

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
ESCOLA DE ENGENHARIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL**

Leonardo Antonio de Araujo

**CONTROLE DO ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDROS
POR MEIO DE PLACAS: ANÁLISE POR SIMULAÇÃO
NUMÉRICA**

Porto Alegre
dezembro 2015

LEONARDO ANTONIO DE ARAUJO

**CONTROLE DO ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDROS
POR MEIO DE PLACAS: ANÁLISE POR SIMULAÇÃO
NUMÉRICA**

Trabalho de Diplomação apresentado ao Departamento de Engenharia Civil da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para obtenção do título de Engenheiro Civil

Orientadora: Edith Beatriz Camaño Schettini
Coorientador: Jorge Hugo Silvestrini

Porto Alegre
dezembro 2015

LEONARDO ANTONIO DE ARAUJO

**CONTROLE DO ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDROS
ATRAVÉS DE PLACAS: ANÁLISE POR SIMULAÇÃO
NUMÉRICA**

Este Trabalho de Diplomação foi julgado adequado como pré-requisito para a obtenção do título de ENGENHEIRO CIVIL e aprovado em sua forma final pela Professora Orientadora e pelo Coordenador da disciplina Trabalho de Diplomação Engenharia Civil II (ENG01040) da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Porto Alegre, dezembro de 2015

Edith Beatriz Camaño Schettini
Dra. pelo Institut National Polytechnique de
Grenoble
Orientadora

Jorge Hugo Silvestrini
Dr. pelo Institut National Polytechnique de
Grenoble
Coorientador

BANCA EXAMINADORA

Profa. Edith Beatriz Camaño Schettini
(UFRGS)
Dra. pelo Institut National Polytechnique de
Grenoble

Prof. Jorge Hugo Silvestrini (PUCRS)
Dr. pelo Institut National Polytechnique de
Grenoble

Prof. Leandro Conceição Pinto (UFSM)
Dr. pela Universidade Federal do Rio Grande
do Sul

Prof. Luis Augusto Magalhães Endres
(UFRGS)
Dr. pela Universidade Federal do Rio Grande
do Sul

Dedico este trabalho à minha namorada Carolina, que me
encorajou e incentivou.

AGRADECIMENTOS

Agradeço à Prof. Edith Beatriz Camaño Schettini, orientadora deste trabalho, pela sua dedicação, disponibilidade e paciência, cujos incentivos foram fundamentais no desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço ao Prof. Jorge Hugo Silvestrini, coorientador deste trabalho, pelos ensinamentos, incentivos e ideias.

Agradeço à toda equipe do NETT (Núcleo de Estudos em Transição e Turbulência), pela amizade e pelo sempre enriquecedor intercâmbio de ideias.

Agradeço aos meus pais, Eduardo Antônio Behs de Araújo (in memoriam) e Heloisa Rhoden de Araújo, por sempre me incentivarem e apoiarem.

Agradeço ao meu irmão, Eduardo Antônio Rhoden de Araújo, pelo apoio, conselhos e por sempre me incentivar e orientar.

Agradeço à minha namorada, Carolina Brocker Dornelles, pelo apoio, paciência e compreensão.

O que sabemos é uma gota.
O que não sabemos é um oceano.

Isaac Newton

RESUMO

Através de simulações numéricas diretas (DNS), este trabalho analisou a eficácia de uma placa separadora (*splitter-plate*), posicionada a jusante de um cilindro mantido fixo submetido a escoamento permanente, na mitigação do desprendimento de vórtices. O número de Reynolds foi mantido fixo em 200 e a placa foi analisada em duas configurações: mantida fixa ou livre para rotacionar em torno do ponto de ligação com o cilindro, variando seu comprimento em até 2 vezes o diâmetro do cilindro. Foram estudados o coeficiente de arrasto médio, flutuações do coeficiente de sustentação, frequência de desprendimento de vórtices e frequência de oscilação da placa. A eficácia da placa, para os casos analisados, se mostrou dependente do seu comprimento, das suas condições de vinculação e, para o caso em que é articulada, dos seus parâmetros mecânicos tais como momento de inércia e rigidez torsional.

Palavras-chave: Escoamento em torno de cilindro. Controle passivo do escoamento. Placa separadora. Simulação Numérica Direta.

LISTA DE FIGURAS

| | |
|---|----|
| Figura 1 – Fenômenos atuantes em um <i>riser</i> | 8 |
| Figura 2 – Estrutura cilíndrica com placa separadora acoplada a jusante | 9 |
| Figura 3 – Delineamento da pesquisa | 11 |
| Figura 4 – Desprendimento de vórtices a jusante de um cilindro fixo..... | 13 |
| Figura 5 – Separação da camada limite e formação de vórtices em um cilindro circular | 14 |
| Figura 6 – Desenvolvimento da camada limite com o número de Reynolds | 15 |
| Figura 7 – Regimes de desprendimento de vórtices | 15 |
| Figura 8 – Variação do número de Strouhal com o número de Reynolds | 16 |
| Figura 9 – Modos A e B de desprendimento de vórtices (visualização experimental) | 17 |
| Figura 10 – Coeficiente de arrasto médio em função do número de Reynolds | 19 |
| Figura 11 – Coeficiente de sustentação médio em função do número de Reynolds | 19 |
| Figura 12 – R.M.S. do coeficiente de sustentação em função do número de Reynolds .. | 20 |
| Figura 13 – Volume e superfícies de controle para o escoamento em torno de cilindro . | 20 |
| Figura 14 – Classificação de interações fluido-estrutura | 22 |
| Figura 15 – Modelo oscilatório com um grau de liberdade para um cilindro | 25 |
| Figura 16 – Razão de amplitude em função da razão de frequências | 26 |
| Figura 17 – Faixas de ocorrência de diferentes padrões de desprendimento..... | 26 |
| Figura 18 – Modos de desprendimento de vórtices | 27 |
| Figura 19 – Amplitude máxima em função do parâmetro de Skop-Griffin | 29 |
| Figura 20 – Amplitude máxima em função de $m^* \zeta$ | 29 |
| Figura 21 – Modo “2T” de desprendimento de vórtices | 32 |
| Figura 22 – Transição entre os ramos superior e supersuperior | 33 |
| Figura 23 – Trajetórias percorridas pelo cilindro em VIV com dois graus de liberdade . | 34 |
| Figura 24 – Classificação dos métodos de controle passivo | 35 |
| Figura 25 – Dispositivos de controle passivo | 37 |
| Figura 26 – Localização dos eixos de rotação para cilindros com placas articuladasa | 37 |
| Figura 27 – Variação do número de Strouhal em função do comprimento de placa | 38 |
| Figura 28 – Vórtices em um cilindro com placa para $Re = 160$ e $L/D = 2$ | 39 |
| Figura 29 – Isolinhas de energia cinética turbulenta para um cilindro com placa | 40 |
| Figura 30 – Modelo matemático do torque produzido na placa | 41 |
| Figura 31 – Configuração cilindro-placa utilizada no trabalho de Xu at al. (1990) | 43 |
| Figura 32 – Bifurcação da posição de equilíbrio em função do número de Reynolds | 43 |
| Figura 33 – Imagem de superexposição, nistrabdi a amplitude das vibrações da placa .. | 44 |

| | |
|--|----|
| Figura 34 – Padrões de desprendimento de vórtices para a placa em oscilação forçada . | 45 |
| Figura 35 – Parâmetros das simulações, condições de contorno e domínio de cálculo ... | 48 |
| Figura 36 – Algoritmo de cálculo do software Incompact3D | 49 |
| Figura 37 – Localização dos pontos onde são calculadas a pressão e velocidade | 55 |
| Figura 38 – Formação de um par de vórtices com sentidos opostos | 62 |
| Figura 39 – Esteira de vórtices de von Kármán | 62 |
| Figura 40 – Séries temporais de C_D e C_L para o cilindro circular sem placa (caso I) | 63 |
| Figura 41 – PSD do coeficiente de sustentação para o cilindro sem placa (caso I) | 64 |
| Figura 42 – PSD do coeficiente de arrasto para o cilindro sem placa (caso I) | 64 |
| Figura 43 – Número de Strouhal em função de L/D para o cilindro com placa fixa | 65 |
| Figura 44 – Campos de vorticidade para o cilindro com placa fixa (caso II) | 66 |
| Figura 45 – Coeficientes de força em função de L/D para cilindro com placa fixa | 67 |
| Figura 46 – Coeficiente de sustentação para $L/D = 0$ (sem placa) e $L/D = 1$ | 68 |
| Figura 47 – Número de Strouhal em função de L/D para os casos II, III e IV | 69 |
| Figura 48 – Frequência de oscilação da placa em função de L/D | 70 |
| Figura 49 – Espectros de frequência para o caso $k^*_\theta = 0,1$ (caso III) | 71 |
| Figura 50 – Espectro de frequência para o caso $k^*_\theta = 1$ (caso IV) e $L/D = 2$ | 71 |
| Figura 51 – Séries temporais para o caso IV e $L/D = 2$ | 72 |
| Figura 52 – Séries temporais para o caso III e $L/D = 2$ | 72 |
| Figura 53 – Coeficiente de arrasto médio em função de L/D para os casos II, III e IV ... | 73 |
| Figura 54 – r.m.s. do coeficiente de sustentação para os casos II, III e IV | 73 |
| Figura 55 – Deslocamento angular da placa para os diferentes k^*_θ (casos III e IV) | 74 |
| Figura 56 – Campos de vorticidade para o caso $k^*_\theta = 0,1$ (caso III) e $L/D = 2$ | 75 |
| Figura 57 – Campos de vorticidade para o caso $k^*_\theta = 1$ (caso IV) e $L/D = 2$ | 75 |

LISTA DE QUADROS

| | |
|---|----|
| Quadro 1 – Adimensionalização da equação do movimento oscilatório | 24 |
| Quadro 2 – Grupos adimensionais em <i>VIV</i> com um grau de liberdade | 25 |
| Quadro 3 – Grupos adimensionais para a placa em oscilação | 42 |
| Quadro 4 – Condições de contorno utilizadas no presente trabalho | 49 |
| Quadro 5 – Esquemas numéricos para a primeira derivada | 52 |
| Quadro 6 – Valores dos coeficientes para a aproximação da primeira derivada | 52 |
| Quadro 7 – Esquemas numéricos para a segunda derivada | 53 |
| Quadro 8 – Valores dos coeficientes para a aproximação da segunda derivada | 54 |
| Quadro 9 – Simulações realizadas e parâmetros estruturais e numéricos | 60 |
| Quadro 10 – Resultados obtidos para o escoamento em torno de cilindro fixo | 61 |

LISTA DE SIGLAS

DNS – Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation*)

FFT – Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform*)

LES – Simulação de Grandes Escalas (*Large Eddy Simulation*)

PIV – Velocimetria por Imagem de Partículas (*Particle Image Velocimetry*)

PSD – Densidade do Espectro de Potência (*Power Spectrum Density*)

RANS – Equações de Navier-Stokes em médias de Reynolds (*Reynolds-averaged Navier-Stokes*)

SC – Superfície de Controle

URANS – Equações de Navier-Stokes em médias de Reynolds não-permanentes (*Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes*)

VC – Volume de Controle

VIV – Vibração Induzida por Vórtices (*Vortex Induced Vibration*)

LISTA DE SÍMBOLOS

A_n – amplitude na ressonância (m)

A_X – amplitude de deslocamento longitudinal ao escoamento (m)

A_X^* – razão de amplitude longitudinal ao escoamento (adimensional)

A_Y – amplitude de deslocamento transversal ao escoamento (m)

A_Y^* – razão de amplitude transversal ao escoamento (adimensional)

A_h – área da projeção horizontal do corpo imerso (m²)

A_v – área da projeção vertical do corpo imerso (m²)

a_1, b_1, c_1 – coeficientes do esquema Adams-Bashforth (adimensional)

$\alpha_{1,6}, a_{1,6}, b_{1,6}, c_{1,6}$ – coeficientes da discretização para a primeira derivada (adimensional)

$\alpha_{2,6}, a_{2,6}, b_{2,6}, c_{2,6}$ – coeficientes da discretização para a segunda derivada (adimensional)

C_D – coeficiente de arrasto (adimensional)

$C_{D,m}$ – coeficiente de arrasto médio (adimensional)

C_L – coeficiente de sustentação (adimensional)

$C_{L,r.m.s.}$ – raiz quadrática média do coeficiente de sustentação (adimensional)

C_T – coeficiente de momento (adimensional)

c – amortecimento (kg/s)

c^* – razão de amortecimento (adimensional)

c_θ – amortecimento torsional (N.m.s)

c_θ^* – razão de amortecimento torsional (adimensional)

D – escala de comprimento e diâmetro do cilindro (m)

\vec{F} – força (N)

F_D – força de arrasto (N)

F_L – força de sustentação (N)

\vec{f} – força externa causada pelo obstáculo (adimensional)

\vec{f}^{k+1} – força do obstáculo imerso no tempo t_{k+1} (adimensional)

f^* – razão de frequências (adimensional)

f_n – frequência natural (Hz)

f_s – frequência de desprendimento de vórtices (Hz)

f_θ – frequência de oscilação da placa (adimensional)

h – distância entre dois pontos da malha (adimensional)

I – momento de inércia da placa em relação ao eixo de rotação (kg.m²)

I^* – razão de momento de inércia (adimensional)

k – rigidez (N/m)

k^* – razão de rigidez (adimensional)

k_θ – rigidez torsional (N.m)

k_θ^* – razão de rigidez torsional (adimensional)

k'_x – número de onda modificado (adimensional)

K_S – parâmetro de estabilidade (adimensional)

l – comprimento do cilindro (m)

ℓ – escala integral (m)

L – comprimento da placa separadora (m)

L_x – comprimento do domínio de cálculo na direção x (adimensional)

L_y – comprimento do domínio de cálculo na direção y (adimensional)

L/D – comprimento adimensional da placa (adimensional)

m – massa (kg)

m^* – razão de massa (adimensional)

N_x – graus de liberdade na direção x (adimensional)

N_y – graus de liberdade na direção y (adimensional)

N_z – graus de liberdade na direção z (adimensional)

p – pressão (N/m²)

Re – número de Reynolds (adimensional)

Re_ℓ – número de Reynolds baseado na escala integral (adimensional)

\vec{r}_0 – vetor de posição da força em relação ao ponto O (m)

S – área da superfície (m²)

Sc – número de Scruton (adimensional)

SG – parâmetro de Skop-Griffin (adimensional)

S_{ij} – tensor taxa de deformação (1/s)

St – número de Strouhal (adimensional)

T – torque (momento) atuante na placa, devido ao escoamento (N.m)

T_0 – torque em relação ao ponto O (N.m)

T_x – função de transferência relativa ao número de onda k_x (adimensional)

t – tempo (s)

t^* – tempo adimensional (adimensional)

\vec{u} – vetor velocidade (adimensional)

\vec{u}' – vetor velocidade (m/s)

\vec{u}^* – velocidade intermediária (adimensional)

U – escala de velocidade (m/s)

U_R – velocidade reduzida (adimensional)

U_C – velocidade média do penúltimo perfil de velocidades na malha (adimensional)

V – volume (m³)

x – coordenada cartesiana global (adimensional)

y – coordenada cartesiana global (adimensional)

x_c – coordenada cartesiana do centro de massa do cilindro (adimensional)

y_c – coordenada cartesiana do centro de massa do cilindro (adimensional)

x' – coordenada cartesiana solidária à placa (adimensional)

y' – coordenada cartesiana solidária à placa (adimensional)

X – deslocamento na direção longitudinal ao escoamento (m)

Y – deslocamento na direção transversal ao escoamento (m)

X^* – razão de deslocamento na direção longitudinal ao escoamento (adimensional)

Y^* – razão de deslocamento na direção transversal ao escoamento (adimensional)

Δt – passo de tempo (adimensional)

Δx – distância entre dois pontos da malha na direção x (adimensional)

Δy – distância entre dois pontos da malha na direção y (adimensional)

δ_{ij} – delta de Kronecker (operador adimensional)

ζ – fator de amortecimento crítico (adimensional)

ξ_i – valor da função no ponto i da malha

ξ'_i – derivada da função no ponto i da malha

Π – pressão modificada (adimensional)

Π^k – pressão modificada no tempo t_k (adimensional)

φ – ângulo de fase (adimensional)

θ – ângulo de rotação da placa (adimensional)

ν – viscosidade cinemática (m^2/s)

μ – viscosidade dinâmica ($\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$)

ω_n – frequência angular natural (adimensional)

ω_s – frequência angular de desprendimento de vórtices (adimensional)

SUMÁRIO

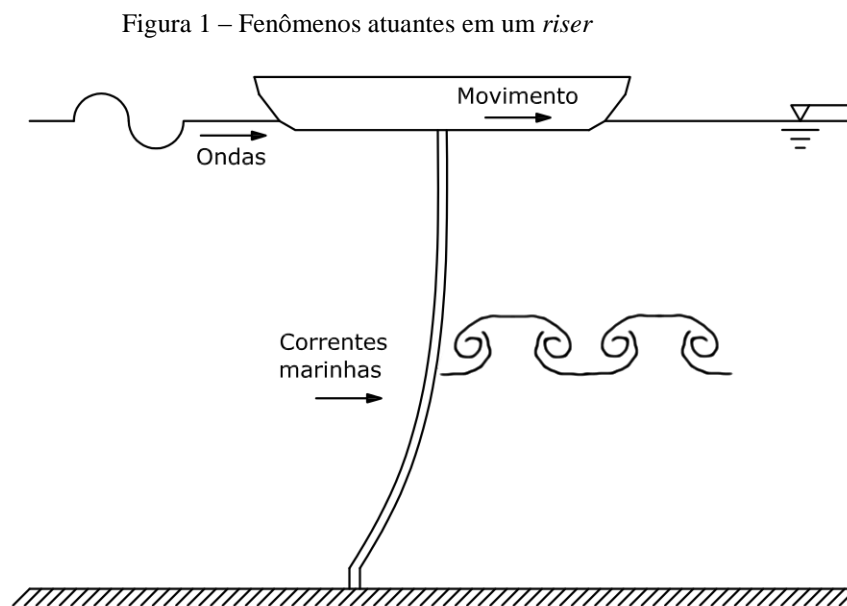
| | |
|--|----|
| 1 INTRODUÇÃO | 8 |
| 2 DIRETRIZES DA PESQUISA | 10 |
| 2.1 QUESTÃO DA PESQUISA | 10 |
| 2.2 OBJETIVOS DA PESQUISA | 10 |
| 2.2.1 Objetivo principal | 10 |
| 2.2.2 Objetivos secundários | 10 |
| 2.3 PRESSUPOSTO | 10 |
| 2.4 DELIMITAÇÕES | 11 |
| 2.5 LIMITAÇÕES | 11 |
| 2.6 DELINEAMENTO | 11 |
| 3 ESCOAMENTO EM TORNO DE UM CILINDRO FIXO | 13 |
| 3.1 FORMAÇÃO E SEPARAÇÃO DA CAMADA LIMITE | 14 |
| 3.2 REGIMES DE DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES | 15 |
| 3.2.1 Frequência de desprendimento de vórtices | 16 |
| 3.2.2 Forças atuantes devido ao escoamento | 18 |
| 3.2.3 Cálculo dos coeficientes de arrasto e sustentação | 20 |
| 4 ESCOAMENTO EM TORNO DE UM CILINDRO SUBMETIDO A VIV | 22 |
| 4.1 SISTEMA COM UM GRAU DE LIBERDADE | 23 |
| 4.1.1 Adimensionalização da equação do movimento | 24 |
| 4.1.2 Modos de desprendimento de vórtices | 25 |
| 4.1.3 Influência do amortecimento | 28 |
| 4.1.4 Modelo harmônico | 30 |
| 4.2 SISTEMA COM DOIS GRAUS DE LIBERDADE | 31 |
| 5 CONTROLE DO ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDROS | 35 |
| 5.1 MÉTODOS DE CONTROLE EM VIV | 35 |
| 5.1.1 Aumento do amortecimento | 36 |
| 5.1.2 Supressão da ressonância | 36 |
| 5.1.3 Seção transversal aerodinâmica | 36 |
| 5.1.4 Introdução de dispositivos (controle passivo) | 36 |
| 5.2 CONTROLE PASSIVO COM PLACA SEPARADORA | 37 |
| 5.2.1 Escoamento em torno de cilindro com placa fixos | 38 |
| 5.2.2 Escoamento em torno de cilindro com placa em movimento | 41 |
| 5.2.2.1 Escoamento em torno de cilindro com placa em oscilação livre | 41 |

| | |
|--|----|
| 5.2.2.2 Escoamento em torno de cilindro com placa em oscilação forçada | 44 |
| 6 METODOLOGIA NUMÉRICA | 46 |
| 6.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES | 47 |
| 6.2 CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO | 47 |
| 6.3 ESQUEMA NUMÉRICO | 49 |
| 6.3.1 Discretização temporal | 50 |
| 6.3.2 Discretização espacial | 51 |
| 6.3.2.1 Derivada primeira | 51 |
| 6.3.2.2 Derivada segunda | 53 |
| 6.3.3 Método das fronteiras imersas | 54 |
| 6.3.4 Discretização espacial da pressão e solução da equação de Poisson | 54 |
| 6.3.5 Solução numérica do modelo dinâmico | 57 |
| 7 RESULTADOS | 60 |
| 7.1 ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDRO FIXO (CASO I) | 61 |
| 7.1.1 Dinâmica de vórtices | 61 |
| 7.1.2 Forças atuantes | 62 |
| 7.1.3 Frequências dominantes | 63 |
| 7.2 CILINDRO COM PLACA FIXOS (CASO II) | 65 |
| 7.2.1 Frequência de desprendimento de vórtices | 65 |
| 7.2.2 Dinâmica de vórtices | 66 |
| 7.2.3 Forças atuantes | 67 |
| 7.3 CILINDRO COM PLACA EM OSCILAÇÃO LIVRE (CASOS III E IV) | 68 |
| 7.3.1 Frequências dominantes | 69 |
| 7.3.2 Forças atuantes | 73 |
| 7.3.3 Dinâmica de vórtices nos casos III e IV para $L/D = 2$ | 74 |
| 8 CONSIDERAÇÕES FINAIS | 77 |
| REFERÊNCIAS | 79 |

1 INTRODUÇÃO

Escoamentos em torno de obstáculos são comuns na indústria e na natureza, sendo o prisma de base circular um objeto canônico de estudo. Apesar de sua simplicidade geométrica, diversos fenômenos complexos ocorrem, tais como o deslocamento da camada limite, transição para a turbulência, separação e formação da esteira de vórtices (TRITTON, 2007).

Existem diversas aplicações do estudo de escoamento em torno de geometrias cilíndricas. O processo de extração de óleo do leito do mar, por exemplo, é feito através de plataformas flutuantes, equipadas com estruturas esbeltas chamadas *risers*, que conduzem petróleo do fundo do oceano para as plataformas. Estas estruturas estão sujeitas à ação de correntes marinhas, ondas e ao movimento das plataformas e navios às quais estão ancoradas.

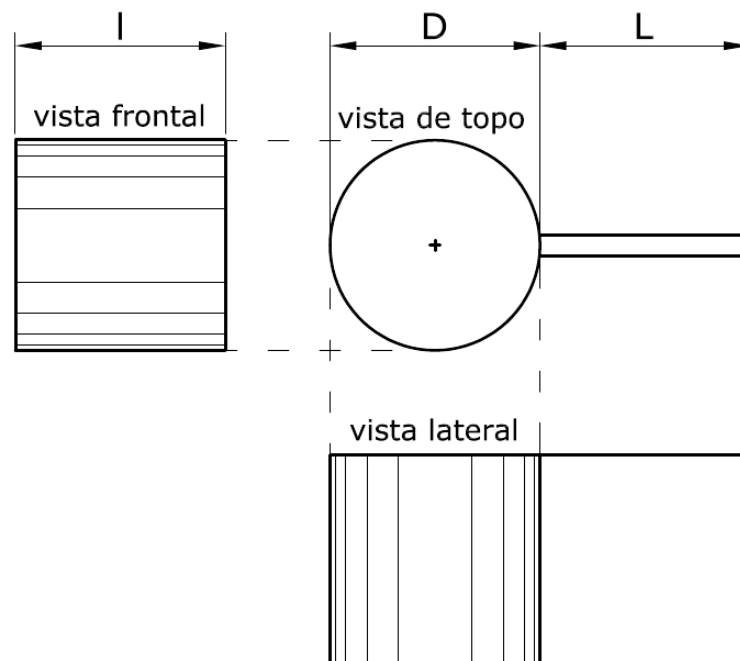


(fonte: elaborado pelo autor)

Uma consequência da combinação destes fenômenos envolvidos é o desprendimento de vórtices, o qual pode induzir vibrações nestas estruturas (vibração induzida por vórtices – *VIV*), reduzindo sua vida útil. Com o objetivo de reduzir ou suprimir as vibrações, diversos estudos foram desenvolvidos (BLEVINS, 1990), e alguns dispositivos de controle ativo e passivo foram propostos (CHOI et al., 2008).

O dispositivo de controle passivo escolhido para este estudo é a placa separadora (*splitter-plate*). Posicionada a jusante do cilindro (figura 2) e tendo uma espessura uma ordem de magnitude menor que o diâmetro do cilindro (D), tem se mostrado um dispositivo eficaz em atenuar o arrasto, flutuações da força de sustentação e frequência de desprendimento para obstáculos mantidos fixos no escoamento (KUMAR et al., 2008). O presente trabalho busca estudar a eficiência deste dispositivo variando o seu comprimento (L) e observando o efeito na esteira de vórtices e nas forças atuantes.

Figura 2 – Estrutura cilíndrica com placa separadora acoplada a jusante



(fonte: elaborado pelo autor)

2 DIRETRIZES DA PESQUISA

As diretrizes para desenvolvimento do trabalho são descritas nos próximos itens.

2.1 QUESTÃO DE PESQUISA

A questão de pesquisa do trabalho é: qual é o comprimento ótimo de uma placa, posicionada a jusante de um cilindro, que minimiza as forças devidas ao escoamento?

2.2 OBJETIVOS DA PESQUISA

Os objetivos da pesquisa estão classificados em principal e secundários e são descritos a seguir.

2.2.1 Objetivo principal

O objetivo principal do trabalho é a descrição do comportamento do escoamento em torno de um cilindro com placas de diferentes tamanhos acopladas a jusante, verificando qual o comprimento ótimo da placa, posicionada a jusante de um cilindro, que minimize as forças devidas ao escoamento.

2.2.2 Objetivos secundários

Os objetivos secundários do trabalho são a apresentação dos resultados dos escoamentos em torno de:

- a) cilindro fixo sem placa;
- b) cilindro fixo com placa fixa;
- c) cilindro fixo com placa articulada.

2.3 PRESSUPOSTO

O trabalho tem por pressuposto que o código computacional Incompact3D realiza simulações numéricas representativas do escoamento real para os casos estudados.

2.4 DELIMITAÇÕES

O trabalho delimita-se ao estudo de escoamento em regime laminar em torno de cilindros com e sem placa posicionada a jusante, utilizando simulação numérica com o código Incompact3D.

2.5 LIMITAÇÕES

São limitações do trabalho:

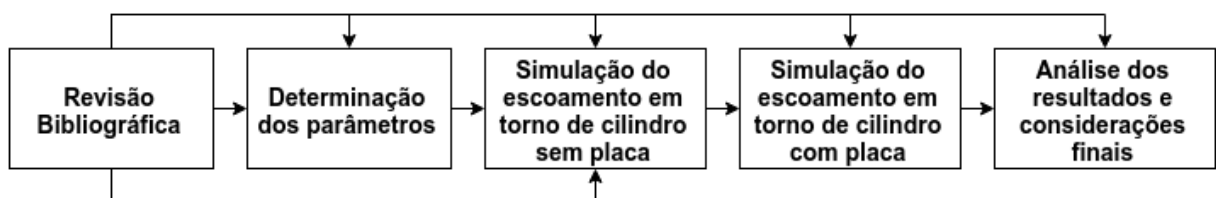
- a) análise do escoamento de aproximação permanente e uniforme em torno de um cilindro circular liso com e sem placa acoplada posicionada a jusante;
- b) escoamento laminar;
- c) simulação numérica bidimensional.

2.6 DELINEAMENTO

O trabalho será realizado através das etapas apresentadas a seguir, que estão representadas na figura 3 e são descritas nos próximos parágrafos:

- a) pesquisa bibliográfica;
- b) determinação dos parâmetros a serem estudados;
- c) simulação do escoamento em torno do cilindro sem placa;
- d) simulação do escoamento em torno do cilindro com placas de diferentes comprimentos;
- e) análise dos resultados e considerações finais.

Figura 3 – Delineamento da pesquisa



(fonte: elaborado pelo autor)

Na primeira etapa, realiza-se a pesquisa bibliográfica para obter informações que auxiliem no desenvolvimento do trabalho. Serão estudados três pontos principais: escoamento em torno de cilindros, métodos de controle do escoamento, escoamento em torno de cilindros com placas.

Posteriormente serão definidos os parâmetros a serem estudados, que incluem o número de Reynolds, comprimentos de placa e características mecânicas da placa, baseado em um ou mais trabalhos disponíveis na bibliografia para verificação e validação. Dado que as simulações serão realizadas para o regime laminar, haverá uma limitação para o número de Reynolds estudado.

Após a definição do número de Reynolds a ser estudado será feita a simulação do escoamento em torno do cilindro sem a placa, de modo a validar, com os trabalhos disponíveis, o código numérico utilizado, além de servir como comparação.

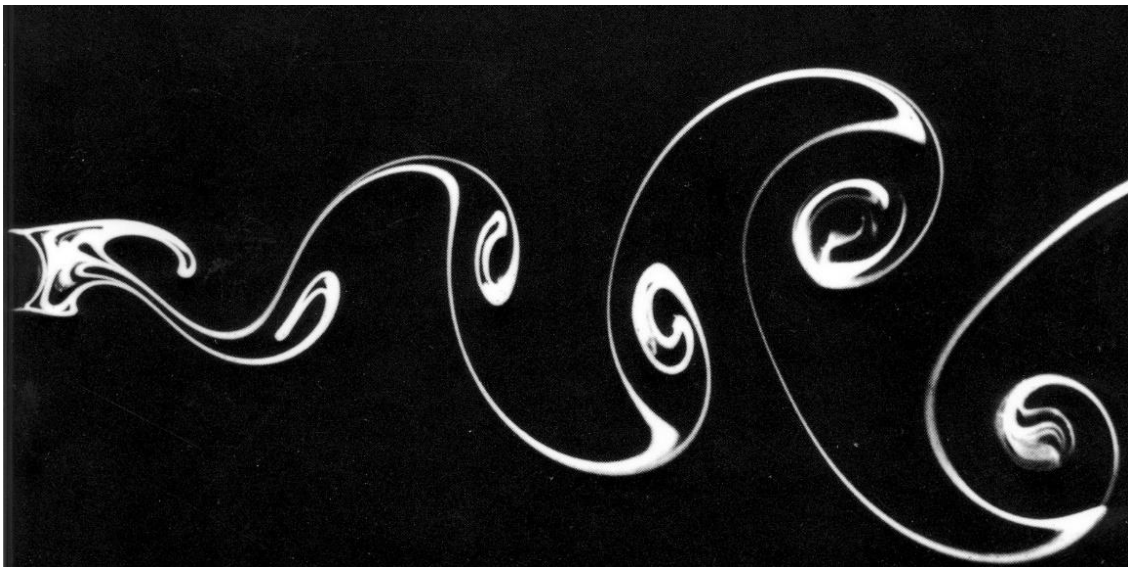
Na quarta etapa serão feitas simulações do escoamento em torno do cilindro com placa, variando o seu comprimento. Os resultados serão comparados com outros dados experimentais e numéricos da bibliografia estudada. Os casos estudados serão o cilindro fixo com placa fixa e o cilindro fixo com placa articulada, com grau de liberdade de rotação no plano do escoamento.

Finalmente, na etapa de análise dos resultados e considerações finais serão analisadas as simulações do escoamento em torno de cilindro com placas de diferentes tamanhos de forma a verificar de que forma a variação do comprimento da placa alterou as características do escoamento, além de comparar os casos em que a placa está fixa com a placa articulada. O melhor comprimento será definido como aquele que minimizará o coeficiente de arrasto médio, frequência de desprendimento de vórtices e flutuações da força de sustentação.

3 ESCOAMENTO EM TORNO DE UM CILINDRO FIXO

Em escoamentos externos, caso em que há um obstáculo imerso em um escoamento, ocorre a separação do escoamento próximo à sua superfície. Dependendo da relação entre forças viscosas e de inércia atuantes neste escoamento, podem ocorrer instabilidades, causando a formação de vórtices e posterior desprendimento destes a jusante deste corpo, conforme figura 4 (TRITTON, 2007).

Figura 4 – Desprendimento de vórtices a jusante de um cilindro fixo



(fonte: adaptado de DYKE, 2014)

O parâmetro adimensional que relaciona tais forças viscosas e de inércia é denominado número de Reynolds (Re) e é expresso por:

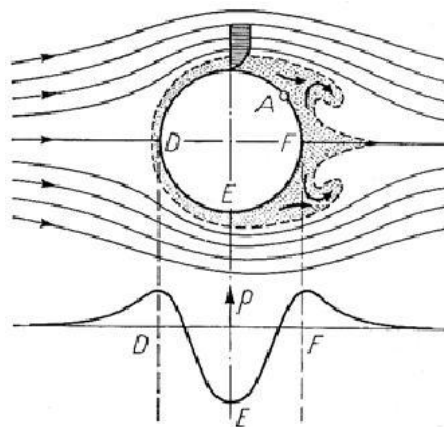
$$Re = \frac{UD}{\nu}, \quad (1)$$

sendo U a escala de velocidade, D a escala de comprimento (diâmetro do cilindro) e ν a viscosidade cinemática.

3.1 FORMAÇÃO E SEPARAÇÃO DA CAMADA LIMITE

Para que se inicie o desprendimento de vórtices é preciso, primeiramente, que ocorra uma separação da camada limite formada sobre a superfície do cilindro. Segundo Schlichting (1979), quando se inicia o escoamento, para baixos números de Reynolds, as partículas de fluido são aceleradas de D para E (figura 5) e desaceleradas de E para F. Sendo assim, a pressão decresce de D para E e aumenta de E para F. Fora da camada limite há uma transformação de pressão em energia cinética entre D e E e de E a F o oposto, sendo que assim as partículas chegam em F com aproximadamente a mesma velocidade que tinham em D. Estas transformações de energia cinética em energia de pressão e vice-versa são transmitidas para as partículas de fluido que se movem próximo à parede do cilindro, através da interação entre a camada limite e o escoamento externo.

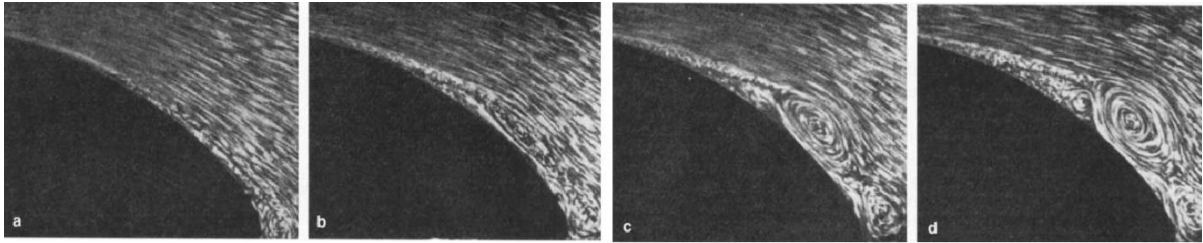
Figura 5 – Separação da camada limite e formação de vórtices em um cilindro circular



(fonte: SCHLICHTING, 1979)

Devido às forças de atrito na camada limite, tais partículas consomem muito de sua energia cinética entre D e E, de forma que a energia restante é muito pequena para superar o aumento de pressão entre E e F. Sendo assim, tais partículas são eventualmente presas e a pressão externa faz com que se movam na direção oposta ao escoamento externo. Este consumo de energia, ocasionado pelo aumento das tensões viscosas juntamente com a pressão imposta às partículas pelo escoamento externo, causa a separação da camada limite nos dois lados do cilindro, ocorrendo a formação de duas camadas cisalhantes que irão dar origem a dois vórtices de sinais opostos. Estes vórtices irão crescer (figura 6) à medida que o número de Reynolds aumenta até atingir um valor crítico, ocorrendo o seu desprendimento a jusante do cilindro e formando a esteira de vórtices de Von Kármán.

Figura 6 – Desenvolvimento da camada limite com o número de Reynolds

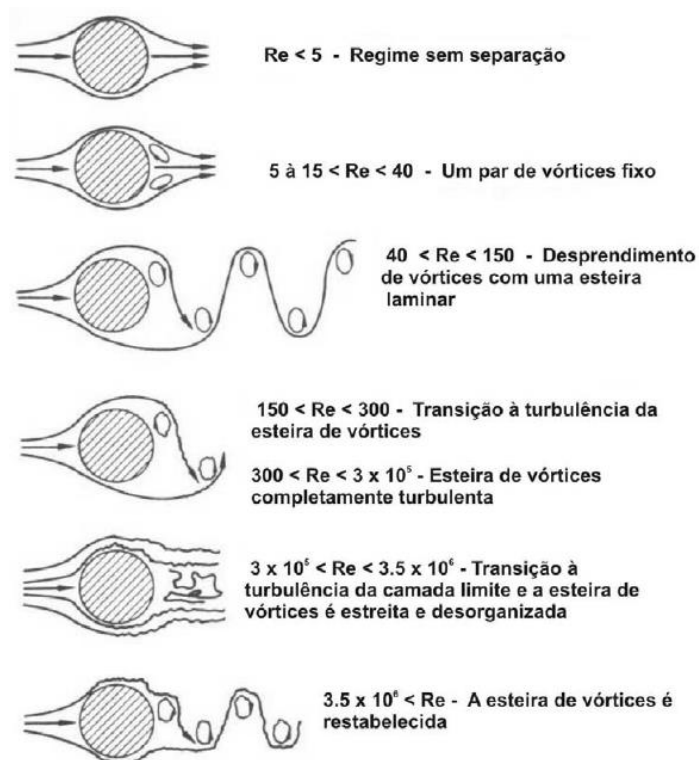


(fonte: adaptado de SCHLICHTING, 1979)

3.2 REGIMES DE DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES

O escoamento ao redor de um cilindro apresenta diferentes regimes, dado o intervalo de número de Reynolds. Diversos autores propuseram classificações e faixas de números de Reynolds para estes regimes, entre eles Lienhard¹ (1966 apud BLEVINS, 1990) e Sumer e Fredsøe (2006). Neste trabalho optou-se pela classificação de Lienhard, conforme figura 7.

Figura 7 – Regimes de desprendimento de vórtices



(fonte: PINTO, 2008²)

¹ LIENHARD, J. H. Synopsis of Lift, Drag and Vortex Frequency Data for Rigid Circular Cylinders. Washington: Washington State University, College of Engineering, 1966. Research Division Bulletin n. 300.

² Esta figura é apresentada por Blevins (1990), referenciado na lista, e que foi adaptada por Pinto (2008).

Nos regimes nos quais ocorrem transições para a turbulência, seja da esteira de vórtices ou da camada limite, ocorrem instabilidades e descontinuidades que podem ser observadas na frequência de desprendimento de vórtices e nas forças atuantes em função do número de Reynolds.

3.2.1 Frequência de desprendimento de vórtices

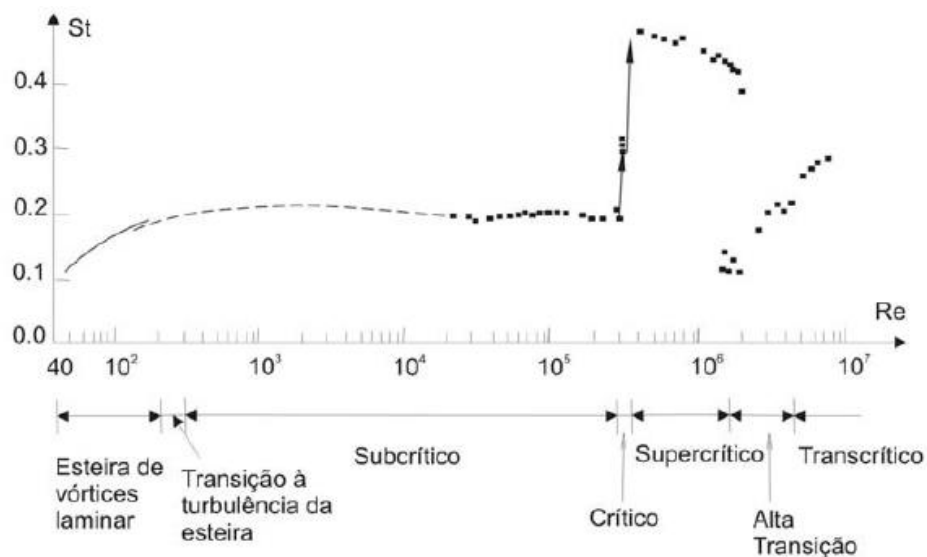
A frequência de desprendimento de vórtices pode ser descrita por um parâmetro adimensional, denominado número de Strouhal (St):

$$St = \frac{f_s D}{U}, \quad (2)$$

sendo f_s a frequência de desprendimento de vórtices.

Conforme ilustrado na figura 8, o número de Strouhal é dependente do número de Reynolds.

Figura 8 – Variação do número de Strouhal com o número de Reynolds



(fonte: PINTO, 2008³)

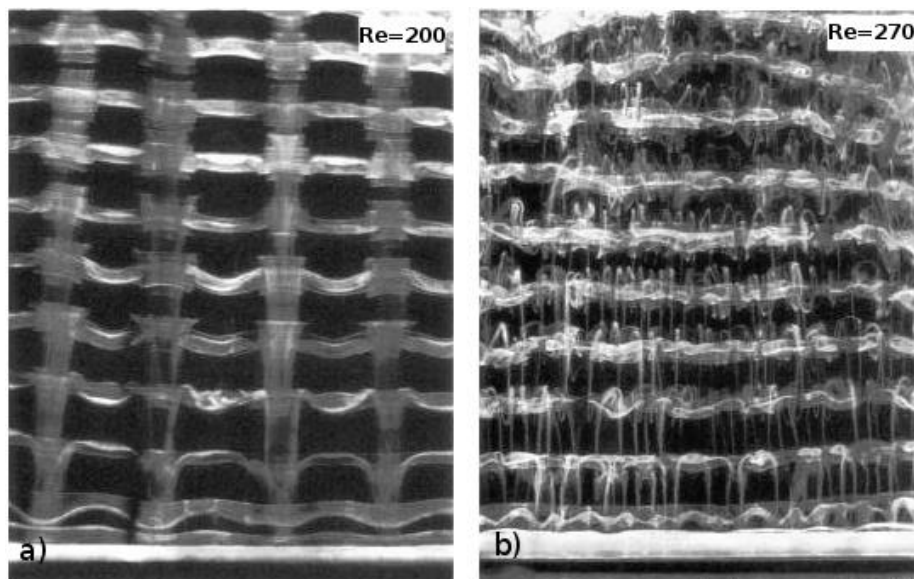
³ Esta figura é apresentada por Sumer e Fredsøe (2006), referenciado na lista, e que foi adaptada por Pinto (2008).

Até o número de Reynolds de aproximadamente 40 não ocorre desprendimento de vórtices. Dentro do regime laminar, onde o escoamento é bidimensional, a frequência de desprendimento cresce de forma linear, até apresentar descontinuidades no início do regime de transição que se inicia em torno de um número de Reynolds de 150.

No regime de transição ocorrem duas descontinuidades, correspondendo a modos de desprendimento de vórtices distintos:

- a) a primeira descontinuidade, denominada modo A (figura 9a), é caracterizada pelo aparecimento dos primeiros vórtices longitudinais e, portanto, das primeiras tridimensionalidades no escoamento que deformam os vórtices principais. Ocorre entre um número de Reynolds de 180 a 195;
- b) para um número de Reynolds em torno de 230 a 260 ocorre a segunda instabilidade, denominada modo B de desprendimento (figura 9b). Com a mudança de um modo de transição para o outro ocorrem transferências graduais de energia.

Figura 9 – Modos A e B de desprendimento de vórtices (visualização experimental)



(fonte: adaptado de WILLIAMSON, 1996)

A partir do final do regime de transição e com o início do desprendimento de vórtices turbulentos (regime sub-crítico) o número de Strouhal permanece constante em torno de 0,20, até atingir o próximo estágio. Nos regimes crítico, supercrítico e transcrito ocorrem transições para a turbulência na camada limite do cilindro que provocam novas mudanças e descontinuidades na frequência de desprendimento de vórtices (BLEVINS, 1990).

3.2.2 Forças atuantes devido ao escoamento

Um corpo imerso em um fluido sofre a ação de forças provocadas pelo escoamento devido à pressão e viscosidade, geralmente decompostas em duas componentes: a força de arrasto (F_D) na direção longitudinal e a componente de sustentação (F_L) na direção transversal ao escoamento. Estas componentes podem ser representadas pelos respectivos coeficientes adimensionais de arrasto (C_D) e de sustentação (C_L):

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_v}, \quad (3)$$

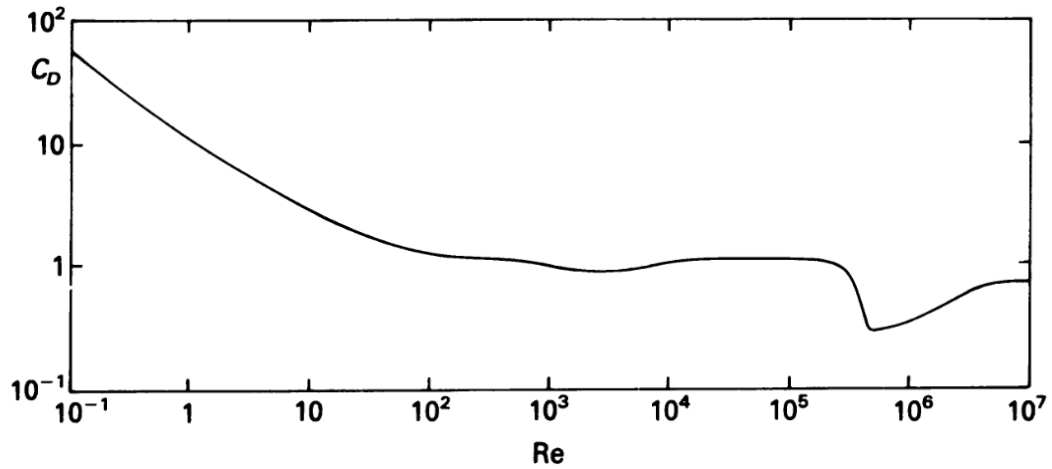
$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_h}, \quad (4)$$

sendo F_D a força de arrasto, F_L a força de sustentação, A_v a área da projeção vertical do corpo imerso, A_h a área da projeção horizontal do corpo imerso e ρ a massa específica do fluido.

O valor assumido pelos coeficientes de arrasto e sustentação é dependente do número de Reynolds e está diretamente relacionado com os regimes de desprendimento de vórtices. Devido a periodicidade da esteira, os coeficientes de arrasto e sustentação apresentarão flutuações no tempo dependentes da frequência de desprendimento de vórtices. São parâmetros representativos o seu valor médio e a raiz quadrática média (*r.m.s. – root mean square*) (SUMER; FREDSE, 2006).

Na figura 10 observa-se como os diferentes regimes de escoamento afetam o $C_{D,m}$ (coeficiente de arrasto médio). Inicialmente, no regime laminar, $C_{D,m}$ decresce linearmente à medida que o Re aumenta devido a diminuição das forças viscosas. No regime pré-crítico, $C_{D,m}$ mantém-se aproximadamente constante até que o regime crítico é alcançado quando, então, existe uma queda acentuada denominada “crise do arrasto”. Para valores maiores de Re , com o restabelecimento da esteira, $C_{D,m}$ aumenta tornando-se constante.

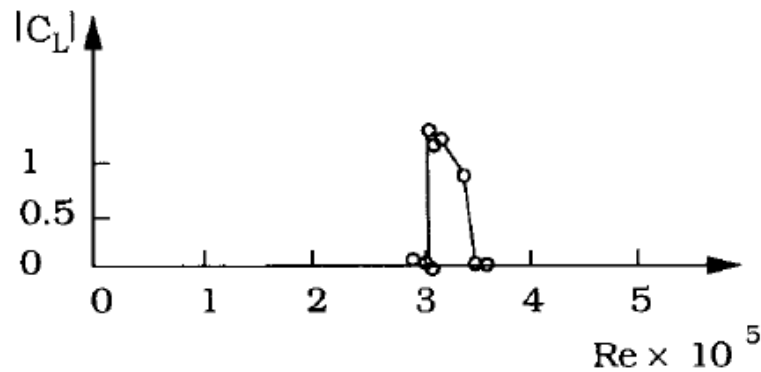
Figura 10 – Coeficiente de arrasto médio para cilindro em função do número de Reynolds



(fonte: TRITTON, 2007)

As flutuações do C_L tornam seu valor médio nulo para praticamente todos os regimes de escoamento. A transição da camada limite em um dos lados do cilindro no regime crítico faz com que ocorra assimetria nas forças atuantes, tornando seu valor médio diferente de zero entre $Re \cong 3 \cdot 10^5$ e $Re \cong 3,5 \cdot 10^5$ (figura 11).

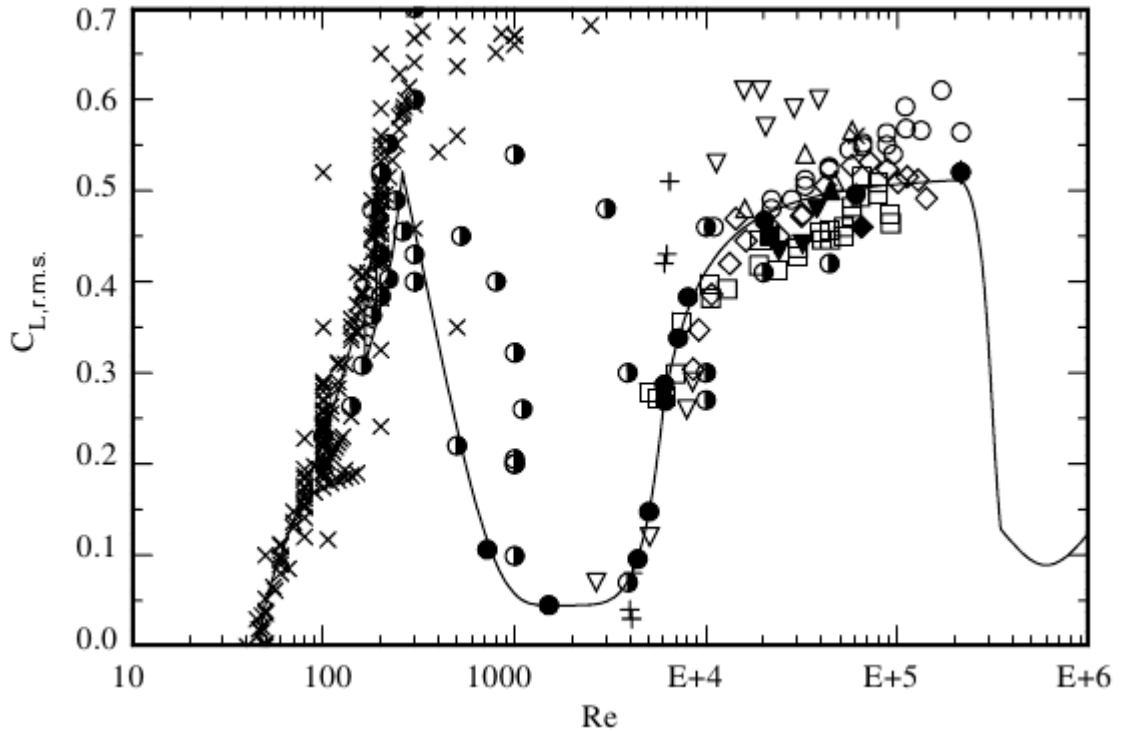
Figura 11 – Coeficiente de sustentação médio em função do número de Reynolds



(fonte: SUMER; FREDSE, 2006)

A figura 12 mostra o valor quadrático médio do coeficiente de sustentação ($C_{L,r.m.s.}$) em função do número de Reynolds, a partir de dados obtidos de diversos trabalhos publicados compilados por Norberg (2003). Se observa um crescimento linear para Re no regime laminar e boa concordância entre as observações. A partir do regime de transição há um maior espalhamento dos pontos enquanto que para números de Reynolds na faixa do subcrítico os pontos voltam a coincidir, permanecendo aproximadamente constante em torno de 0,5.

Figura 12 – R.M.S. do coeficiente de sustentação em função do número de Reynolds

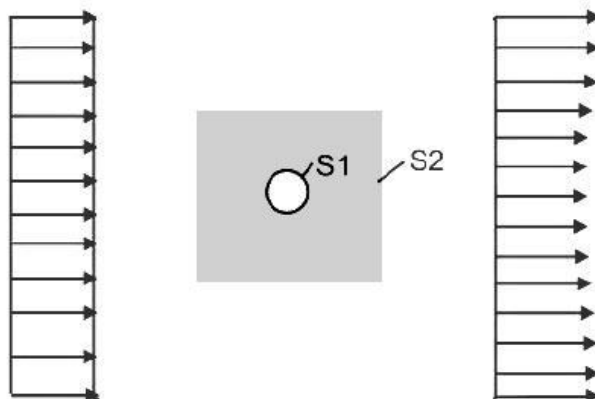


(fonte: NORBERG, 2003)

3.2.3 Cálculo dos coeficientes de arrasto e sustentação

Para o cálculo das forças atuantes no cilindro pode ser utilizada a formulação integral da equação da quantidade de movimento (VITOLA, 2006) atuando sobre um volume de controle (figura 13).

Figura 13 – Volume (região hachurada cinza) e superfícies de controle para o escoamento em torno de cilindro



(fonte: adaptado de PINTO, 2008)

Dessa forma, obtém-se as seguintes equações:

$$\Sigma \vec{F} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho \vec{u}' dV + \int_{SC} \rho \vec{u}' (\vec{u}' \cdot \vec{n}) dS, \quad (5)$$

$$\vec{F}_1 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho \vec{u}' dV + \int_{SC} \rho \vec{u}' (\vec{u}' \cdot \vec{n}) dS - \vec{F}_2, \quad (6)$$

$$\vec{F}_2 = \int_{S2} (-p \delta_{ij} + 2\mu S_{ij}) d\vec{S}, \quad (7)$$

sendo \vec{F} a força atuante, \vec{u}' o vetor velocidade, t o tempo, VC o volume de controle, SC a superfície de controle, \vec{F}_1 a força atuante na superfície $S1$, \vec{F}_2 a força atuante na superfície $S2$, p a pressão, δ_{ij} o delta de Kronecker, S_{ij} o tensor taxa de deformação e μ a viscosidade dinâmica.

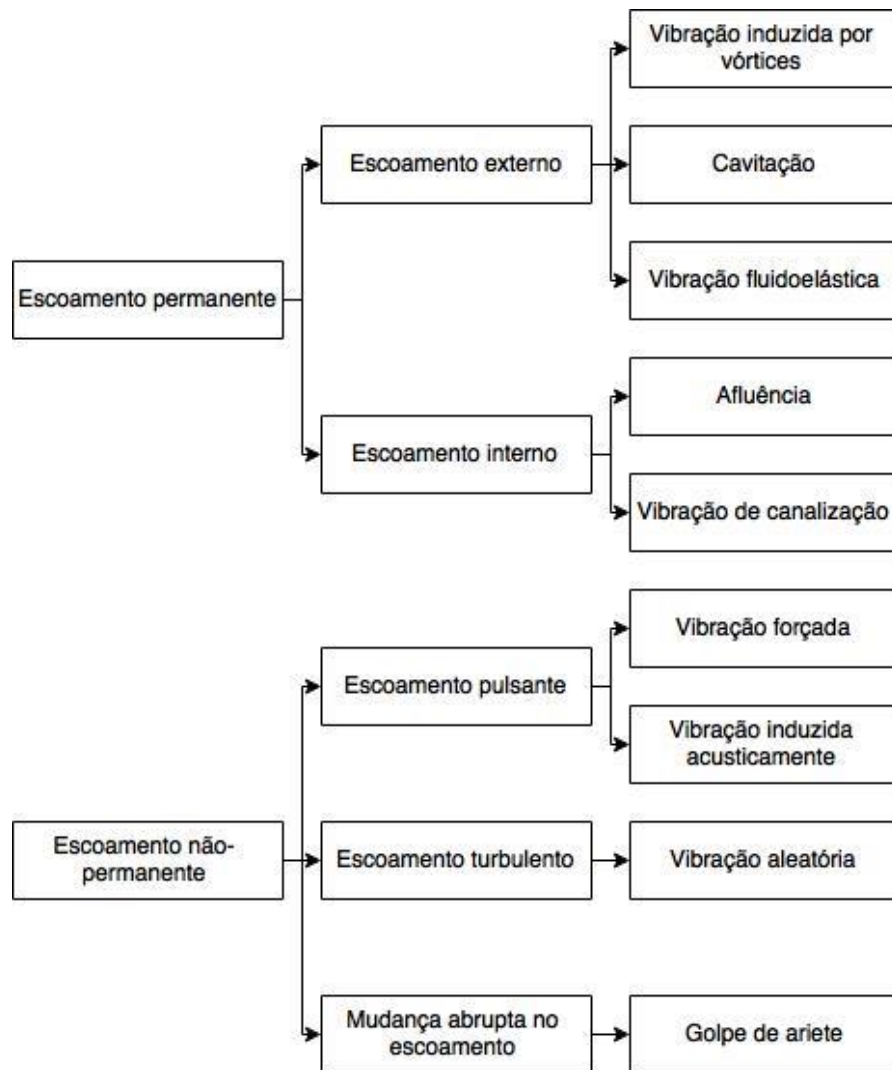
Através das equações 5, 6 e 7, os coeficientes de arrasto e de sustentação do cilindro podem ser obtidos seguindo estes passos:

- a) a força \vec{F} pode ser decomposta em duas componentes \vec{F}_1 e \vec{F}_2 , atuantes nas superfícies $S1$ e $S2$, respectivamente;
- b) substituindo na equação 5, obtém-se a equação 6;
- c) a força \vec{F}_2 pode ser obtida através das somas das forças de pressão e cisalhamento atuantes na superfície $S2$ através da equação 7;
- d) finalmente, a força \vec{F}_1 é decomposta em duas componentes, F_D e F_L , sendo representadas pelos seus respectivos coeficientes de arrasto (C_D) e de sustentação (C_L).

4 ESCOAMENTO EM TORNO DE UM CILINDRO EM VIV

Estruturas rombudas (que possuem comprimento na direção do escoamento próximo ou igual ao perpendicular ao escoamento), quando imersas em um escoamento e que possuem um determinado número de graus de liberdade, podem sofrer vibrações, tais como: *galloping*, *flutter*, *buffeting*, vibrações induzidas por vórtices (VIV), entre outros (figura 14), conforme classificação proposta por Kaneko et al. (2008).

Figura 14 – Classificação de interações fluido-estrutura



(fonte: adaptado de KANEKO et al., 2008)

No caso do cilindro circular, a separação da camada limite e posterior desprendimento de vórtices causa flutuações de força no cilindro, induzindo vibrações se este está montado sob uma base elástica. As oscilações, por sua vez, influenciarão o campo de escoamento e vice-versa, formando um sistema oscilatório dinâmico (KUMAR et al., 2008).

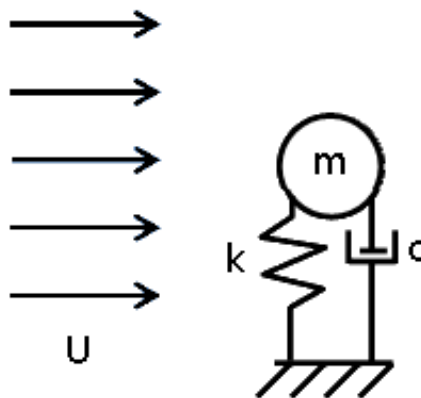
4.1 SISTEMA COM UM GRAU DE LIBERDADE

Segundo Bearman⁴ (1984 apud PINTO, 2008), o desprendimento de vórtices mais comumente induz oscilações na direção transversal ao escoamento. Considerando que, em regime de desprendimento de vórtices, F_L é uma função do tempo de forma que $F_L = F_L(t)$, adota-se o seguinte modelo (figura 15) para o *VIV*:

$$m\ddot{Y}(t) + c\dot{Y}(t) + kY(t) = F_L(t), \quad (7)$$

sendo m a massa do sistema, c o amortecimento do sistema, k a rigidez do sistema e $Y(t)$ o deslocamento transversal.

Figura 15 – Modelo oscilatório com um grau de liberdade para um cilindro



(fonte: elaborado pelo autor)

⁴ BEARMAN, P. W. Vortex Shedding from Oscillating Bluff Bodies. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 16, p. 195-222, 1984.

4.1.1 Adimensionalização da equação do movimento

Williamson e Govardhan (2004) propõem uma forma que utiliza parâmetros mecânicos para formação dos adimensionais: m , c e k . Nesta abordagem, ocorre a separação do termo de força F_L nas componentes viscosa e de pressão, de forma que é necessária a introdução de um termo de massa adicional na equação do movimento. Outra formulação (quadro 1) para a adimensionalização da equação 7 utiliza parâmetros do escoamento ao invés de mecânicos: U , ρ e D , sem o aparecimento de um coeficiente de massa adicional (SHIELDS et al., 2001).

Quadro 1 – Adimensionalização da equação do movimento oscilatório

| PARÂMETRO | SÍMBOLO | EQUAÇÃO |
|------------------------|---------|---------------------------------------|
| Razão de massa | m^* | $m^* = \frac{m}{\frac{1}{2}\rho D^2}$ |
| Razão de amortecimento | c^* | $c^* = \frac{c}{\frac{1}{2}\rho DU}$ |
| Razão de rigidez | k^* | $k^* = \frac{k}{\frac{1}{2}\rho U^2}$ |
| Tempo adimensional | t^* | $t^* = t \frac{U}{D}$ |
| Razão de deslocamento | Y^* | $Y^* = \frac{Y}{D}$ |

(fonte: SHIELDS et al., 2001)

Dessa forma, a equação 7 assume a forma:

$$m^* \ddot{Y}^*(t^*) + c^* \dot{Y}^*(t^*) + k^* Y^*(t^*) = C_L(t^*), \quad (8)$$

sendo m^* a razão de massa, c^* a razão de amortecimento, k^* a razão de rigidez e $Y^*(t^*)$ a razão de deslocamento transversal;

A análise dimensional da equação 7 permite ainda a formação de outros grupos adimensionais importantes (quadro 2). Estes grupos relacionam variáveis do escoamento com variáveis mecânicas do sistema oscilatório e são úteis na análise do fenômeno da vibração induzida por vórtices.

Quadro 2 – Grupos adimensionais em VIV com um grau de liberdade

| PARÂMETRO | SÍMBOLO | EQUAÇÃO |
|--------------------------------|---------|--------------------------------|
| Velocidade reduzida | U_R | $U_R = \frac{U}{Df_n}$ |
| Fator de amortecimento crítico | ζ | $\zeta = \frac{c}{2\sqrt{mk}}$ |
| Razão de amplitude | A_Y^* | $A_Y^* = \frac{A_Y}{D}$ |
| Razão de frequências | f^* | $f^* = \frac{f_s}{f_n}$ |

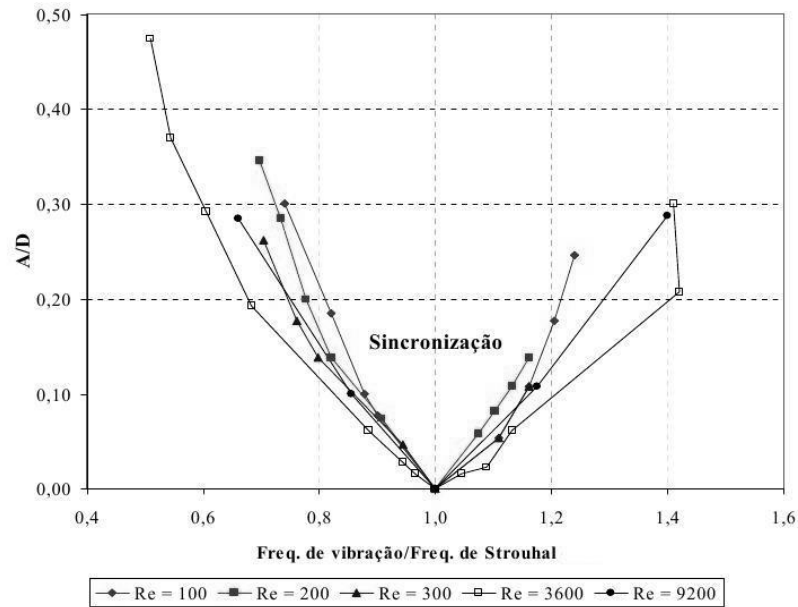
(fonte: WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004)

4.1.2 Modos de desprendimento de vórtices

Segundo Blevins (1990), as vibrações transversais do cilindro induzidas pelo escoamento, com frequência de desprendimento de vórtices próxima a frequência natural do sistema, pode provocar uma série de efeitos no escoamento:

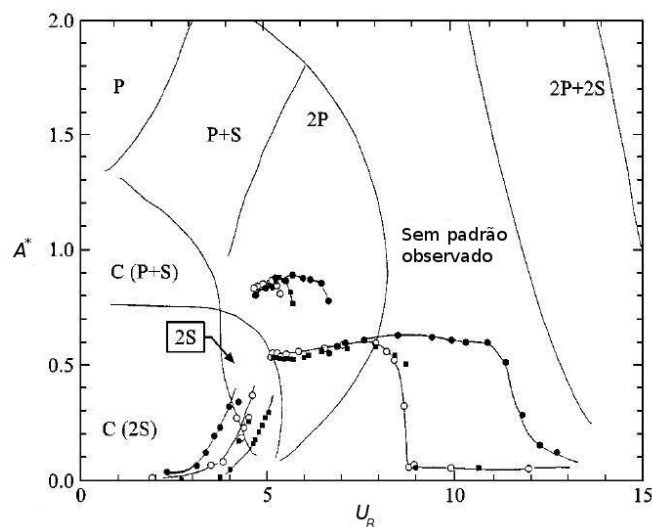
- a) aumento da intensidade dos vórtices;
- b) aumento do comprimento de correlação da esteira;
- c) deslocamento da frequência de desprendimento de vórtices para valores próximos da frequência natural do cilindro. Este efeito é chamado sincronização (*lock-in*) e pode ocorrer também para múltiplos e sub-múltiplos da frequência de desprendimento (figura 16);
- d) aumento da força de arrasto média sobre o cilindro;
- e) alterar a fase, sequência e padrão dos vórtices na esteira.

Figura 16 – Razão de amplitude em função da razão de frequências

(fonte: KAERCHER, 2007⁵)

O movimento oscilatório produzido pelo desprendimento de vórtices pode causar o surgimento de diferentes padrões de desprendimento de vórtices, de acordo com Williamson e Govardhan (2004), para o caso das oscilações transversais (figura 17). A ocorrência de cada um desses modos pode ser delimitada conforme a velocidade reduzida do sistema e a amplitude de oscilação observada (figura 17).

Figura 17 – Faixas de ocorrência de diferentes padrões de desprendimento

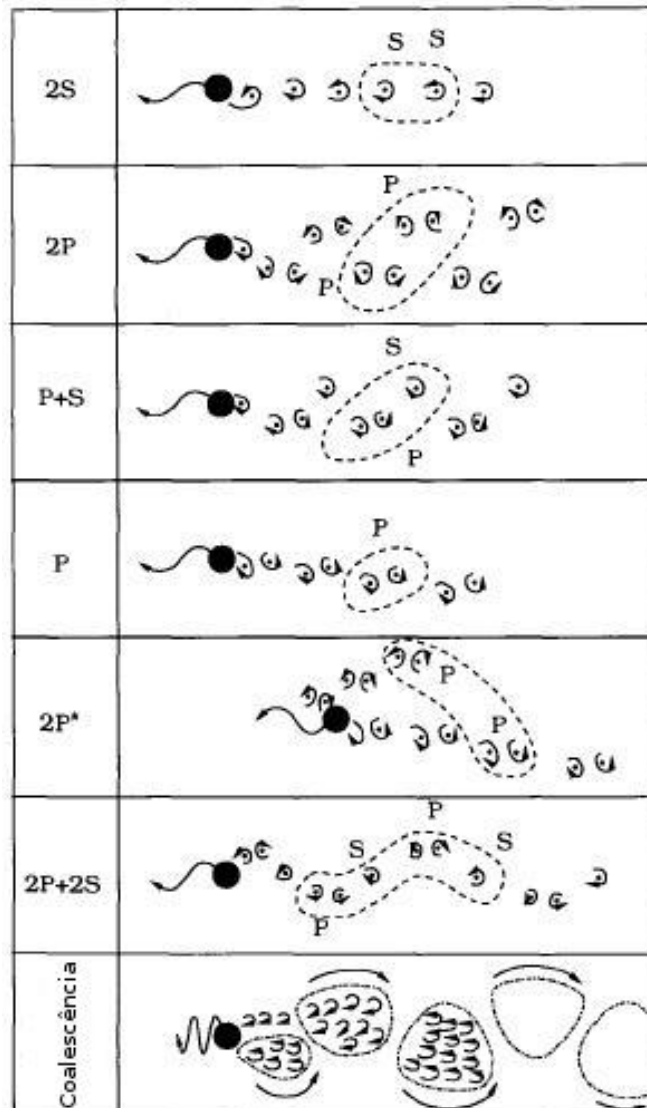


(fonte: WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004)

⁵ Esta figura é apresentada por Blevins (1990), referenciado na lista, e que foi adaptada por Kaercher (2007).

O modo 2S (esteira de vórtices de Von Kármán) é o mesmo observado para o escoamento em torno de um cilindro fixo, com apenas um vórtice por ciclo de oscilação, sendo o único modo de desprendimento que ocorre para a vibração induzida por vórtices no regime laminar (WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004). O modo 2P, que ocorre para velocidades reduzidas mais elevadas, consiste no desprendimento de dois pares de vórtices por ciclo de oscilação. Além destes modos, outros modos mais complexos são possíveis de serem observados, tais como P+S, formado por um simples e um duplo (figura 18), 2P+2S, formado por dois vórtices simples e dois duplos. Para valores baixos de velocidade reduzida, ocorre o denominado modo C, que consiste na coalescência de vórtices na esteira.

Figura 18 – Modos de desprendimento de vórtices



(fonte: adaptado de SUMER; FREDSE, 2006)

4.1.3 Influência do amortecimento

Segundo Sumer e Frensdøe (2006), existem três tipos de amortecimento:

- a) estrutural: é gerado pelo atrito e impacto entre as partes de uma estrutura;
- b) material: é gerado pela dissipação de energia interna dos materiais;
- c) fluido: é gerado pela ação dinâmica do movimento da estrutura no fluido.

De acordo com Williamson e Govardhan (2004), diversos parâmetros relacionando massa e amortecimento surgiram de estudos de forma a relacionar a eficácia do amortecimento com a redução das amplitudes da *VIV*. No trabalho de Vickery e Watkins⁶ (1964 apud WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004), foi estudado a amplitude de picos em função de um parâmetro de estabilidade, dado por:

$$K_S = \pi^2(m^* \zeta). \quad (9)$$

Scruton⁷ (1965 apud WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004) propôs o seguinte parâmetro:

$$S_c = \frac{\pi}{2}(m^* \zeta). \quad (10)$$

O parâmetro de Skop-Griffin, de uso mais recorrente na bibliografia, é expresso por:

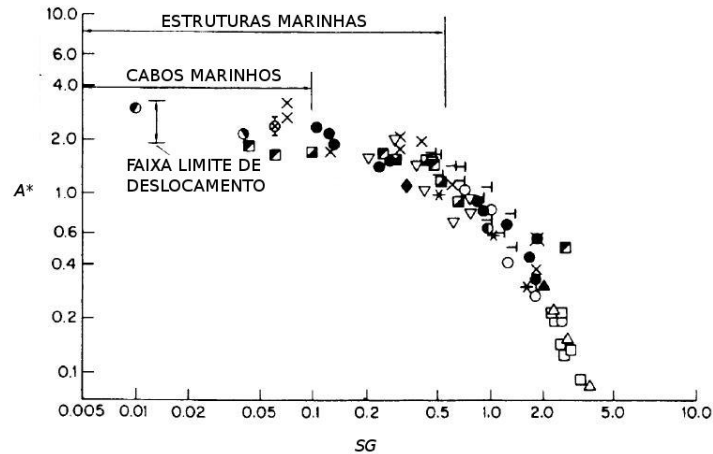
$$S_G = 2\pi^3 S t^2 (m^* \zeta). \quad (11)$$

⁶ VICKERY, B. J.; WATKINS, R. D. Flow-Induced Vibration of Cylindrical Structures. In: FIRST AUSTRALIAN CONFERENCE ON HYDRAULICS AND FLUID MECHANICS, 1962, Crawley. Proceedings... New York: Pergamon Press, 1962. p. 213-241.

⁷ SCRUTON, C. On the wind-excited oscillations of towers, stacks and masts. In: SYMPOSIUM ON WIND EFFECTS ON BUILDINGS AND STRUCTURES, 1965, Teddington Proceedings... London: Her Majesty Stationery Office, 1965. p. 798-836.

A figura 19 ilustra a amplitude máxima obtida (A^*) em função de SG . Williamson e Govardhan (2004) observaram que os eixos do gráfico estão plotados em escala logarítmica, impedindo a visualização do espalhamento dos pontos para SG menores que 0,1.

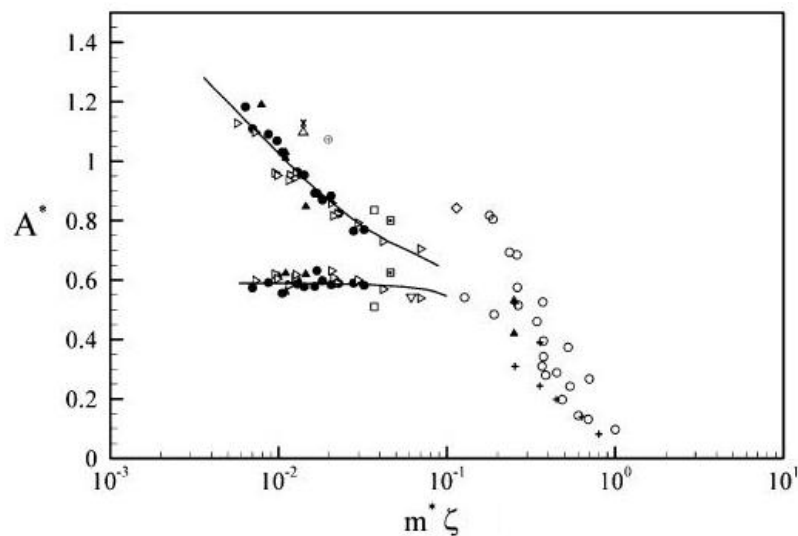
Figura 19 – Amplitude máxima em função do parâmetro de Skop-Griffin



(fonte: adaptado de WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004)

Williamson e Govardhan (2006) estudaram a amplitude máxima obtida no gráfico de Skop-Griffin em função do produto da razão de massa (m^*) pelo fator de amortecimento (ζ). Este estudo revelou a bifurcação dos valores de amplitudes possíveis conforme o produto $m^*\zeta$ tende a zero (figura 20), o que é função do número de Reynolds.

Figura 20 – Amplitude máxima em função de $m^*\zeta$



(fonte: adaptado de WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2006)

4.1.4 Modelo harmônico

Um dos modelos mais simples para a vibração induzida por vórtices em um grau de liberdade consiste no modelo harmônico, o qual não incorpora efeitos não-lineares, apesar de servir para a obtenção de parâmetros adimensionais relevantes ao entendimento do fenômeno (BLEVINS, 1990). Já que o desprendimento de vórtices se aproxima bastante de um processo senoidal, é razoável modelar a força de sustentação como harmônica no tempo com frequência igual à frequência de desprendimento de vórtices:

$$F_L = \frac{1}{2} \rho U^2 D C_L \sin(\omega_s t), \quad (12)$$

Substituindo a equação 12 na equação 7 se obtém:

$$m\ddot{Y} + 2m\zeta\omega_n\dot{Y} + kY = \frac{1}{2} \rho U^2 D C_L \sin(\omega_s t), \quad (13)$$

Resolvendo a equação 13, pode-se calcular a resposta máxima do sistema:

$$Y^* = \frac{\frac{1}{2} \rho U^2 D C_L \sin(\omega_s t + \phi)}{k \sqrt{\left[1 - \left(\frac{\omega_s}{\omega_n}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{2\zeta\omega_s}{\omega_n}\right)^2}}, \quad (14)$$

$$\phi = \arctan \left[\frac{2\zeta\omega_s\omega_n}{\omega_s^2 - \omega_n^2} \right], \quad (15)$$

sendo ϕ o ângulo de fase.

A equação 14 corresponde à resposta do sistema para a força imposta pelo escoamento com ângulo de fase dado pela equação 15. As maiores amplitudes ocorrerão quando $\omega_n = \omega_s$, condição denominada ressonância. Neste caso, a amplitude máxima será dada por:

$$\frac{A_n}{D} = \frac{C_L}{8\pi^2 St^2 Sc'} \quad (16)$$

sendo A_n a amplitude na ressonância.

Modelos foram desenvolvidos para o coeficiente de sustentação em função da amplitude para números de Reynolds no regime subcrítico. No modelo de Blevins e Burton, os dados experimentais de Vickery e Watkins⁸ (1962 apud Blevins, 1990) e Hartlen⁹ et al. (1968 apud Blevins, 1990) foram ajustados a um polinômio do segundo grau para a obtenção de uma equação para o C_L :

$$C_L = a' + b' \left(\frac{A_n}{D} \right) + c' \left(\frac{A_n}{D} \right)^2, \quad (17)$$

sendo a' , b' e c' coeficientes do ajuste de curva, iguais a 0,35, 0,60 e -0,93, respectivamente.

4.2 SISTEMA COM DOIS GRAUS DE LIBERDADE

O fenômeno do *VIV* pode ser estudado com dois graus de liberdade, correspondendo a duas translações nas direções longitudinal (x) e transversal (y). Em aplicações práticas, estruturas cilíndricas possuem geralmente a mesma razão de massa e mesma frequência natural em ambas as direções. Dessa forma, se obtém, além da equação 7 que corresponde ao

⁸ VICKERY, B. J.; WATKINS, R. D. Flow-Induced Vibration of Cylindrical Structures. In: FIRST AUSTRALIAN CONFERENCE ON HYDRAULICS AND FLUID MECHANICS, 1962, Crawley. Proceedings... New York: Pergamon Press, 1962. p. 213-241.

⁹ HARTLEN, R. T.; BAINES, W. D.; CURRIE, I. G. Vortex Excited Oscillations of a Circular Cylinder. Toronto: University of Toronto, 1968. University of Toronto Report n. 6809.

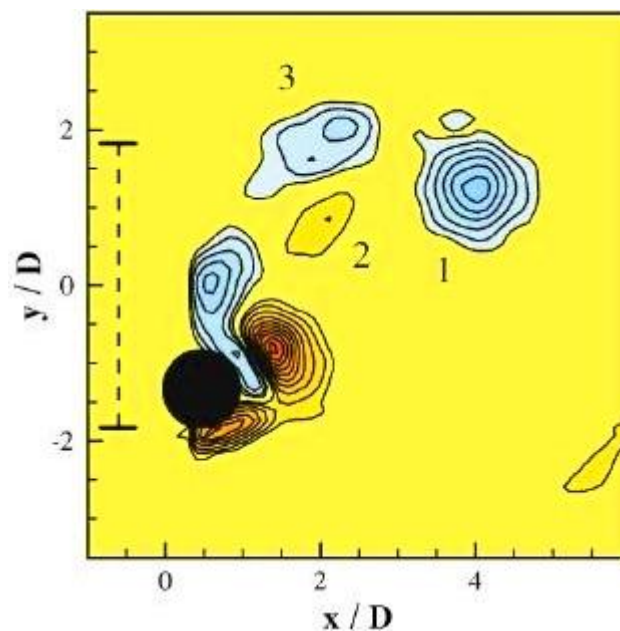
deslocamento na direção y , uma equação para o deslocamento na direção x . As duas equações formam a seguinte equação vetorial na forma adimensional:

$$m^* \begin{bmatrix} \dot{X}^*(t^*) \\ \dot{Y}^*(t^*) \end{bmatrix} + c^* \begin{bmatrix} \dot{X}^*(t^*) \\ \dot{Y}^*(t^*) \end{bmatrix} + k^* \begin{bmatrix} X^*(t^*) \\ Y^*(t^*) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_D(t^*) \\ C_L(t^*) \end{bmatrix}, \quad (18)$$

sendo $X^*(t^*)$ a razão de deslocamento longitudinal.

De acordo com Williamson e Govardhan (2004), a liberdade do sistema de oscilar longitudinalmente ao escoamento afeta pouco a resposta mecânica em relação ao sistema com um grau de liberdade, além das forças atuantes e os modos de desprendimento de vórtices para razões de massa (m^*) acima de 6. Entretanto, há mudanças significativas na interação fluido-estrutura quando as razões de massa se situam abaixo de 6, de forma que surge um novo ramo de resposta do sistema. Para estas condições, foi identificado um modo de desprendimento de vórtices definido como “2T”, correspondendo a um trio de vórtices formado a cada meio ciclo (figura 21).

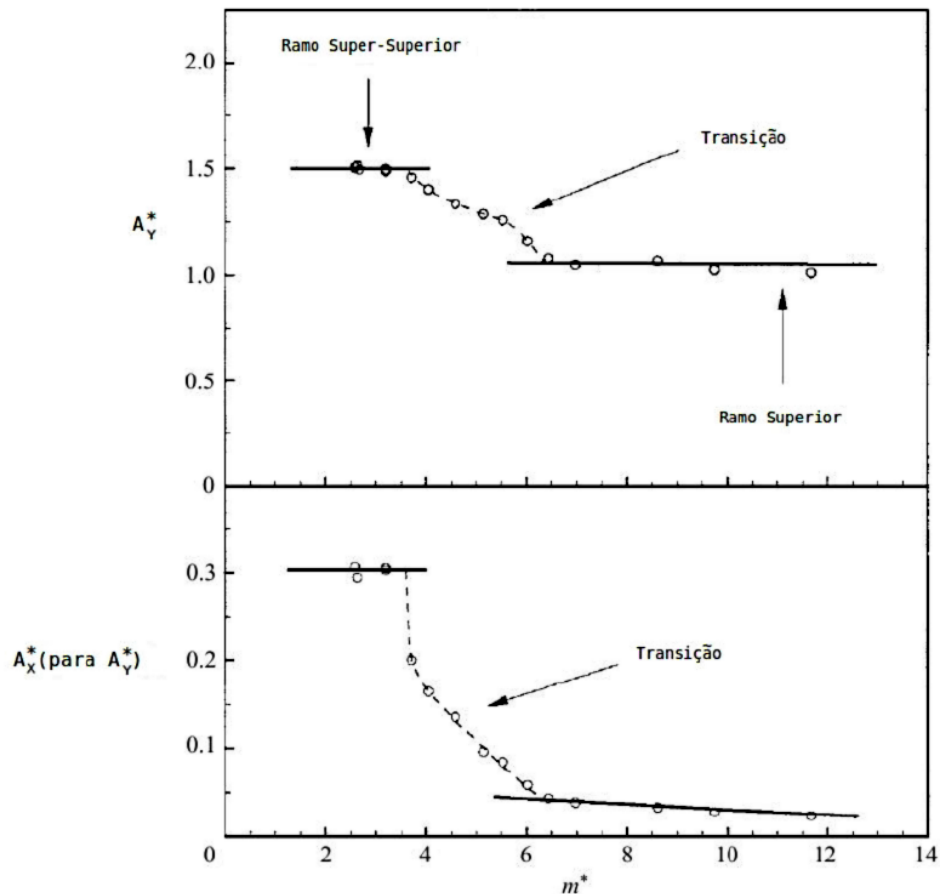
Figura 21 – Modo “2T” de desprendimento de vórtices



(fonte: adaptado de WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004)

Nos experimentos de Stappenbelt e Lalij¹⁰ (2008 apud PINTO, 2012) foram utilizados os parâmetros de razão de massa variando de 2,36 a 12,96 e fator de amortecimento crítico $\zeta = 0,006$. Se observou uma convergência entre os resultados dos experimentos com um e dois graus de liberdade a partir da razão de massa em torno de 12,96. Este resultado se mostra diferente do trabalho de Jauvtis e Williamson¹¹ (2004 apud PINTO, 2012), que observaram a transição entre os ramos superior e supersuperior na faixa de m^* entre 4 e 6 (figura 22). Os autores sugerem que a razão de massa não é o único parâmetro que governa a transição entre os modos, sendo necessário a introdução do parâmetro massa-amortecimento $m^*\zeta$.

Figura 22 – Transição entre os ramos superior e supersuperior



(fonte: PINTO, 2012)

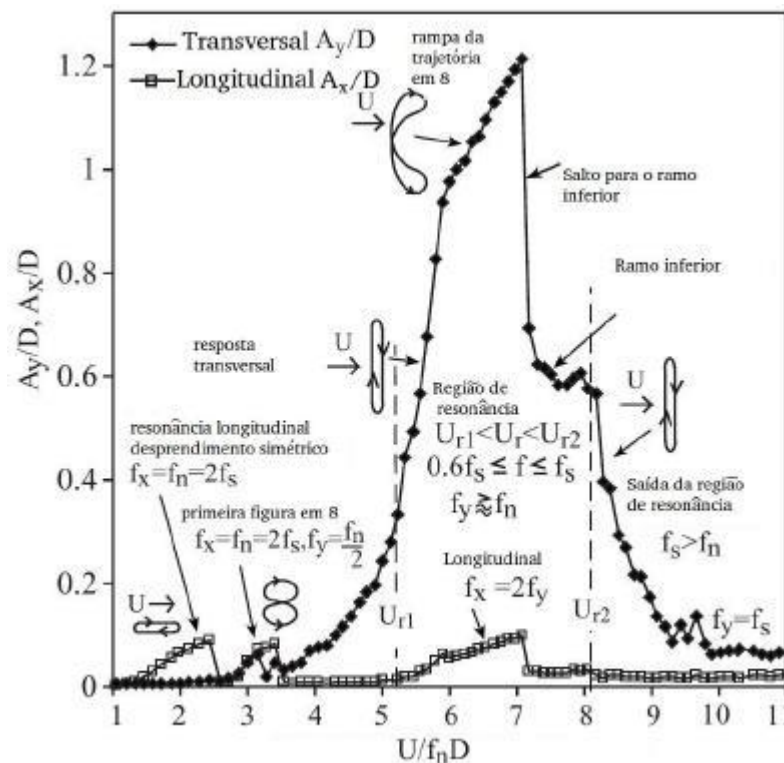
¹⁰ STAPPENBELT, B.; LALIJ, F. Vortex-induced vibration super-upper response branch boundaries. **International Journal of Offshore and Polar Engineering**, v. 509, p. 23-62, 2008.

¹¹ JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C. H. K. The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 509, p. 23-62, 2004.

Blevins e Coughram¹² (2009 apud PINTO, 2012) realizaram uma série de experimentos com o cilindro elasticamente montado com dois graus de liberdade, variando os parâmetros de massa, amortecimento e número de Reynolds. Foram identificadas as diferentes trajetórias percorridas pelo cilindro em função da velocidade reduzida (figura 23), obtendo-se a seguinte relação que define os limites da região de sincronização (U_{r1} a U_{r2}) :

$$\frac{U_{r2}}{U_{r1}} = 0,25 + \sqrt{\frac{m^*}{m^* - 1,4}} \quad (19)$$

Figura 23 – Trajetórias percorridas pelo cilindro em vibração induzida por vórtices com dois graus de liberdade



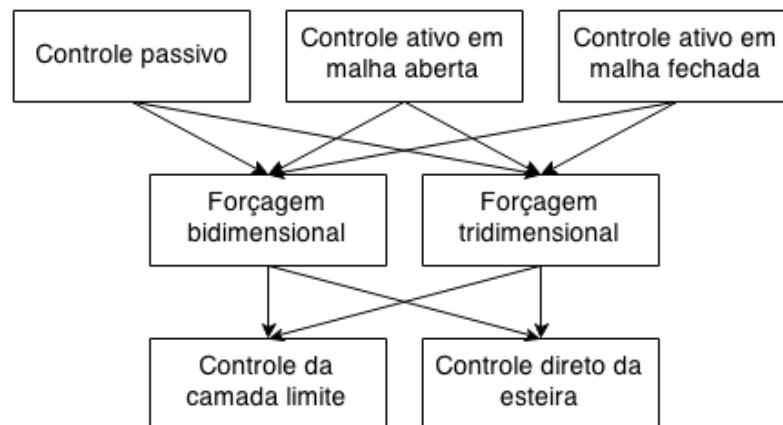
(fonte: PINTO, 2012)

¹² BLEVINS, R. D.; COUGHRAM, C. S. Experimental investigation of vortex-induced vibration in one and two dimensions with variable mass, damping and Reynolds number. **Journal of Fluids Engineering**, v. 131, p. 1-7, 2009.

5 CONTROLE DO ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDROS

O desprendimento de vórtices, que ocorre para uma faixa de números de Reynolds, pode causar diversos fenômenos em uma estrutura, tais como vibrações, ruído acústico e ressonância e aumento significativo no arrasto. Dessa forma, o controle da esteira é de grande importância em engenharia. CHOI et al. (2008) propõe uma classificação para os métodos de controle. Os métodos de controle passivo atuam, geralmente, modificando a geometria do obstáculo, enquanto que os métodos de controle ativo buscam atuar no meio fluido diretamente (figura 24).

Figura 24 – Classificação dos métodos de controle



(fonte: adaptado de CHOI et al., 2008)

Fundamentalmente, a amplitude de oscilação de uma estrutura pode ser controlada através de parâmetros do escoamento e parâmetros geométricos, assim como o amortecimento e a orientação da estrutura em relação ao escoamento. No entanto, existem situações na engenharia em que a modificação de um destes fatores é inviável, surgindo a necessidade de outros meios para conter as vibrações induzidas pelo escoamento dentro de limites seguros. Um destes meios é a adição de dispositivos de controle passivo (KUMAR et al., 2008).

5.1 MÉTODOS DE CONTROLE EM VIV

Segundo Blevins (1990), o controle das vibrações induzidas por vórtices pode ser realizado por meio de diversos mecanismos: aumento do amortecimento, supressão da ressonância,

adoção de seção transversal aerodinâmica e introdução de dispositivos adicionais. Estes mecanismos atuam sobre a camada limite da estrutura ou diretamente na esteira de vórtices.

5.1.1 Aumento do amortecimento

A introdução de materiais que possuem elevado amortecimento interno tais como os materiais visco-elásticos (madeira e borracha), inseridos entre os membros da estrutura seria uma medida eficaz contra o *VIV*. Se o número de Scruton (equação 10) for mantido acima de 64, as amplitudes, na ressonância, podem ser significativamente reduzidas para cerca de 1% do comprimento característico da estrutura (D).

5.1.2 Supressão da ressonância

Falhas estruturais devido a vibrações excessivas usualmente ocorrem em condições de ressonância quando a frequência natural de vibração coincide com a frequência externa, ocasionando grandes amplitudes e falha por fadiga ou ruptura. Isto pode ser evitado mantendo a velocidade reduzida (U_R) abaixo de 1 através do aumento da rigidez (k).

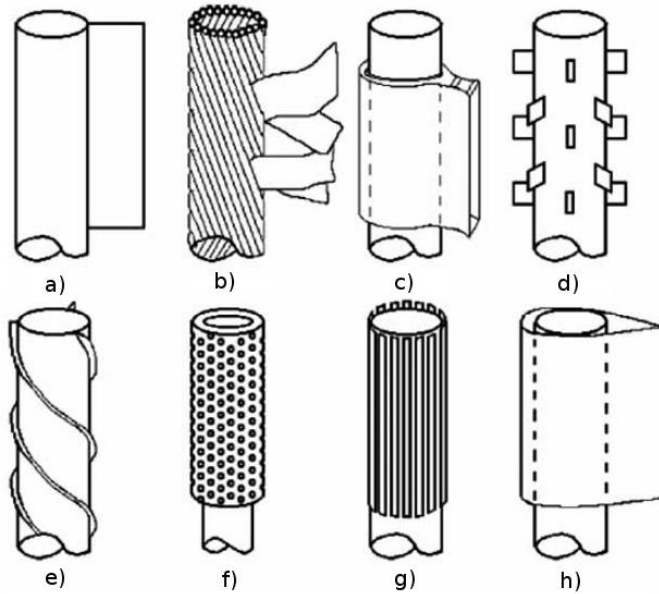
5.1.3 Seção transversal aerodinâmica

A formação de vórtices e o seu desprendimento dando origem a flutuações de pressão é a causa primária para a ocorrência da vibração induzida por vórtices em estruturas rombudas. Sendo assim, o aumento da aerodinamicidade ou hidrodinamicidade é uma outra opção para o controle do escoamento, de forma a impedir a separação, minimizando o arrasto. Algumas estruturas deste tipo incluem aerofólios, por exemplo o modelo NACA0018.

5.1.4 Introdução de dispositivos (controle passivo)

Basicamente, estes dispositivos afetam adversamente o desenvolvimento da camada cisalhante, interrompendo a formação de vórtices e seu desprendimento. Soluções deste tipo incluem: placas separadoras (figura 25a), rédeas (figura 25b), palhetas (figura 25d), ranhuras helicoidais (figura 25e), malhas perfuradas (figura 25f), carenagem hidrodinâmica (figura 25h), entre outros. Na classificação de Choi et al. (2008), estes dispositivos constituem um método de controle passivo.

Figura 25 – Dispositivos de controle passivo

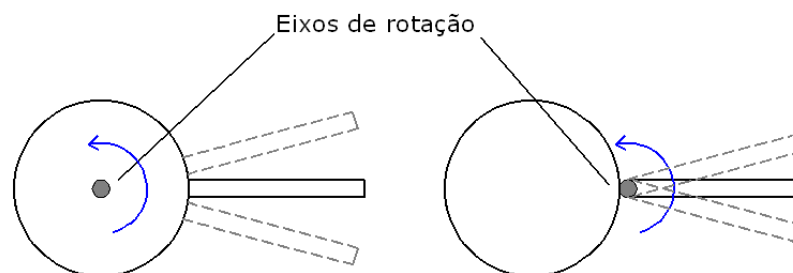


(fonte: KUMAR et al., 2008, adaptado de BLEVINS, 1990)

5.2 CONTROLE PASSIVO COM PLACA SEPARADORA

A placa separadora (*splitter-plate*) tem sido um dos dispositivos mais bem sucedidos em controlar o desprendimento de vórtices na esteira do cilindro (KWON; CHOI, 1996), além de ter sido o foco de diversos estudos atuais, tanto nas áreas experimental como numérica. A placa, com espessura (e) de cerca de uma ordem de grandeza menor que o diâmetro do cilindro, é posicionada a jusante do cilindro e pode ser fixa, de rotação livre ou forçada (figura 26). Além do cilindro, verificou-se que a placa é eficaz também para outros tipos de corpos rombudos, tais como cilindros elípticos e retangulares (NAKAMURA, 1996).

Figura 26 – Localização dos eixos de rotação para cilindros com placas



(fonte: elaborado pelo autor)

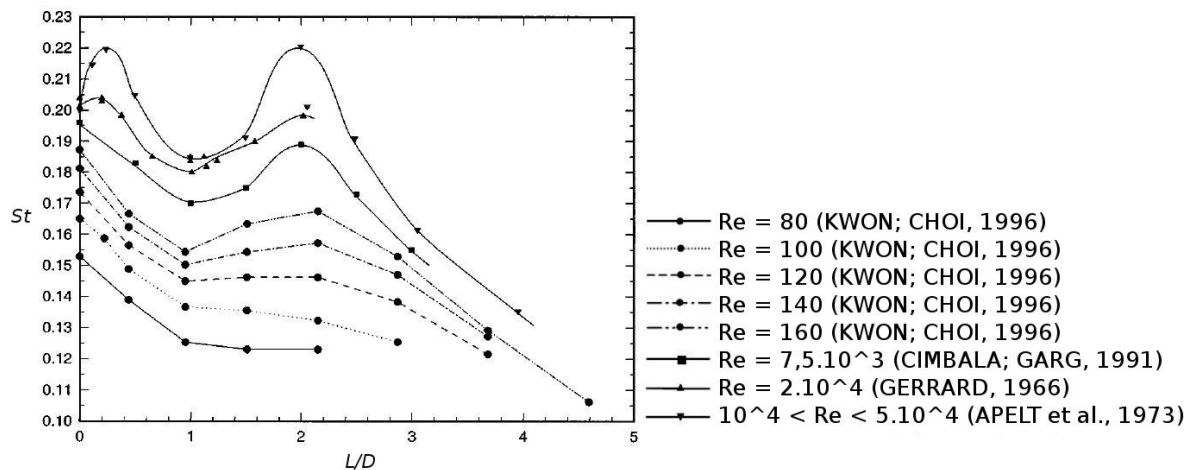
5.2.1 Escoamento em torno de cilindro com placa fixos

Quando o comprimento da placa adimensional (L/D) é 1, verifica-se que o número de Strouhal (St) e o coeficiente de arrasto (C_D) decrescem. Experimentos conduzidos por Roshko¹³ (1954 apud RIBEIRO, 2002), para $Re = 14500$, mostraram que a inclusão de uma placa de até $L/D = 5$ era eficiente em cessar o desprendimento, além de diminuir o módulo do coeficiente de pressão na linha central da esteira do cilindro.

Gerrard¹⁴ (1966 apud SUDHAKAR; VENGADESAN, 2012) investigou a frequência de desprendimento de vórtices em um cilindro com comprimentos de placa até $L/D = 2$. Verificou-se que o St decrescia à medida que o comprimento da placa aumentava, sendo que o mínimo St era observado quando $L/D \cong 1$. Aumento consecutivo no comprimento resultava no aumento do St (figura 27).

Na pesquisa de Apelt¹⁵ et al. (1973 apud SUDHAKAR; VENGADESAN, 2012), para Re entre 10^4 e 5.10^4 , foi observado que o arrasto no cilindro foi reduzido pela estabilização dos pontos de separação da camada limite, estreitando a esteira de vórtices. A placa aumentou a pressão na base do cilindro em torno de 50% e diminuiu o número de Strouhal (figura 27).

Figura 27 – Variação do número de Strouhal em função do comprimento de placa



(fonte: adaptado de KWON; CHOI, 1996)

¹³ ROSHKO, A. **On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies**. Washington: National Committee for Aeronautics (NACA), 1954. Technical Note n. 3169.

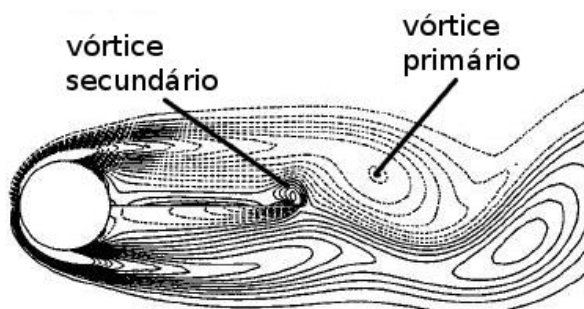
¹⁴ GERRARD, J. H. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 25, p. 25-401, 1966.

¹⁵ APELT, C. J.; WEST, G. S.; SZEWCZYK, A. A. The effects of wake splitter plates on the flow past a circular cylinder in the range $10^4 < Re < 5.10^4$. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 61, p. 187-198, 1973.

Experimentos na faixa de Re entre 140 e 1600 foram conduzidos no trabalho de Unal e Rockwell^{16,17} (1988 apud SUDHAKAR; VENGADESAN, 2012). Os padrões de escoamento estudados foram divididos em duas regiões: regime de formação de pré-vórtices e regime de formação de pós-vórtices, caracterizados, respectivamente, pela ausência e presença de vórtices de grande escala a jusante do cilindro. As forças de pressão não-permanentes atuantes na placa mudavam drasticamente entre um regime e outro.

Em um estudo de simulação numérica direta (*DNS – Direct Numerical Simulation*) bidimensional para um cilindro fixo com placa, Kwon e Choi (1996) mostraram que, para Re menor que 100, o St decrescia continuamente conforme L/D crescia. Para Re maior que 120, o St atingia um máximo local quando L/D era igual a 2 e decrescia quando L/D era novamente aumentado (figura 27). A interação entre o vórtice secundário formado na ponta da placa e o vórtice primário do cilindro eram responsáveis pelo aumento do St para Re maior que 120, sendo que vórtices secundários não se formaram sobre a placa para Re menor que 100 (figura 28). A força de arrasto sobre o cilindro foi reduzida conforme a placa era aumentada, até atingir um valor aproximadamente constante.

Figura 28 – Vórtices em um cilindro com placa para $Re = 160$ e $L/D = 2$



(fonte: adaptado de KWON; CHOI, 1996)

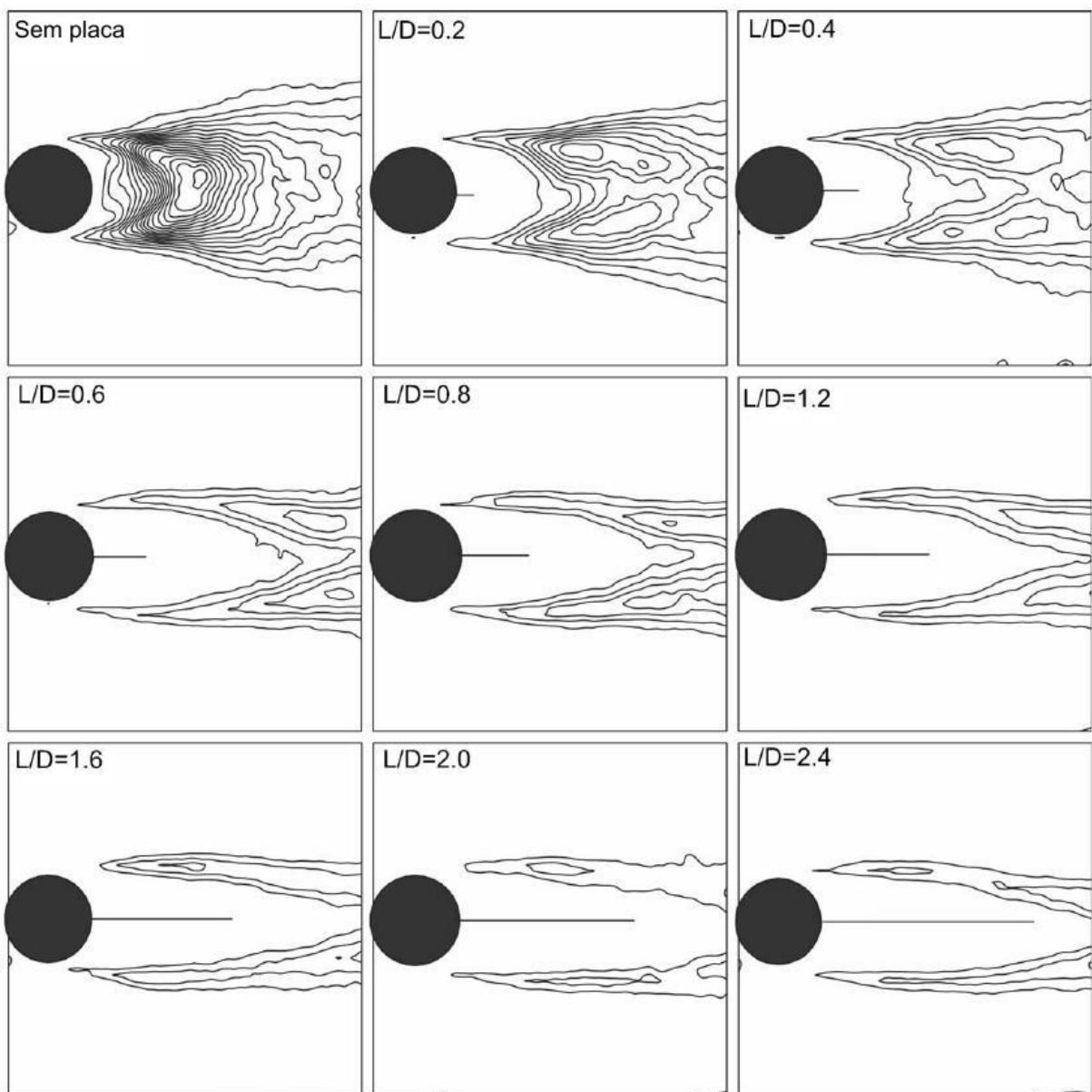
No trabalho de Ribeiro et al. (2004) foram realizadas *DNS* do cilindro com placa nos regimes laminar e transição. Para $Re = 300$, mostrou-se que para comprimentos de placa de até 10 o desprendimento de vórtices não era suprimido. A partir de $L/D = 6$ observou-se que os vórtices formados no cilindro passavam a desprender-se sobre a placa.

¹⁶ UNAL, M. F.; ROCKWELL, D. On vortex formation from a cylinder. Part 1: The initial instability. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 190, p. 491-512, 1988.

¹⁷ UNAL, M. F.; ROCKWELL, D. On vortex formation from a cylinder. Part 2: Control by splitter-plate interference. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 190, p. 513-529, 1988.

As características da esteira de vórtices de um cilindro circular com placas a jusante foi investigado experimentalmente através de *PIV* no trabalho de Akilli et al. (2008), onde o comprimento da placa foi variado de 0,2 até 2,4 e o número de Reynolds estudado foi 6300. O aumento do comprimento de placa resultou no decréscimo da frequência de desprendimento de vórtices para comprimentos de até 0,6. As estatísticas turbulentas do escoamento tais como energia cinética turbulenta e tensões de Reynolds sofreram grandes mudanças com a presença da placa (figura 29).

Figura 29 – Isolinhas de energia cinética turbulenta para um cilindro com placa



(fonte: adaptado de AKILLI et al., 2008)

5.2.2 Escoamento em torno de cilindro com placa em movimento

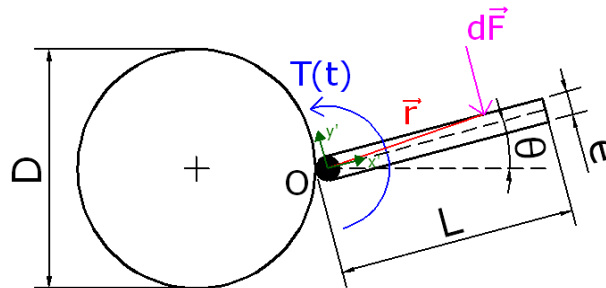
5.2.2.1 Escoamento em torno de cilindro com placa em oscilação livre

O movimento da placa articulada (figura 30), em oscilação induzida pelo escoamento, pode ser modelado por uma equação de vibração torsional forçada amortecida. Segundo Groehs (2001) e Rao (2011) esta equação é dada por:

$$I\ddot{\theta}(t) + c_{\theta}\dot{\theta}(t) + k_{\theta}\theta(t) = T(t), \quad (20)$$

sendo θ o ângulo de rotação da placa, I o momento de inércia da placa em relação ao eixo de rotação, c_{θ} o amortecimento torsional da placa, k_{θ} rigidez torsional da placa e $T(t)$ o torque (momento) atuante na placa, devido ao escoamento.

Figura 30 – Torque produzido na placa



(fonte: elaborado pelo autor)

O torque total atuante no ponto O de articulação da placa é calculado através da soma de todos os torques produzidos pelas forças de pressão e de viscosidade atuantes na superfície placa. Sendo o diferencial de força $dF_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu S_{ij}$, obtém-se as seguintes expressões para o torque por unidade de comprimento da estrutura:

$$\vec{T}_O = \vec{T}_1 + \vec{T}_2 + \vec{T}_3 \quad (21)$$

$$\vec{T}_1 = \left| \int_0^L \vec{r}_0 \times d\vec{F} dx' \right|_{y'=+e/2} \quad (22)$$

$$\vec{T}_2 = \left| \int_0^L \vec{r}_0 \times d\vec{F} dx' \right|_{y'=-e/2} \quad (23)$$

$$\vec{T}_3 = \left| \int_{-e/2}^{+e/2} \vec{r}_0 \times d\vec{F} dy' \right|_{x'=L} \quad (24)$$

sendo (x', y') coordenadas cartesianas solidárias à placa, \vec{r}_0 o vetor de posição da força em relação ao ponto O e \vec{T}_0 o torque em relação ao ponto O.

A equação 20 pode ser adimensionalizada utilizando as variáveis do escoamento (U , ρ e D), de forma a se obterem os adimensionais conforme o quadro 3.

Quadro 3 – Grupos adimensionais para a placa em oscilação

| PARÂMETRO | SÍMBOLO | EQUAÇÃO |
|----------------------------------|--------------|---|
| Razão de momento de inércia | I^* | $I^* = \frac{I}{\frac{1}{2}\rho D^4}$ |
| Razão de amortecimento torsional | c_θ^* | $c_\theta^* = \frac{c_\theta}{\frac{1}{2}\rho U D^3}$ |
| Razão de rigidez torsional | k_θ^* | $k_\theta^* = \frac{k_\theta}{\frac{1}{2}\rho U^2 D^2}$ |
| Coefficiente de momento (torque) | C_T | $C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho U^2 D^2}$ |

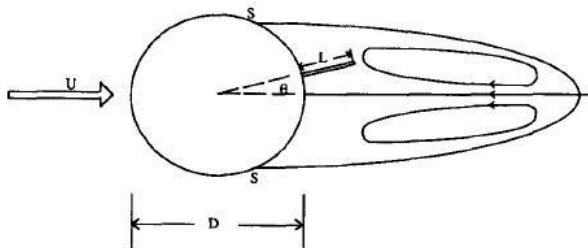
(fonte: elaborado pelo autor)

A equação adimensional da rotação da placa será dada pela seguinte expressão:

$$I^*\ddot{\theta}(t^*) + c_\theta^*\dot{\theta}(t) + k_\theta^*\theta(t) = C_T(t^*). \quad (25)$$

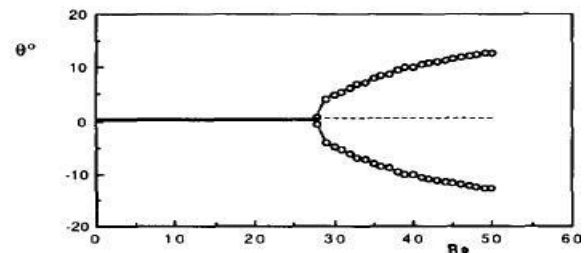
Através de simulações bidimensionais para $Re < 50$, Xu et al. (1990) investigaram o escoamento em torno de cilindro com placa livre para rotação em torno do centro de massa do cilindro (figura 31). A partir de um Re crítico, ocorria a bifurcação da posição de equilíbrio que a placa rotacionava, dependente de L/D (figura 32).

Figura 31 – Configuração cilindro-placa estudada no trabalho de Xu et al. (1990)



(fonte: XU et al., 1990)

Figura 32 – Bifurcação da posição de equilíbrio em função de Re



(fonte: XU et al., 1990)

Cimbala e Garg (1991) estudaram a influência da placa em um cilindro fixo com rotação livre no regime subcrítico e, em seus experimentos, se observou que para $L/D < 5$, não ocorria o alinhamento da placa com o escoamento. O comprimento de formação da esteira e a frequência do desprendimento de vórtices era completamente distinto entre um cilindro com rotação livre e o cilindro fixo para L/D menor que 2, se comportando da mesma forma para comprimentos maiores. De forma semelhante ao trabalho de Xu et al. (1990), a placa rotacionava, com igual probabilidade, para um dos lados do cilindro.

No trabalho experimental de Shukla et al. (2009) se estudou o efeito de uma placa articulada sobre a esteira de um cilindro circular, situada na base a jusante do cilindro. Os experimentos mostraram que as oscilações da placa crescem com o número de Reynolds, atingindo uma amplitude de saturação para Re maior que 4000 (figura 33). Para o caso da placa articulada, foi observado que o comprimento da placa influencia nas características e magnitude das oscilações. Para pequenos comprimentos de placa (L/D menor que 3) as oscilações são

aproximadamente periódicas com amplitudes da ponta da placa da ordem de $0,45D$, praticamente independentes de L/D . Para L/D maior que 4, as oscilações se tornam não-periódicas com amplitudes menores. Essa mudança foi atribuída à dessincronização dos vórtices da esteira com o movimento da placa.

Figura 33 – Imagem de superexposição, obtida através de vídeo, mostrando a amplitude das vibrações da placa ($L/D = 3$ e $Re = 7000$)



(fonte: SHUKLA et al., 2009)

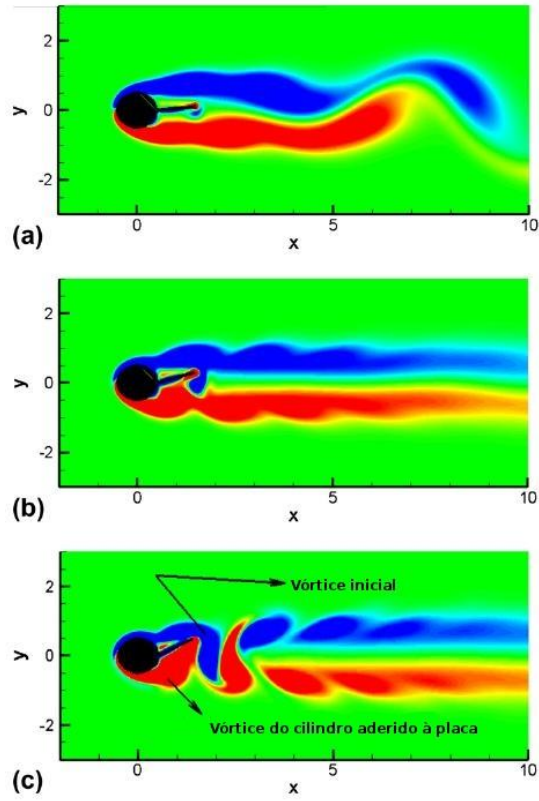
O escoamento em torno do cilindro com placa, para números de Reynolds na faixa do regime subcrítico submetido a um grau de liberdade na direção transversal, foi estudado no trabalho experimental de Stappenbelt (2010). Identificou-se uma resposta do sistema do tipo galopeamento (*galloping*) para L/D menores que 0,5, ocorrendo amplitudes maiores de vibração em relação ao caso do cilindro sem a placa. Para L/D entre 2,8 e 4, não foram identificadas vibrações do tipo galopeamento ou induzida por vórtices.

Mantendo fixos o número de Reynolds ($Re = 150$), a razão de massa ($m^* = 2$), o fator de amortecimento ($\zeta = 0$) e o comprimento adimensional de placa ($L/D = 0,5$), Wu et al. (2014) variaram a velocidade reduzidas (U_R) do sistema, submetido a vibração induzida por vórtices na direção transversal ao escoamento. A placa, livre para rotacionar, foi eficaz em diminuir a vibração induzida por vórtices, além de reduzir o arrasto e flutuações do coeficiente de sustentação.

5.2.2.2 Escoamento em torno de cilindro com placa em oscilação forçada

Sudhakar e Vengadesan (2012), para $Re = 100$, estudaram o cilindro com a placa submetida a oscilação forçada através de *DNS*. Foram observados três padrões de desprendimentos de vórtices, para diferentes amplitudes e frequências, classificados em desprendimento normal (figura 34a), cadeia de vórtices (figura 34b) e desprendimento pela placa (figura 34c). Mostrou-se também que o desprendimento pode ser suprimido para $L/D = 1$, dadas determinadas condições de vibração forçada.

Figura 34 – Padrões de desprendimento de vórtices para placa em oscilação forçada



(fonte: adaptado de SUDHAKAR; VENGADESAN, 2012)

6 METODOLOGIA NUMÉRICA

Os estudos em Mecânica dos Fluidos se dividem em três grupos: estudos analíticos, estudos por simulação física e estudos por simulação numérica. Entre estes últimos são utilizadas as seguintes técnicas de modelagem do escoamento: DNS (Simulação Numérica Direta – *Direct Numerical Simulation*), RANS (equações de Navier-Stokes em médias de Reynolds – *Reynolds-Averaged Navier-stokes*), URANS (equações de Navier-Stokes em médias de Reynolds não-permanentes – *Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*), LES (Simulação de Grandes Escalas – *Large Eddy Simulation*), entre outras. Entre os diversos esquemas numéricos utilizados, pode-se citar: método das diferenças finitas, método dos volumes finitos, método dos elementos finitos, métodos espectrais, entre outros.

Neste trabalho o método de modelagem utilizado é o da simulação numérica direta (DNS – *Direct Numerical Simulation*) bidimensional. A DNS resolve as equações de Navier-Stokes para todas as escalas do escoamento sem que se adicionem equações de fechamento. Porém, resulta em um alto custo de computacional já que o número de graus de liberdade é função do número de Reynolds. Segundo Silvestrini¹⁸ (2003 apud PINTO, 2012), na DNS de um escoamento turbulento tridimensional são necessários um número de $(N_x N_y N_z)$ graus de liberdade, o que limita a aplicação a números de Reynolds da ordem de:

$$Re_\ell \sim (N_x N_y N_z)^{\frac{4}{9}}, \quad (26)$$

sendo N_x o número de graus de liberdade na direção x , N_y o número de graus de liberdade na direção y , N_z o número de graus de liberdade na direção z e Re_ℓ o número de Reynolds baseado na escala integral ℓ (escala das maiores estruturas).

¹⁸ SILVESTRINI, J. H. Simulação numérica direta e de grandes escalas de escoamentos transicionais e turbulentos. In: ABCM (Org.). **Turbulência**. Uberlândia: ABCM, 2003. p. 1-81.

6.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES

No presente trabalho, as equações de conservação da quantidade de movimento e da conservação da massa (equação da continuidade) para um fluido incompressível (equações de Navier-Stokes) foram utilizadas na sua forma adimensional, baseada nos parâmetros dimensionais U (velocidade), D (diâmetro do cilindro), ρ (massa específica) e μ (viscosidade dinâmica), em um sistema cartesiano de referência. Elas estão dadas, respectivamente, por:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} [\vec{v}(\vec{u} \otimes \vec{u}) + (\vec{u} \cdot \vec{v})\vec{u}] = -\vec{v}\Pi + \frac{1}{Re} \vec{v}^2 \vec{u} + \vec{f} \quad (27)$$

$$\vec{v} \cdot \vec{u} = 0 \quad (28)$$

sendo \vec{u} o vetor velocidade na forma adimensional, Π a pressão modificada e \vec{f} a força externa causada pelo obstáculo.

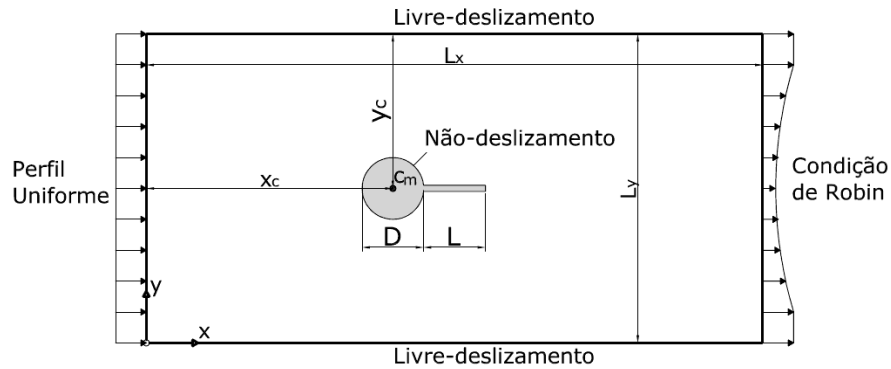
Segundo Kravchenko e Moin¹⁹ (1997 apud FERREIRA, 2014), o termo convectivo, escrito na forma anti-simétrica, permite reduzir os erros de dobramento (*aliasing*), presentes quando os termos não-lineares são calculados numericamente no espaço físico.

6.2 CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

Para a simulação numérica do escoamento foi considerado um domínio retangular em uma malha cartesiana com dimensões L_x e L_y (figura 35). A localização do obstáculo (composto por um cilindro de diâmetro D e uma placa de comprimento L) no domínio é dada pelas coordenadas (x_c, y_c) , correspondentes ao centro de massa geométrico do cilindro. As condições iniciais utilizadas nas simulações foram campo de velocidades e de pressão nulos em toda a extensão do domínio.

¹⁹ KRAVCHENKO, A. G.; MOIN, P. On the effect of numerical errors in Large Eddy Simulations of turbulent flows. **Journal of Computational Physics**, v. 131, p. 310-322, 1997.

Figura 35 – Parâmetros das simulações, condições de contorno e domínio de cálculo



(fonte: elaborado pelo autor)

Na região de entrada ($[0, 0]$ a $[0, L_y]$) é utilizado um perfil uniforme de velocidades:

$$\vec{u} = (1, 0). \quad (29)$$

Para $[0, 0]$ a $[L_x, 0]$ e $[0, L_y]$ a $[L_x, L_y]$ é aplicada a condição de livre deslizamento (*free-slip*):

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0, v = 0. \quad (30)$$

No obstáculo imerso é utilizada a condição de não-deslizamento (*no-slip*), dada por:

$$u = 0, v = 0. \quad (31)$$

Na região de saída ($[L_x, 0]$ a $[L_x, L_y]$) é utilizada uma equação de convecção simplificada, denominada condição de Robin, que assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + U_c \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} = 0, \quad (32)$$

sendo U_c a velocidade média do penúltimo perfil de velocidades na malha. As condições de contorno utilizadas no presente trabalho constam resumidas no quadro 4.

Quadro 4 – Condições de contorno utilizadas no presente trabalho

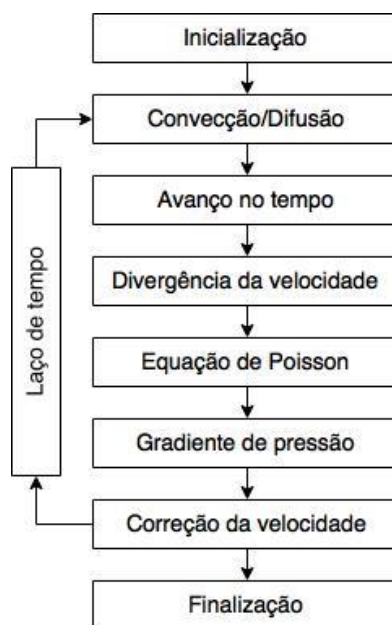
| Região do domínio | Condição de Contorno | Equação |
|----------------------------|---|---|
| Entrada | Perfil uniforme de velocidades | $\vec{u} = (1, 0)$ |
| Fronteiras Laterais | Livre deslizamento (<i>free-slip</i>) | $\frac{\partial u}{\partial y} = 0, v = 0$ |
| Obstáculo | Não-deslizamento (<i>no-slip</i>) | $u = 0, v = 0$ |
| Saída | Condição de Robin | $\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + U_c \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} = 0$ |

(fonte: elaborado pelo autor)

6.3 ESQUEMA NUMÉRICO

As equações 27 e 28 foram resolvidas numericamente utilizando o código Incompact3d (LAIZET; LAMBALLAIS, 2009), escrito em linguagem FORTRAN 90/95. Seu algoritmo geral de cálculo está esquematizado e resumido na figura 36.

Figura 36 – Algoritmo de cálculo do software Incompact3D



(fonte: adaptado de LAIZET; LI, 2010)

Para a discretização espacial, utiliza-se um esquema de diferenças finitas centradas compactas de sexta ordem e, para a discretização temporal, um esquema de Adams-Bashforth de segunda ordem. Para o tratamento da condição de incompressibilidade, um método de passo fracional requer a solução de uma equação de Poisson para a pressão. Essa equação é resolvida no espaço espectral através do uso da Transformada Rápida de Fourier (FFT). O cilindro e a placa foram gerados na malha através do método das fronteiras imersas, conforme descrito por Lamballais e Silvestrini (2002).

6.3.1 Discretização temporal

O avanço temporal das equações de conservação (equações 27 e 28) é realizado através de um esquema de Adams-Bashforth de segunda ordem. Inicialmente, é calculado o termo convectivo-difusivo da equação 27 para um tempo t_k :

$$\vec{F}^k = -\frac{1}{2} [\vec{\nabla}(\vec{u}^k \otimes \vec{u}^k) + (\vec{u}^k \cdot \vec{\nabla})\vec{u}^k] + \frac{1}{Re} \vec{\nabla}^2 \vec{u}^k, \quad (33)$$

sendo \vec{F}^k o termo convectivo-difusivo no tempo t_k e \vec{u}^k a velocidade no tempo t_k .

Posteriormente, é calculada a primeira velocidade intermediária \vec{u}^* :

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^k}{\Delta t} = a_1 \vec{F}^k + b_1 \vec{F}^{k-1} - c_1 \vec{\nabla} \Pi^k + c_1 \vec{f}^{k+1}, \quad (34)$$

sendo \vec{u}^* a velocidade intermediária, Π^k a pressão modificada no tempo t_k , Δt o passo de tempo, \vec{f}^{k+1} a força do obstáculo imerso no tempo t_{k+1} e a_1 , b_1 e c_1 coeficientes do esquema Adams-Bashforth.

No esquema Adams-Bashforth de segunda ordem o passo de tempo não é subdividido e os parâmetros assumem os valores $a_1 = 3/2$, $b_1 = -1/2$ com $c_1 = a_1 + b_1$.

Obtida a velocidade intermediária \vec{u}^* pela equação 34, o próximo passo é a correção do campo de velocidade \vec{u}^{k+1} pelo gradiente de pressão:

$$\frac{\vec{u}^{k+1} - \vec{u}^*}{\Delta t} = -c_1 \vec{\nabla} \Pi^{k+1}. \quad (35)$$

Aplicando o divergente na equação 35 e considerando a condição de incompressibilidade (equação 28), obtém-se a equação de Poisson para a solução do campo de pressões:

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^*}{c_1 \Delta t}. \quad (36)$$

6.3.2 Discretização espacial

A discretização espacial do termo convectivo-difusivo é feita utilizando um esquema de diferenças finitas centradas, compacto, proposto por Lele²⁰ (1992, apud FERREIRA, 2014). Os esquemas compactos são esquemas implícitos, que relacionam o valor da derivada em um ponto ao valor da derivada em pontos vizinhos.

6.3.2.1 Derivada primeira

Dado uma distribuição de pontos sobre uma malha cartesiana, igualmente espaçados, existe uma relação entre a variável independente x_i e o valor de uma função $\xi_i = \xi(x_i)$ no nó i :

$$\alpha_{1,6} \xi'_{i-1} + \xi'_i + \alpha_{1,6} \xi'_{i+1} = a_{1,6} \frac{\xi_{i+1} - \xi_{i-1}}{2h} + b_{1,6} \frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-2}}{4h} + c_{1,6} \frac{\xi_{i+3} - \xi_{i-3}}{6h}, \quad (37)$$

²⁰ LELE, S. K. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. **Journal of Computational Physics**, v. 103, p. 16-42, 1992.

sendo $\alpha_{1,6}$, $a_{1,6}$, $b_{1,6}$, $c_{1,6}$ coeficientes da discretização para a primeira derivada, ξ_i o valor da função no ponto i da malha, ξ'_i a derivada da função no ponto i da malha e h a distância entre dois pontos da malha.

Para a obtenção da primeira derivada, foi utilizado um esquema numérico tridiagonal de sexta ordem de precisão, conforme consta no quadro 5.

Quadro 5 – Esquemas numéricos para a primeira derivada

| Região do domínio | Equação |
|---|---|
| Pontos centrais | $\alpha_{1,6}\xi'_{i-1} + \xi'_i + \alpha_{1,6}\xi'_{i+1} = a_{1,6}\frac{\xi_{i+1} - \xi_{i-1}}{2h} + b_{1,6}\frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-2}}{4h}$ |
| Fronteiras ($i = 1$ e $i = N$) | $\xi'_1 + \alpha_{1,3}\xi'_2 = \frac{a_{1,3}\xi_1 + b_{1,3}\xi_2 + c_{1,3}\xi_3}{h}$ $\xi'_N + \alpha_{1,3}\xi'_{N-1} = -\frac{a_{1,3}\xi_N + b_{1,3}\xi_{N-1} + c_{1,3}\xi_{N-2}}{h}$ |
| Pontos vizinhos aos contornos ($i = 2$ e $i = N - 1$) | $\alpha_{1,4}\xi'_1 + \xi'_2 + \alpha_{1,4}\xi'_3 = a_{1,4}\frac{\xi_3 - \xi_1}{2h}$ $\alpha_{1,4}\xi'_{N-2} + \xi'_{N-1} + \alpha_{1,4}\xi'_N = a_{1,4}\frac{\xi_N - \xi_{N-2}}{2h}$ |

(fonte: FERREIRA, 2014)

Na fronteira do domínio ($i = 1$ e $i = N$) foi utilizado um esquema de terceira ordem descentrado e nos pontos vizinhos aos contornos ($i = 2$ e $i = N - 1$) um esquema centrado de quarta ordem. Os coeficientes utilizados para a aproximação da primeira derivada encontram-se no quadro 6.

Quadro 6 – Valores dos coeficientes para a aproximação da primeira derivada

| Ordem da 1ª derivada | $\alpha_{1,k}$ | $a_{1,k}$ | $b_{1,k}$ | $c_{1,k}$ |
|----------------------|----------------|-----------|-----------|-----------|
| 3ª ordem ($k = 3$) | 2 | -5/2 | 2 | 1/2 |
| 4ª ordem ($k = 4$) | 1/4 | 3/2 | - | - |
| 6ª ordem ($k = 6$) | 1/3 | 14/9 | 1/9 | 0 |

(fonte: FERREIRA, 2014)

6.3.2.2 Derivada segunda

De forma análoga, o esquema para a aproximação da segunda derivada (ξ_i'') é dado por:

$$\alpha_{2,6}\xi_{i-1}'' + \xi_i'' + \alpha_{2,6}\xi_{i+1}'' = a_{2,6}\frac{\xi_{i+1} - 2\xi_i + \xi_{i-1}}{(h)^2} + b_{2,6}\frac{\xi_{i+2} - 2\xi_i + \xi_{i-2}}{4(h)^2} + c_{2,6}\frac{\xi_{i+3} - 2\xi_i + \xi_{i-3}}{9(h)^2}, \quad (38)$$

sendo $\alpha_{2,6}$, $a_{2,6}$, $b_{2,6}$, $c_{2,6}$ coeficientes da discretização para a segunda derivada.

Obtém-se, assim, o esquema tridiagonal de sexta ordem para o cálculo das segundas derivadas (quadro 7).

Quadro 7 – Esquemas numéricos para a segunda derivada

| Região do domínio | Equação |
|---|--|
| Pontos centrais | $\alpha_{2,6}\xi_{i-1}'' + \xi_i'' + \alpha_{2,6}\xi_{i+1}'' = a_{2,6}\frac{\xi_{i+1} - 2\xi_i + \xi_{i-1}}{(h)^2} + b_{2,6}\frac{\xi_{i+2} - 2\xi_i + \xi_{i-2}}{4(h)^2}$ |
| Fronteiras ($i = 1$ e $i = N$) | $\xi_1'' + \alpha_{2,3}\xi_2'' = \frac{a_{2,3}\xi_1 + b_{2,3}\xi_2 + c_{2,3}\xi_3 + d_{2,3}\xi_4}{(h)^2}$ $\xi_N'' + \alpha_{2,3}\xi_{N-1}'' = \frac{a_{2,3}\xi_N + b_{2,3}\xi_{N-1} + c_{2,3}\xi_{N-2} + d_{2,3}\xi_{N-3}}{(h)^2}$ |
| Pontos vizinhos aos contornos ($i = 2$ e $i = N - 1$) | $\alpha_{2,6}\xi_1'' + \xi_2'' + \alpha_{2,6}\xi_3'' = a_{2,4}\frac{\xi_1 - 2\xi_2 + \xi_3}{2(h)^2}$ $\alpha_{2,6}\xi_{N-2}'' + \xi_{N-1}'' + \alpha_{2,6}\xi_N'' = a_{2,4}\frac{\xi_N - 2\xi_{N-1} + \xi_{N-2}}{2(h)^2}$ |

(fonte: FERREIRA, 2014)

No pontos de contorno ($i = 1$ e $i = N$), de forma semelhante à aproximação para a primeira derivada, é utilizado um esquema de terceira ordem descentrado, enquanto que nos pontos vizinhos aos contornos ($i = 2$ e $i = N - 1$) é utilizado um esquema de quarta ordem centrado. Os coeficientes para a aproximação da segunda derivada se encontram no quadro 8.

Quadro 8 – Valores dos coeficientes para a aproximação da segunda derivada

| Ordem da 2ª derivada | $\alpha_{2,k}$ | $a_{2,k}$ | $b_{2,k}$ | $c_{2,k}$ | $d_{2,k}$ |
|----------------------|----------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 3ª ordem (k = 3) | 11 | 13 | -27 | 15 | -1 |
| 4ª ordem (k = 4) | 1/10 | 6/5 | - | - | - |
| 6ª ordem (k = 6) | 2/11 | 12/11 | 3/11 | - | - |

(fonte: FERREIRA, 2014)

6.3.3 Método das fronteiras imersas

No caso do obstáculo fixo, o valor de \vec{f}_{k+1} é calculado através da seguinte expressão:

$$c_1 \vec{f}_{k+1} = \epsilon \left(-a_1 \vec{F}^k - b_1 \vec{F}^{k-1} + c_1 \vec{\nabla} \Pi^k + \frac{\vec{u}_0^{k+1} - \vec{u}^*}{\Delta t} \right). \quad (39)$$

Nesta expressão é imposto o valor da velocidade alvo \vec{u}_0^{k+1} de forma a satisfazer a condição de não-deslizamento (*no-slip*) nas fronteiras do corpo imerso, método denominado forçagem direta. A constante ϵ identificará se determinado ponto da malha encontra-se dentro ou fora do obstáculo, com $\epsilon = 1$ no interior e $\epsilon = 0$ no restante do domínio de cálculo. Tal velocidade é definida na região interior do conjunto cilindro-placa como sendo zero, além de satisfazer a condição de não-deslizamento na superfície do obstáculo (\vec{u}_0):

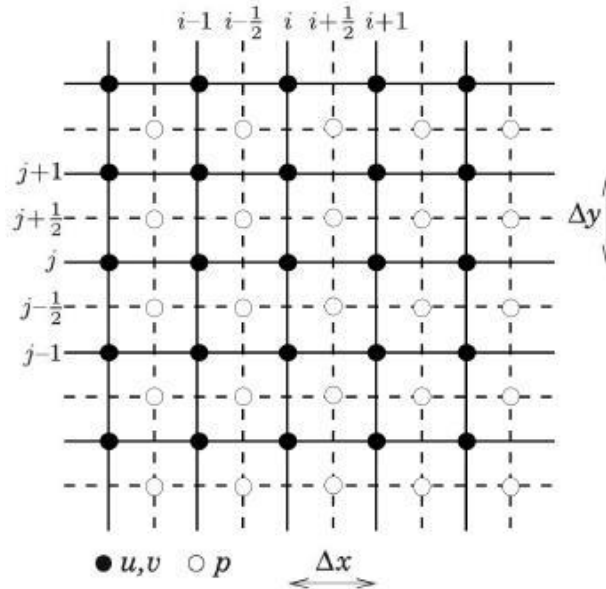
$$\vec{u}_0(x, y, t) = \vec{0}. \quad (40)$$

6.3.4 Discretização espacial da pressão e solução da equação de Poisson

No código Incompact3D, a equação de Poisson é resolvida no espaço espectral através da transformada rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform* – FFT). Este método tem a vantagem de ser mais eficiente computacionalmente em comparação com a solução no espaço físico. Os valores da pressão são calculados em pontos localizados nos centros da malha (*staggered*

grid), conforme consta na figura 37, o que evita o surgimento de um campo de pressões oscilatório.

Figura 37 – Localização dos pontos onde são calculados os valores da pressão e velocidade



(fonte: PINTO, 2012)

Na obtenção dos valores da derivada primeira nos pontos deslocados da malha, o esquema de sexta ordem é expresso por:

$$\alpha_p \xi'_{i-1/2} + \xi'_{i+1/2} + \alpha_p \xi'_{i+3/2} = a_p \frac{\xi_{i+1} - \xi_i}{h} + b_p \frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-1}}{h}, \quad (41)$$

sendo α_p , a_p , b_p coeficientes iguais a $9/62$, $63/62$ e $17/62$, respectivamente.

Segundo Laizet e Lamballais (2009), este esquema tem um comportamento espectral melhor que o esquema não deslocado, mas, para melhor avaliação, é necessário considerar o seu comportamento em combinação com o processo de interpolação do ponto médio, dado por:

$$\alpha_l \xi_{i-1/2}^l + \xi_{i+1/2}^l + \alpha_l \xi_{i+3/2}^l = a_l \frac{\xi_{i+1} - \xi_i}{2} + b_l \frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-1}}{2} \quad (42)$$

sendo α_l , a_l , b_l coeficientes iguais a 3/10, 3/4 e 1/20, respectivamente.

De acordo com Moin²¹ (2010 apud PINTO, 2012), considerando $\xi_i = \xi(x_i)$ uma função puramente harmônica em um domínio $[0, L_x]$ e sendo o período desta função L_x , é possível demonstrar a seguinte relação espectral:

$$\hat{\xi}'_l = k'_x \hat{\xi}_l, \quad (43)$$

sendo k'_x o número de onda modificado associado com o número $k_x = 2\pi/L_x$ para $0 \leq l \leq N_x - 1$.

O número de onda modificado é expresso por:

$$k'_x \Delta x = \frac{2a \sin\left(\frac{k_x \Delta x}{2}\right) + \left(\frac{2b}{3}\right) \sin\left(\frac{3k_x \Delta x}{2}\right)}{1 + 2\alpha \cos(k_x \Delta x)}, \quad (44)$$

Pode-se obter a relação espectral semelhante para os casos em que é usada a equação 42:

$$\hat{\xi}_l = T_x(k_x \Delta x) \hat{\xi}, \quad (45)$$

sendo T_x a função de transferência relativa ao número de onda k_x , dada por

²¹ MOIN, P. **Fundamentals of Engineering Numerical Analysis**. 2nd ed. New York: Cambridge University Press, 2010.

$$T_x(k_x \Delta x) = \frac{2a \cos\left(\frac{k_x \Delta x}{2}\right) + \left(\frac{2b}{3}\right) \cos\left(\frac{3k_x \Delta x}{2}\right)}{1 + 2\alpha \cos(k_x \Delta x)}. \quad (46)$$

Para a equação de Poisson, é inicialmente aplicada a transformada rápida de Fourier (FFT) no termo da direita, obtendo-se:

$$\widehat{D}_{lm} = FFT\{\nabla \cdot [(1 - \epsilon)\vec{u}^*]\}. \quad (47)$$

A solução da equação de Poisson consiste numa divisão de cada modo de Fourier \widehat{D}_{lm} pelo seu respectivo fator:

$$\widehat{\Pi}_{lm}^{k+1} = \frac{\widehat{D}_{lm}}{-[(k'_x T_y)^2 + (k'_y T_x)^2] c_1 \Delta t}. \quad (48)$$

A partir dos valores da pressão modificada no espaço espectral, usa-se a transformada inversa de Fourier para a obtenção do campo de pressões no espaço físico, obtendo-se assim o gradiente de pressão e possibilitando o cálculo do campo de velocidades no próximo passo de tempo.

6.3.5 Solução numérica do modelo dinâmico

A equação do movimento oscilatório da placa (equação 21) é resolvida neste trabalho empregando um esquema de Runge-Kutta de quarta ordem. Este esquema consiste em somar ao valor inicial de uma função ζ_i uma média ponderada de incrementos (s_j) de modo a atingir o valor ζ_{i+1} . A derivada pode ser explicitada em função de t e $\zeta(t)$ por:

$$\xi'(t) = f_k^l[t, \xi(t)]; \xi(t_0) = \xi_0. \quad (49)$$

O valor ξ_{i+1} é obtido através da seguinte expressão:

$$\xi_{i+1} = \xi_i + \frac{s_1 + 2(s_2 + s_3) + s_4}{6}, \quad (50)$$

sendo s_1, s_2, s_3 e s_4 os incrementos do esquema Runge-Kutta de quarta ordem.

Os incrementos s_j são obtidos por:

$$s_1 = \Delta t f_k^1[t_i, \xi_i], \quad (51)$$

$$s_2 = \Delta t f_k^2[t_i + \Delta t/2, \xi_i + s_1/2], \quad (52)$$

$$s_3 = \Delta t f_k^3[t_i + \Delta t/2, \xi_i + s_2/2], \quad (53)$$

$$s_4 = \Delta t f_k^4[t_i + \Delta t, \xi_i + s_3]. \quad (54)$$

As condições iniciais da equação 21 são dadas por:

$$\theta(t = 0) = 0; \dot{\theta}(t = 0) = 0. \quad (55)$$

Para o cálculo das velocidades é feita a seguinte substituição:

$$[f_1^j] = \ddot{\theta} = \frac{-c_\theta^* \dot{\theta} - k_\theta^* \theta + C_T}{I^*}, \quad (56)$$

Em seguida, é realizado o cálculo dos deslocamentos, a partir das velocidades obtidas:

$$[f_2^j] = \dot{\theta} = \frac{-I^* \ddot{\theta} - k_\theta^* \theta + C_T}{c_\theta^*}. \quad (57)$$

O mesmo processo se repete para cada passo de tempo, obtendo-se o deslocamento e velocidade angulares da placa.

7 RESULTADOS

Este trabalho teve como objetivo principal a descrição do comportamento do escoamento em torno de um cilindro com placas de diferentes tamanhos acopladas a jusante, verificando qual o comprimento ótimo da placa, posicionada a jusante de um cilindro, que minimize as forças devidas ao escoamento. Estudou-se o cilindro mantido fixo, o cilindro e placa fixos e o cilindro fixo com placa em oscilação livre.

No quadro 9 encontra-se a lista de todas as simulações realizadas. O caso I corresponde ao escoamento em torno de cilindro fixo, sem placa, o qual foi utilizado para validação do código numérico. O caso II corresponde ao escoamento em torno de cilindro fixo com placa fixa e os casos III e IV correspondem ao escoamento em torno de cilindro fixo com placa articulada.

Cada comprimento de placa correspondeu a uma simulação realizada, totalizando 15 simulações. Elas foram executadas em um computador com processador Intel Core I7 3770 Pro, com uma média de 20 horas por simulação, totalizando 300 horas de cálculo.

Quadro 9 – Simulações realizadas e parâmetros estruturais e numéricos

| Caso | L_x, L_y | n_x, n_y | Δt | Re | L/D | I^* | c_θ^* | k_θ^* |
|-------------|------------|------------|------------|------|--------------------------|-------|--------------|--------------|
| I | 20, 18 | 721, 649 | 0,001 | 200 | - | - | - | - |
| II | 20, 18 | 721, 649 | 0,001 | 200 | 0,5 – 1 – 1,5 – 2 | - | - | - |
| III | 20, 18 | 721, 649 | 0,001 | 200 | 0,5 – 1 – 1,5 – 1,75 – 2 | 0,01 | 0 | 0,1 |
| IV | 20, 18 | 721, 649 | 0,001 | 200 | 0,5 – 1 – 1,5 – 1,75 – 2 | 0,01 | 0 | 1 |

(fonte: elaborado pelo autor)

A escolha para o número de Reynolds igual a 200 se justifica por este ser o maior número de Reynolds para o qual ainda não são significativas as tridimensionalidades no escoamento de forma a afetar as variáveis integrais, tais como frequência de desprendimento de vórtices e forças atuantes. Sendo assim, tais escoamentos podem ser simulados em duas dimensões de forma a obter um erro pequeno ao não levar em consideração os vórtices do modo A (RIBEIRO, 2002).

O comprimento da placa foi limitado em $L/D = 2$ pois a maioria dos trabalhos disponíveis na bibliografia limita-se a este valor, inclusive por razões de aplicação prática. O momento de inércia da placa foi fixado em um valor baixo para observar-se a resposta máxima do sistema. Com relação à rigidez rotacional, foram escolhidos um valor alto ($k_{\theta}^* = 1$) e um valor baixo ($k_{\theta}^* = 0,1$) para observar de que forma a resposta do sistema é afetada. Desprezou-se o amortecimento.

7.1 ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDRO FIXO (CASO I)

Antes de simular o cilindro com a placa, se simulou este isoladamente, de forma a calibrar os parâmetros numéricos utilizados e obter um entendimento físico das principais características desta classe de escoamentos. Para comparação e validação, encontram-se expostos no quadro 10, os resultados de Zhou et al. (1999), Song e Song (2003), Meneghini e Bearman (1965) e do presente trabalho.

Quadro 10 – Resultados obtidos para o escoamento em torno de cilindro fixo

| | $C_{D,m}$ | $C_{L,r.m.s.}$ | St |
|-----------------------------------|-----------|----------------|--------|
| Presente trabalho | 1,39 | 0,50 | 0,2022 |
| Zhou et al. (1999) | 1,40 | - | 0,1922 |
| Song e Song (2003) | 1,30 | 0,50 | 0,197 |
| Meneghini e Bearman (1965) | 1,23 | 0,59 | 0,196 |

(fonte: elaborado pelo autor)

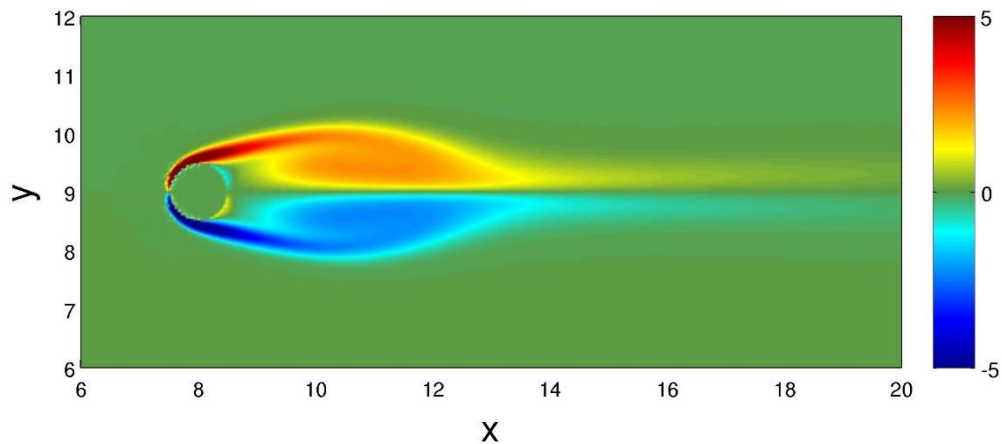
Houve uma boa concordância dos resultados obtidos pelo presente trabalho com os dos diversos autores comparados. As diferenças nos resultados podem ser atribuídas aos métodos empregados (simulação física ou numérica), efeitos da turbulência e rugosidade, entre outros.

7.1.1 Dinâmica de vórtices

O escoamento em torno do cilindro ocasionou, nos instantes iniciais, a desaceleração das partículas de fluido em torno de sua superfície, surgindo dois vórtices que giram em sentido contrário (figura 38).

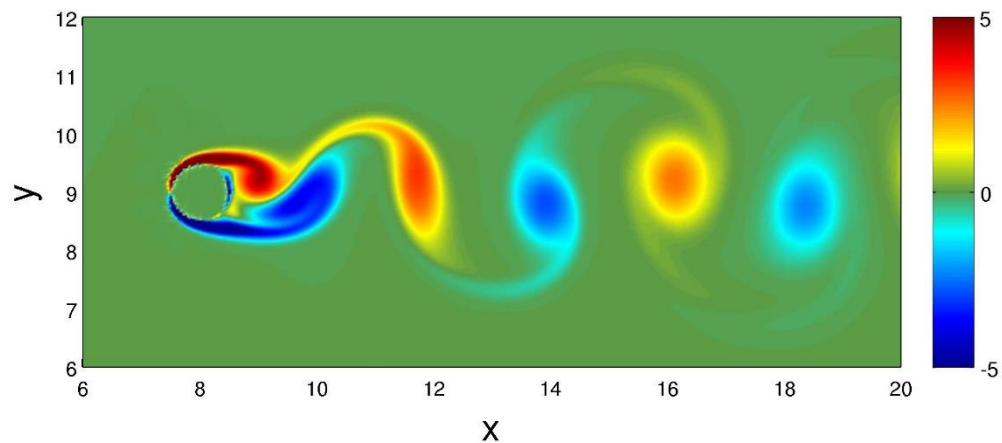
Este par de vórtices cresceu ao longo do tempo, tornando a camada cisalhante instável. Sendo assim, iniciou-se o desprendimento de vórtices, formando a esteira de vórtices de Von Kármán, ou modo 2S de desprendimento (figura 39). A esteira alterna entre vórtices girando no sentido horário e sentido anti-horário, de forma que estes interagem transferindo energia um ao outro.

Figura 38 – Formação de um par de vórtices com sentidos opostos



(fonte: elaborado pelo autor)

Figura 39 – Esteira de vórtices de von Kármán



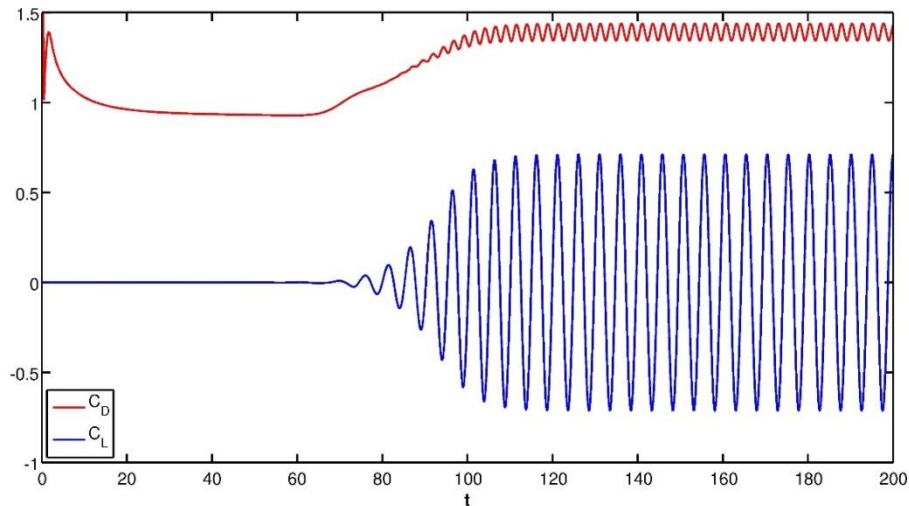
(fonte: elaborado pelo autor)

7.1.2 Forças atuantes

O desprendimento de vórtices alternados periódico no tempo faz surgir forças de sustentação e de arrasto também periódicas no tempo. A figura 40 mostra as séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação de $t = 0$ até $t = 200$. Se observa região de

estabelecimento da esteira ($t \sim 110$) e logo a estabilização da mesma, de forma que as amplitudes dos coeficientes estão bem definidas neste intervalo de tempo, permitindo o cálculo dos seus valores médios, raízes quadráticas médias (r.m.s. – *root mean square*) e frequências dominantes.

Figura 40 – Séries temporais de C_D e C_L para o cilindro circular sem placa (caso I)



(fonte: elaborado pelo autor)

7.1.3 Frequências dominantes

Obtidos os sinais dos coeficientes de força, é possível obter a frequência de desprendimento de vórtices, correspondente ao número de Strouhal (St), do escoamento. Este cálculo é feito através de análise espectral, ou análise de Fourier, que faz uso da transformada de Fourier para a obtenção da função de densidade do espectro de potência, ocorrendo a mudança do domínio do tempo para o domínio da frequência. Através da observação dos picos destes gráficos, que correspondem às frequências mais energizadas, se obtém a frequência de desprendimento de vórtices.

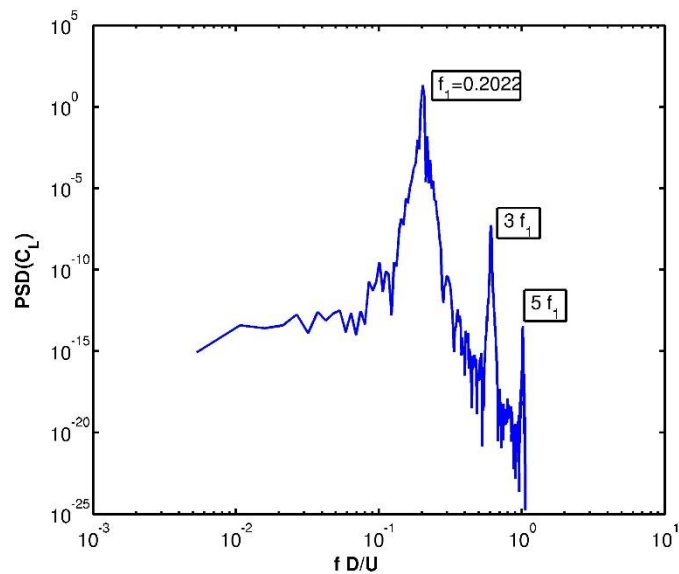
Para uma dada função $\xi(t)$, a densidade do espectro da potência (PSD) é dada por:

$$PSD = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \xi(t) e^{-j\omega t} dt \right|^2, \quad (58)$$

sendo PSD a densidade do espectro de potência e ω a frequência.

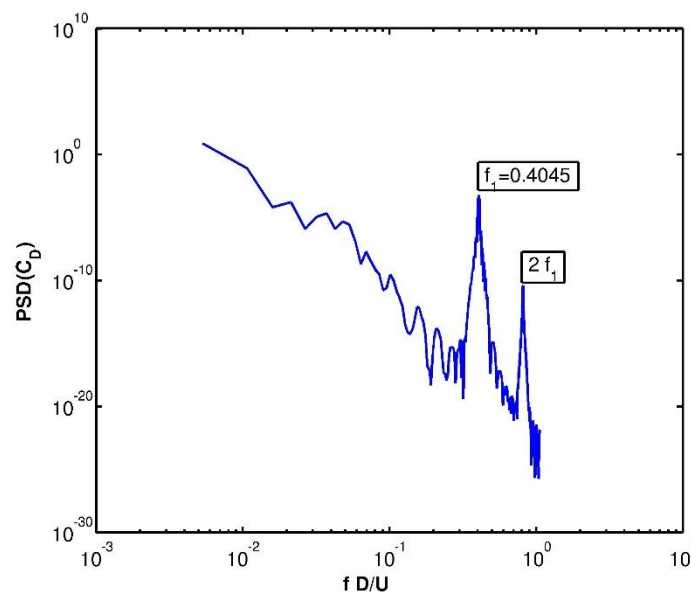
Neste trabalho, utilizou-se o sinal do coeficiente de sustentação para a obtenção da frequência de Strouhal. Uma vez que o fenômeno do desprendimento de vórtices atua majoritariamente transversalmente ao sentido do escoamento, devem ser utilizadas para cálculo variáveis que medem forças ou velocidades também no sentido transversal (neste caso, paralelas ao eixo y).

Figura 41 – PSD do coeficiente de sustentação para o cilindro sem placa (caso I)



(fonte: elaborado pelo autor)

Figura 42 – PSD do coeficiente de arrasto para o cilindro sem placa (caso I)



(fonte: elaborado pelo autor)

O primeiro pico no gráfico do espectro de potência para o coeficiente de sustentação (figura 41), correspondente à frequência fundamental para o C_L , é a frequência de Strouhal. Se observam ainda mais dois picos no gráfico, sendo o terceiro e o quinto harmônico.

Para o C_D (figura 42), a frequência dominante, 0,4045, é aproximadamente o dobro de St , o que concorda com o que foi observado no trabalho de Zhou et al. (1999) para Re igual a 200.

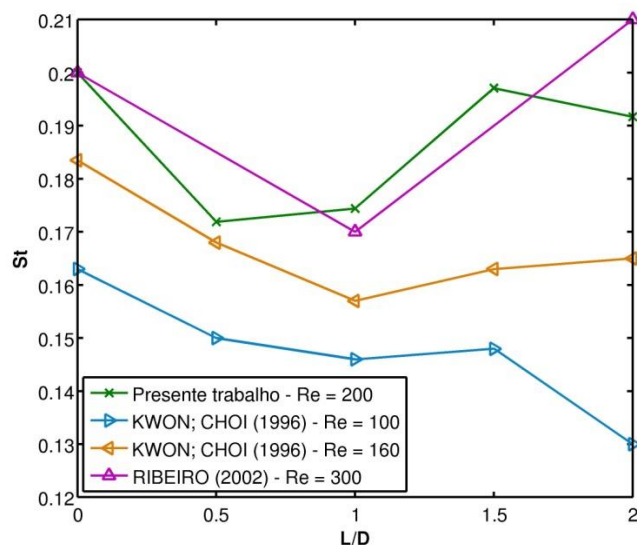
7.2 ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDRO COM PLACA FIXOS (CASO II)

Após simular o escoamento em torno de um cilindro fixo, se estudou a influência no escoamento da inserção de uma placa delgada posicionada a jusante. A placa possui uma espessura de $0,1D$ e seu comprimento foi variado até $2D$ e é fixa.

7.2.1 Frequência de desprendimento de vórtices

Verifica-se que a placa foi eficaz em reduzir o St (figura 43), atingindo o valor mínimo para $L/D = 0,5$ e em seguida ocorrendo um pequeno aumento para $L/D = 1$. Para $L/D = 1,5$, ocorre um crescimento do St , próximo ao do cilindro sem placa. Para $L/D = 2$, a frequência volta a decrescer. Na figura 43 foram incluídos também alguns resultados de Ribeiro (2002) e de Kwon e Choi (1996) para fins de comparação.

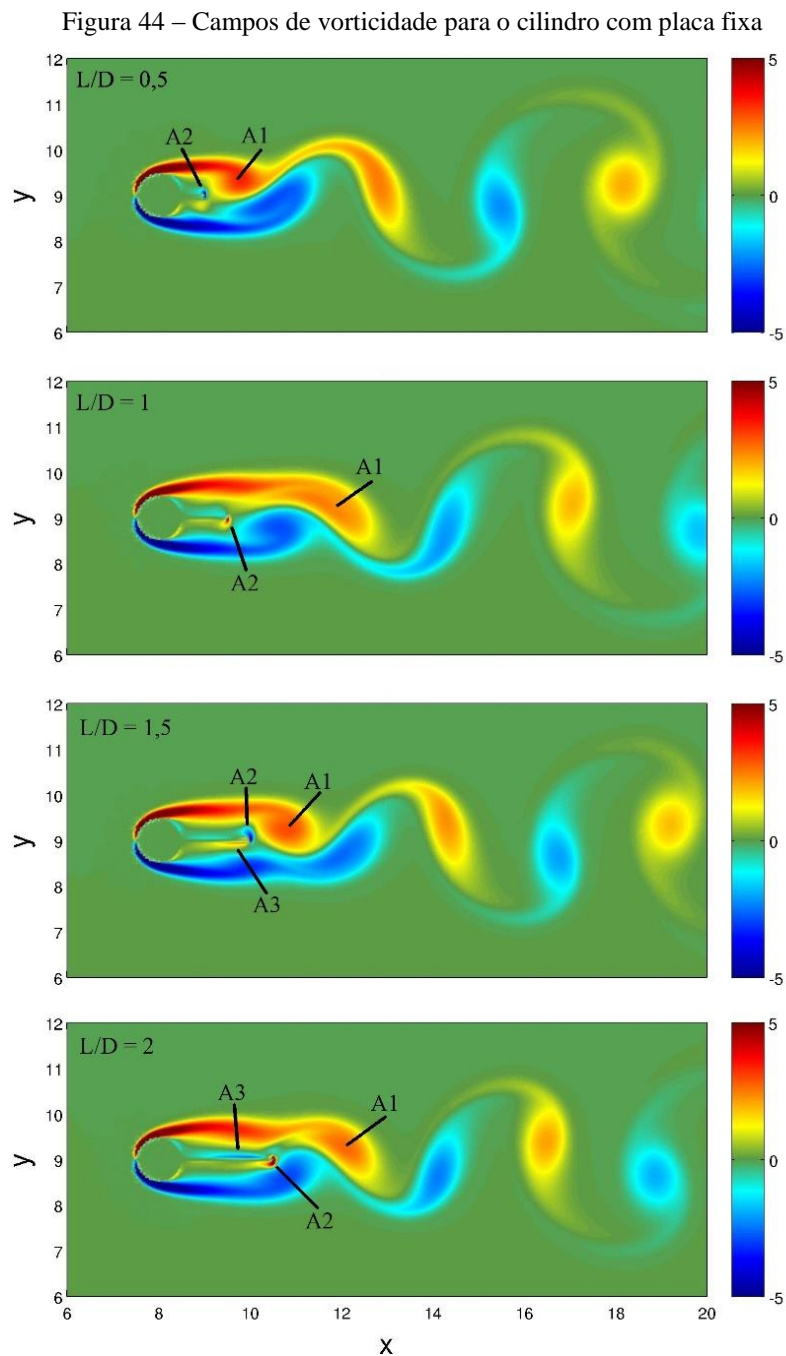
Figura 43 – St em função de L/D para o cilindro com placa fixa



(fonte: elaborado pelo autor)

7.2.2 Dinâmica de vórtices

A presença da placa no escoamento fez com que os vórtices originários da camada limite do cilindro (A1) perdessem intensidade (diminuição no módulo da vorticidade), devido à formação de um vórtice de ponta na placa (A2), conforme se observa na figura 44. Para $L/D = 0,5$ e $L/D = 1$, a placa não é longa o suficiente para que sua camada limite desenvolva vórtices ao longo do seu comprimento.



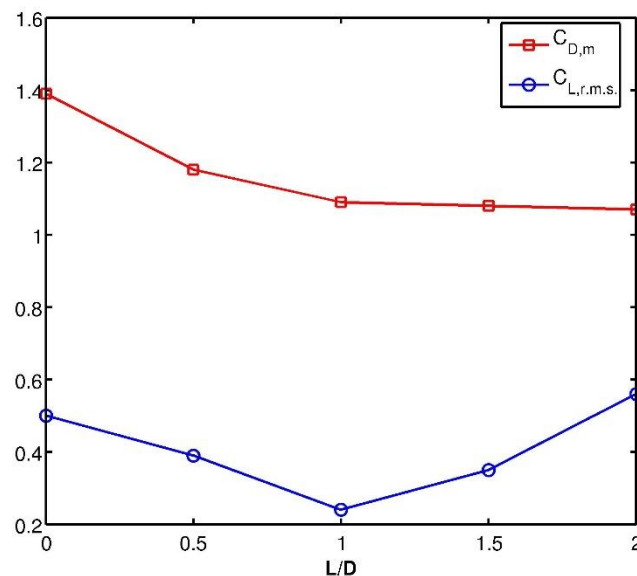
(fonte: elaborado pelo autor)

Conforme o seu comprimento aumenta, a configuração dos vórtices muda. A partir de $L/D = 1,5$, a placa é longa o suficiente para que ocorra a formação de um vórtice ao longo do comprimento da mesma (A3), que aumenta de intensidade para $L/D = 2$. Este vórtice atua de forma a aumentar a intensidade do vórtice de ponta (A2) para $L/D = 1,5$, reaproximando os vórtices da esteira de von Kármán (A1). A partir de $L/D = 2$, o vórtice A3 passa a aumentar de tamanho, afastando novamente os vórtices da esteira do cilindro.

7.2.2 Forças atuantes

O coeficiente de arrasto médio (figura 45) decresceu continuamente conforme o comprimento da placa foi aumentado, havendo uma tendência de tornar-se constante em torno de 1,1. Isto se deve ao fato de que a placa afastou do cilindro a região de formação dos vórtices, atuando como um aerofólio/hidrofólio. Este comportamento foi também observado no trabalho de Kwon e Choi (1996), para $Re = 100$, e Ribeiro (2004) para $Re = 300$.

Figura 45 – Coeficientes de força em função de L/D para cilindro com placa fixa

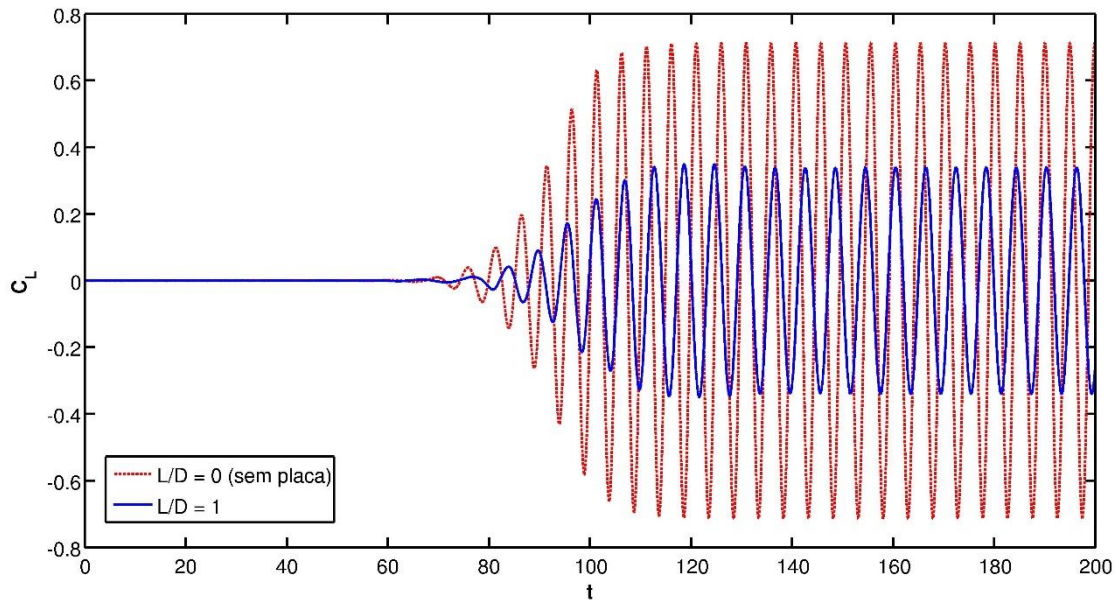


(fonte: elaborado pelo autor)

Comportando-se de forma similar ao número de Strouhal, o valor quadrático médio do coeficiente de sustentação (figura 45) decresceu para L/D entre 0 (sem placa) e 1 e aumentou para L/D entre 1 e 2. Pode-se fazer uma analogia entre o comportamento do coeficiente de sustentação e a frequência de desprendimento de vórtices, uma vez que há uma relação direta

entre as duas variáveis. A figura 46 mostra os sinais do coeficiente de sustentação para o cilindro com placa ($L/D = 1$) e sem placa ($L/D = 0$).

Figura 46 – Coeficiente de sustentação para $L/D = 0$ (sem placa) e $L/D = 1$



(fonte: elaborado pelo autor)

O valor mínimo do $C_{L,r.m.s.}$ que ocorre para $L/D = 1$, corresponde a um mínimo local para o número de Strouhal, quando há um afastamento maior entre os vórtices que se desprendem. Com o afastamento dos vórtices do cilindro, ocorre uma diminuição das amplitudes do coeficiente de sustentação, conforme se observa na figura 45.

7.3 ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDRO FIXO COM PLACA EM OSCILAÇÃO LIVRE (CASOS III E IV)

Após o estudo do cilindro fixo com placa fixa, simularam-se os mesmos comprimentos de placa porém com um grau de liberdade adicional da placa, livre para rotacionar em torno do ponto de conexão desta com o cilindro (figura 30). Se optou por este eixo de rotação pois esta configuração possui mais dados na bibliografia disponível, conforme Shukla et al. (2009), Stappenbelt (2010), Sudhakar e Vengadesan (2012) e Wu et al. (2014).

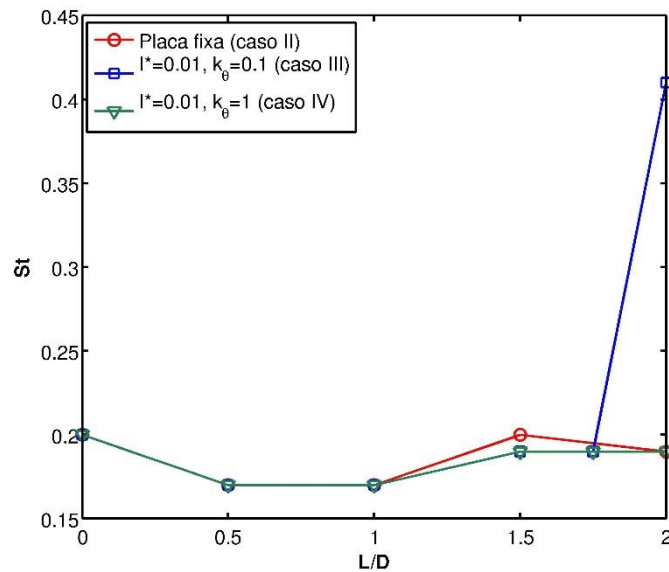
Foram estudadas duas combinações de momento de inércia e rigidez rotacional da placa, mostrado no quadro 9, buscando-se investigar a influência destes parâmetros na resposta do sistema e sua influência no escoamento. Para observar a máxima resposta do sistema, se

utilizou o menor momento de inércia encontrado na bibliografia, fixando-se $I^* = 0,01$ segundo Wu et al. (2014). Para a rigidez torsional da placa, buscou-se o menor valor para o qual o ângulo máximo de deslocamento angular se situasse abaixo de 180° , obtendo-se $k_\theta^* = 0,1$.

7.3.1 Frequências dominantes

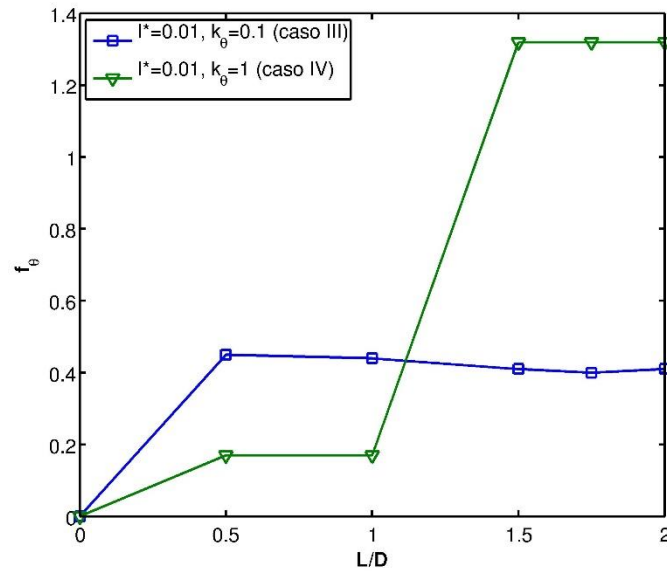
Os números de Strouhal (figura 47) coincidiram para o caso em que a placa é fixa até $L/D = 1$. A partir de $L/D = 1,5$, ocorre uma divergência dos valores, tendendo a afastar-se para $L/D = 2$. Para a placa com menor rigidez, $k_\theta^* = 0,1$ (caso III), a frequência de desprendimento de vórtices aumentou para $L/D = 2$ ($St = 0,41$), enquanto que para $k_\theta^* = 1$ (caso IV) ocorreu um pequeno decréscimo, coincidindo com o número de Strouhal para a placa mantida fixa ($St = 0,19$).

Figura 47 – Número de Strouhal em função de L/D para os casos II, III e IV



(fonte: elaborado pelo autor)

O grau de liberdade de rotação no plano do escoamento fez com que a placa articulada apresentasse oscilações de frequência mais alta que a frequência de desprendimento de vórtices (figura 48). Estas oscilações em alta frequência na placa foram também observadas no trabalho de Shukla et al. (2009), para Re na faixa subcrítica. No caso do presente trabalho, para $Re = 200$, estas oscilações não influenciaram as forças atuantes no conjunto cilindro-placa de forma significativa até $L/D = 2$.

Figura 48 – Frequência de oscilação da placa em função de L/D 

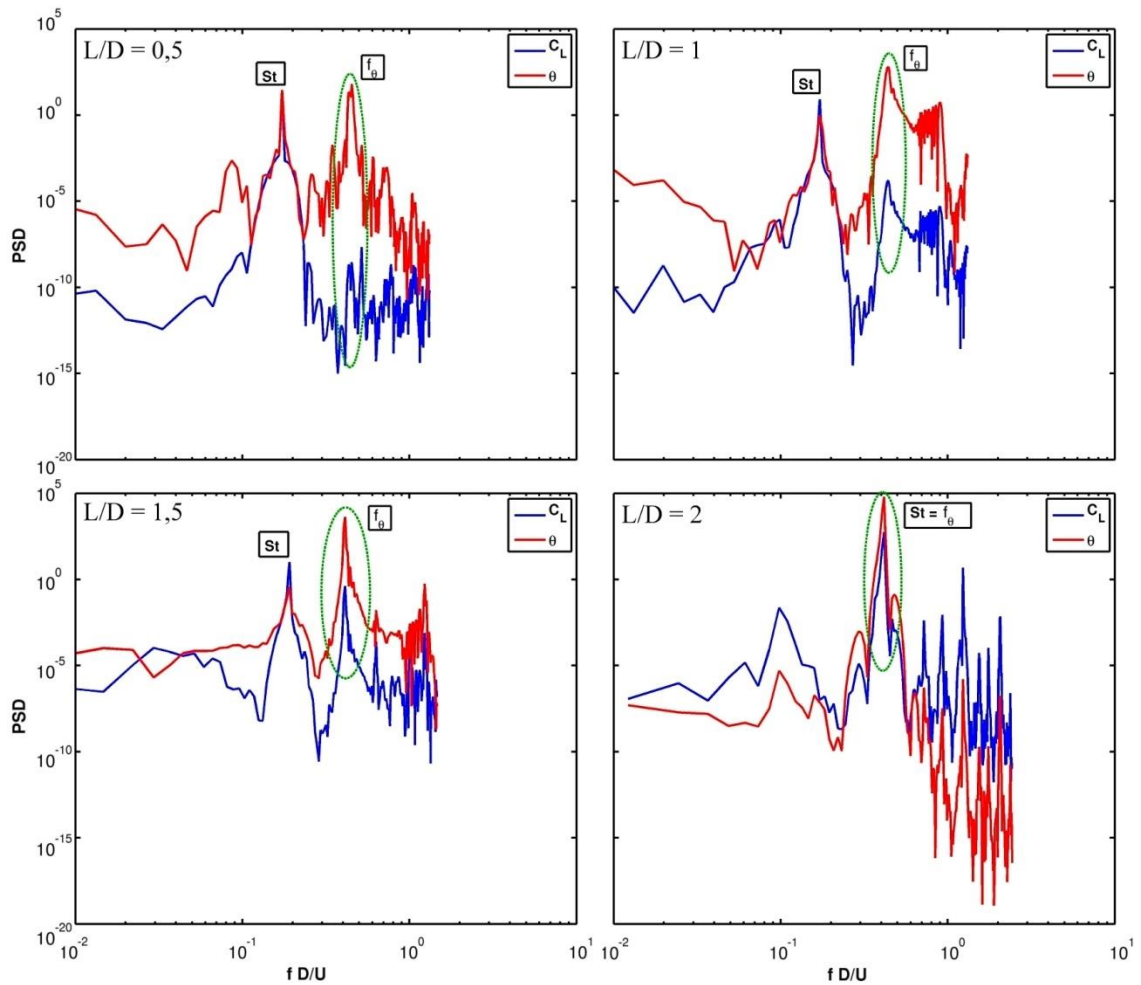
(fonte: elaborado pelo autor)

Para o caso III, em que a rigidez é menor, a placa oscilou com frequência constante para todos os casos simulados, mantendo-se em 0,41, aproximadamente igual ao segundo harmônico da frequência de desprendimento de vórtices. Para $L/D = 2$, o St iguala-se à esta frequência (figuras 47 e 48).

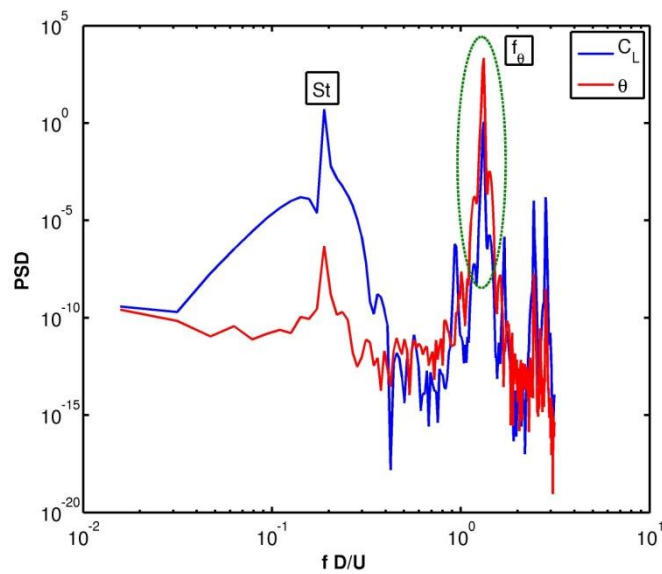
No caso IV, a maior rigidez do sistema fez com que a frequência de oscilação da placa se igualasse ao St para $L/D = 0,5$ e $L/D = 1$. A partir de $L/D = 1,5$, o maior torque atuante na placa fez com que a frequência crescesse acentuadamente.

Na figura 49, estão representados o espectro do coeficiente de sustentação (C_L) e o espectro do deslocamento angular da placa (θ) para o caso III. Se observa que o espectro do C_L possui um pico correspondente à frequência mais energizada de θ , que vai crescendo à medida que o comprimento da placa aumenta, até igualar-se para $L/D = 2$. As demais frequências do espectro tendem a igualar-se na medida que o comprimento de placa aumenta, sugerindo que a partir de $L/D = 2$ a oscilação da placa passa a influenciar mais a esteira de vórtices.

Diferentemente do caso III, a energia da frequência da placa para o caso $k_\theta^* = 1$ (caso IV) e $L/D = 2$ (figura 50) é inferior à energia da frequência de desprendimento de vórtices, apesar de ser aproximadamente o mesmo. A maior rigidez da placa impediu a ocorrência de grandes torques para $L/D = 2$, ainda que o pico de frequência de oscilação da placa se aproxime bastante do St .

Figura 49 – Espectros de frequência para o caso $k_\theta = 0,1$ (caso III)

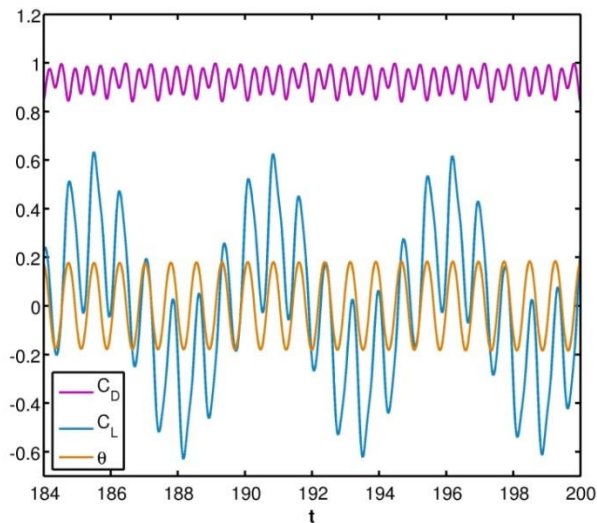
(fonte: elaborado pelo autor)

Figura 50 – Espectro de frequência para o caso $k_\theta = 1$ (caso IV) e $L/D = 2$ 

(fonte: elaborado pelo autor)

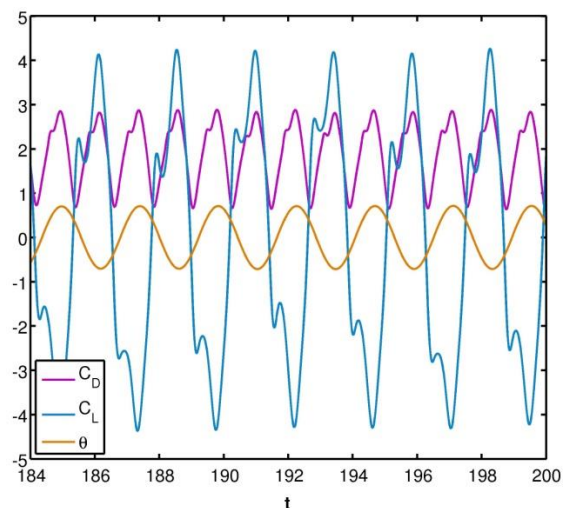
Nas séries temporais das variáveis C_L , C_D e θ para o caso IV e $L/D = 2$ (figura 51), observa-se a modulação do sinal do coeficiente de sustentação. A modificação neste sinal, que no caso do cilindro fixo é senoidal, pode ser atribuída a influência da rotação da placa, além de possuir aproximadamente o mesmo período.

Figura 51 – Séries temporais para o caso IV e $L/D = 2$



(fonte: elaborado pelo autor)

Figura 52 – Séries temporais para o caso III e $L/D = 2$



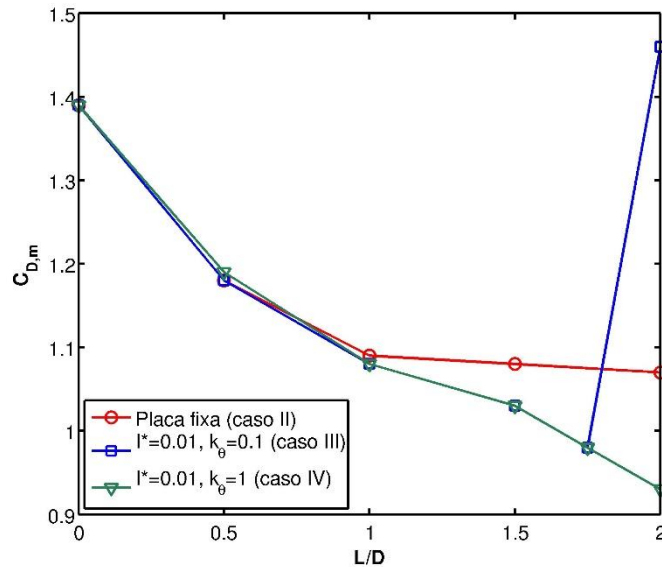
(fonte: elaborado pelo autor)

Diferentemente do caso IV, o sinal do coeficiente de sustentação para o caso III não encontra-se modulado de acordo com o sinal do deslocamento angular (figura 52), ocorrendo outro padrão de modulação. Além disso, observam-se amplitudes maiores para o C_L , C_D e θ , ocasionadas pelo maior deslocamento angular da placa.

7.3.2 Forças atuantes

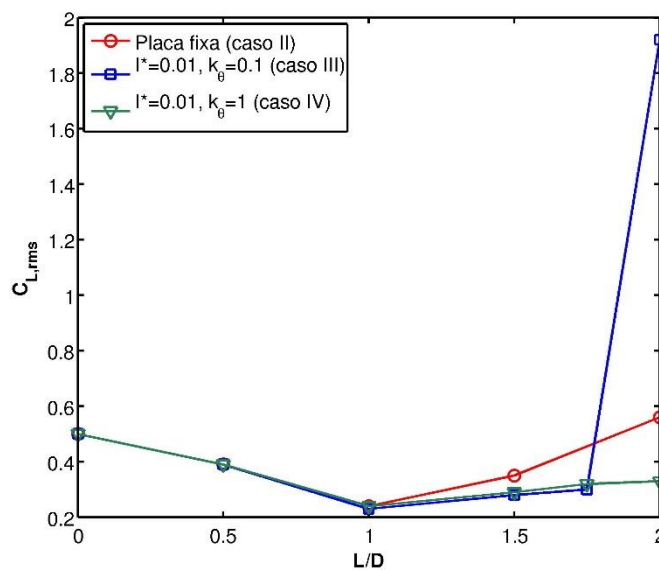
De forma semelhante ao número de Strouhal, o $C_{D,m}$ (figura 53) e o $C_{L,r.m.s.}$ (figura 54) não diferiram do caso em que a placa é mantida fixa até $L/D = 1,5$. A partir de $L/D = 1,5$, os valores passam a divergir do caso em que a placa é fixa.

Figura 53 – Coeficiente de arrasto médio em função de L/D para os casos II, III e IV



(fonte: elaborado pelo autor)

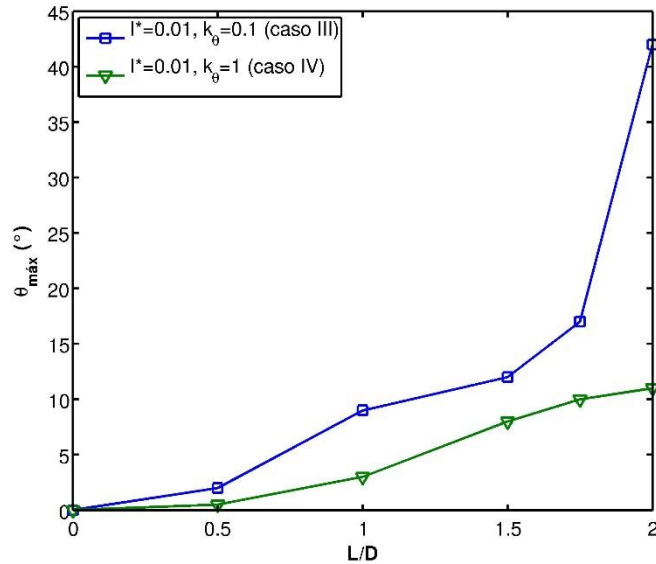
Figura 54 – R.M.S. do coeficiente de sustentação em função de L/D para os casos II, III e IV



(fonte: elaborado pelo autor)

Os $C_{D,m}$ e $C_{L,r.m.s.}$, no caso III e $L/D = 2$, se tornaram maiores que os do cilindro fixo. Isto ocorre devido ao maior deslocamento angular da placa (figura 55), que passa a aumentar a área de obstáculo transversal ao escoamento.

Figura 55 – Deslocamento angular da placa para os diferentes k_θ (casos III e IV)



(fonte: elaborado pelo autor)

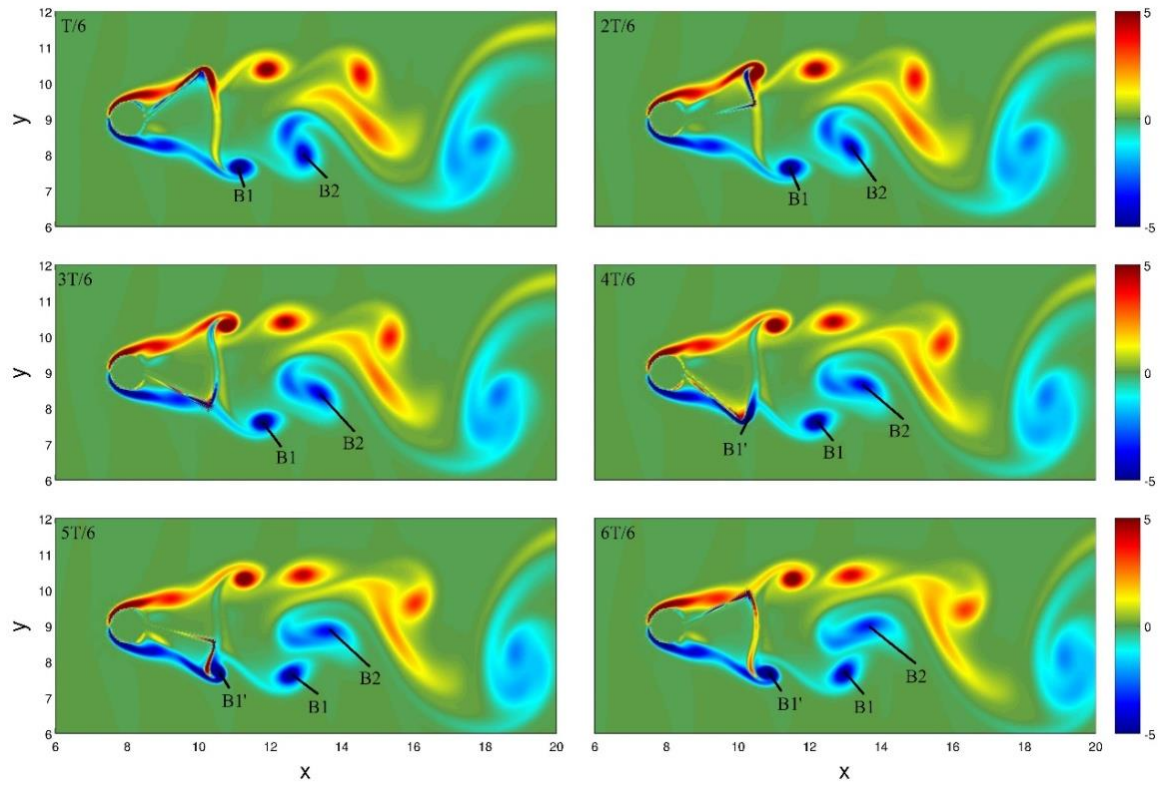
7.3.3 Dinâmica de vórtices nos casos III e IV para $L/D = 2$

As diferentes amplitudes de movimento da placa, para $L/D = 2$, provocaram diferentes configurações nos vórtices gerados pelo conjunto cilindro-placa. O movimento da placa e os vórtices gerados ao longo desta modificaram o escoamento de forma significativa, em relação ao caso em que é mantida fixa.

Para $k_\theta^* = 0,1$ (caso III), a amplitude de deslocamento angular se tornou grande o suficiente de forma a interferir nos vórtices formados na esteira do cilindro (figura 56). O movimento da placa fez com que ocorressem desprendimentos de vórtices em cada lado do cilindro, enquanto que no caso IV e no caso II estes ocorrem a jusante do conjunto.

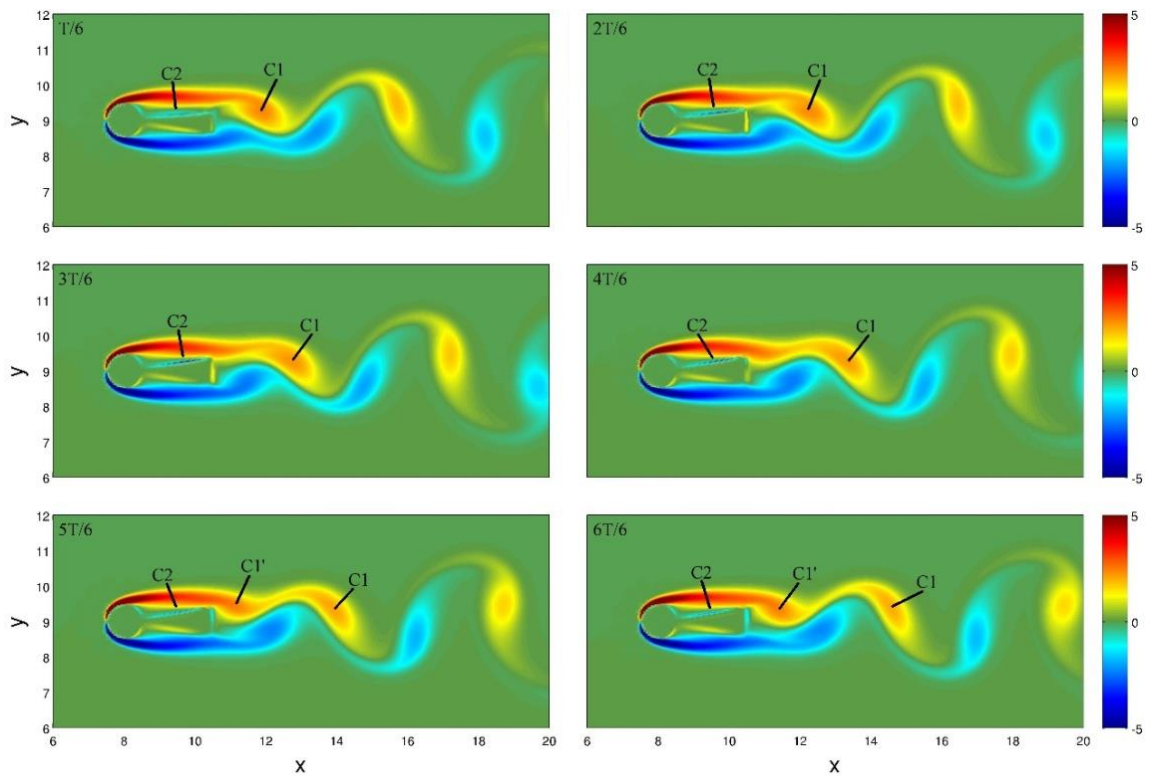
O vórtice que se desprende quando a placa interferiu na camada limite do cilindro, B1, se junta posteriormente com o vórtice B2, que possui aproximadamente o dobro de tamanho de B1. O vórtice B2 é alimentado por B1 e gira, de forma pareada, com outro vórtice de tamanho aproximadamente igual e que possui sentido contrário ao de B2.

Figura 56 – Campos de vorticidade para o caso $k^*_\theta = 0,1$ (caso III) e $L/D = 2$



(fonte: elaborado pelo autor)

Figura 57 – Campos de vorticidade para o caso $k^*_\theta = 1$ (caso IV) e $L/D = 2$



(fonte: elaborado pelo autor)

No caso IV, a interferência da placa nos vórtices laterais formados pelo cilindro não ocorre, devido ao menor deslocamento angular (figura 55). A oscilação da placa em alta frequência age de forma a aumentar o comprimento de formação dos vórtices, em comparação ao caso II. Adicionalmente, a placa é longa o suficiente de forma a possibilitar à sua camada limite a formação de vórtices ao longo desta (C2), semelhante ao caso II. O vórtice C2 e a oscilação da placa age de forma a enfraquecer o vórtice C1, que se desprende da camada cisalhante do cilindro, minimizando o $C_{D,m}$ e $C_{L,r.m.s.}$ (figura 57).

8 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, estudou-se a influência de uma placa separadora posicionada a jusante de um cilindro mantido fixo. Foram estudados dois casos: a placa mantida fixa e a placa com um grau de liberdade de rotação em torno do ponto de ligação com o cilindro, este último com duas combinações de momento de inércia e rigidez. Procurou-se determinar o comprimento ótimo de placa que minimiza o desprendimento de vórtices e as forças atuantes no escoamento.

Inicialmente, buscou-se validar o código numérico utilizado com a simulação do escoamento em torno de um cilindro mantido fixo (caso I), obtendo-se resultados satisfatórios com valores próximos aos existentes na bibliografia especializada.

A placa mantida fixa no cilindro (caso II) foi eficaz na redução do desprendimento de vórtices e das forças atuantes no sistema cilindro-placa, através da redução do coeficiente de arrasto médio e das flutuações do coeficiente de sustentação. Sua eficácia se mostrou dependente do seu comprimento, sendo $L/D = 1$ o comprimento ótimo dentre os casos simulados, embora valores maiores de L/D tenham sido capazes de reduzir o arrasto.

O comportamento dinâmico dos casos em que a placa é articulada para diferentes rigidezes rotacionais (casos III e IV) não atua de forma significativa no escoamento até $L/D = 1,5$, quando passa a exercer maior influência e exibir frequências e forças atuantes que se distinguem de forma mais acentuada do caso em que é fixa. Para valores menores que $L/D = 1,5$, as variáveis integrais do escoamento tais como frequência de desprendimento de vórtices, coeficiente de arrasto médio, valor quadrático médio do coeficiente de sustentação não dependem dos parâmetros mecânicos da placa como a rigidez torsional e o momento de inércia. A eficácia da placa articulada como dispositivo supressor do desprendimento de vórtices e minizador das forças atuantes no escoamento se mostrou dependente dos seus parâmetros mecânicos, além do seu comprimento, que no presente trabalho se mostrou mais eficaz no caso de maior rigidez torsional (caso IV) e com comprimento $L/D = 2$.

Dessa forma, o comprimento ótimo da placa que minimiza as forças devidas ao escoamento depende se esta é fixa ou articulada e, sendo articulada, dependente dos seus parâmetros

mecânicos tais como o momento de inércia e a rigidez torsional. Levando em conta as limitações deste trabalho, identificou-se $L/D = 1$ como o comprimento ótimo de placa que minimiza a frequência de desprendimento de vórtices, o arrasto médio e as flutuações da força de sustentação para os casos analisados.

Recomenda-se, como continuação deste trabalho, a investigação dos seguintes tópicos através de simulações físicas ou numéricas:

- a) escoamento turbulento em torno do cilindro fixo com placa fixa;
- b) escoamento turbulento em torno do cilindro fixo com placa articulada;
- c) escoamento em torno do cilindro fixo com placa em oscilação forçada;
- d) escoamento em torno de cilindro submetido à vibração induzida por vórtices com um grau de liberdade com placa articulada;
- e) escoamento em torno de cilindro submetido à vibração induzida por vórtices com dois graus de liberdade com placa articulada;
- f) análise da eficiência da placa articulada para eixos de rotação distintos, em torno do centro de massa do cilindro e em torno do ponto de ligação;
- g) escoamento em torno de cilindro com outros dispositivos de controle passivo articulados, como por exemplo carenagem hidrodinâmica;
- h) escoamento em torno de cilindro com placas com L/D maiores que 2 articuladas.

REFERÊNCIAS

- AKILLI, H.; KARAKUS, C.; AKAR A.; SAHIN B.; TUMEN N. F. Control of Vortex Shedding of Circular Cylinder in Shallow Water Flow Using an Attached Splitter Plate. **Journal of Fluids Engineering**, v. 130, April 2008.
- BLEVINS, R. D. **Flow-induced vibration**. 2nd ed. Malabar: Krieger, 1990 (reprint 2001).
- CHOI, H.; JEON, W-P.; KIM, J. Control of Flow over a Bluff Body. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 40, p. 113-139, 2008.
- CIMBALA, J. M.; GARG, S. Flow in the wake of a freely rotatable cylinder with splitter plate. **AIAA Journal**, v. 29, n. 6, p. 1001-1003, 1991.
- DYKE, M. van. **An Album of Fluid Motion**. 14th ed. Stanford: Parabolic Press, 2014.
- FERREIRA, D. E. T. I. **Análise numérica de uma camada de mistura estavelmente estratificada com efeitos de declividade**. 2014. 153 f. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.
- GROEHS, A. D. **Mecânica vibratória**. 2. ed. São Leopoldo: Editora Unisinos, 2001.
- KAERCHER, A. L. **Estudo de vibrações induzidas por vórtices em estruturas cilíndricas submetidas a escoamento permanente**. 2007. 166 f. Dissertação (Mestrado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.
- KANEKO, S.; NAKAMURA, T.; INADA, F.; KATO, M. **Flow-Induced Vibrations Classifications and Lessons from Practical Experiences**. 1st ed. Oxford: Elsevier, 2008.
- KUMAR, R. A.; SOHN, C. H.; GOWDA, B. H. L. Passive Control of Vortex-Induced Vibrations: an overview. **Recent Patents on Mechanical Engineering**, v. 1, n. 1, p. 1-11, 2008.
- KWON, K.; CHOI, H. Control of laminar vortex shedding behind a circular cylinder using splitter plates. **Physics of Fluids**, v. 8, n. 2, p. 479-486, 1996.
- LAIZET, S.; LAMBALLAIS, E. High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. **Journal of Computational Physics**, v. 228, p. 5989-6015, 2009.
- LAIZET, S.; LI, N. Incompact3d: A powerful tool to tackle turbulence problems with up to $O(10^5)$ computational cores. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 67, p. 1735-1757, 2010.
- LAMBALLAIS, E.; SILVESTRINI, J. H. Direct numerical simulations of interactions between a mixing layer and a wake around a cylinder. **Journal of Turbulence**, v. 3, n. 28, p. 1-21, 2002.

- MENECHINI, J. R.; BEARMAN, P. W. Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, v. 9, p. 435-455, 1995.
- NAKAMURA, Y. Vortex shedding from bluff bodies with splitter plates. **Journal of Fluids and Structures**, v. 10, p. 147-158, 1996.
- NORBERG, Y. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. **Journal of Fluids and Structures**, v. 17, n. 1, p. 57-96, 2003.
- PINTO, L. C. **Análise por simulação numérica do desprendimento de vórtices de um cilindro circular em movimento forçado**. 2008. 91 f. Dissertação (Mestrado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.
- PINTO, L. C. **Análise por simulação numérica do escoamento ao redor de um cilindro submetido à vibração induzida por vórtices**. 2012. 126 f. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.
- RAO, S. S. **Mechanical Vibrations**. 5th ed. Upper Saddle River, N.J.: Prentice-Hall, 2011.
- RIBEIRO, P. A. R. **Desprendimento de vórtices e controle em esteiras de cilindros por simulação numérica direta**. 2002. 94 f. Dissertação (Mestrado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.
- RIBEIRO, P. A. R.; SCHETTINI, E. B. C.; SILVESTRINI, J. H. Bluff-bodies vortex shedding suppression by direct numerical simulation. **Engenharia Térmica (Thermal Engineering)**, n. 5, p. 3-8, June 2004.
- SCHLICHTING, H. **Boundary-Layer Theory**. 7th ed. New York: McGraw-Hill, 1979.
- SHIELDS, D.; LEONARD, A.; ROSHKO, A. Flow-induced vibration of a circular cylinder at limiting structural parameters. **Journal of Fluids and Structures**, v. 15, p. 3-21, 2001.
- SHUKLA, S.; GOVARDHAN, R. N.; ARAKERI, J. H. Flow over a cylinder with a hinged-splitter plate. **Journal of Fluids and Structures**, v. 25, p. 713-720, 2009.
- SON, L.; SON, F. Regimes of vortex shedding from an in-line oscillating circular cylinder in the uniform flow. **Chinese Journal of Mechanics**, v. 19, p. 118-126, 2003.
- STAPPENBELT, B. Flow-induced vibration mitigation using attached splitter-plates. **Annual Bulletin of the Australian Institute of High Energetic Materials**, v. 1, p. 23-33, 2010.
- SUDHAKAR, Y.; VENGADESAN, S. Vortex shedding characteristics of a circular cylinder with an oscillating wake splitter plate. **Computers & Fluids**, v. 53, p. 40-52, 2012.
- SUMER, B. M.; FRENDSE, J. **Hydrodynamics around cylindrical structures**. Revised ed. Singapore: World Scientific, 2006. Advanced series on ocean engineering v. 26.
- TRITTON, D. J. **Physical Fluid Dynamics**. 2nd ed. New York: Oxford University Press, 2007.

VITOLA, M. A. **Influência de um contorno plano sobre o desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro circular**. 2006. 178 f. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

WILLIAMSON, C. H. K. Three-dimensional wake transition. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 328, p. 345-407, 1996.

WILLIAMSON, C. H. K.; GOVARDHAN, R. Vortex-Induced Vibrations. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 36, p. 413-455, 2004.

WILLIAMSON, C. H. K.; GOVARDHAN, R. Defining the ‘modified Griffin plot’ in vortex-induced vibration: revealing the effect of Reynolds number using controlled damping. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 561, p. 147-180, 2006.

WU, J.; SHU, C.; ZHAO, N. Numerical investigation of vortex-induced vibration of a circular cylinder with a hinged flat plate. **Physics of Fluids**, v. 26, 2014.

XU, J. C.; SEN, M.; GAL-EL-HAK M. Low-Reynolds number flow over a rotatable cylinder-splitter plate body. **Physics of Fluids**, v. 2, n. 11, p. 1925-1927, 1990.

ZHOU, C. Y.; SO, R. M. C.; LAM, K. Vortex-induced vibrations of an elastic circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, v. 13, n. 2, p. 165-189, 1999.