico de sucção em ambos os lados do cilindro (superior e inferior) e respectiva alteração da pressão de base. A intensificação do pico de sucção em ambos os lados do cilindro tende a ser simétrica para superfície lisa, e é claramente assimétrica para o cilindro com superfícies rugosas.

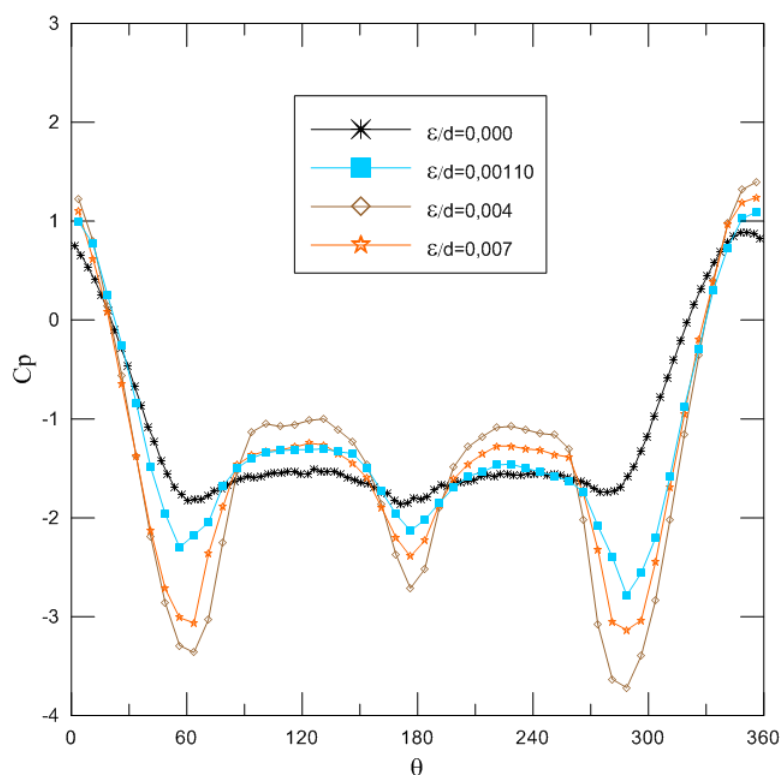


Figura 5.29 Distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial para cilindro com algumas rugosidades superficiais e sob o efeito solo, $h/d = 0,5$, a um $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa ou $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

O controle da esteira ou, em caso extremo de proximidade com o solo plano, a supressão do desprendimento de estruturas vorticosas, está ligado à assimetria no

desenvolvimento das estruturas vorticosas nos dois lados do cilindro: a estrutura vorticiosa do lado do escoamento livre cresce ficando maior e mais forte que a estrutura vorticiosa do lado da parede. Assim, a interação das duas estruturas vorticosas é amplamente inibida (SUMER e FREDSE, 2006).

Na sequência são feitas as principais considerações para alguns casos do cilindro vibrando forçadamente na direção longitudinal, próximo ao solo. Foram adotadas uma amplitude e uma frequência de vibração iguais a 0,13 e 0,40, respectivamente, mantendo-se a distância $h/d = 0,5$ entre o cilindro e o solo. Considerou-se, inicialmente, o cilindro isolado com superfície lisa vibrando. Posteriormente, foram simulados 3 casos para o cilindro na condição de proximidade com o solo, para diferentes superfícies: superfície lisa, $\varepsilon/d = 0,000$, uma rugosidade intermediária, $\varepsilon/d = 0,004$, e uma rugosidade alta, $\varepsilon/d = 0,007$.

A altura de rugosidade $\varepsilon/d = 0,004$ foi escolhida para avaliação porque foram as rugosidades intermediárias que apresentaram maior redução do arrasto na presença do efeito solo para cilindro estacionário. Assim, além da superfície lisa, foi escolhida também uma rugosidade alta, $\varepsilon/d = 0,007$, para verificar a interferência da rugosidade no arrasto quando os três efeitos estão combinados, ou seja, rugosidade, solo e VIV longitudinais. Os principais resultados dessa última etapa de simulações estão resumidos na Tabela 5.6 e as grandezas resultantes, com destaque para as frequências que permitem a identificação do sincronismo, estão explicitadas na Tabela 5.7.

Tabela 5.6 Casos simulados, cargas aerodinâmicas médias e número de Strouhal para alguns valores de rugosidade do cilindro sob um $Re = 1 \times 10^5$, para $A_x/d = 0,13$ e $f_{xosc} = 0,40$ ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).

ε/d	h/d	A_x/d	f_{xosc}	C_D	C_L	St
0,000	∞	0,13	0,40	1,29	0,01	0,20
0,000	0,5	0,13	0,40	1,37	0,05	0,20
0,004	0,5	0,13	0,40	0,58	-0,31	0,20
0,007	0,5	0,13	0,40	0,82	-0,11	0,20

O escoamento turbulento ao redor do cilindro isolado com superfície lisa, vibrando na mesma direção do escoamento incidente, resultou em um coeficiente de arrasto, em um coeficiente de sustentação e em uma frequência de despreendimento de vórtices iguais a, $C_D = 1,29$, $C_L = 0,01$ e $St = 0,20$, respectivamente. Porém, para o cilindro com superfície lisa vibrando a uma distância $h/d = 0,5$ do solo (plano móvel) foram previstos um coeficiente

de arrasto, um coeficiente de sustentação e uma frequência de desprendimento de vórtices iguais a, $C_D = 1,37$, $C_L = 0,05$ e $St = 0,20$, respectivamente. Nota-se um aumento de 6,2% no coeficiente de arrasto para o segundo caso.

Tabela 5.7 Frequências e relação de frequência para identificação do modo de sincronismo ($mb1 = 104$ para sup. lisa e $mb1 = 48$ para sup. rugosa; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

ε/d	h/d	A_X/d	f_{Xosc}	V_R	f_{CD}	f_{CL}	f_{CL}/f_{Xosc}
0,000	∞	0,13	0,40	2,50	0,40	0,20	0,50
0,000	0,5	0,13	0,40	2,50	0,20	0,20	0,50
0,004	0,5	0,13	0,40	2,50	0,40	0,20	0,50
0,007	0,5	0,13	0,40	2,50	0,40	0,20	0,50

As séries temporais do coeficiente de arrasto, do coeficiente de sustentação e do deslocamento do cilindro isolado vibrando longitudinalmente estão expostas na Figura 5.30, onde se vê que para cada oscilação do coeficiente de sustentação há duas oscilações do coeficiente de arrasto. Ambos apresentando picos característicos semelhantes aos gerados no cilindro estacionário.

A partir dos dados sintetizados na Tabela 5.6 pôde-se constatar que a técnica híbrida induziu significativas reduções no coeficiente de arrasto do cilindro, da ordem de 57,7% para $\varepsilon/d = 0,004$ e de 40,1% para $\varepsilon/d = 0,007$, em comparação com o arrasto observado para superfície lisa, $\varepsilon/d = 0,000$. Para o cilindro com superfície rugosa $\varepsilon/d = 0,004$ vibrando próximo ao solo verificou-se ainda uma sustentação que aumentou negativamente, ao passo que o coeficiente de sustentação saiu de um valor igual a 0,05 para a superfície lisa e chegou a um valor igual a $-0,31$ para esta superfície rugosa. Para o cilindro com superfície rugosa $\varepsilon/d = 0,007$ obteve-se um $C_L = -0,11$.

Estes resultados sugerem que a atribuição de uma superfície com rugosidade intermediária ao cilindro vibrando, $\varepsilon/d = 0,004$, afeta mais o escoamento. Esta constatação é sustentada, por um lado, pela queda brusca do arrasto, e por outro, pela queda brusca da sustentação, se comparados com os resultados para superfície lisa sob as mesmas condições de escoamento. Outrossim é que, na presença de uma rugosidade maior, $\varepsilon/d = 0,007$, verificou-se uma recuperação relativa do arrasto e da sustentação, em relação aos valores induzidos pela rugosidade anterior.

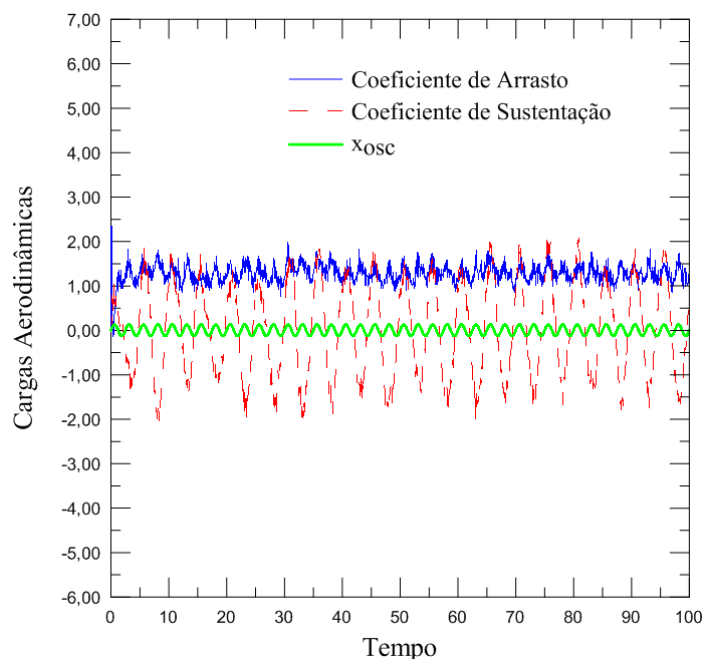


Figura 5.30 Cargas aerodinâmicas integradas com oscilação longitudinal para cilindro com superfície lisa e isolado: $\varepsilon/d = 0,000$, $h/d = \infty$ e $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

O sincronismo entre a frequência dominante da sustentação e a frequência de excitação do cilindro, é particularmente identificado como região de *lock-in*, na literatura, para uma razão igual a 0,5. Deste modo, sabendo que f_{CD} refere-se à frequência dominante de oscilação obtida a partir da curva temporal do coeficiente de arrasto e que f_{CL} refere-se à frequência dominante de oscilação obtida a partir da curva temporal do coeficiente de sustentação, sendo que esta última corresponde à frequência de desprendimento de vórtices (St), concluiu-se que todos os casos simulados estão na região de *lock-in*, através da relação da frequência de desprendimento de vórtices e da frequência de vibração forçada do cilindro (f_{CL}/f_{xosc}).

As séries temporais do coeficiente de arrasto, do coeficiente de sustentação e do deslocamento do cilindro vibrando longitudinalmente sob o efeito solo são apresentadas na Figura 5.31, Figura 5.32 e Figura 5.33. De destaque é interessante observar que, para o cilindro de superfície lisa oscilando a uma distância $h/d = 0,5$ do solo, há apenas uma oscilação do C_D para cada oscilação do C_L (Figura 5.31), confirmada pela comparação das suas frequências dominantes, $f_{CD} = 0,20$ e $f_{CL} = 0,20$.

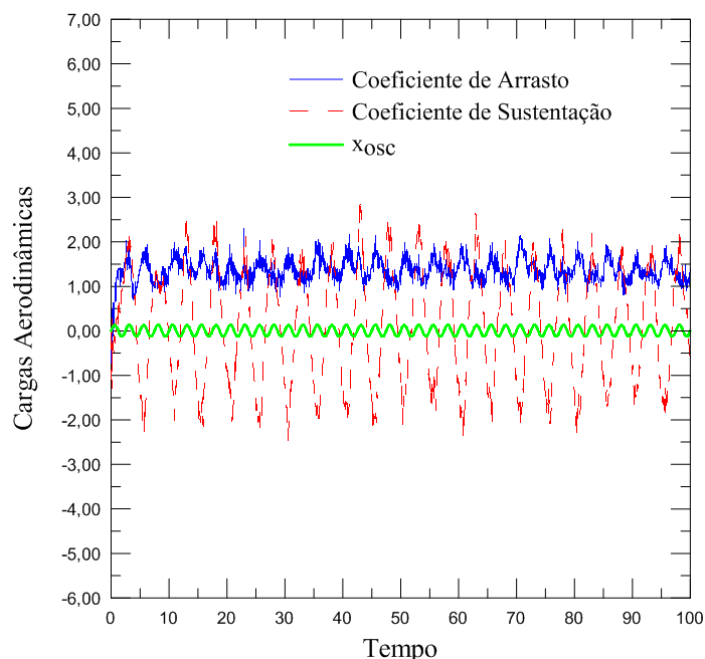


Figura 5.31 Cargas aerodinâmicas integradas com oscilação longitudinal para cilindro com superfície lisa e próximo ao solo: $\varepsilon/d = 0,000$, $h/d = 0,5$ e $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 104$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{\text{simulação}} = 100$).

Ainda no que diz respeito às particularidades do escoamento ao redor do cilindro vibrando próximo ao solo com superfície rugosa $\varepsilon/d = 0,004$, o efeito Venturi também contribuiu criando dois picos mais altos diferentes para a curva do coeficiente de arrasto, que é sincronizada com a curva do coeficiente de sustentação (Figura 5.32). A explicação para este interessante comportamento da força aerodinâmica é que enquanto a estrutura vorticosa superior encontra liberdade total para crescer na parte traseira do cilindro até ser incorporada pela esteira viscosa, levando a um maior valor no coeficiente de arrasto, o desenvolvimento da estrutura vorticosa inferior é afetado pelo efeito Venturi. Este segundo evento reflete o menor pico na curva de arrasto. Esses picos peculiares foram identificados por Bimbato *et al.* (2013), dentro do regime de grande distância, $h/d > 0,40$, e também relatados por Oliveira *et al.* (2020a), ambos usando outro método bidimensional de rugosidade para $Re = 1 \times 10^5$ (BIMBATO, 2012) e cilindro estacionário.

Os referidos picos peculiares praticamente desaparecem com o uso de uma superfície rugosa mais alta, $\varepsilon/d = 0,007$, como pode ser verificado na Figura 5.33. Portanto, nesta seção, a técnica híbrida de controle de desprendimento de estruturas vorticosas é aplicada para um regime de grandes distâncias, para condições de cilindro estacionário e para condições de cilindro vibrando na direção do escoamento incidente, onde foram feitas as principais

considerações para o comportamento do C_D , do C_L e do St . O fenômeno de *lock-in* também foi observado para as configurações de escoamento avaliadas.

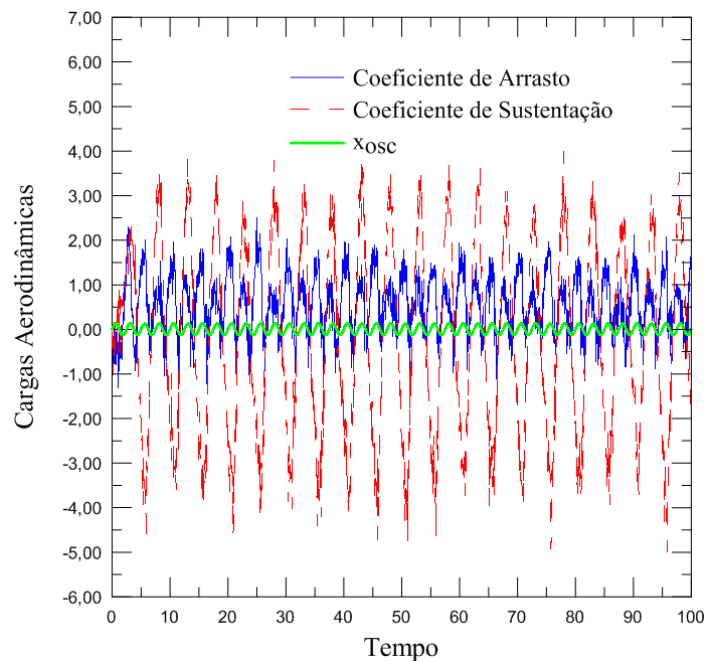


Figura 5.32 Cargas aerodinâmicas integradas com oscilação longitudinal para cilindro com superfície rugosa e próximo ao solo: $\varepsilon/d = 0,004$, $h/d = 0,5$ e $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).

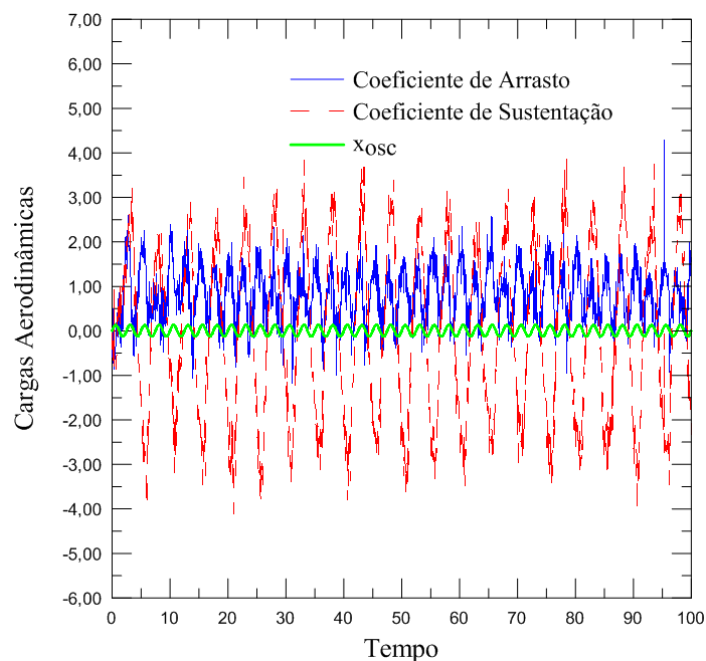


Figura 5.33 Cargas aerodinâmicas integradas com oscilação longitudinal para cilindro com superfície rugosa e próximo ao solo: $\varepsilon/d = 0,007$, $h/d = 0,5$ e $Re = 1 \times 10^5$ ($mb1 = 48$; $mb2 = 100$; $\sigma_o = 0,001$; $t_{simulação} = 100$).

5.3. Redução do tempo de processamento devido às particularidades do MLDR_{VL} e à paralelização do código computacional no padrão OpenMP

Os crescentes avanços na área computacional têm permitido simulações de fenômenos complexos, associados ao movimento de um fluido em torno de limites sólidos, por métodos numéricos.

Devido a não linearidade das equações governantes e de suas características para análise numérica, os problemas de Dinâmica de Fluidos Computacional - CFD e hidroelástica acoplada são muito caros do ponto de vista do tempo computacional (KUZMINA *et al.*, 2015). Cada vez mais, os desenvolvedores de códigos científicos para estudos de dinâmica de fluidos estão buscando soluções de Computação de Alto Desempenho para reduzir o tempo de processamento e aumentar a exatidão e/ou precisão dos resultados. A programação paralela do tipo OpenMP é uma dessas soluções, quando o código computacional permite o paralelismo e respectivo aumento de desempenho.

O desenvolvimento de novos métodos para solução das equações de dinâmica dos fluidos na presença da turbulência é tão importante quanto o desenvolvimento de novas arquiteturas computacionais e de novas tecnologias em termos de *hardwares*. Pode-se dizer que o primeiro é mais importante, pois, em geral, mesmo com o uso de *clusters* de alto desempenho, ainda são os métodos de discretização e cálculo das equações diferenciais, juntamente com as exigências para solução dos modelos de turbulência, que restringem uma maior redução no tempo de processamento de um problema complexo de dinâmica dos fluidos.

Escoamentos envolvendo cilindro com superfícies rugosas, com efeitos integrados de proximidade com o solo e de vibrações induzidas por vórtices, principalmente a altos números de Reynolds, são de interesse prático para aplicações de engenharia, porém demandam um gasto computacional alto para processamento.

Também é nesta lacuna que o método lagrangeano desenvolvido no âmbito da presente Tese de Doutorado se insere. Os resultados explanados nesta seção não seriam possíveis sem o desenvolvimento integral de um novo código computacional, com redução de tempo viabilizada pelo próprio método, somado aos esforços empreendidos para paralelização

do mesmo. Os ganhos de precisão na análise do problema implicaram na utilização de métodos numéricos mais precisos que, por sua vez, exigiriam um tempo de processamento proibitivo (ao considerar o elevado número de casos a serem simulados) se o processamento paralelo não fosse usado.

Para as simulações foram utilizados computadores do tipo i7, com 8 núcleos de processamento e com as seguintes configurações: Intel (R) Core (TM) i7-2600 CPU @ 3,40GHz e 7,8 GB de RAM; Sistema Windows 10; Compilador Intel® Parallel Studio XE Cluster Edition. Foram utilizados 5 desses computadores, disponíveis no laboratório de Métodos Numéricos aplicados à Dinâmica dos Fluidos da UNIFEI.

Apenas as rotinas de maior custo computacional foram paralelizadas, ou seja, rotinas relacionadas à lei de Biot-Savart (responsável pelas interações vórtice-vórtice) cujo custo computacional é proporcional a $O(N^2)$, as rotinas responsáveis pela solução dos sistemas de equações lineares e as principais rotinas para simulação dos efeitos da rugosidade. Ademais, para acelerar os cálculos exigidos pelo modelo de turbulência empregado, foi utilizada a estrutura de caixas desenvolvida por Andrade *et al.* (2016).

Bimbato (2012) foi o pioneiro no desenvolvimento de um método de rugosidade no grupo de Métodos Numéricos aplicados à Dinâmica dos Fluidos da UNIFEI. Portanto, os avanços em termos de redução do tempo de processamento total, devido à utilização do novo modelo de rugosidade (MLDR_{VL}), são apresentados em comparação ao desempenho computacional obtido com o uso do método de rugosidade de Bimbato (2012).

Considerando 1.000 passos computacionais, Andrade (2017) realizou simulações com o código computacional desenvolvido por Bimbato (2012), utilizando $mb1 = 300$ painéis planos para discretização do cilindro e $mb2 = 950$ painéis planos para discretização do solo, nos mesmos computadores onde foram realizadas as presentes simulações. Considerando dois casos, cilindro rugoso isolado e cilindro rugoso próximo ao solo, a autora relatou um custo computacional total de 6 dias, 3 horas e 9,78 minutos para o primeiro caso e de 11 dias, 20 horas e 50,24 minutos para o segundo caso.

Na presente simulação, por mérito das particularidades do método numérico-computacional desenvolvido, foram utilizados $mb1 = 48$ painéis planos para discretização do cilindro rugoso e $mb2 = 100$ painéis planos para discretização do solo. Estas particularidades somadas ao processamento paralelo implementado resultaram no gasto de 1 hora e 17 minutos

para processamento com cilindro rugoso isolado e de 1 hora e 52 minutos para processamento com cilindro rugoso próximo ao solo.

A redução no tempo de processamento total para o caso com cilindro rugoso isolado e para o caso com cilindro rugoso na condição de proximidade com o solo está explicitada na Figura 5.34 e na Figura 5.35, respectivamente.

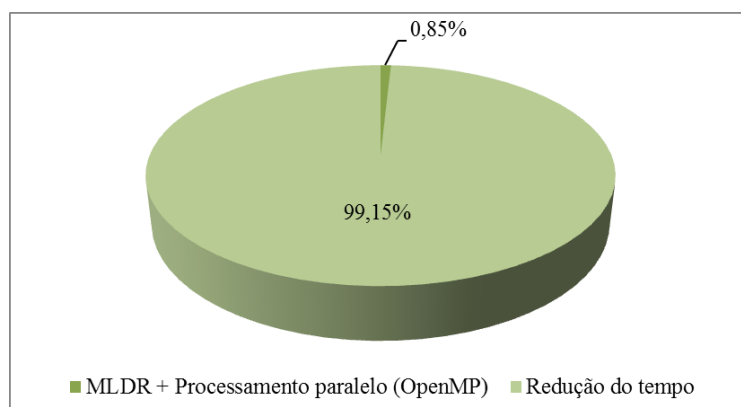


Figura 5.34 Redução do tempo de processamento total considerando o código computacional do MLDR_{VL} no padrão OpenMP em comparação com o código computacional do método de rugosidade de Bimbato (2012), para cilindro isolado com superfície rugosa ($t_{\text{simulação}} = 50$).

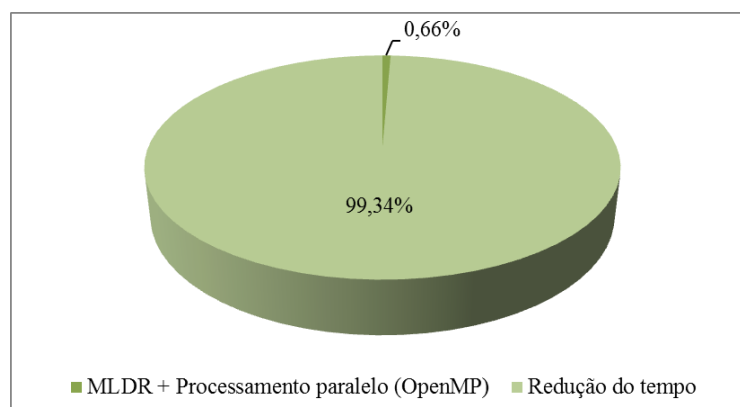


Figura 5.35 Redução do tempo de processamento total considerando o código computacional do MLDR_{VL} no padrão OpenMP em comparação com o código computacional do método de rugosidade de Bimbato (2012), para cilindro com superfície rugosa próximo ao solo ($t_{\text{simulação}} = 50$).

Cabe complementar que Andrade (2017), embora tenha utilizado os mesmos computadores, realizou seus experimentos numéricos com outro sistema operacional, Linux, e outro compilador, gfortran. Nas presentes simulações utilizou-se o sistema operacional Windows e o compilador Intel® Parallel Studio Xe Cluster Edition. Neste contexto, os ganhos em termos de tempo de processamento total não se devem somente à diferença de um código serial e outro código paralelizado e, portanto, as diferenças intrínsecas a cada um dos métodos

numérico-computacionais, o uso de diferentes sistemas operacionais e de diferentes compiladores, não podem ser dissociados. Contudo, esta comparação evidencia mais um avanço alcançado no desenvolvimento desta Tese de Doutorado.

Na sequência, foram consideradas 4 categorias de diferentes condições de simulação, para avaliação do desempenho do processamento paralelo em comparação com o processamento serial do código computacional desenvolvido no âmbito desta Tese: a) cilindro isolado com superfície lisa; b) cilindro isolado com superfície rugosa; c) cilindro com superfície lisa, vibrando longitudinalmente próximo ao solo; d) cilindro com superfície rugosa, vibrando longitudinalmente próximo ao solo.

Nos casos de escoamento ao redor de cilindro próximo ao solo foi incluída a presença de vibrações forçadas longitudinais para representar a situação mais crítica computacionalmente, ou seja, com os 3 efeitos combinados. Para todos os grupos avaliados foram considerados 1.000 passos computacionais. Na Figura 5.36, Figura 5.37, Figura 5.38, e Figura 5.39 estão apresentados o desempenho global da programação paralela e a redução do tempo computacional total para uma simulação típica, para cada grupo considerado.

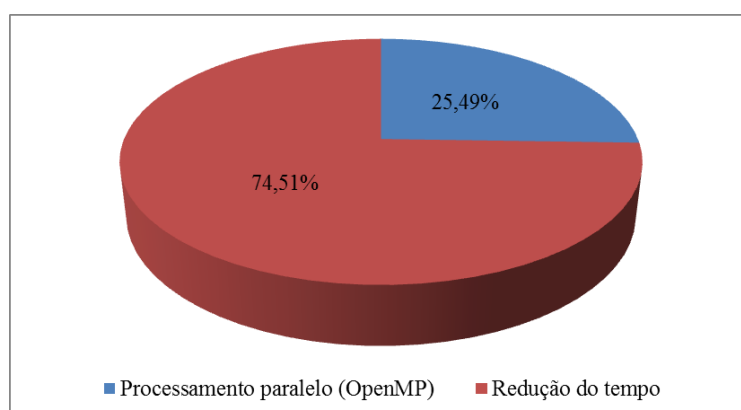


Figura 5.36 Desempenho global da programação paralela e redução do tempo computacional total com OpenMP para uma simulação típica para cilindro isolado com superfície lisa ($mb1 = 104$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Obteve-se um tempo total de processamento de 6 horas e 5 minutos para o código paralelo em oposição às 23 horas e 52 minutos para o código serial, para cilindro isolado com superfície lisa (Figura 5.36). Para cilindro isolado com superfície rugosa, o tempo total foi de 1 hora e 17 minutos para o código paralelo contra 8 horas e 19 minutos para o código serial (Figura 5.37).

O caso para o cilindro com superfície lisa vibrando longitudinalmente próximo ao solo exigiu um tempo total de processamento de 6 horas e 7 minutos para o código paralelo e

de 14 horas e 53 minutos para o código serial (Figura 5.38). Já o caso para cilindro com superfície rugosa vibrando longitudinalmente próximo ao solo foi simulado em 1 hora e 52 minutos para o código paralelo e em 3 horas e 48 minutos para o código serial (Figura 5.39).

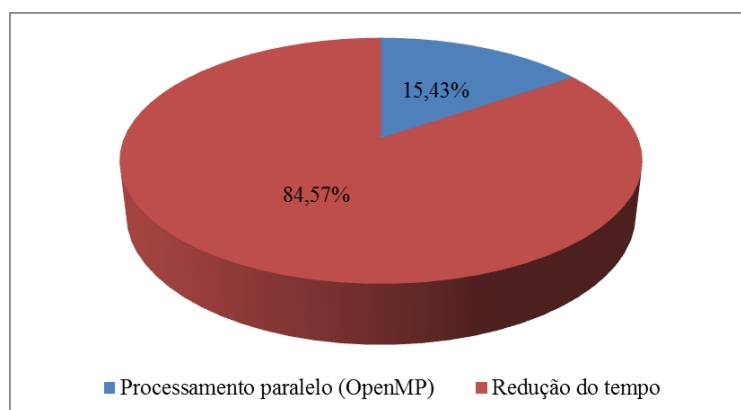


Figura 5.37 Desempenho global da programação paralela e redução do tempo computacional total com OpenMP para uma simulação típica para cilindro isolado com superfície rugosa ($mb1 = 48$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

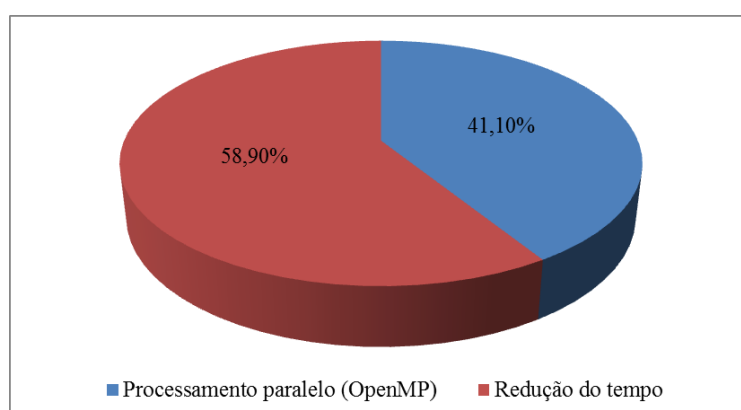


Figura 5.38 Desempenho global da programação paralela e redução do tempo computacional total com OpenMP para uma simulação típica para cilindro com superfície lisa próximo ao solo ($mb1 = 104$; $mb2 = 100$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

Em síntese, a aplicação do processamento paralelo no código computacional desenvolvido, permitiu uma redução média de aproximadamente 67% no tempo total de processamento. Esse ganho computacional pode ser ainda maior com o uso de melhores configurações de processamento de máquina ou com o uso de *clusters*. Por fim, cabe destacar que a etapa de pós-processamento dos dados gerados nas simulações ainda consome muito tempo para consolidação e futuros esforços devem ser empreendidos para automatizar ao máximo as operações de pós-processamento. Comentários adicionais sobre a sintaxe do padrão OpenMP estão disponíveis no Apêndice II.

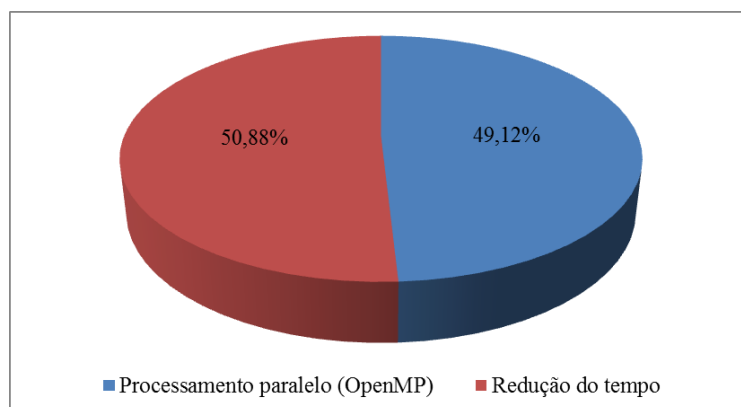


Figura 5.39 Desempenho global da programação paralela e redução do tempo computacional total com OpenMP para uma simulação típica para cilindro com superfície rugosa próximo ao solo ($mb1 = 48$; $mb2 = 100$; $t_{\text{simulação}} = 50$).

6. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Nesta seção são apresentadas as principais conclusões do trabalho e algumas sugestões para trabalhos futuros. O modelo de rugosidade desenvolvido nesta Tese de Doutorado foi implementado em código computacional, na linguagem Fortran, com sucesso. Numericamente, duas contribuições são integradas para simular o efeito da rugosidade superficial de um corpo no escoamento que se desenvolve ao seu redor: a contribuição da geometria rugosa, construída com elementos triangulares uniformes (rugosidade homogênea), e a contribuição de perturbações para mudança da quantidade de movimento do escoamento, a partir da camada limite, as quais são adequadamente introduzidas em função da escala dos fenômenos submalha – o que é feito para cada vórtice discreto nascente no corpo, a cada instante de tempo. Por estas características ele foi nomeado de Modelo Lagrangeano Dinâmico de Rugosidade – MLDR_{VL}.

A efetiva construção de uma geometria rugosa no corpo, com introdução de elementos triangulares, é classificada na categoria de rugosidade do tipo D e, como é conhecido (HAMA, 1954; PERRY *et al.*, 1969), atua como promotora da turbulência. Esta é mais uma contribuição desta Tese, especificamente para os Métodos de Vórtices Discretos puramente Lagrangeanos.

O MLDR_{VL} é efetivo para um número menor de painéis planos, se comparado com trabalhos anteriores para cilindro de superfície lisa, utilizando o Método de Painéis, o que possibilitou a inicial redução no tempo de processamento.

Outra contribuição deste trabalho, que está intrinsecamente ligada ao MLDR_{VL}, foi o recurso para variação da largura de corte em função da altura de rugosidade e do número de Reynolds, bem como o método para encontrar a largura de corte ideal para adequada discretização do campo de vorticidades e, portanto, o coeficiente de arrasto é dado numericamente em função da altura de rugosidade relativa, do número de Reynolds e da largura de corte da distribuição característica de vorticidade, $C_D = C_D(\varepsilon/d, Re, k)$. Este recurso também permitiu, indiretamente, o controle da turbulência na esteira através da Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem utilizada para determinar a viscosidade turbulenta.

Concomitantemente, foi estabelecido um novo critério para estimativa do núcleo dos vórtices discretos. Os vórtices discretos nascem com um valor nominal, calculado

automaticamente em função do número de Reynolds e do intervalo de tempo fixado. Na sequência o efeito rugoso é internalizado com o aumento individualizado do raio do núcleo de cada vórtice discreto nascente, utilizando a perturbação dinâmica submalha.

Em particular, o método numérico-computacional que integra o MLDR_{VL} ao Método de Vórtices Discretos e à modelagem de turbulência LES, em um domínio bidimensional, permitiu a captura da crise do arrasto para o cilindro isolado com superfície lisa e mais sete superfícies rugosas, para ampla faixa de números de Reynolds $2 \times 10^4 \leq Re \leq 6 \times 10^5$. Os resultados numéricos foram comparados com resultados experimentais disponíveis na literatura, e apresentaram boa aproximação, com destaque para convergência aos valores do coeficiente de arrasto relatados por Achenbach (1971) e Fage e Warsap (1930). Outros resultados numéricos também foram utilizados para comparação. As frequências de desprendimento de estruturas vorticosas contrarrotativas também foram bem estimadas, as quais apresentaram tendência de aumento durante a crise do arrasto, como regido pelo fenômeno físico. Constatou-se também a antecipação de comportamentos dos regimes crítico e supercrítico para os cilindros rugosos sob números de Reynolds subcríticos.

Importante destacar que foi introduzida a contribuição da perturbação dinâmica, responsável pela mudança na quantidade de movimento dos vórtices discretos nascentes (aprimoramento do modelo que simula a camada limite), também para superfície lisa. O que resultou em uma melhoria no ajuste dos resultados numéricos frente aos resultados experimentais de Blevins (1984), em particular para a distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial e para o coeficiente de pressão de base.

Para o cilindro de superfície lisa foi possível estimar as cargas aerodinâmicas, a frequência de desprendimento de estruturas vorticosas contrarrotativas, a distribuição média do coeficiente de pressão, o coeficiente de pressão de base e os ângulos de separação para os regimes subcrítico, crítico e supercrítico. Sendo que, os dois últimos regimes, mesmo para cilindro com superfície lisa, apresentam algumas dificuldades para serem simulados, conforme relatado na literatura. Os resultados para cilindro de superfície lisa foram comparados com resultados experimentais e numéricos disponíveis.

A partir da distribuição média do coeficiente de pressão circunferencial no cilindro, para as oito superfícies estudadas, sob um escoamento com número de Reynolds fixado em $1,0 \times 10^5$, constatou-se a mudança do ângulo de separação para crescentes valores de rugosidade. Também foram verificadas significativas mudanças nos picos de sucção na

distribuição do coeficiente de pressão circunferencial e respectivo coeficiente de pressão de base, para mudanças na magnitude da rugosidade do cilindro sob as mesmas condições de escoamento.

A rugosidade superficial do cilindro isolado de outras fronteiras sólidas foi capaz de reduzir em até 51,6% o coeficiente de arrasto, em comparação com uma superfície lisa. As maiores reduções foram para as rugosidades intermediárias, $\varepsilon/d = 0,003$ e $0,004$. Através das simulações também foi possível capturar instantaneamente uma zona de recirculação no cilindro, a qual está relacionada à chamada bolha de separação laminar. Esta foi encontrada para $Re = 3 \times 10^5$ para superfície lisa e para $Re = 1 \times 10^5$ para as superfícies rugosas $\varepsilon/d = 0,00110$ e $0,002$, o que reforça a constatação da antecipação de padrões do regime crítico por ação dos efeitos da rugosidade. Na literatura é bem discutida a antecipação da queda do arrasto e a redução do número de Reynolds crítico para aumentos da altura de rugosidade.

O mapeamento da crise do arrasto (Figura 5.14), através de simulações numéricas, para ampla faixa de número de Reynolds e para várias alturas de rugosidade, como apresentado neste trabalho, é uma contribuição para a grande área de pesquisa de escoamentos canônicos, pois mesmo os trabalhos experimentais limitam-se a um número reduzido de rugosidades avaliadas e/ou restrita faixa de números de Reynolds. Isso se deve às dificuldades experimentais e computacionais relatadas no item 5.1.1. Neste contexto, a manipulação da precisão do método permitiu inferir resultados tridimensionais em uma abordagem bidimensional, com aproximação satisfatória para aplicações de engenharia.

A modelagem de turbulência LES, utilizando a Função Estrutura de Velocidade de Segunda Ordem para o campo filtrado, originalmente adaptada ao Método de Vórtices Discretos Lagrangeano por Alcântara Pereira *et al.* (2003), é de grande importância para o método estruturado nesta Tese de Doutorado. A transferência de quantidade de movimento das grandes estruturas do escoamento são explicitamente calculadas (Silva *et al.*, 2008), através do Método de Vórtices Discretos Lagrangeano, e as pequenas escalas são modeladas.

O sucesso do $MLDR_{VL}$ para a simulação do efeito da rugosidade, em termos gerais, caracteriza-se pela alteração da quantidade de movimento originada no modelo de camada limite, sendo que as estruturas de grandes escalas são afetadas pela geometria rugosa e as menores estruturas, que concentram a vorticidade e são pouco sensíveis à geometria, são afetadas pela modelagem da perturbação submalha. Portanto, a modelagem LES e o $MLDR_{VL}$

são indissociáveis e, por isso, a técnica de discretização da vorticidade introduzida pelo presente trabalho, permitiu o controle da turbulência e respectivas tensões de Reynolds na esteira.

Para previsão da força de arrasto, apenas o componente de forma foi calculado, pois o mesmo domina a força de arrasto no cilindro com superfície lisa, contribuindo com mais de 98% para a força de arrasto total. Para cilindro com superfície rugosa, a contribuição do arrasto de atrito foi estimada por Achenbach (1971) como sendo da ordem de 1% no regime de escoamento subcrítico e de 3% nos regimes crítico, supercrítico e transcrito. Sumer e Fredsøe (2006) afirmam que contribuições do arrasto de atrito, desta ordem de grandeza, podem ser desconsideradas.

A técnica híbrida de controle do desprendimento de vórtices também foi usada para investigar alterações no escoamento em torno do cilindro, para o regime de grandes distâncias do solo, $h/d = 0,5$, e para um número de Reynolds fixo, $Re = 1 \times 10^5$. O solo foi representado através de um modelo computacional de superfície plana horizontal móvel (mesma velocidade do escoamento incidente). O uso de uma parede móvel permite eliminar os efeitos menos influentes da camada limite formada no solo. Os resultados para cilindro com superfície lisa foram convergentes com os resultados de Nishino (2007). Comparações com resultados numéricos recentes de Oliveira *et al.* (2020a) e Alcântara Pereira *et al.* (2020) também foram realizadas. De destaque, verificou-se uma significativa redução do coeficiente de arrasto, induzida pelas rugosidades intermediárias, que chegou a 45,4% para $\epsilon/d = 0,003$, e um aumento do número de Strouhal devido ao efeito Venturi e à rugosidade do cilindro.

Para inclusão da vibração do cilindro no problema, optou-se pelo modelo de vibração estrutural forçada devido à vantagem de admitir o controle dos seus principais parâmetros para as investigações, viabilizando a identificação de situações críticas de *lock-in*. No mais, foram simulados quatro casos para cilindro vibrando longitudinalmente: cilindro isolado com superfície lisa e três condições de superfície para o cilindro na condição de proximidade com o solo ($h/d = 0,5$): $\epsilon/d = 0,000$, $\epsilon/d = 0,004$ e $\epsilon/d = 0,007$.

Constatou-se o fenômeno de *lock-in* para todos os casos simulados. O *lock-in* se manifesta quando a frequência de desprendimento de estruturas vorticosas contrarrotativas em um corpo se encontra sincronizada com a frequência de excitação deste corpo. Sendo que quando isso ocorre, na prática, o sistema é solicitado a vibrar a grandes amplitudes. Observou-se também significativa redução do arrasto e aumento brusco da sustentação negativa para os

casos com superfície rugosa. É interessante destacar que, para o cilindro de superfície lisa oscilando próximo ao solo, observou-se apenas uma oscilação do coeficiente de arrasto para cada oscilação do coeficiente de sustentação, o que não aconteceu para os demais casos. A aplicação da técnica híbrida de controle de desprendimento de vórtices permitiu reduções do coeficiente de arrasto da ordem de 57,7% para escoamento com o cilindro sob vibrações forçadas longitudinais.

No que se refere às considerações sobre o tempo gasto nas simulações, mesmo com a significativa redução do tempo de processamento através do MLDR_{VL}, a execução de mais de 320 casos seria impraticável para abordagens lagrangeanas, computacionalmente caras como estas. Assim, a programação paralela no padrão OpenMP foi implementada com sucesso e permitiu significativas reduções adicionais no tempo de processamento final de uma simulação típica. Em média, uma simulação com processamento paralelo é, em torno de 67%, mais rápida que uma simulação com processamento serial.

Enfim, os resultados apresentados demonstram a robustez do método numérico-computacional bidimensional desenvolvido nesta Tese de Doutorado, o qual abre caminho para uma série de investigações científicas, considerando outras configurações de escoamento dentro da faixa de números de Reynolds estabelecida. Outras geometrias rombudas podem ser simuladas, após a devida discretização do corpo em painéis planos e correlata aferição dos principais parâmetros que influenciam a precisão da solução do problema.

Como sugestões para outras pesquisas destacam-se imediatas extensões e futuras extensões deste trabalho. As imediatas extensões seriam: *i*) Investigações com números de Reynolds supercríticos, ou seja, da ordem de 10^6 , merecem prioridade, para análise da condição de camada limite completamente turbulenta; *ii*) Outros corpos rombudos podem ser simulados, com atenção à construção da geometria rugosa e verificação da necessidade ou não de novo ajuste da perturbação e/ou discretização da vorticidade; *iii*) Também é de interesse a implementação do modelo de rugosidade no solo, seja para estudos com cilindro ou outros corpos rombudos, seja para outras aplicações de engenharia, como por exemplo, no estudo do desprendimento de estruturas vorticosas de ponta de asa de aeronaves, como destacado no trabalho de Oliveira *et al.* (2020b); *iv*) Outra pesquisa de interesse é a utilização de outros elementos de rugosidade: retangulares, semicirculares, covinhas, etc. Na sequência, futuras extensões se consolidariam na inclusão da transferência de calor do cilindro para o meio fluido, conforme vislumbrado por Alcântara Pereira e Hirata (2003) e por Roselli *et al.* (2016) e avaliações para aplicabilidade do modelo para uma abordagem tridimensional.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACHENBACH, E. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re = 5 \times 10^6$. *J. Fluid Mech.*, v. 34, part 4, p. 625-639, 1968.
- ACHENBACH, E. Influence of Surface Roughness on the Cross-Flow around a Circular Cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 46, p. 321-335, 1971.
- ACHENBACH, E.; HEINECKE E. On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6×10^3 to 5×10^6 . *J. Fluid Mech.*, 109, p. 239-251, 1981.
- ALCÂNTARA PEREIRA, L. A. Simulação Numérica do Escoamento ao redor de Perfis Aerodinâmicos Montados em Grades Lineares de Turbomáquinas Utilizando o Método de Vórtices Discretos com Modelagem Sub-Malha de Turbulência. Itajubá – MG, 2002. Tese de Doutorado em Engenharia Mecânica – Instituto de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Itajubá.
- ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; HIRATA, M.H. Heat Transfer in the Wake behind a Body using a Particle Method. In: *17th International Congress of Mechanical Engineering, COBEM*, São Paulo, Novembro, 2003.
- ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; HIRATA, M.H.; SILVEIRA NETO, A. A Vortex Method with Turbulence Sub-Grid Scale Modelling. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 25, p. 140-146, 2003.
- ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; OLIVEIRA, M.A.; MORAES, P.G.; BIMBATO, A.M. Numerical experiments of the flow around a bluff body with and without roughness model near a moving wall. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 42, 129, p. 17, 2020.
- ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; RICCI, J.E.R.; HIRATA, M.H.; SILVEIRA NETO, A. Simulation of the Vortex-Shedding Flow about a Circular Cylinder with Turbulence Modeling. *CFD Journal*, v. 11, n. 3, p. 315-322, 2002.
- ALONZO-GARCÍA, A.; GUTIÉRREZ-TORRES, C.C.; JIMÉNEZ-BERNALA, J.A.; LÓPEZ-AGUADO-MONTES, J.L.; BARBOSA-SALDAÑA, J.G.; MOLLINEDO-PONCE-DE-LEON, H.R.; MARTINEZ-DELGADILLO, S.A. Large eddy simulation of the subcritical flow over a V grooved circular cylinder. *Nuclear Engineering and Design*, 291, p. 35–46, 2015.

- ANDRADE, C.L. Desenvolvimento de um algoritmo acelerador da modelagem de turbulência de um Método de Vórtices Discretos Lagrangeano. Itajubá – MG, 2017. Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica - Instituto de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Itajubá.
- ANDRADE, C.L.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; BIMBATO, A. M. Boxes structure construction around the clusters of vortex elements to reduce the computational cost of a lagrangian vortex method with roughness model. In: *Proceedings of the 16th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering*. Vitória – ES, 2016.
- ARGYROPOULOS, C.D.; MARKATOS, N.C. Recent advances on the numerical modelling of turbulent flows. *Applied Mathematical Modelling*, v. 39, iss. 2, p. 693-732, 2015.
- BARBA, L. A.; LEONARD, A.; ALLEN, C.B. Vortex method with meshless spatial adaption for accurate simulation of viscous, unsteady vortical flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 47, p. 841-848, 2005.
- BARBA, L. A.; LEONARD, A.; ALLEN, C.B. Vortex method with fully mesh-less implementation for high-reynolds number flow computations. *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS*, p. 24-28, 2004.
- BARBA, L.A. Vortex method for computing high-Reynolds number flows: increased accuracy with a fully mesh-less formulation. California – USA, 2004. Ph.D. Thesis, California Institute of Technology.
- BARBA, L.A.; LEONARD, A.; ALLEN, C.B. Numerical investigations on the accuracy of the vortex method with and without remeshing. In: *16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003.
- BARBA, L.A.; ROSSI, L.F. Global field interpolation for particle methods. *Journal of Computational Physics*, 229, p. 1292–1310, 2010.
- BASU, R.I. Aerodynamic forces on structures of circular cross-section. Part 1. Model-scale data obtained under two-dimensional conditions in low-turbulence streams. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 21, 3, p. 273-294, 1985.
- BATCHELOR, G.K. *An Introduction to Fluid Dynamics*. UK: Cambridge University Press, 1967.

- BEARMAN, P.W. Circular cylinder wakes and vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, v. 27, n. 5, p. 648-658, 2011.
- BEARMAN, P.W. Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge and fitted with splitter plates. *J. Fluid Mech.*, 21, p. 241– 255, 1965.
- BEARMAN, P.W. Understanding and predicting vortex-induced vibrations. *Journal of Fluid Mechanics*, 634, p. 1-4, 2009.
- BEARMAN, P.W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Rev. Fluid Mech.*, 16, p. 195-222, 1984.
- BEARMAN, P.W.; ZDRAVKOVICH, M.M. Flow around a circular cylinder near a plane boundary. *J. Fluid Mech.*, 89, p. 33-48, 1978.
- BERGER E. Transition of the laminar vortex flow to the turbulent state of the Karman vortex street behind an oscillating cylinder at low Reynolds number. *Jahrb. Wiss. Gess. LR*, p. 164, 1964.
- BERGER E.; WILLE R. Periodic flow phenomena. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 4, p. 313-340, 1972.
- BERGER, E. On a mechanism of vortex excited oscillations of a cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 28, 1–3, p. 301-310, 1988.
- BIMBATO, A. M.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; HIRATA, M.H. Development of a new Lagrangian vortex method for evaluating effects of surface roughness. *Eur. J. Mech. B/Fluids.*, 74, p. 291-301, 2018.
- BIMBATO, A.M. Estudo de escoamentos turbulentos em torno de um corpo rombudo de superfície hidraulicamente lisa ou rugosa utilizando o método de vórtices discretos. Itajubá-MG, 2012. Tese de Doutorado em Engenharia Mecânica – Instituto de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Itajubá.
- BIMBATO, A.M.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; HIRATA, M.H. (2012). Vortex shedding suppression on a bluff body in the vicinity of a moving ground. In: *14th Brazilia Congress of Thermal Sciences and Engineering October*, p.18-22, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, 2012.
- BIMBATO, A.M.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; HIRATA, M.H. Study of Surface Roughness Effect on a Bluff Body - The Formation of Asymmetric Separation Bubbles. *Energies*, 13, 6094, 2020.

- BIMBATO, A.M.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; HIRATA, M.H. Study of the vortex shedding flow around a body near a moving ground. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn*, 99, p. 7–17, 2011.
- BIMBATO, A.M.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; HIRATA, M.H. Suppression of vortex shedding on a bluff body. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 121, p. 16–28, 2013.
- BISHOP, R.E.D.; HASSAN, A.Y. The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid. *Proc Royal Soc A: Math, Phys Eng Sci*, 277, 1368, p. 51–75, 1964.
- BLACKBURN, H.M.; HENDERSON, R.D. A study of two-dimensional flow past an oscillating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 385, p. 255-286, 1999.
- BLEVINS, R.D. *Applied Fluid Dynamics Handbook*. Van Nostrand: Reinhold Co., 1984.
- BLEVINS, R.D. *Flow-Induced Vibrations*. Van Nostrand, 1977.
- BLOOR, S.; GERRARD, J.H. Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake. In: *Proceedings of the Royal Society London*, 294, p.319-342, s. A, 1966.
- BURESTI, G.; LANCIOTTI, A. Vortex shedding from smooth and roughened cylinders in cross-flow near a plane surface. *Aeronaut.*, 30, p. 305–321, 1979.
- CATALANO, P.; MENG, W.; GIANLUCA, I.; PARVIZ, M. Numerical simulation of the flow around a circular cylinder at high Reynolds numbers. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24, p. 463–469, 2003.
- CEBECI, T.; BRADSHAW, P. *Momentum Transfer in Boundary Layers*. New York: McGraw-Hill, 1977.
- CHAKRABARTI, S.K.; FRAMPTON, R.E. Review of riser analysis techniques. *Appl. Ocean Res.*, 4, 2, p. 73–90, 1982.
- CHAKROUN, W.M.; ABDEL-RAHMAN, A.A.; QUADRI, M.M.A. Fluid characteristics for flow past a rough circular cylinder. In: *AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, 35th, Reno, NV, Jan. 6-9, 1997.
- CHEN, S.S. *Flow-induced vibration of circular cylindrical structures*. Washington, DC: Hemisphere publishing corporation, 1987.
- CHOI, H.; JEON, W.P.; KIM, J. Control of Flow Over a Bluff Body. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40, p. 113-139, 2008.

- CHOLLET, J.P.; LESIEUR, M. Parameterization of Small Scales of Three-Dimensional Isotropic Turbulence Utilizing Spectral Closures. *J. Atmos. Sci.*, v. 38, p. 2747-2757, 1981.
- CHORIN, A.J. Numerical Study of Slightly Viscous Flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 57, p. 785-796, 1973.
- CHUTKEY, K.; SURIYANARAYANAN, P.; VENKATAKRISHNAN, L. Near wake field of circular cylinder with a forward splitter plate. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 173, p. 28–38, 2018.
- CUI, E.; ZHANG, X. Ground effect aerodynamics. In: *Encyclopedia of Aerospace Engineering*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Ltd., 2010. cap. 18.
- DESHPANDE, R.; DESAI, A.; KANTI, V; MITTAL, S. Experimental investigation of boundary layer transition in flow past a bluff body. In: *J. Phys.: Conf. Ser.* 822 012003, 2017.
- EINSTEIN, A. *Investigation on the Theory of Brownian Motion*. New York: Dover, 1956.
- FAGE, A.; WARSAP, J.H. *The effects of turbulence and surface roughness on the drag of a circular cylinder*. London, UK: H.M. Stationary Office, 1930.
- FARELL, C. Flow around fixed circular cylinders: Fluctuating loads. Proc. of ASCE, Engineering Mech. Division, 107:EM3:565-588. Also see the closure of the paper. *Journal of Engineering Mechanics*, ASCE, 109, p. 1153-1156, 1981.
- FENG, C.C. *The measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and d-section cylinders*. UK: University of British Columbia, 1968.
- FERZIGER, J. H. *Numerical Methods for Engineering Application*. John Wiley & Sons Inc., 1981.
- FREIRE, C.M. Estudo experimental do fenômeno de vibração induzida por vórtices em cilindro rígido livre para oscilar com dois graus de liberdade. São Paulo – SP, 2015. Tese de Doutorado em Engenharia Mecânica de Energia de Fluidos - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo.
- GAO, Y.; FU, S.; WANG, J.; SONG, L.; CHEN, Y. Experimental study of the effects of surface roughness on the vortex-induced vibration of a flexible cylinder. *Ocean Eng.* 103, p. 40–54, 2015.

- GERRARD, J. H. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 25, n. 2, p. 401–413, 1966.
- GERRARD, J.H. The wakes of cylindrical bluff bodies at low Reynolds number. *Phil. Transactions of the Royal Soc. London*, 288, A1354, p. 351-382, 1978.
- GRIFFIN, O.M.; RAMBERG, S.E. The vortex-street wakes of vibrating cylinders. *J Fluid Mech*, 66, 3, p. 553–576, 1974.
- GRIFFIN, O.M.; RAMBERG, S.E. Vortex shedding from a cylinder vibrating in line with an incident uniform flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 75, n. 2, p. 257-271, 1976.
- GUPTA, A.; SAHA, A.K. Suppression of vortex shedding in flow around a square cylinder using control cylinder. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 76, p. 276–291, 2019.
- GUVEN, O.; FARELL, C.; PATEL, V.C. Surface roughness effects on the mean flow past circular cylinders. *J. Fluid Mech.*, 98, p. 673–701, 1980.
- HALLAM, M.G.; HEAF, N.J.; WOOTTON, L.R. Dynamics of Marine Structures. CIRIA Underwater Engineering Group, Report UR8, *Atkins Research and Development*, London, U.K. 1977.
- HAMA, F.R. Boundary layer characteristics over smooth and rough surfaces. *Soc. Nav. Archit. Mar. Eng., Trans.*, 62, 333, 1954.
- HAMA, FR. Three-dimensional vortex pattern behind a circular cylinder. *J. Aeronaut Sci.*, 24, 156, 1957.
- HINTERBERGER, C.; FRÖHLICH, J.; RODI, W. Three-Dimensional and Depth-Averaged Large-Eddy Simulations of Some Shallow Water Flows. *J. Hydraul. Eng.*, 133, p. 857-872, 2007.
- HIRATA, M.H.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; RECICAR, J.N.; MOURA, W.H. High Reynolds number oscillations of a circular cylinder. *J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.*, 30, p. 304–312, 2008.
- HITE, F. M. *Mecânica dos Fluidos*. 6ª Ed.. McGraw-Hill Interamericana do Brasil Ltda, 2011.
- HONG, K.S.; SHAH, U.H. Vortex-induced vibrations and control of marine risers: A review. *Ocean Engineering*, 152, p. 300–315, 2018.

- HUANG, G.; SIMOËNS, S.; VINKOVIC I. Law-of-the-wall in a boundary-layer over regularly distributed roughness elements. *J Turbul.*, 17, p. 518-541, 2016.
- JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C.H.K. Vortex-induced vibration of a cylinder with two degrees of freedom. *Journal of Fluids and Structures*, v. 17, 7, p. 1035-1042, 2003.
- JIANG, H.; CHENG, L.; DRAPER, S.; AN, H.; TONG, F. Three-dimensional direct numerical simulation of wake transitions of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 801, p. 353-391, 2016.
- JIANG, L.; SHAN, H.; MANSFIELD, J.; JUNGHANS, K.; HARRISON, E. Les of flow past a circular cylinder with roughened surface. In: *Proceedings of the ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*. July 30-August 3, Waikoloa, Hawaii, USA, 2017.
- KAMEMOTO, K. Development of the Vortex Methods for Grid-Free Lagrangian Direct Numerical Simulation. In: *Proceedings of the Third JSME-KSME*, Sendai, Japan, 1994.
- KAMEMOTO, K.; MIYASAKA, T. Development of a Vortex and Heat Elements Method and Its Application to Analysis of Unstead Heat Transfer around a Circular Cylinder in a Uniform Flow. In: *Proc. of 1st Int. Conf. on Vortex Methods*, Kobe, Nov. 4-5, p. 191-203, 1999.
- KARAMCHETI, K. *Principles of Ideal-Fluid Aerodynamics*. New York/London/Sydney: John Wiley and Sons, Inc., 1966.
- KAREEM, A.; CHENG, C.M. Pressure and force fluctuations on isolated roughened circular cylinders of finite height in boundary layer flows. *J. Fluids Struct.*, 13, p. 907-934, 1999.
- KATZ, J.; PLOTKIN, A. *Low Speed Aerodynamics: from Wing Theory to Panel Methods*. McGraw Hill Inc., 1991.
- KIM, S.E.; MOHAN, L.S. Prediction of unsteady loading on a circular cylinder in high reynolds number flows using large eddy simulation. In: *Proceedings of OMAE: 24 th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. June 12-16, Halkidiki, Greece, 2005.
- KIU K.Y.; STAPPENBELT B.; THIAGARAJAN K.P. Effects of uniform surface roughness on vortex-induced vibration of towed vertical cylinders. *J Sound Vib.*, 330, p. 4753-4763, 2011.

- KOOPMANN, G.H. The vortex wakes of vibrating cylinders at low Reynolds numbers. *J Fluid Mech*, 28,3, p. 501–512, 1967.
- KUZMINA, K.; MARCHEVSKY, I.; MOREVA, V. Parallel Implementation of Vortex Element Method on CPUs and GPUs. *4th International Young Scientists Conference on Computational Science*, v. 66, p. 73-82, 2015.
- LAKEHAL, D. Computation of turbulent shear flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 80, p. 47-68, 1999.
- LEE, S.; WONG, K.; CHEN, C. The finite element solution of laminar combined convection from a horizontal cylinder. *Computational Methods in Applied Mechanical Engineering*, v.50, p. 147–161, 1985.
- LEHMKUHL, O.; RODRÍGUEZ, I.; BORRELL, R.; CHIVA, J.; OLIVA, A. Unsteady forces on a circular cylinder at critical Reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 26, 2014.
- LEI, C.; CHENG, L.; KAVANAGH, K. Re-examination of the effect of a plane boundary on force and vortex shedding of a circular cylinder. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 80, p. 263-286, 1999.
- LESIEUR, M., MÉTAIS, O. New Trends in Large-Eddy Simulation of Turbulence. *An Review in Fluid Mechanics*, v. 28, p. 45-82, 1996.
- LI, Z.; LAN, C.; JIA, L.; MA, Y. Ground effects on separated laminar flows past an inclined flat plate. *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 31, p. 127-136, 2017.
- LILLY, D. K. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In: *Proceedings of the IBM Science Computing Symposium on Environmental Science*, Research Center, Yorktown Heights, New York: H. H. Goldstine T. J. Watson (eds.), p. 195–210, 1967.
- LIU, B.; HAMED A.M.; CHAMORRO L.P. On the Kelvin–Helmholtz and von Kármán vortices in the near-wake of semicircular cylinders with flaps. *J Turbul.* 19, p. 61-71, 2017.
- LORD RAYLEIGH. Facts. *The Nobel Prize*. Disponível em: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1904/strutt/facts/>. Acessado em: Abril de 2019.

- LOS REIS, J.H.F.; ALCANTARA PEREIRA, L.A. Particle-Particle Interactions in Parallel Computations. In: *Proceedings of the 16th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering*, November 07-10, Vitória – ES, 2016.
- MA, W.; LIU, Q.; MACDONALD, J.H.G.; YAN, X.; ZENG, Y. The effect of surface roughness on aerodynamic forces and vibrations for a circular cylinder in the critical Reynolds number range. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 187, p. 61-72, 2019.
- MARKATOS, N.C. The mathematical modelling of turbulent flows. *Applied Mathematical Modelling*, v. 10, Is. 3, p. 190-220, 1986.
- MENEGHINI, J.R.. Projeto de Pesquisa no Tópico de Geração e Desprendimento de Vórtices no Escoamento ao Redor de Cilindros. Resenha apresentada à Escola Politécnica da USP para obtenção de título de Livre-Docência em Engenharia, 2002.
- MENEGHINI, J.R.; BEARMAN, P.W. Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder. *Journal of Fluids Structures*, 9, p. 435-455, 1995.
- MÉTAIS, O., LESIEUR, M. Spectral Large-Eddy Simulations of Isotropic and Stably-Stratified Turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 239, p. 157-194, 1992.
- MILNE-THOMPSON, L.M. *Theoretical Hydrodynamics*. London: Macmillan & Co., 1955.
- MITTAL, R.; BALACHANDAR, S. Effect of threedimensionality on the lift and drag of nominally twodimensional cylinders. *Physics of Fluids*, 7, 1841, 1995.
- MODARRES-SADEGHI, Y.; CHASPARIS, F.; TRIANTAFYLLOU, M.S.; TOGNARELLI, M.; BEYNET, P. Chaotic response is a generic feature of vortex-induced vibrations of flexible risers. *J. Sound Vib.* 330, 11, p. 2565-2579, 2011.
- MORAES, P. Efeitos de Interferência Entre Dois Corpos Idênticos Alinhados com o Escoamento. Itajubá – MG, 2011. Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica - Instituto de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Itajubá.
- MORSE, T.L.; WILLIAMSON, C.H.K. Fluid forcing, wake modes, and transitions for a cylinder undergoing controlled oscillations. *Journal of Fluids and Structures*, 25, p. 697–712, 2009.
- MUSTTO, A.A. Simulação Numérica do Escoamento em torno de um Cilindro Circular com e sem Rotação Utilizando o Método de Vórtices. Rio de Janeiro – RJ, 1998. Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio de Janeiro.

- MUSTTO, A.A.; BODSTEIN, G.C.R. Subgrid-scale modeling of turbulent flow around circular cylinder by mesh-free vortex method. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics* v. 5, n. 2, p. 259–275, 2011.
- NIKURADSE, J. Strömungsgesetze in Rauhen Röhren, *V. D. I. Forschungsheft*, v. 361, 1933.
- NISHINO, T. *Dynamics and Stability of Flow past a Circular Cylinder in Ground Effect*. Ph.D. Thesis, Faculty of Engineering Science and Mathematics, University of Southampton, Southampton, UK. 2007.
- OKAJIMA, A.; T. NAGAMORI, F; MATSUNAGA; T. KIWATA. Some experiments on flow-induced vibration of a circular cylinder with surface roughness, *Journal of Fluids and Structures*, 13, p. 853–864, 1999.
- OLIVEIRA, M.A.; MORAES, P.G.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A. Wing tip vortices dynamics with cross wind effect using the Large Eddy Simulation (LES) theory. In: *12th Spring School on Transition and Turbulence*, Blumenau – SC, 2020b.
- OLIVEIRA, M.A.; MORAES, P.G.; ANDRADE, C. L.; BIMBATO, A. M.; ALCÂNTARA PEREIRA, L. A. Control and Suppression of Vortex Shedding from a Slightly Rough Circular Cylinder by a Discrete Vortex Method. *Energies*, v.13, p.4481, 2020a.
- ONG, M.C.; UTNES, T.; HOLMEDAL L.E.; MYRHAUG, D.; PETTERSEN, B. Numerical simulation of flow around a smooth circular cylinder at very high Reynolds numbers. *Marine Structures* 22, p. 142–153, 2009.
- ONGOREN, A.; ROCKWELL, D. Flow structure from an oscillating cylinder Part 1. Mechanisms of phase shift and recovery in the near wake. *Journal of fluid Mechanics*, v. 191, p. 197-223, 1988.
- PANTAZOPOULOS, M.S. Vortex-induced vibration parameters: Critical Review. In: *Proc. 13th Int. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, OMAE, 1994, 1, p. 199-255, 1994.
- PARKINSON, G. Phenomena And Modelling Of Flow-Induced Vibrations Of Bluff Bodies. *Prog. Aerospace Sci.* v. 26, p. 169-224, 1989.
- PEARCEY, H.H.; SINGH, S.; MATTEN, R.B.; CASH, R.F. *Fluid Loading on Roughened Cylindrical Members of Circular Cross-Section*, NMI R191, OT-O-8411, HMSO, 1985.
- PERRY, A.E.; SCHOFIELD, W.H.; JOUBERT, P.N. Rough wall turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 37, p. 383, 1969.

- PRANDTL, L. Uber Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. In: Verh. III, *Intern. Math. Kongr.*, Heidelberg, Teubner, Leipzig, p. 484–491, 1905, 1904.
- RASHIDI, S.; HAYATDAVOODI, M.; ESFAHANI, J.A. Vortex shedding suppression and wake control: A review. *Ocean Engineering*, v. 126, p. 57-80, 2016.
- RAYLEIGH, J.W.S.. *The Theory of Sound*. Vol. I e II, 1896.
- RELF E.F.; SIMMONS L.F.G. The frequency of eddies generated by the motion of circular cylinders through a fluid. *Aero. Res. Council., Lond., R. & M.* 917, 1924.
- REYNOLDS, O. An Experimental Investigation of the Circunstances which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous and of the Law of Resistance in Parallel Channels. *Phill. Trans. Roy. Soc.*, v. 174, part. III, p. 935-982, 1883.
- RICCI, J.E.R. Simulação Numérica do Escoamento ao redor de um Corpo de Forma Arbitrária, Estacionado nas Imedições de uma Superfície Plana, com o Emprego do Método de Vórtices. Itajubá – MG, 2002. Tese de Doutorado – Departamento de Engenharia Mecânica, Escola Federal de Engenharia de Itajubá.
- RODRÍGUEZ, I.; LEHMKUHL, O.; BORRELL, R.; PANIAGUA, L.; PÉREZ-SEGARRA, C. D. High Performance Computing of the flow past a circular cylinder at critical and supercritical Reynolds numbers. *Procedia Engineering*, 61, 166-172, 2013.
- RODRÍGUEZ, I.; LEHMKUHL, O.; BORRELL, R.; CHIVA, J.; OLIVA, A. On the flow past a circular cylinder from critical to super-critical Reynolds numbers: Wake topology and vortex shedding. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2015.
- ROSELLI, M.V.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; BIMBATO, A.M. A lagrangian particle method for the heat transfer problem with buoyancy force. In: *Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering*. Nov. 07-10, 2016.
- ROSHKO, A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 10, p. 345-356, 1961.
- ROSHKO, A. On the development of turbulent wakes from vortex streets. *Tech. Report*, 1191, 1954.
- ROSHKO, A. Perspectives on bluff body aerodynamics. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 49, 1–3, p. 79-100, 1993.

- ROSHKO, A.; FISZDON, W. *On the persistence of transistion in the near wake. Proc. Symp. on Problems of Aerodynamics and Continuum Mechanics*. Philadelphia, PA.: Society of Industrial and Applied Mathematics, 1969
- ROSHKO, A.; STEINOLFSON, A.; CHATTOORGOON, V. Flow forces on a cylinder near a wall or near another cylinder. In: *Proceedings of the 2nd US Nation Conference on Wind Engineering Research*, Fort Collins, CO, USA, 22–25 June. 1975.
- SARPKAYA, T. Vortex-induced oscillations - A selective review. *J. Appl. Mech. Trans*, of ASME, 46, p. 241-258, 1979.
- SCHEWE, G. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 133, p. 265-285, 1983.
- SHAANAN, S.; FERZIGER, J.H.; REYNOLDS, W.C. Numerical simulation of turbulence in the presence of shear. Report n. TF-6, Department of Mechanical. Engineering – Stanford University, 1975.
- SHARMA, A.; ESWARAN, V. Effect of channel-confinement and aiding/opposing buoyancy on two-dimensional laminar flow and heat transfer across a square cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 48, p. 5310–5322, 2005.
- SHINTANI, M.; AKAMATSU, T. Investigation of Two Dimensional Discrete Vortex Method with Viscous Diffusion Model. *Computational Fluid Dynamics Journal*, v. 3, n. 2, p. 237-254, 1994.
- SILVA, C.B.; REGO, S.; PEREIRA, J.C.F. Analysis of the viscous/molecular subgrid-scale dissipation terms in LES based on transport equations: A priori tests. *J Turbul.* 9, 25, p. 1-36, 2008.
- SILVEIRA NETO, A. A Numerical Investigation of the Coherent Structures of Turbulence behind a Backward-Facing Step. *International Journal of Fluid Mechanics*, v. 256, p. 1-25, 1993.
- SILVEIRA NETO, A. *Escoamentos Turbulentos: Análise Física e Modelagem Teórica*. Uberlândia: Editora Composer, 2020, 634p.
- SILVEIRA NETO, A. Turbulência nos Fluidos Aplicada. In: Apostila do curso de pós-graduação. Itajubá-MG, 2003, cap. 4.

- SILVEIRA NETO, A.; GRAND, D.; LESIEUR, M.; METAIS, O. A numerical investigation of coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 256, p. 1-25, 1993.
- SINGH, S.P.; MITTAL, S. Flow past a cylinder: shear layer instability and drag crisis. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 47, p.75-98, 2005.
- SMAGORINSKY, J. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. *Mon. Weather Rev.*, v. 91, is. 3, p. 99, 1963.
- SON, J.S.; HANRATTY, T.J. Velocity Gradients at the Wall for Flow Around a Cylinder at Reynolds Number from $5,0 \times 10^3$ to $1,0 \times 10^5$. *J. Fluid Mech.*, v. 35, 2, p. 353-368, 1969.
- STOCK, M.J. *Summary of Vortex Methods Literature: A living document rife with opinion.* p. 115. 2007. Disponível em: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.133.1239&rep=rep1&type=pdf>. Acessado em: Novembro de 2020.
- STROUHAL, V. Uber eine besondere Art der Tonerregung: On an unusual sort of sound excitation. In: *Annalen der Physik und Chemie*, s. 3, 5, 10, 1878.
- SUMER, B. M.; FREDSE, J. Hydrodynamics around Cylindrical Structures. *Advanced Series on Ocean Engineering*, v. 26, p. 550, 2006.
- SUN, H.; MA, C.; KIM, E.O.; NOWAKOWSKI, G.; BERNITSAS, M.M. Flow-induced vibration of tandem circular cylinders with selective roughness: Effect of spacing, damping and stiffness. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 74, p. 219-241, 2019.
- TANEDA, S. Experimental Investigation of the Wakes behind Cylinders and Plates at Low Reynolds Numbers. *Journal of the Physical Society of Japan*, v. 11, n. 3, 1956.
- TANI, I. Low-speed flows involving bubble separations. In: *Progress in Aeronautical Sciences*, v. 5, Pergamon Press, Oxford: D. Kuchemann and L.H.G. Stearne (eds.), 1964.
- TRAVIN, A.; SHUR, M.; STRELETS, M.; SPALART, P. Detached-Eddy Simulations Past a Circular Cylinder. *Flow, Turbulence and Combustion*, 63, p. 293-313, 2000.
- TRIM, A.D.; BRAATEN, H.; LIE, H.; TOGNARELLI, M.A. Experimental investigation of vortex-induced vibration of long marine risers. *J. Fluid Struct.* 21, 3, p. 335-361, 2005.

- UHLMAN, J. S. An Integral Equation Formulation of the Equation of Motion of an Incompressible Fluid. *Naval Undersea Warfare Center T.R.*, p. 10-86, 1992.
- VAN DYKE, M. *An Album of Fluid Motion*. Stanford: Parabolic Press, 1982.
- VAN HINSBERG, N.P. The Reynolds number dependency of the steady and unsteady loading on a slightly rough circular cylinder: From subcritical up to high transcritical flow state. *J. Fluids Struct.*, 55, p. 526-539, 2015.
- von KÁRMÁN, T. Über den Mechanismus des Widerstandes den ein Bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfährt. *Göttinger Nachrichten Math-Phys. Klasse*, p. 509-517, 1911.
- WAN, H.; PATNAIK, S.S. Suppression of vortex-induced vibration of a circular cylinder using thermal effects. *Physics of Fluids*, 28, 2016.
- WIESELSBERGER C. Versuche über den luftwiderstand gerundeter und kantiger körper, In: *Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen*, v. II, Lieferung: Prandtl L. (ed.), 1923.
- WIKILIVROS. Mecânica dos fluidos/Camada limite. Disponível em: https://pt.wikibooks.org/wiki/Mec%C3%A2nica_dos_fluidos/Camada_limite. Acessado em: Fevereiro de 2019.
- WILLIAMSON, C.H.K. 2-d and 3-d aspects of the wake of a cylinder, and their relation to wake computations, p. 719-751, 1991.
- WILLIAMSON, C.H.K. Defining a universal and continuous Strouhal-Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder. *Phys. Fluids*, 31, p. 2742, 1988a.
- WILLIAMSON, C.H.K. Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* 206, p.579, 1989.
- WILLIAMSON, C.H.K. The existence of two stages in the transition to threedimensionality of a cylinder Wake. *Phys. Fluids*, 31, p. 3165, 1988b.
- WILLIAMSON, C.H.K. Three-dimensional wake transition. *Journal of Fluid Mechanics*, 328, p. 345-407, 1996b.
- WILLIAMSON, C.H.K. Vortex Dynamics in the Cylinder Wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 28. p. 477-539, 1996a.

- WILLIAMSON, C.H.K.; GOVARDHAN, R. A brief review of recent results in vortex-induced vibrations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 96, n. 6, p. 713-735, 2008.
- WILLIAMSON, C.H.K.; GOVARDHAN, R. Vortex-Induced Vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 36, p. 413-455, 2004.
- WILLIAMSON, C.H.K.; ROSHKO, A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of fluids and structures*, v. 2, n. 4, p. 355-381, 1988.
- XUE, H.; TANG, W.; QU, X. Prediction and analysis of fatigue damage due to crossflow and in-line VIV for marine risers in non-uniform current. *Ocean Engineering*. 83, p. 52-62, 2014.
- YAMAGISHI, Y.; OKI, M.. Effect of groove shape on flow characteristics around a circular cylinder with grooves. *J. Vis.* 7, p. 209-216, 2004.
- YOKOTA, R.; OBI, S. *Vortex Methods for the Simulation of Turbulent Flows: Review*, 2011.
- ZDRAVKOVICH, M.M. *Flow around Circular Cylinders*. v. 2. Applications. Oxford, UK: Oxford University Press. 2003
- ZDRAVKOVICH, M.M. *Flow around circular cylinders: volume 1 fundamentals*. Oxford University Press, 1997.
- ZDRAVKOVICH, M.M. Forces on a circular cylinder near a plane wall. *Appl. Ocean Res.*, 7, p. 197-201, 1985.
- ZDRAVKOVICH, M.M. Review and classification of various aerodynamic and hydrodynamic means for suppressing vortex shedding. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 7, 2, p. 145-189, 1981.
- ZEID, E B.; MENEVEAU, C.; PARLANGE, M.B. Applications of the lagrangian dynamic model in les of turbulent flow over surfaces with heterogeneous roughness distributions. In: Proceedings of *HT-FED2004: ASME Heat Transfer/Fluids Engineering Summer Conference* July 11-15, Charlotte, North Carolina, USA, 2004.
- ZHANG, X.; TOET, W.; ZERIHAN, J. Ground effect aerodynamics of race cars. *ASME Appl. Mech. Rev.* 59, 33-49, 2006.
- ZHAO, J.; LEONTINI, J.S.; LO JACONO, D.; SHERIDAN, J. Chaotic vortex induced vibrations. *Physics Of Fluids* 26, 121702, 2014..

ZHOU, B.; WANG, X.; GHO, W.M.; TAN, S.K. Force and flow characteristics of a circular cylinder with uniform surface roughness at subcritical Reynolds numbers, *Applied Ocean Research*, 49, p. 20-26, 2015.

APÊNDICES

Apêndice I – A Lei de Biot-Savart

A evolução da vorticidade (Batchelor, 1967) é governada pela Eq. 0.1:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega = \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \omega \quad 0.1$$

onde o seu lado esquerdo representa a variação temporal da vorticidade, enquanto o seu lado direito representa os efeitos da viscosidade molecular do fluido. Para acompanhar a evolução da vorticidade no tempo, é necessário determinar o campo de velocidades. A determinação do campo de velocidades a partir de um campo de vorticidades conhecido é realizada através da Lei de Biot-Savart.

A Eq. 0.2 mostra que o campo de velocidades é solenoidal:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad 0.2$$

o que permite que \mathbf{u} seja escrito a partir de um vetor potencial, \mathbf{A} , com divergente nulo:

$$\mathbf{u} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad 0.3$$

Note que a Eq. 0.3 satisfaz a equação da continuidade, Eq. 0.2. O vetor vorticidade é definido por $\omega = \nabla \times \mathbf{u}$, e pode ser reescrito de acordo com a seguinte identidade vetorial:

$$\omega = \nabla \times \mathbf{u} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad 0.4$$

A partir da definição do vetor potencial, \mathbf{A} , obtém-se a partir da Eq. 0.4 uma equação de Poisson para este vetor dada por:

$$\omega = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad 0.5$$

Integrando a Eq. 0.5 e substituindo a solução do vetor potencial na Eq. 0.3 obtém-se (Karamcheti, 1966):

$$\mathbf{u} = \int_{\Omega} \omega \times \nabla G d\Omega \quad 0.6$$

onde G é a função de Green. Para escoamento no plano (hipótese H_1 da formulação geral do problema típico), tal função deve ser tomada como:

$$G = -\frac{1}{2\pi} \ln a \quad 0.7$$

com $a = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}$. O índice i denota o ponto onde se deseja determinar a velocidade induzida pelo campo de vorticidades e a é a distância entre os pontos.

O gradiente da função de Green é dado por:

$$\nabla G = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{a} \nabla a = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{a} \left(\frac{\partial a}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial a}{\partial y} \mathbf{j} \right) = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{a} \left(\frac{x - x_i}{a} \mathbf{i} + \frac{y - y_i}{a} \mathbf{j} \right) \quad 0.8$$

ou

$$\nabla G = -\frac{1}{2\pi} \frac{(x - x_i) \mathbf{i} + (y - y_i) \mathbf{j}}{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2} = -\frac{1}{2\pi a^2} (x - x_i) \mathbf{i} + (y - y_i) \mathbf{j} \quad 0.9$$

Como se deseja calcular a velocidade induzida no ponto (x_i, y_i) pelo campo de vorticidades, deve-se utilizar, na Eq. 0.6, $\nabla_i G$ ao invés de ∇G . Logo:

$$\nabla_i G = -\nabla G = \frac{1}{2\pi a^2} (x - x_i) \mathbf{i} + (y - y_i) \mathbf{j} \quad 0.10$$

E finalmente, substituindo a Eq.0.10 na Eq.0.6 obtém-se a Lei de Biot-Savart, a qual relaciona o campo de velocidades com o campo de vorticidades:

$$\mathbf{u} = -\frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} \frac{\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{a}}{|\mathbf{a}|^2} d\Omega \quad 0.11$$

Para escoamento no plano utiliza-se uma distribuição gaussiana da vorticidade.

Apêndice II – Implementação da Programação Paralela OpenMP

Para manter os esforços computacionais dentro de uma faixa gerenciável (redução do tempo de processamento das interações mais dispendiosas do código computacional), a computação paralela é implementada, no padrão OpenMP, para reduzir, principalmente, o tempo de processamento das interações vórtice-vórtice.

OpenMP é um modelo de programação de memória compartilhada. Os principais recursos do padrão OpenMP são resumidos da seguinte forma: inclui uma biblioteca que fornece a funcionalidade e uma Interface de Programação de Aplicativo (API) que especifica como usá-lo; é independente de linguagem, compilador, sistema operacional e hardware; é um padrão aberto e em constante evolução; é implementado por meio de diretivas de compilação (instruções que serão executadas pelo compilador); tradicionalmente suportado por compiladores C, C++ e Fortran; e tem programação mais simples do que a memória distribuída padrão (exemplo: *Message Passing Interface - MPI*).

Cada unidade de execução é um thread. Todos os threads têm acesso à mesma memória (*shared*). E cada thread também tem sua própria memória independente das outras (*private*). E, como todos os dados são armazenados em uma única máquina, a troca de dados entre os núcleos é mais rápida do que nos sistemas de memória distribuída.

As subrotinas paralelizadas para o código computacional desenvolvido nesta Tese de Doutorado contém, em seu início, o procedimento automático para detecção da quantidade de núcleos disponíveis. O comando *omp_get_num_procs()* é utilizado para se determinar a quantidade de processadores, e logo em seguida é chamada a função *omp_set_num_threads()* para que seja criada a quantidade desejada de *threads*.

A implementação da programação paralela com OpenMP exige que o programador determine quais variáveis devem ser privadas e quais podem ser de uso comum a todos os *threads*. As subrotinas adaptadas nesse trabalho realizam cálculos com as diversas propriedades dos elementos de vorticidade, mas em sua maioria as variáveis são apenas lidas, e não modificadas. As variáveis que se encaixam nesse caso podem ser tanto públicas quanto privadas, visto que seus valores não são alterados durante a execução daquele intervalo de tempo de simulação.

Sempre que se define uma variável como privada, é realizada uma cópia para cada *thread*. As informações sobre a nuvem de elementos discretos são armazenadas em grandes matrizes e vetores, que podem conter centenas de milhares de elementos, exigindo grande espaço de memória. Variáveis dessa grandeza devem, sempre que possível, serem públicas, de forma que apenas uma cópia seja armazenada. Esse procedimento economiza memória RAM (Los Reis e Alcântara Pereira, 2016).

A estrutura da subrotina da interação vórtice - vórtice (Lei de Biot-Savart), no padrão OpenMP, é da seguinte forma:

Interação Vórtice – Vórtice

```

subroutine comp_uv_vv(zm, z, pvort, intvort, rlamb, vc, threads)
  implicit none
  (...)

!.....
  integer :: threads
  call omp_set_num_threads(threads)

!.....
  (...)

!.....
!$OMP PARALLEL DO PRIVATE(rkj2, uvkj, vvkj)
  do k=1, z
    do j=1, z
      (...)
    enddo
  enddo
!$OMP END PARALLEL DO
!.....
.....
  return
end

```