



SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO PROCESSO DE EROSÃO DO SOLO EM DUTOS SUBMARINOS

Bianca de Pley Almeida Teixeira

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

Orientadores: Paulo Laranjeira da Cunha
Lage
Carlos Eduardo Fontes da
Costa e Silva

Rio de Janeiro
Agosto de 2019

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO PROCESSO DE EROÇÃO DO SOLO EM
DUTOS SUBMARINOS

Bianca de Pley Almeida Teixeira

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

Examinada por:

Prof. Paulo Laranjeira da Cunha Lage, D.Sc.

Dr. Carlos Eduardo Fontes da Costa e Silva, D.Sc.

Profa. Tânia Suaiden Klein, Ph.D.

Prof. Príamo Albuquerque Melo Junior, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
AGOSTO DE 2019

Teixeira, Bianca de Pley Almeida

Simulação Numérica do Processo de Erosão do Solo em Dutos Submarinos/Bianca de Pley Almeida Teixeira. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2019.

XX, 103 p.: il.; 29, 7cm.

Orientadores: Paulo Laranjeira da Cunha Lage

Carlos Eduardo Fontes da Costa e Silva

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Química, 2019.

Referências Bibliográficas: p. 95 – 100.

1. *Scouring*. 2. Dutos Submarinos. 3. CFD. 4. Transporte de Sedimentos. I. Lage, Paulo Laranjeira da Cunha *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Química. III. Título.

*Ao meu noivo Lucas, pela
paciência, compreensão e apoio
ao longo desses anos de
mestrado.*

Agradecimentos

Em primeiro lugar, agradeço a Deus, que sempre me deu forças para encarar e superar de frente os obstáculos que a vida me propôs.

Aos meus orientadores Paulo Lage e Carlos Fonte por todo o conhecimento compartilhado e pela paciência nos meus momentos de ausência.

À minha família, apesar da distância, nunca deixou de me apoiar. Em especial agradeço a minha mãe e as minhas tias Isabel e Tide, que sempre me apoiaram e me deram palavras de apoio fundamentais para que eu pudesse chegar ao fim deste trabalho.

Ao meu noivo Lucas, por estar ao meu lado nesses últimos 7 anos, me incentivando e apoiando. Em especial te agradeço por não ter permitido que eu desistisse de concluir este trabalho e pela paciência nos muitos finais de semana que eu não pude sair porque estava trabalhando no mestrado.

Agradeço aos colegas e amigos da ESSS pela amizade e apoio.

A todos aqueles que de alguma forma estiveram próximos de mim nesses anos de mestrado.

Aos membros da banca de avaliação desta dissertação, por terem utilizado de precioso tempo na avaliação deste documento.

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

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO PROCESSO DE EROÇÃO DO SOLO EM DUTOS SUBMARINOS

Bianca de Pley Almeida Teixeira

Agosto/2019

Orientadores: Paulo Laranjeira da Cunha Lage

Carlos Eduardo Fontes da Costa e Silva

Programa: Engenharia Química

Os dutos submarinos são considerados os meios mais eficientes para o transporte de petróleo e gás na engenharia oceânica. Entretanto, a presença da estrutura em ambiente marinho pode alterar o padrão do escoamento em sua vizinhança. Essa mudança no escoamento em torno da estrutura pode aumentar o transporte local de sedimentos, o que pode levar ao processo de erosão do solo, também conhecido como processo de *scouring*. O objetivo deste trabalho foi a implementação de um modelo matemático para a simulação do processo de *scouring* em dutos submarinos. A fim de atingir este objetivo, o trabalho foi dividido em 2 etapas. Inicialmente, foi estudada a influência da proximidade do solo em escoamento monofásico ao redor de um cilindro fixo. Na segunda etapa, o fenômeno de *scouring* foi estudado.

Os resultados da primeira etapa apresentaram boa concordância com os resultados experimentais disponíveis na literatura e foi possível determinar parâmetros numéricos importantes, tais como: tamanho do domínio computacional, tamanho de malha e modelo de turbulência, os quais foram aplicados na etapa 2 do estudo. Os resultados da segunda etapa mostraram diferentes tendências para a profundidade de equilíbrio da erosão em relação à variação do regime de transporte de sedimentos. Para o regime de *clear-water* foi observada uma tendência a subestimação da profundidade de equilíbrio da erosão. Já para o caso em regime de *live-bed*, que é um regime mais crítico, verificou-se uma superestimação da profundidade da erosão. A metodologia escolhida permitiu a implementação do modelo de transporte de sedimentos, considerando tanto os termos devido à carga de leito quanto os termos devido à carga de suspensão, no ANSYS Fluent, software comercial, o qual por padrão não apresenta tal modelo implementado.

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

NUMERICAL SIMULATION OF THE SCOURING PROCESS IN SUBSEA PIPELINES

Bianca de Pley Almeida Teixeira

August/2019

Advisors: Paulo Laranjeira da Cunha Lage

Carlos Eduardo Fontes da Costa e Silva

Department: Chemical Engineering

Submarine pipelines are considered to be the most efficient means of oil and gas transportation in ocean engineering. However, the presence of the structure in a marine environment may change the flow pattern in its immediate vicinity. This change in flow around the structure normally causes the local sediment transport to increase which lead to soil erosion, also known as the scouring process. This work aims to implement a mathematical model for the simulation of the scouring process in submarine pipelines. In order to achieve this goal, the work was divided into 2 stages. Initially, the influence of the seabed proximity in single phase flow around a fixed cylinder was studied. In the second stage, the phenomenon of scouring was studied.

The results of the first stage showed good agreement with the experimental results available in the literature and it was possible to determine important numerical parameters, such as computational domain size, mesh size and turbulence model, which were applied in stage 2 of the study. The results of the second stage showed different trends for the erosion equilibrium depth in relation to the sediment transport regime variation. For the clear-water regime a tendency to underestimate the erosion equilibrium depth was observed. For the live-bed regime, which is a more critical regime, there was an overestimation of the depth of erosion. The chosen methodology allowed the implementation of the sediment transport model, considering both the terms due to the bed load and the suspension load, in ANSYS Fluent, a commercial software, which by default does not have such an implemented model.

Sumário

Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xiv
1 Introdução	1
1.1 Contexto e Motivação	1
1.2 Objetivos	2
1.3 Organização do Texto	2
2 Revisão Bibliográfica	4
2.1 Conceitos fundamentais sobre o processo de formação de <i>scouring</i>	4
2.1.1 Fenômenos associados à presença de uma estrutura em ambiente marinho	5
2.1.2 Classificações	6
2.1.3 Evolução da profundidade da erosão e escala de tempo de equilíbrio	8
2.2 Modelos de Transporte de Sedimentos	9
2.2.1 Parâmetros característicos	9
2.2.2 Taxa de transporte de sedimentos devido à carga de leito (<i>Bed load</i>)	11
2.2.3 Taxa de transporte de sedimentos devido à carga de suspensão (<i>Suspended load</i>)	11
2.3 Correlações empíricas para o cálculo da profundidade de equilíbrio do <i>scouring</i>	12
2.4 Revisão dos principais trabalhos numéricos na área de <i>scouring</i>	14
2.5 Conclusões sobre as abordagens numéricas	19
3 Metodologia	23
3.1 Modelagem do Escoamento	23
3.2 Modelagem da Turbulência	24
3.2.1 Modelo $\kappa - \varepsilon$	26
3.2.2 Modelo SST	28

3.2.3	Modelo SST de transição	30
3.2.4	Modelo SAS-SST	33
3.2.5	Tratamento próximo à parede	34
3.3	Discretização Espacial e Método dos Volumes Finitos	38
3.4	Discretização Temporal	39
3.5	Método de Acoplamento Pressão-Velocidade	40
4	Procedimento Numérico	42
4.1	Geometria e Malha Computacional	42
4.2	Configurações do Modelo	45
4.3	Implementação do Modelo de Transporte de Sedimentos	47
4.4	Solução computacional	53
5	Resultados e Discussões	54
5.1	Resultados Etapa 1	54
5.1.1	Definição de tamanho de domínio	55
5.1.2	Análise de independência de malha computacional	60
5.1.3	Análise de modelagem de turbulência	61
5.1.4	Efeitos da proximidade da parede	67
5.2	Resultados Etapa 2	77
5.2.1	Descrição dos casos simulados	78
5.2.2	Definição do passo de tempo do modelo de transporte de se- dimentos	78
5.2.3	Casos em regime de <i>clear-water</i>	79
5.2.4	Casos em regime de <i>live-bed</i>	85
6	Conclusões e Sugestões	92
6.1	Conclusões	92
6.2	Sugestões para trabalhos futuros	94
	Referências Bibliográficas	95
A	Trechos código implementado	101

Lista de Figuras

2.1	Estágios do processo de <i>scouring</i> : (a) <i>onset of scour</i> (b) <i>tunnel erosion</i> e (c) <i>lee-wake erosion</i> . Adaptado de YEGANEH-BAKHTIARY <i>et al.</i> (2013)	6
2.2	Representação do desenvolvimento do <i>scouring</i> global e local em torno de uma plataforma de aço.	7
2.3	(a) Condição de equilíbrio dinâmico (b) condição de <i>clear-water</i> e (c) condição de <i>live-bed</i> . Adaptado de SCHIERECK (2003)	7
2.4	Evolução temporal do <i>scouring</i>	9
2.5	Esquema do leito escavado.	12
3.1	Subdivisões da região próxima à parede. Adaptado de ANSYS (2018).	35
3.2	Exemplo do balanço de massa em um subdomínio bidimensional pelo método dos volumes finitos (PINTO e LAGE, 2001).	38
4.1	Domínio computacional.	42
4.2	Vetores usados para computar a qualidade ortogonal para cada célula. Retirado de ANSYS (2018).	44
4.3	Visão geral da malha gerada.	44
4.4	Detalhes dos refinamentos aplicados nas paredes do cilindro e do solo.	45
4.5	Condições de contorno empregadas nas simulações.	46
4.6	Definição das normais à parede do leito.	49
4.7	Evolução temporal do ângulo de inclinação do leito ao longo da parede do leito para o caso $e_0/D = 0,5$ para (a) $Re = 2,5 \times 10^4$ e (b) 5×10^4	50
4.8	Distância entre os centróides das células (dx).	51
4.9	Ajuste de equações lineares para representar dx	51
5.1	Sinais dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação ao longo do tempo para o caso referente ao domínio de 25D.	57
5.2	Curva de convergência de tamanho de domínio - d/D versus C_D médio e média RMS de C_L	58
5.3	Coefficiente de arrasto para um cilindro circular em função do número de Reynolds. Adaptado de SUMER <i>et al.</i> (2006).	58

5.4	Perfil de: (a) velocidade, (b) pressão e (c) vorticidade.	59
5.5	Curva de convergência em malha.	61
5.6	Sinais dos coeficientes de (a) arrasto e (b) sustentação ao longo do tempo para os distintos modelos de turbulência.	63
5.7	Tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para 20 segundos de simulação.	64
5.8	Evolução temporal do valor máximo da tensão de cisalhamento no solo.	64
5.9	Análise de modelo de turbulência em termos de (a) média do coeficiente de arrasto e (b) média do coeficiente de sustentação.	64
5.10	Perfil da magnitude da velocidade: (a) Modelo $\kappa-\varepsilon$, (b) Modelo SST, (c) Modelo SST de transição, (d) Modelo SAS.	66
5.11	Perfil de pressão: (a) Modelo $\kappa-\varepsilon$, (b) Modelo SST, (c) Modelo SST de transição, (d) Modelo SAS.	66
5.12	Vorticidade: (a) Modelo $\kappa-\varepsilon$, (b) Modelo SST, (c) Modelo SST de transição, (d) Modelo SAS.	67
5.13	Sinais do coeficiente de arrasto ao longo do tempo para (a) $Re = 2,5 \times 10^4$ e (b) $Re = 5 \times 10^4$	69
5.14	Sinais do coeficiente de sustentação ao longo do tempo para (a) $Re = 2,5 \times 10^4$ e (b) $Re = 5 \times 10^4$	70
5.15	Comparação dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação entre o presente trabalho e os resultados experimentais de LEI <i>et al.</i> (1999), ROSHKO <i>et al.</i> (1975) e numéricos de YANG <i>et al.</i> (2008) para diferentes distâncias cilindro-solo.	71
5.16	Tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para (a) $Re = 2,5 \times 10^4$ e (b) $Re = 5 \times 10^4$	71
5.17	Tensão de cisalhamento máxima, τ_{max} versus distância cilindro-solo, e_0/D para diferentes números de Reynolds.	72
5.18	Perfil da magnitude da velocidade para $Re = 2,5 \times 10^4$ (esquerda) e 5×10^4 (direita): (a) e (b) $e_0/D = 0,01$, (c) e (d) $e_0/D = 0,25$, (e) e (f) $e_0/D = 0,5$, (g) e (h) $e_0/D = 0,75$, (i) e (j) $e_0/D = 1,0$	73
5.19	Perfil de pressão para $Re = 2,5 \times 10^4$ (esquerda) e 5×10^4 (direita): (a) e (b) $e_0/D = 0,01$, (c) e (d) $e_0/D = 0,25$, (e) e (f) $e_0/D = 0,5$, (g) e (h) $e_0/D = 0,75$, (i) e (j) $e_0/D = 1,0$	74
5.20	Vorticidade para $Re = 2,5 \times 10^4$ (esquerda) e 5×10^4 (direita): (a) e (b) $e_0/D = 0,01$, (c) e (d) $e_0/D = 0,25$, (e) e (f) $e_0/D = 0,5$, (g) e (h) $e_0/D = 0,75$, (i) e (j) $e_0/D = 1,0$	75
5.21	Escoamento ao redor de um cilindro (a) cilindro isolado e (b) cilindro próximo da parede. Adaptado de SUMER <i>et al.</i> (2006).	76

5.22	Influência do passo de tempo do modelo de transporte de sedimentos ($e_0/D = 0,5$ e $Re = 2,5 \times 10^4$).	79
5.23	Evolução da profundidade da erosão do solo para os casos no regime de <i>clear-water</i> (a) 50 min do processo e (b) primeiros 5 min do processo.	80
5.24	Evolução temporal da tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para (a) $e_0/D = 0,1$, (b) $e_0/D = 0,3$ e (c) $e_0/D = 0,5$	81
5.25	Evolução temporal do perfil de velocidade - para $e_0/D = 0,1$ (esquerda) e $e_0/D = 0,5$ (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.	82
5.26	Evolução temporal do perfil de pressão - para $e_0/D = 0,1$ (esquerda) e $e_0/D = 0,5$ (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.	83
5.27	Evolução temporal da vorticidade - para $e_0/D = 0,1$ (esquerda) e $e_0/D = 0,5$ (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.	84
5.28	Profundidade de equilíbrio da erosão do leito (S/D) versus distância inicial duto-solo (e_0/D): comparações com trabalhos anteriores.	85
5.29	Evolução temporal da profundidade da erosão do solo para os casos no regime de <i>live-bed</i> - $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$	86
5.30	Evolução temporal do perfil de velocidade - caso $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$ para modelo simplificado (esquerda) e modelo completo (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.	88
5.31	Evolução temporal do perfil de pressão - caso $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$ para modelo simplificado (esquerda) e modelo completo (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.	89
5.32	Evolução temporal da vorticidade - caso $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$ para modelo simplificado (esquerda) e modelo completo (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.	90
5.33	Evolução temporal da tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para o caso $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$ para (a) modelo simplificado e (b) modelo completo.	91
5.34	Detalhes da malha computacional próxima da região das paredes do cilindro e do solo antes e após o processo de deformação (a) modelo simplificado, (b) modelo completo e (c) malha inicial.	91
A.1	Cálculo da tensão de cisalhamento na parede do leito no ANSYS Fluent.	101

A.2	Cálculo do vetor normal a parede não escavada.	101
A.3	Cálculo do ângulo de inclinação do leito.	102
A.4	Implementação de equações lineares para representar dx.	102
A.5	Implementação da movimentação das fronteiras da malha.	103

Lista de Tabelas

2.1	Fórmulas existentes para estimar o <i>Bed load</i>	11
2.2	Resumo das principais correlações	14
2.3	Resumo dos principais trabalhos numéricos da literatura	20
3.1	Descrição das leis de parede (ANSYS, 2018)	37
4.1	Tamanho das malhas para a análise de independência de malha.	43
5.1	Resultados - Definição de tamanho de domínio.	56
5.2	Resultados análise de independência de malha.	60
5.3	Comparação entre modelos de turbulência.	61
5.4	Custo computacional dos modelos de turbulência para 20 seg de simulação.	65
5.5	Efeito da proximidade da parede nos coeficientes hidrodinâmicos e na tensão de cisalhamento para o caso de $Re = 2,5 \times 10^4$	68
5.6	Efeito da proximidade da parede nos coeficientes hidrodinâmicos e na tensão de cisalhamento para o caso de $Re = 5 \times 10^4$	68
5.7	Parâmetros das simulações - Etapa 2.	78

Nomenclatura

A	normal a superfície não escavada ($t = 0$)
A_i	vetores normais às faces da célula
A_p	área projetada do cilindro na direção do escoamento
B	normal a superfície escavada
c	concentração volumétrica de sedimentos
c_b	concentração de sedimentos próximo do leito
C_i	vetores que vão do centroide da célula até o centroide das células adjacentes
C_D	coeficiente de arrasto
C_L	coeficiente de sustentação
C_μ	constante para cálculo da viscosidade turbulenta
D	diâmetro do cilindro
D_w	termo de contra difusão
D^*	diâmetro adimensional da partícula
d	tamanho do domínio computacional
d_{50}	diâmetro médio das partículas do sedimento
d_x	distância entre os centroides das células
Dep	taxa de deposição de sedimentos
e_0	distância inicial cilindro-solo
Ent	taxa de arrastamento dos sedimentos
f_i	vetores que vão partir do centroide da célula até cada uma de suas faces

fr	número de Froude
F_x	amplitude da força no sentido do escoamento
F_y	amplitude da força transversal ao escoamento
F_{length}	comprimento da região de transição
g	aceleração da gravidade
G_b	produção de energia cinética turbulenta pelo empuxo
G_k	produção de energia cinética turbulenta
G_ω	dissipação específica de energia cinética turbulenta
Gr	número de Grashof
h	nível do leito
\mathbf{I}	matriz identidade
k	energia cinética turbulenta
L	escala de comprimento da turbulência
L_{vk}	escala de comprimento de Von Kármán
n	porosidade do leito
p	pressão estática
Pr	número de Prandtl
q_t	taxa volumétrica total de transporte de sedimentos por unidade de comprimento
q_b	taxa de transporte de sedimentos devido à carga de leito (<i>Bed load</i>)
q_s	taxa de transporte de sedimentos devido à carga de suspensão (<i>Suspended load</i>)
Q_{SAS}	termo fonte do modelo SAS
Re	número de Reynolds
s	peso específico ($= \rho_s/\rho$)
S_{eq}	profundidade de equilíbrio do processo de <i>scouring</i>

t	tempo
T	escala de tempo do processo de <i>scouring</i>
\mathbf{T}	tensor das tensões viscosas
u	velocidade
u_0	velocidade infinita do escoamento
u_c	velocidade crítica
u_f	velocidade de fricção
u^+	velocidade adimensional
w_s	velocidade de sedimentação
x_i	coordenadas cartesianas, $i = 1, 2, 3$
y	distância normal à parede
y^+	distância adimensional até a parede
y_0	rugosidade do leito
Y_k	dissipação de k
Y_ω	dissipação de ω
Z	excesso de tensão de cisalhamento

Letras Gregas

α	ângulo de inclinação do leito
φ	ângulo de repouso dos sedimentos
β	parâmetro do coeficiente de difusão
ϵ	taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
γ	coeficiente de difusão
δ	espessura da camada limite
Δ_b	nível de referencia próximo do leito
ϕ	Taxa de transporte de sedimentos adimensional

θ	número de Shields
θ_{cr}	número de Shields crítico
θ_{cr0}	número de Shields crítico para um leito horizontal
Θ_∞	tensão de cisalhamento adimensional
μ	viscosidade dinâmica
μ_t	viscosidade turbulenta
ν	viscosidade cinemática
ω	dissipação específica de energia cinética turbulenta
Ω	magnitude do vórtice
Ω_{CV}	tamanho do volume de controle
ρ	massa específica do fluido
ρ_s	massa específica dos sedimentos
σ_c	número de Schmidt turbulento
σ_ϵ	número de Prandtl turbulento para ϵ
σ_k	número de Prandtl turbulento para k
τ_b	tensão de cisalhamento na direção tangencial ao leito devido ao escoamento
$\tau_{b,cr}$	tensão de cisalhamento crítica
χ	distância normalizada até a fronteira

Siglas

ALE	<i>Arbitrary Lagrangian Eulerian</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DEM	<i>Discrete Element Method</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>
SAS	<i>Scale-Adaptive Simulation</i>

SST *Shear Stress Transport*
SGS *Smagorinsky subgrid scale*
UDF *User Defined Function*

Capítulo 1

Introdução

1.1 Contexto e Motivação

Os dutos submarinos são considerados os meios mais eficientes e convenientes para o transporte de petróleo e gás na engenharia oceânica e, portanto, desempenham um papel importante no atendimento das crescentes demandas de energia da sociedade. Com o aumento da demanda mundial de energia, as empresas de extração de petróleo têm aumentado a busca por óleo e gás em águas profundas e ultra-profundas. Diante do atual cenário, a exploração tem se tornado cada vez mais complexa, o que aumenta a necessidade de se entender mais sobre o comportamento das estruturas *offshore* para que esses projetos sejam economicamente viáveis e apresentem operações mais seguras.

Na área *offshore*, o termo *scouring* refere-se à perda localizada de solo em torno de estruturas submarinas devido à aceleração da velocidade do escoamento. Quando um duto é depositado em um ambiente marinho, a presença da estrutura altera o padrão do escoamento em sua vizinhança. Essa mudança no escoamento em torno da estrutura pode aumentar o transporte local de sedimentos, o que pode levar ao processo de erosão do solo, também conhecido como processo de *scouring* (SUMER e FREDSOE, 2002). O processo de *scouring* em dutos submarinos é de grande importância devido aos seus efeitos sobre a estabilidade estrutural dos dutos, uma vez que as falhas em estruturas submarinas podem ocasionar enormes perdas econômicas e danos ambientais desastrosos.

Além disso, quando um duto é colocado sobre o leito do mar, o processo de *scouring* abaixo do mesmo pode levar à geração de vãos livres ao longo do mesmo. Devido à presença de vãos livres, cargas hidrodinâmicas podem ocorrer como consequência natural da presença de correntes marítimas atuando sobre tais regiões. Em função das cargas hidrodinâmicas, a estrutura pode se tornar suscetível à Vibração Induzida por Vórtices (VIV), que tem sido conhecida como uma das principais causas de

danos por fadiga em duto submarinos.

A investigação e o melhor entendimento dos fenômenos de *scouring* e VIV permite o desenvolvimento de estratégias que objetivam prevenir o colapso estrutural precoce das estruturas submarinas. Nas últimas três décadas, um grande esforço foi empreendido em busca de um melhor entendimento desses fenômenos, tanto em termos de pesquisas experimentais quanto, mais recentemente, em estudos numéricos.

Nesse contexto, a Fluidodinâmica Computacional (CFD) é uma ferramenta com a qual se consegue analisar o comportamento de sistemas envolvendo escoamento de fluidos, transferência de calor e massa e fenômenos associados, através de simulações computacionais. Para prever esses fenômenos, as ferramentas de CFD resolvem equações de transporte sobre o domínio geométrico de interesse, com condições de contorno especificadas (MALISKA, 2004).

Diante disso, o uso da Fluidodinâmica Computacional como ferramenta de projeto vem ganhando força com o aumento do poder computacional disponível e a eficiência dos códigos empregados. A realização de simulações numéricas permite a redução dos custos experimentais na construção de protótipos, assim como permite obter uma riqueza de detalhes da hidrodinâmica no interior dos dispositivos a qual seria impossível de ser obtida com métodos experimentais.

1.2 Objetivos

Este trabalho tem como objetivo a implementação de um modelo matemático para a simulação do processo de *scouring* em dutos submarinos. A fim de atingir este objetivo, o trabalho foi dividido em 2 etapas. Inicialmente, foi estudada a influência da proximidade da parede (leito do mar) em escoamento monofásico ao redor de um cilindro fixo. Na segunda Etapa, o fenômeno de *scouring* foi estudado. Para validar o modelo matemático, os resultados das simulações foram comparados com trabalhos experimentais e numéricos disponíveis na literatura.

1.3 Organização do Texto

No Capítulo 2 é apresentada uma breve revisão da literatura sobre assuntos relacionados a este trabalho. Inicialmente é feita uma revisão sobre conceitos gerais do processo de formação de *scouring* e modelos de transporte de sedimentos. Em seguida é apresentada uma revisão dos principais trabalhos numéricos publicados na área de *scouring*.

A metodologia aplicada a este trabalho é apresentada no Capítulo 3. Neste, são descritas as equações governantes utilizadas para a solução do escoamento, os

modelos de turbulência que foram avaliados neste trabalho e a metodologia de discretização e resolução das equações de transporte.

Em seguida, no Capítulo 4, são abordados os procedimentos numéricos adotados para a resolução das equações de transporte. Neste capítulo, são mostradas as geometrias e os detalhes das malhas computacionais e seus critérios de qualidade. Além disso, é apresentado em detalhes o modelo de transporte de sedimentos implementado através de *User Defined Function* (UDF) no ANSYS FLUENT e o código computacional de movimentação de malha utilizada no trabalho.

No Capítulo 5 são apresentados e discutidos os resultados obtidos a partir das formulações mostradas nos Capítulo 3 e Capítulo 4. Por fim, as conclusões do trabalho e as sugestões para trabalhos futuros são apresentadas no Capítulo 6.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Este capítulo apresenta uma revisão da literatura sobre assuntos relacionados a este trabalho, com o objetivo de identificar as oportunidades de contribuição desta dissertação. Inicialmente, na Seção 2.1, é realizada uma breve revisão dos conceitos fundamentais sobre o processo de formação de *scouring*. Enquanto que na Seção 2.2, são apresentados os modelos de transporte de sedimentos. Em seguida, na Seção 2.3, são referenciados os principais modelos empíricos para o cálculo da profundidade do *scouring* em dutos horizontais. Por fim, na Seção 2.4 são citados os principais trabalhos numéricos na área de *scouring*.

2.1 Conceitos fundamentais sobre o processo de formação de *scouring*

O termo *scouring* refere-se à perda localizada de solo em torno de estruturas devido à interação entre o escoamento e a estrutura. A quantidade de sedimentos que é transportada é uma função de muitos parâmetros, entre eles, a velocidade do escoamento e as propriedades dos sedimentos. De maneira geral, quando uma estrutura é depositada em um rio ou em ambiente marinho, presença da estrutura altera o padrão do escoamento em torno da mesma, o que pode aumentar o transporte de sedimentos e levar ao processo de *scouring*. Este processo pode causar uma influência significativa sobre a integridade da estrutura.

No caso de estruturas submarinas, os efeitos que causam a formação de *scouring* são ainda mais complexos, uma vez que, ao contrário do escoamento em rios (correntes estáveis), essas estruturas, geralmente, estão expostas a correntes, ondas ou uma combinação delas. Aos longo das últimas décadas, o fenômeno de transporte de sedimentos ao redor de estruturas em ambiente de rio foi extensamente estudado (BREUSERS e RAUDKIVI (1991) e MELVILLE e COLEMAN (2000)), pois foi identificado como uma causa importante para a falha de pontes. Já a forma-

ção de *scouring* em estruturas *offshore* não recebeu a mesma atenção. Entretanto, é possível observar que nos últimos anos houve um crescente desenvolvimento do conhecimento nessa área.

Nesta Seção, serão revisados alguns conceitos básicos para o entendimento do processo de formação do *scouring*.

2.1.1 Fenômenos associados à presença de uma estrutura em ambiente marinho

De acordo com VAN RIJN (2018), quando uma estrutura é colocada próxima ao leito do mar, a presença da mesma altera o perfil do escoamento em sua vizinhança. Os perfis de velocidade próximos ao duto poderão ser tais que comecem a intensificar a erosão do leito sobre o qual o duto se apoia. Os mecanismos de transporte de sedimentos podem ser divididos em três grupos:

- Diferenças de pressão induzidas pelo escoamento: se o escoamento for perpendicular à tubulação, existe uma diferença de pressão entre as partes à montante e à jusante da tubulação. Estas diferenças de pressão podem causar o movimento da água subterrânea, o que leva ao transporte de sedimentos.
- Vórtices próximos à tubulação: os vórtices gerados à montante e à jusante da tubulação podem levar ao transportar de sedimento.
- Imperfeições no fundo do mar perto do duto: as variações do leito perto do duto podem resultar na presença de vãos entre o duto e o leito, o que aumenta a erosão do leito.

Além disso, segundo FREDSOE e SUMER (1992), o processo de *scouring* pode ser categorizado em três estágios, os quais são descritos a seguir e podem ser visualizados na Figura 2.1.

- Primeiro estágio - *onset of scour*: representa o início do processo de erosão, cuja principal razão é a diferença de pressão entre os lados à montante (ponto A na Figura 2.1 (a)) e à jusante (ponto B na Figura 2.1 (a)) da tubulação. Ao final deste estágio tem-se a abertura de um pequeno espaço entre o duto e o leito. Na Figura 2.1 (a) P_s representa o ponto de separação da camada limite.
- Segundo estágio - *tunnel erosion*: após a abertura do espaço inicial, uma quantidade substancial de água a alta velocidade é desviada através da abertura, levando a uma distribuição de tensão de cisalhamento amplificada na parede do leito e um rápido aumento da abertura abaixo do duto.

- Terceiro estágio - *lee-wake erosion*: à medida que o buraco se expande, o processo de *scouring* chega ao seu estágio final ou de equilíbrio, este estágio está relacionado ao desprendimento de vórtices ao redor da estrutura.

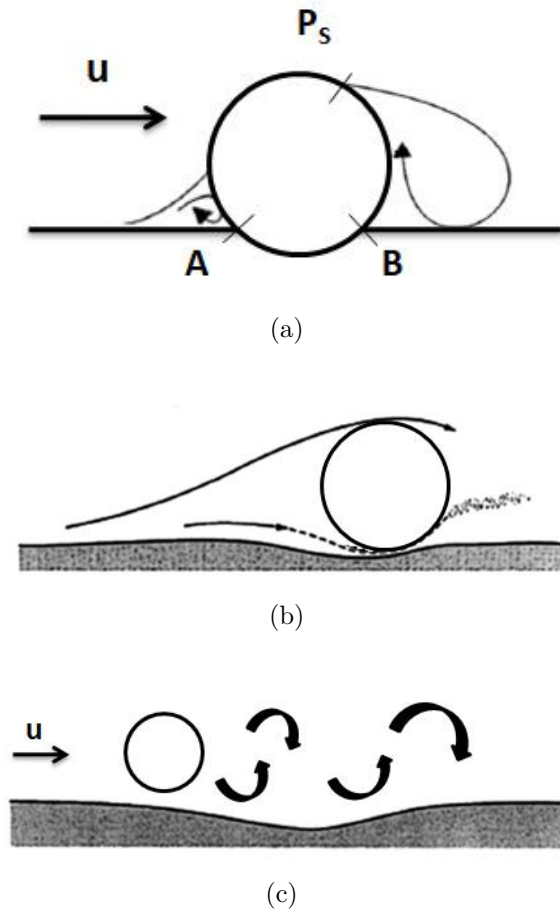


Figura 2.1: Estágios do processo de *scouring*: (a) *onset of scour* (b) *tunnel erosion* e (c) *lee-wake erosion*. Adaptado de YEGANEH-BAKHTIARY *et al.* (2013)

2.1.2 Classificações

Com o objetivo de distinguir as diferentes condições hidráulicas e estruturais, o processo de *scouring* é categorizado em casos separados. Com base em parâmetros estruturais, transporte dos sedimentos e nas condições ambientais, as seguintes divisões são realizadas:

- *Scouring* global versus *scouring* local;
- Condições de *clear-water* versus *live-bed*.

Scouring global versus scouring local

O processo de *scouring* local ocorre em torno dos elementos estruturais individuais. Enquanto que, o *scouring* global representa um processo de erosão do leito do mar mais amplo em torno da estrutura completa (SUMER e FREDSON, 2002), como mostra a Figura 2.2. É possível notar que pequenas cavidades foram formadas em torno de cada componente da estrutura (*scouring* local), bem como uma escavação grande em torno da estrutura completa (*scouring* global).

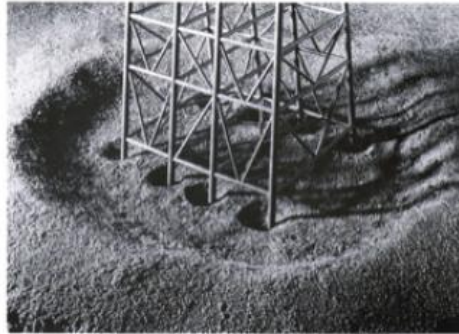


Figura 2.2: Representação do desenvolvimento do *scouring* global e local em torno de uma plataforma de aço. Retirado de ANGUS *et al.* (1982) com a permissão da *Offshore Technology Conference*.

Clear-water versus live-bed

Esta classificação é baseada na mobilidade dos sedimentos. É utilizada para separar os ensaios com apenas o movimento local dos sedimentos em torno da estrutura dos ensaios em que o leito inteiro é móvel. A Figura 2.3 apresenta três situações possíveis para ilustrar esse fenômeno.

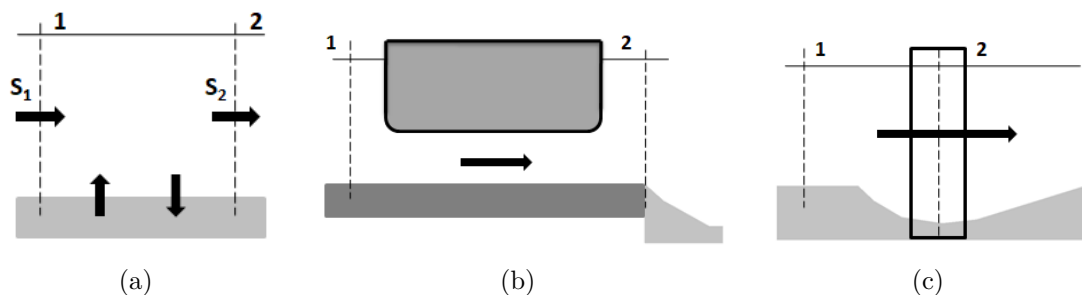


Figura 2.3: (a) Condição de equilíbrio dinâmico (b) condição de *clear-water* e (c) condição de *live-bed*. Adaptado de SCHIERECK (2003)

A Figura 2.3 (a) mostra uma situação de equilíbrio dinâmico, na qual o sedimento pode ser suspenso e sedimentar novamente, mas não há mudança líquida da posição do leito. Neste caso $S_2 = S_1 > 0$, onde S_1 e S_2 representam os abastecimentos de sedimentos nos pontos 1 e 2, respectivamente. Já a Figura 2.3 (b) apresenta um exemplo de condição de *clear-water*. Neste caso, não há abastecimento

de sedimentos à montante (ponto 1), enquanto que há transporte de sedimentos à jusante (ponto 2) devido ao aumento da velocidade do escoamento após o duto. Nesta situação, $S_2 > S_1 = 0$. Como o sedimento está sendo suspenso no ponto 2, a erosão se desenvolverá localmente neste ponto. O processo de *scouring* em condições de *clear-water* pára quando a profundidade máxima da cavidade é alcançada de modo que a velocidade cai abaixo de um valor crítico. A Figura 2.3 (c) ilustra o caso conhecido como *live-bed*. Neste caso, a velocidade do escoamento e outras condições são suficientes para mobilizar o leito inteiro. Nesta situação, existe o abastecimento de sedimentos à montante, porém o transporte de sedimentos à jusante é maior. Nesta situação, tem-se: $S_2 > S_1 > 0$.

Em resumo, a condição de *clear-water* refere-se à situação em que o escoamento não é forte o suficiente para mover o sedimento no fundo do mar. No entanto, a erosão do solo ainda pode ocorrer porque o aumento nas tensões de cisalhamento em torno do duto pode exceder o limite de arrastamento de sedimentos. O processo de *scouring* sob tais condições é denominado de regime de *clear-water*. Já as condições de *live-bed*, ao contrário, estão relacionadas à situação em que os sedimentos em geral estão em movimento, independentemente da tubulação. A introdução de um duto em tais condições fará o processo de *scouring* acontecer rapidamente, e é denominado de regime de *live-bed*.

2.1.3 Evolução da profundidade da erosão e escala de tempo de equilíbrio

O processo de formação de *scouring* se desenvolve em direção ao estágio de equilíbrio através de um período de transição, como ilustrado esquematicamente na Figura 2.4.

A profundidade do *scouring* correspondente ao estágio de equilíbrio, representado por S_{eq} na Figura 2.4, é chamada de profundidade de equilíbrio. Por outro lado, para que essa profundidade de equilíbrio seja atingida, um certo tempo deve decorrer, este tempo é chamado de “escala de tempo” do processo de *scouring* e pode ser calculado a partir da Equação 2.1:

$$S = S_{eq} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \right] \quad (2.1)$$

onde, T é a escala de tempo do processo de *scouring* e corresponde ao período de tempo T indicado na Figura 2.4, onde a linha tracejada é tangente à curva profundidade do *scouring* versus tempo em $t = 0$.

As quantidades mencionadas acima, profundidade de equilíbrio e escala de tempo do *scouring*, são dois dos principais parâmetros em estudos do processo de formação de *scouring*.

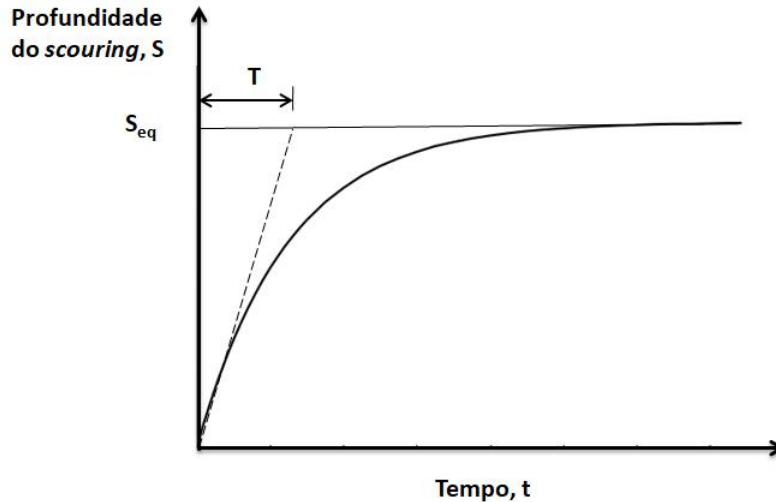


Figura 2.4: Evolução temporal do *scouring*.

2.2 Modelos de Transporte de Sedimentos

Os sedimentos são pequenas partículas de diferentes tamanhos, como areia, cascalho, argila e assim por diante. Os sedimentos podem ser transportados pela gravidade, vento e/ou água. Quando o agente transportador é água, pode-se chamar de transporte de sedimentos fluvial ou marinho. O processo de mover ou remover os sedimentos de sua fonte original é chamado de erosão. A erosão do leito de sedimentos pode transformá-lo em uma variedade de formas diferentes, tais como ondulações e dunas.

2.2.1 Parâmetros característicos

Os seguintes parâmetros adimensionais podem ser utilizados para caracterizar o transporte de sedimentos.

1. Diâmetro adimensional médio das partículas, D^*

O diâmetro adimensional médio das partículas, D^* , reflete a influência da gravidade, da massa específica e da viscosidade, pode ser calculado a partir da Equação 2.2:

$$D^* = \left[\frac{(s - 1)g}{\nu^2} \right]^{1/3} d_{50} \quad (2.2)$$

onde,

d_{50} = o diâmetro médio das partículas do sedimento [m]

s = peso específico ($= \rho_s/\rho$) [-], sendo ρ_s a massa específica dos sedimentos e ρ a massa específica do fluido

ν = viscosidade cinemática do fluido [$m^2 s^{-1}$]

g = aceleração da gravidade [$m s^{-2}$]

2. Número de Shields, θ

O número de Shields fornece uma relação entre as propriedades do sedimento e a velocidade de fricção sobre o leito, pode ser definido como:

$$\theta = \frac{u_f^2}{g(s-1)d_{50}} = \frac{\tau_b}{\rho g(s-1)d_{50}} \quad (2.3)$$

onde,

u_f = velocidade de fricção do leito de sedimentos [$m s^{-1}$], está relacionado com a tensão de cisalhamento por $u_f = \sqrt{\tau_b/\rho}$

τ_b = tensão de cisalhamento na direção tangencial ao leito devido ao escoamento [Pa]

3. Parâmetro de excesso de tensão de cisalhamento, Z

O parâmetro de excesso de tensão de cisalhamento, Z , é definido como:

$$Z = \frac{\tau_b - \tau_{b,cr}}{\tau_{b,cr}} \quad (2.4)$$

onde,

$\tau_{b,cr}$ = tensão de cisalhamento crítica para iniciar a movimentação dos sedimentos [Pa]

4. Taxa total de transporte de sedimentos, q_t

q_t é a taxa volumétrica total de transporte de sedimentos por unidade de comprimento [$m^2 s^{-1}$]. O transporte total de sedimentos é tratado dividindo-o em contribuições de carga de leito e carga de suspensão, ou seja: $q_t = q_b + q_s$

onde,

q_b = taxa de transporte de sedimentos devido à carga de leito (*Bed load*)

q_s = taxa de transporte de sedimentos devido à carga de suspensão (*Suspended load*)

Essas duas componentes do transporte de sedimentos são descritas em mais detalhes nas seções a seguir.

2.2.2 Taxa de transporte de sedimentos devido à carga de leito (*Bed load*)

A parcela do transporte de sedimentos devido à carga de leito ocorre na superfície do leito, resultando no movimento das partículas devido ao rolamento, deslizamento e/ou deslocamento em pequenos saltos ao longo do leito. Muitos aspectos da dinâmica do transporte de sedimento são governados predominantemente pela taxa de transporte devido à da carga do leito (RATTIA *et al.*, 2018). Alguns exemplos podem ser citados: erosão em rios, evolução da forma do leito e erosão ao redor de estruturas como dutos e pilares de ponte.

Diversas formulações para a taxa de transporte de carga de leito aparecem na literatura, geralmente consistem em relações semi-empíricas derivadas de dados experimentais baseados em canais. A Tabela 2.1 apresenta algumas das fórmulas para o cálculo da q_b .

Tabela 2.1: Fórmulas existentes para estimar o *Bed load*

Autores	Fórmula
MEYER-PETER e MUL- LER (1948)	$q_b = 8.0 (\theta - 0,047)^{1,5} \sqrt{g(s-1)d_{50}^3}$
ENGELUND e FREDSE ØE (1976)	$q_b = 18,74 (\theta - \theta_{cr}) [\theta^{1/2} - 0,7\theta_{cr}^{1/2}] \sqrt{g(s-1)d_{50}^3}$
VAN RIJN (1987)	$q_b = 0,053 \frac{Z^{2,1}}{D^{*0,3}} \sqrt{g(s-1)d_{50}^3}$
SOULSBY (1993)	$q_b = 12 \theta^{1/2} (\theta - \theta_{cr}) \sqrt{g(s-1)d_{50}^3}$
HASSANZADEH (2007)	$q_b = 24 \theta^{2,5} \sqrt{g(s-1)d_{50}^3}$

2.2.3 Taxa de transporte de sedimentos devido à carga de suspensão (*Suspended load*)

O transporte de sedimentos em suspensão envolve o material particulado que é transportado no interior da coluna de água. Estas partículas são mantidas em suspensão devido à mistura turbulenta causando um fluxo ascendente que compete com a velocidade de sedimentação descendente inerente das partículas, w_s , devido aos efeitos de empuxo.

A concentração volumétrica de sedimentos, c , é o volume de sedimentos (em m^3) dividido pelo volume total de material (água + sedimentos, em m^3). A concentração de sedimentos em suspensão pode ser determinada resolvendo-se uma equação de advecção-difusão, com um termo convectivo adicional para representar o efeito

gravitacional da velocidade de sedimentação da partículas. Para um domínio bi-dimensional, pode-se escrever a Equação 2.5:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_x \frac{\partial c}{\partial x} + (u_y - w_s) \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_c} \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_c} \frac{\partial c}{\partial y} \right) \quad (2.5)$$

onde, u_x e u_y são as componentes de velocidade horizontal (x) e vertical (y), respectivamente; μ_t é a viscosidade turbulenta; σ_c é o número de Schmidt turbulento, o qual relaciona viscosidade turbulenta com a difusividade do sedimento; w_s é a velocidade de sedimentação.

A velocidade de sedimentação pode ser obtida a partir da seguinte fórmula válida para partículas com diâmetros $d_{50} > 0,1$ mm e em condição de *clear-water* (SOULSBY e WHITEHOUSE, 1997):

$$w_{s0} = \frac{\nu}{d_{50}} \left[\left(10,36^2 + 1,049D_*^3 \right)^{1/2} - 10,36 \right] \quad (2.6)$$

À medida que a concentração de sedimentos aumenta, a velocidade de sedimentação geralmente diminui, devido à interação entre os grãos em decantação. A redução de w_{s0} devido à alta concentração de partículas pode ser levado em consideração usando uma fórmula empírica (RICHARDSON e ZAKI, 1954):

$$w_s = w_{s0}(1 - c)^{2,39} \quad (2.7)$$

2.3 Correlações empíricas para o cálculo da profundidade de equilíbrio do *scouring*

A Figura 2.5 mostra um esquema do leito escavado após sofrer o processo de erosão do solo. Nesta imagem, D representa o diâmetro do duto, u a velocidade do escoamento, e_0 é a distância cilindro-solo inicial e S_{eq} é a profundidade equilíbrio do do *scouring*.

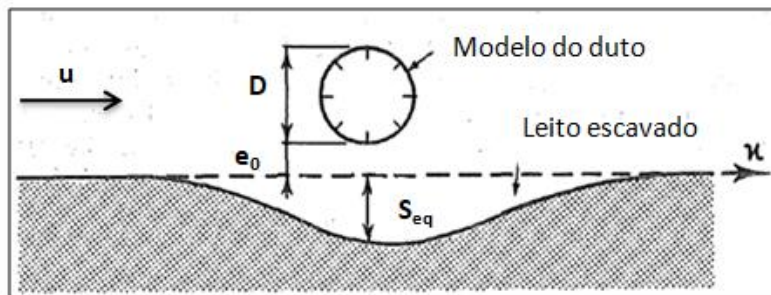


Figura 2.5: Esquema do leito escavado.

Ao longo dos anos, diversas correlações empíricas para o cálculo da profundidade de equilíbrio do *scouring* foram propostas. Os principais modelos empíricos disponíveis na literatura estão listados na Tabela 2.2.

KJELDTSEN *et al.* (1973) realizaram experimentos em canais para investigar a erosão local ao redor de tubulações submarinas sob correntes unidirecionais. Os autores propuseram uma equação empírica relacionando a profundidade adimensional da erosão (S_{eq}/D) com a velocidade do escoamento e o diâmetro da tubulação. Entretanto, esta correlação foi desenvolvida apenas para o caso de razão de espaçamento cilindro-solo (e_0/D) igual a zero e as propriedades do sedimento não foram levadas em consideração. BIJKER e LEEUWESTEIN (1984) modificaram a equação acima mencionada, baseado em uma maior quantidade de dados experimentais, e quantificaram a influência do tamanho médio das partículas de sedimento, d_{50} , que aparentemente apresenta pequena contribuição.

IBRAHIM e NALLURI (1986) estenderam este trabalho propondo duas equações não-dimensionais: uma para a condição de *clear-water* e um para a condição de *live-bed*. Nestas equações, u_c é a velocidade crítica para o arrastamento de sedimentos e h é a profundidade do canal. No entanto, existem expoentes contraditórios nas duas equações propostas por IBRAHIM e NALLURI (1986). A primeira equação propõe que a profundidade do *scouring* é direta e inversamente proporcional à velocidade do escoamento e a profundidade do canal, respectivamente. Enquanto que a segunda equação apresenta o exato oposto. Este paradoxo surgiu porque as equações foram derivadas puramente da técnica de ajuste de curvas e aparentemente nenhuma consideração foi dada à física que descreve o processo de *scouring*. Além disso, as equações sugerem que $S_{eq}/D > 0$ quando $u = 0$, o que não é físico.

Posteriormente, FREDSOE e SUMER (1992) afirmaram que a profundidade de equilíbrio do *scouring*, S_{eq}/D , devido à correntes estacionárias é de 0,6 para todos os fins práticos. MONCADA-M. e AGUIRRE-PE (1999), os quais investigaram a erosão em baixo de dutos em travessias de rio, mostraram mais tarde que o S_{eq}/D é significativamente influenciado pela razão e_0/D e pelo número de Froude, $Fr = u/\sqrt{gh}$. Este foi um dos primeiros trabalhos onde os efeitos de e_0/D foram incluídos em uma equação para a predição de S_{eq}/D . SUMER e FREDSOE (2002) também relataram que a profundidade de equilíbrio do *scouring* pode ser significativamente influenciada por e_0/D . Entretanto, e_0/D é o único parâmetro que foi incluído na equação, com a ressalva de que esta é aplicável apenas para a condição de *live-bed*.

Recentemente, LEE *et al.* (2019) derivaram uma equação para a previsão de S_{eq}/D , empiricamente, com base no ajuste dos dados experimentais de MAO (1986), MONCADA-M. e AGUIRRE-PE (1999) e MOHR *et al.* (2016), onde Θ_∞ é a tensão de cisalhamento adimensional do leito do mar à montante do duto e ν é a viscosidade cinemática do fluido. Dessa forma, a equação ajustada leva em consideração os

efeitos da tensão de cisalhamento, número de Reynolds (uD/ν), além da razão de espaçamento cilindro-duto (e_0/D). Os autores reportam que a influência de Θ_∞ em S_{eq}/D é significativa, ao passo que a influência do número de Reynolds em S_{eq}/D é pequena se comparada com outros parâmetros.

Tabela 2.2: Resumo das principais correlações

Autores	Correlação
KJELDTSEN <i>et al.</i> (1973)	$\frac{S_{eq}}{D} = 0,972 \left(\frac{u^2}{2g}\right)^{0,2} D^{-0,2}$
BIJKER e LE-EUWESTEIN (1984)	$\frac{S_{eq}}{D} = 0,929 \left(\frac{u^2}{2g}\right)^{0,26} D^{-0,22} d_{50}^{-0,04}$
IBRAHIM e NAL-LURI (1986)	$\frac{S_{eq}}{D} = 4,706 \left(\frac{u}{u_c}\right)^{0,89} \left(\frac{u}{\sqrt{gh}}\right)^{1,43} + 0,06, \text{ Clear-water}$ $\frac{S_{eq}}{D} = 0,084 \left(\frac{u}{u_c}\right)^{-0,3} \left(\frac{u}{\sqrt{gh}}\right)^{-0,16} + 1,33, \text{ Live-bed}$
FREDSOE e SUMER (1992)	$\frac{S_{eq}}{D} = 0,6 \pm 0,1$
MONCADA-M. e AGUIRRE-PE (1999)	$\frac{S_{eq}}{D} = \frac{2u}{\sqrt{gh}} \text{sech}\left(1,7\frac{e_0}{D}\right)$
SUMER e FREDSOE (2002)	$\frac{S_{eq}}{D} = 0,625 \exp\left(-0,6\frac{e_0}{D}\right)$
LEE <i>et al.</i> (2019)	$\frac{S_{eq}}{D} = \tanh(15,15\Theta_\infty) \left(\frac{uD}{\nu}\right)^{-0,01} \coth\left(0,62\frac{h}{D}\right)$ $\left(-0,11 + \text{sech}\left(-1,08\frac{e_0}{D}\right)\right)$

2.4 Revisão dos principais trabalhos numéricos na área de *scouring*

Com o objetivo de gerar uma base de conhecimento que será utilizada para o desenvolvimento da metodologia numérica deste trabalho e identificar as oportunidades de contribuição desta dissertação, foi realizada uma busca dos principais trabalhos numéricos na área de *scouring*.

Os primeiros trabalhos numéricos desenvolvido na área de *scouring* foram baseados na teoria de escoamento potencial. Os trabalhos de CHAO e HENNESSY (1972), HANSEN (1986), CHIEW (1991), e LI e CHENG (1999) são alguns exem-

plos dessa metodologia. Entretanto, nenhum dos modelos de escoamento potencial conseguiu reproduzir o perfil experimental da cavidade formada à jusante do duto. O que pode ser atribuído à limitação do escoamento potencial de não poder representar o processo de desprendimento de vórtice associado ao escoamento em torno de um cilindro. Dessa forma, ao longo das últimas décadas, as investigações numéricas foram focadas na resolução das equações de Navier-Stokes associadas à modelos de turbulência para o fechamento do sistema de equações.

Como exemplo de trabalho utilizando teoria potencial, podemos citar o trabalho de LI e CHENG (1999). Eles desenvolveram um modelo de *scouring* local que não faz uso de fórmulas empíricas para o transporte de sedimentos. Os autores empregaram uma solução por diferenças finitas para resolver o escoamento potencial ao redor de um duto fixo. No modelo, assumiu-se um domínio bidimensional (10D e 20D, à montante e à jusante do duto, respectivamente, onde D representa o diâmetro do duto) e o acoplamento entre o escoamento e a formação de *scouring* foi resolvido em um sistema de coordenadas curvilíneas. Os autores se basearam na hipótese de que a tensão de cisalhamento na parede do leito do mar é igual ao valor da tensão crítica para o regime de *clear-water*. Os resultados foram comparados com dados experimentais reportados por MAO (1986) e com algumas correlações empíricas para o cálculo da profundidade do *scouring*. Os resultados concordaram razoavelmente com os dados experimentais e a comparação com as fórmulas empíricas indicou que o modelo é adequado para uma estimativa da profundidade máxima do *scouring* em dutos submarinos em condição de *clear-water*.

BRØRS (1999) estudou o escoamento ao redor de um cilindro fixo próximo do leito do mar com razão de espaçamento (e/D) igual a 0,6, número de Reynolds de $1,5 \times 10^4$ e parâmetro de Shields de 0,048 (condição de *clear-water*). A partir desse estudo, desenvolveu um modelo de *scouring* baseado no modelo de turbulência k-épsilon e uma equação de transporte para a concentração de sedimentos. As equações de transporte foram resolvidas através do método de elementos finitos Taylor-Galerkin e o domínio computacional foi considerado bidimensional. Os resultados estão de acordo com dados experimentais de MAO (1986), embora o comprimento da zona de recirculação primária observado tenha sido um pouco curto. Além disso, o modelo não previu o desprendimento de vórtices periódicos, mesmo durante os últimos estágios do desenvolvimento do *scouring*.

O trabalho de LI e CHENG (2001) representa uma extensão do modelo de LI e CHENG (1999), incluindo a modelagem da turbulência através do modelo LES (*Large-Eddy Simulation*) com *Smagorinsky subgrid scale* (SGS). Os resultados mostraram que os vórtices formados a jusante do duto contribuem significativamente para o desenvolvimento da profundidade do escavamento local, especialmente para a formação do declive suave observado nos experimentos de MAO (1986). A pro-

fundidade máxima do *scouring* prevista e a forma da cavidade apresentaram uma boa correlação com os dados experimentais publicados na literatura. Contudo, este modelo não consegue prever a evolução temporal do *scouring*, uma vez que emprega a hipótese de equilíbrio.

LIANG *et al.* (2005) propuseram um modelo bidimensional capaz de prever o desenvolvimento temporal do *scouring* local em dutos submarinos em condições de *clear-water* e *live-bed*. As equações governantes para o escoamento e o transporte de sedimentos foram resolvidas usando um método de diferenças finitas em sistema de coordenadas curvilíneas. O transporte de sedimentos foi modelado através da formulação proposta por VAN RIJN (1987). Devido às diferenças de escalas de tempo entre o escoamento e processo de formação de *scouring*, foram adotados diferentes passos de tempo para a atualização da morfologia da malha e o cálculo do escoamento. Além disso, foram testados dois modelos de turbulência: k- ϵ e LES com SGS. Os resultados previstos com o modelo concordaram razoavelmente bem com os dados experimentais de MAO (1986), tanto no que diz respeito à profundidade do *scouring* de equilíbrio, quanto em relação ao desenvolvimento temporal do perfil da escavação. Por fim, os autores recomendam o uso do modelo k- ϵ , pois este apresentou melhores resultados em termos da evolução temporal do *scouring*.

ZHAO e FERNANDO (2007) utilizaram o modelo de duas fases Euler-Euler para simular o processo de *scouring* ao redor de um duto fixo. O pacote comercial FLUENT, o qual utiliza o método dos volumes finitos, foi utilizado para conduzir as simulações, considerando um domínio bidimensional (5D e 15D, à montante e à jusante do duto, respectivamente) e o modelo de turbulência k- ϵ . Os resultados das simulações mostraram a capacidade do modelo de representar a evolução temporal do perfil de *scouring* e a profundidade máxima do mesmo. Entretanto, a velocidade dos sedimentos dentro da água foi superestimada. Além disso, o tempo computacional reportado pelos autores, para a realização de uma única simulação, foi de 260 h em um PC de 2,4 GHz, o que representa um alto custo computacional considerando que a simulação foi realizada em domínio bidimensional.

No Capítulo 5 da tese de YEOW (2007) é apresentado um modelo numérico para o cálculo da formação de *scouring* abaixo de dutos submarinos. O modelo computacional foi resolvido em um domínio bidimensional (20D e 30D, à montante e à jusante do duto, respectivamente), utilizando o modelo de turbulência k- ω e considerando tanto o transporte de sedimentos devido à carga de leito (*Bed-Load*) quanto o transporte devido à carga de suspensão (*Suspended load*). Este modelo foi utilizado para investigar a dependência do número de Reynolds na profundidade de equilíbrio da erosão abaixo do duto em correntes estáveis. Os resultados do perfil escavado do leito simulado concordou bem com dados experimentais da literatura.

ZHAO e CHENG (2010) investigaram o processo de *scouring* em um duto os-

cilante através do método de Elementos Finitos em conjunto com o esquema ALE (*Arbitrary Lagrangian Eulerian*), o qual foi utilizado para lidar com o problema de movimentação das fronteiras. O modelo computacional foi resolvido em um domínio bidimensional (25D e 30D, à montante e à jusante do duto, respectivamente) e utilizando o modelo de turbulência SST. Foi verificado que as vibrações do duto causam um aumento na profundidade da cavidade abaixo do duto. Os resultados numéricos foram comparados com dados experimentais disponíveis na literatura (SUMER *et al.*, 1988) tanto para o caso de duto fixo, quanto para duto vibrando. Uma boa correlação foi obtida, porém o modelo numérico superestima a profundidade máxima da cavidade para ambos os casos (duto fixo e vibrando) em aproximadamente 10%. Os autores apontam como uma das possíveis causas da discrepância entre os resultados, o caráter bidimensional do modelo desenvolvido, o qual segundo ZHAO e CHENG (2008), tende a superestimar a força relacionada ao desprendimento de vórtices.

YEGANEH-BAKHTIARY *et al.* (2011) desenvolveram um modelo para investigar a etapa de *tunnel erosion* do processo de *scouring* em dutos fixos. O modelo é baseado na abordagem multifásica Euler-Euler, na qual as duas fases (água + sedimentos) são tratadas como contínuas. Para lidar com a turbulência foi utilizado o modelo k-épsilon. Além disso, o domínio foi considerado bidimensional (10D e 20D, à montante e à jusante do duto, respectivamente) e para resolver as equações foi utilizado o método dos volumes finitos. Uma comparação com os dados experimentais de MAO (1986) mostraram que o modelo prediz bem o perfil do leito de partículas e as velocidades dos sedimentos no estágio de *tunnel erosion*. Entretanto, a etapa posterior ao *tunnel erosion* não foi simulada.

YEGANEH-BAKHTIARY *et al.* (2013) empregaram a abordagem de duas fases Euler-Lagrange para investigar os processos de formação de *scouring* em condições de *live-bed* em duto fixo. A fase fluida foi resolvida utilizando o modelo de turbulência k-épsilon num domínio bidimensional. Enquanto que, a fase dos sedimentos foi resolvida com o método DEM (*Discrete Element Method*), no qual é possível representar a interação entre partículas por meio da frequência de colisões. A interação do escoamento com a fase de sedimentos foi realizada através de um acoplamento de uma via (acoplamento CFD-DEM) através da força de arrasto agindo entre os mesmos. Os resultados mostraram que o modelo apresentou bom desempenho em comparação com os dados experimentais de MAO (1986), porém com algumas discrepâncias no perfil da cavidade à jusante do duto. Os autores atribuíram essas diferenças ao complexo padrão de escoamento formado à jusante do duto e ao fato do modelo considerar apenas um acoplamento de uma via entre o escoamento e os sedimentos.

ZHANG e SHI (2014) realizaram um estudo numérico e experimental com o ob-

jetivo de investigar o processo de formação de *scouring* em dutos fixos e a influência da razão de espaçamento entre o duto e o leito do mar (e_0/D). Os experimentos foram conduzidos para um número de Reynolds de $2,5 \times 10^4$ e razões de espaçamento variando de 0 a 0,5. A parte numérica foi elaborada no software FLUENT por meio da implementação de UDF (*User Defined Function*) para realizar a mudança morfológica do leito baseado em um modelo de transporte de sedimentos, o qual possui como parâmetro principal a tensão de cisalhamento na parede do leito. O modelo computacional foi resolvido em um domínio bidimensional (20D à montante e à jusante do duto) e utilizando o modelo de turbulência k- ϵ . Baseado na comparação entre os resultados numéricos e experimentais, foi possível verificar que o modelo desenvolvido é capaz de prever com acurácia o processo de escavação ao redor de dutos. Além disso, os autores verificaram que o valor máximo da profundidade da cavidade diminui com o aumento da razão de espaçamento.

ZHANG *et al.* (2015) utilizaram o acoplamento CFD-DEM juntamente com o modelo de turbulência k- ϵ *Standard* para analisar o estágio inicial do processo de *scouring* em dutos fixos. Como o custo computacional do método DEM é diretamente proporcional ao número de partículas, os autores empregaram uma condição de periodicidade para calcular o movimento das partículas na direção axial ao duto, dessa forma, apenas 10 camadas de partículas foram representadas. Por outro lado, o domínio do fluido, foi considerado 20 vezes maior que o domínio das partículas. Os autores consideram a abordagem CFD-DEM como ferramenta numérica promissora para investigações futuras sobre os mecanismos que fundamentam o início do processo de *scouring*, entretanto apontam o custo computacional como alto frente às outras abordagens.

LIANG *et al.* (2015) estudaram a formação de *scouring* em um dutos fixo e oscilante utilizando a metodologia apresentada em LIANG *et al.* (2005) e LIANG e CHENG (2008). O modelo computacional foi resolvido em um domínio bidimensional (20D e 30D, à montante e à jusante do duto, respectivamente) e utilizando o modelo de turbulência k- ω . Os resultados foram validados com dados experimentais de SUMER *et al.* (1988) tanto para o caso de duto fixo quanto oscilante. Além disso, alguns parâmetros de vibração (frequência e amplitude) são avaliados de maneira a verificar a influência dos mesmos na profundidade de equilíbrio. Uma correlação entre a frequência de vibração, amplitude e profundidade do *scouring* é estabelecida. Os autores observaram que a profundidade do *scouring* máxima aumenta com o aumento da amplitude e frequência de vibração. A partir disso, estabeleceram uma correlação para o cálculo da profundidade do *scouring* em função dos parâmetros de vibração. O modelo apresentou bons resultados tanto em termos da evolução da formação da cavidade devido ao *scouring* quanto em termos da profundidade de equilíbrio. Entretanto, para todos os cenários simulados a pro-

fundidade do *scouring* é superestimada, o que os autores atribuem ao uso do modelo bidimensional. Além disso, o modelo é menos acurado para capturar a evolução do perfil de *scouring* no estágio inicial do mesmo.

LEE *et al.* (2018) avaliaram a capacidade do solver Euler-Euler do OpenFoam (*twoPhaseEulerFoam*) em termos de prever a profundidade de equilíbrio do *scouring* em um duto para diferentes distâncias cilindro-solo (e_0/D), sob efeito de uma corrente constante e para a condição de *live-bed*. O modelo computacional foi resolvido em um domínio bidimensional (410D e 40D, à montante e à jusante do duto, respectivamente) e utilizando o modelo de turbulência k-omega SST. Os resultados apresentaram boa concordância com resultados experimentais e numéricos publicados. No entanto, a escala de tempo da erosão foi sub-estimada. Além disso, verificou-se que a profundidade de equilíbrio da erosão diminuía com o aumento de e_0/D . Os resultados numéricos também foram comparados com previsões feitas usando equações empíricas anteriores. A equação proposta por LEE *et al.* (2019) foi a que apresentou melhor concordância com os resultados numéricos.

RATTIA *et al.* (2018) desenvolveram um algoritmo acoplando a otimização anisotrópica da malha com adaptabilidade da mesma, o qual foi aplicado para estudar a formação de *scouring* ao redor de estruturas hidráulicas, considerando tanto o transporte de sedimentos devido à carga de leito (*Bed-Load*) quanto o transporte devido à carga de suspensão (*Suspended load*). O modelo foi verificado em um domínio bidimensional, utilizando o modelo de turbulência k-épsilon. Foi observado que a combinação do movimento da malha adaptativo e otimização anisotrópica da malha ajuda a manter a qualidade e a validade da malha em resposta às mudanças na evolução morfológica do leito.

2.5 Conclusões sobre as abordagens numéricas

A Tabela 2.3 apresenta um resumo dos trabalhos numéricos apresentados na Seção 2.4.

Com base na literatura avaliada, é possível identificar três principais abordagens numéricas para o estudo do *scouring* em dutos:

1. escoamento monofásico (somente água) e movimentação das fronteiras baseada em modelo de transporte de sedimentos (malha móvel);
2. escoamento multifásico considerando ambas as fases contínuas (água + sedimentos) - abordagem Euler-Euler;
3. escoamento multifásico considerando a água como fase contínua e os sedimentos como fase dispersa - acoplamento CFD-DEM.

Tabela 2.3: Resumo dos principais trabalhos numéricos da literatura

Autores	Método	Turbulência	Scouring	Domínio
LI e CHENG (1999)	Diferenças finitas	Escoamento potencial	Movimentação da malha	2-D (10D/20D)
BRØRS (1999)	Elementos finitos	k-épsilon	Movimentação da malha	2-D (5D/15D)
LI e CHENG (2001)	Diferenças finitas	SGS	Movimentação da malha	2-D (10D/20D)
LIANG <i>et al.</i> (2005)	Diferenças finitas	k-épsilon; SGS	Movimentação da malha	2-D (10D/20D)
ZHAO e FER-NANDO (2007)	Volumes finitos (FLUENT)	k-épsilon	Modelo Euler-Euler	2-D (5D/15D)
YEOW (2007)	Diferenças finitas	k-omega	Movimentação da malha	2-D (20D/30D)
ZHAO e CHENG (2010)	Elementos finitos	SST	Movimentação da malha	2-D (25D/30D)
YEGANEH-BAKHTIARY <i>et al.</i> (2011)	Volumes finitos	k-épsilon	Modelo Euler-Euler	2-D (10D/20D)
YEGANEH-BAKHTIARY <i>et al.</i> (2013)	Volumes finitos	k-épsilon	Modelo DEM	2-D (10D/20D)
ZHANG e SHI (2014)	Volumes finitos (FLUENT)	k-épsilon	Movimentação da malha	2-D (20D/20D)
ZHANG <i>et al.</i> (2015)	Volumes finitos	k-épsilon <i>Standard</i>	Modelo DEM	3-D
LIANG <i>et al.</i> (2015)	Diferenças finitas	k-omega	Movimentação da malha	2-D (20D/30D)
LEE <i>et al.</i> (2018)	Volumes finitos (Open-Foam)	SST	Modelo Euler-Euler	2-D (400D/20D)
RATTIA <i>et al.</i> (2018)	Elementos finitos	k-épsilon	Movimentação da malha	2-D (10D/20D)

Os primeiros estudos numéricos de *scouring* em dutos foram realizados utilizando a abordagem de escoamento monofásico com malha móvel. Esta pode ser considerada a maneira mais usual de resolver tal problema, pois dentro da literatura analisada é a mais comumente empregada. Esta abordagem têm sido utilizada para a obtenção da evolução temporal da formação *scouring* e para a previsão da profundidade da cavidade gerada. Entretanto, esta metodologia apresenta dificuldades para prever o estágio inicial da formação de *scouring*, como mostra o trabalho de LIANG *et al.* (2015). Esta limitação pode ser atribuída ao fato dos modelos tradicionais de transporte de sedimentos não levarem em consideração a interação partícula-partícula.

Recentemente, foram desenvolvidos estudos utilizando modelos de duas fases, Euler-Euler ou Euler-Lagrange, os quais possuem a vantagem de incorporar os efeitos de interação partícula-partícula. O modelo Euler-Euler trata as duas fases (água + sedimentos) como contínuas, a interação partícula-partícula é regida pela teoria cinética granular e a interação fluido-partícula através da força de arrasto. Contudo, YEGANEH-BAKHTIARY *et al.* (2011) relatam que o modelo Euler-Euler não consegue representar o comportamento estocástico envolvido na movimentação das partículas. Além disso, a abordagem Euler-Euler apresenta problemas relacionados ao uso da teoria cinética granular e às escalas de tempo. Segundo MELLING *et al.* (2011), o intervalo de tempo característico da interação partículas-turbulência é menor do que o tempo necessário para que o escoamento se ajuste à mudança da morfologia do leito, o que causa erros no cálculo do *scouring*. Já a abordagem Euler-Lagrange (acoplamento CFD-DEM), apresenta a vantagem de considerar o movimento aleatório das partículas de sedimentos e a colisão entre as mesmas.

Entretanto, tanto o modelo Euler-Euler quanto Euler-Lagrange apresentam um custo computacional bastante elevado. ZHAO e FERNANDO (2007) reporta que para a realização de uma única simulação bidimensional utilizando a modelagem Euler-Euler, foram necessárias 260 h em um PC de 2,4 GHz. De acordo com YEGANEH-BAKHTIARY *et al.* (2013), a abordagem Euler-Lagrange apresenta uma exigência ainda maior em termos de memória e tempo de execução computacional comparada com a abordagem Euler-Euler.

Diante disso, tento em vista a complexidade do problema a ser resolvido e o alto custo computacional, uma vez que tem-se a presença simultânea de processos lento (*scouring*) e rápido (escoamento), no presente trabalho será utilizada a abordagem de escoamento monofásico com malha móvel. A metodologia escolhida permitirá a implementação do modelo de transporte de sedimentos, considerando tanto os termos devido à carga de leito quanto os termos devido à carga de suspensão, no ANSYS Fluent, software comercial, o qual por padrão não apresenta tal modelo implementado. Além disso, optou-se por incrementar gradualmente a modelagem.

Sendo assim, inicialmente foi estudada a influência da proximidade do solo considerando o escoamento monofásico ao redor do cilindro sem transporte de sedimentos. Em seguida, foi estudado o efeito do *scouring* representado pela movimentação da parede, mantendo-se ainda a simulação monofásica.

Capítulo 3

Metodologia

Este capítulo apresenta o equacionamento dos modelos matemáticos que serão empregados nas simulações numéricas e a metodologia de discretização e solução das equações de transporte.

3.1 Modelagem do Escoamento

As equações básicas do escoamento de fluidos são enunciadas matematicamente das leis físicas de conservação (de massa e de quantidade de movimento). A hipótese do contínuo é considerada, ou seja, o fluido é considerado um meio contínuo e todas as propriedades do fluido são funções contínuas do espaço e do tempo. Estas equações descrevem o movimento de fluidos, permitindo determinar os campos de velocidade e pressão em um escoamento.

A equação de conservação de massa ou equação da continuidade é derivada através do balanço entre a taxa líquida de fluxo de massa para fora da superfície de controle e a taxa de variação de massa dentro do volume de controle (VERSTEEG e MALALASEKERA (1995)). A equação de conservação da massa em notação indicial é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (3.1)$$

onde ρ é a massa específica e u_i representa a velocidade do escoamento.

Para escoamentos de fluidos incompressíveis, ρ é constante e independe do tempo, resultando em:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

A equação da quantidade de movimento é a representação da segunda Lei de Newton, que faz uma relação da resultante das forças aplicadas em um corpo com a aceleração exercida sobre ele (VERSTEEG e MALALASEKERA (1995)). A forma geral da equação de conservação de quantidade de movimento é descrita por:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial T_{ji}}{\partial x_j} \quad (3.3)$$

onde p é a pressão estática, T_{ji} representa o tensor das tensões viscosas e g é a força gravitacional.

3.2 Modelagem da Turbulência

O escoamento turbulento é caracterizado por flutuações de propriedades, como velocidade e pressão, que se alteram em ampla faixa de frequências espaciais e temporais. Embora as equações de Navier-Stokes (N-S) sejam capazes por si só de solucionar um escoamento turbulento, são necessários enormes recursos computacionais para simular e resolver a ampla faixa de escalas de comprimento e tempo das flutuações. Esta abordagem é conhecida como a simulação numérica direta a partir das equações de N-S (em inglês, *Direct Numerical Simulation* - DNS) e requer níveis de discretização espacial e temporal extremamente elevados para a correta caracterização das flutuações turbulentas (FREIRE *et al.*, 2002).

Um método alternativo à solução direta, é empregar modelos de turbulência para modelar os efeitos dessas flutuações no escoamento. A abordagem da simulação de grandes escalas (em inglês, *Large Eddy Simulation* - LES) e a abordagem baseada na média de Reynolds (em inglês, *Reynolds Averaged Navier-Stokes* - RANS) são dois tipos diferentes de metodologias que empregam modelos de turbulência para modelar as flutuações turbulentas.

A abordagem LES é similar a DNS pelo fato de que ela tenta resolver parte das escalas da turbulência, sendo, portanto, tridimensional e transiente (SMAGORINSKY, 1963). Neste método tem-se a filtragem espacial das equações de Navier-Stokes transientes antes dos cálculos, na qual ocorre a separação das grandes estruturas da turbulência, ou seja, os grandes vórtices que transportam energia e quantidade de movimento, das pequenas estruturas, representadas pelos pequenos vórtices. Os efeitos dos menores vórtices, que não são resolvidos, são incluídos através do chamado modelo de escala sub-malha. Apesar da grande redução nos recursos computacionais quando comparada à simulação direta, a simulação de grandes escalas é ainda custosa para escoamentos mais complexos encontrados em situações de engenharia.

Já na abordagem RANS, as variáveis na equação instantânea de Navier-Stokes são decompostas em um componente médio e sua flutuação. Este procedimento é chamado de decomposição de Reynolds (FREIRE *et al.*, 2002). Por exemplo, a componente da velocidade instantânea u_i pode ser escrita como a soma de uma velocidade média \bar{u}_i e uma flutuação de velocidade u'_i em torno da velocidade média:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (3.4)$$

Aplicando esta definição para todas as quantidades envolvidas no escoamento, substituindo-as nas equações instantâneas de N-S e aplicando-se uma média temporal (e retirando a notação de barra da velocidade média), as equações médias resultantes na notação indicial cartesiana são escritas como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3.6)$$

Estas equações são conhecidas como as equações médias de Reynolds e diferem das equações instantâneas de N-S apenas pela presença da média do produto das flutuações de velocidade, $u'_i u'_j$, denominado tensor de Reynolds, que é o responsável por levar em conta os efeitos da turbulência no escoamento e este precisa ser modelado para resolver o problema de fechamento da Equação 3.6. O tensor de Reynolds é simétrico, logo existem seis componentes independentes do tensor. A determinação destas componentes é o principal objetivo da modelagem da turbulência.

Uma das abordagens para determinar o tensor de Reynolds é baseada na hipótese de Boussinesq (BOUSSINESQ, 1877), a qual propõe que existe uma analogia entre as forças viscosas e as componentes do tensor de Reynolds, ou seja, as tensões de Reynolds são proporcionais à deformação do escoamento médio. Dessa forma, tem-se uma relação entre o tensor de Reynolds e os gradientes da velocidade média:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (3.7)$$

onde, μ_t é a viscosidade turbulenta e k é a energia cinética turbulenta.

A hipótese de Boussinesq é usada em modelos como Spalart-Allmaras, $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$. A vantagem desta abordagem é o custo computacional relativamente baixo associado ao cálculo da viscosidade turbulenta, μ_t . No caso do modelo Spalart-Allmaras, apenas uma equação de transporte adicional é resolvida (representando a viscosidade turbulenta, μ_t). No caso dos modelos $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$, duas equações de transporte adicionais são resolvidas (energia cinética turbulenta, κ , e a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ε ou a dissipação específica de energia turbulenta, ω) e μ_t é computada como uma função de κ e ε ou κ e ω . A desvantagem da hipótese de Boussinesq é que o modelo assume que μ_t é uma quantidade escalar e, portanto, isotrópica.

Neste trabalho, para a modelagem de turbulência utilizou-se a abordagem RANS, na qual foram comparados 4 modelos de turbulência: $\kappa - \varepsilon$ Realizável, SST (*Shear-Stress-Transport*), SST de transição e SAS (*Scale-Adaptive Simulation*). Sendo este último, um modelo híbrido (combinação de RANS e LES). Estes modelos serão detalhados a seguir.

3.2.1 Modelo $\kappa - \varepsilon$

Os modelos $\kappa - \varepsilon$ representam os modelos de duas equações mais amplamente difundidos, sendo atualmente os modelos de turbulência mais utilizados em simulações industriais. Estes modelos têm sido extensivamente validados para diversas aplicações, apresentando boa precisão e robustez.

O modelo $\kappa - \varepsilon$ padrão, desenvolvido por LAUNDER e SPALDING (1972), baseia-se em duas equações de transporte, uma para a energia cinética turbulenta, κ e outra para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ε . A Equação 3.8 e 3.9 descrevem as equações de transporte para este modelo. Já a Equação 3.10 apresenta a equação algébrica para a viscosidade turbulenta.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.9)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.10)$$

Nestas equações, G_k é o termo de geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade e está definido na Equação 3.11, G_b é a geração de energia cinética turbulenta devido ao empuxo descrito pela Equação 3.13, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$, C_μ são constantes e σ_k e σ_ε são os números de Prandtl turbulentos para k e ε , respectivamente.

$$G_k = -\mu_t S^2, S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3.11)$$

onde

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (3.12)$$

$$G_b = -g_i \frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (3.13)$$

As constantes clássicas para esse modelo foram obtidas a partir de correlações de dados experimentais de diversos escoamentos turbulentos: $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$, $C_\mu = 0,09$, $\sigma_k = 1,0$ e $\sigma_\varepsilon = 1,3$.

Os modelos $\kappa - \varepsilon$ não resolvem o escoamento até a parede, logo é necessária a utilização de funções de parede. Com isso, esse modelo pode ser aplicado para $30 < y^+ < 300$ sem perda de informação.

Já o modelo $\kappa - \varepsilon$ Realizável foi proposto por SHIH *et al.* (1995) na intenção de corrigir algumas deficiências existentes no modelo $\kappa - \varepsilon$ Padrão. Nesse sentido o $\kappa - \varepsilon$ Realizável difere do $\kappa - \varepsilon$ Padrão em dois pontos importantes:

- Uma nova formulação para a viscosidade turbulenta (μ_t), envolvendo a mudança da variável C_μ , originalmente proposta por Reynolds, a qual passa a ser representada pela Equação 3.14;
- Uma equação de transporte modificada para ε baseada na equação dinâmica da média quadrática da flutuação da vorticidade, representada pela Equação 3.16.

O nome realizável significa que este modelo satisfaz certas restrições matemáticas do tensor de Reynolds, consistentes com a física de escoamentos turbulentos. O modelo $\kappa - \varepsilon$ padrão não satisfaz esta restrição (ANSYS, 2018).

$$C_\mu = \left[A_0 + A_S \frac{k \sqrt{S_{ij} S_{ij} \Omega_{ij} \Omega_{ij}}}{\varepsilon} \right]^{-1} \quad (3.14)$$

onde

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho\varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b \quad (3.16)$$

Para a Equação 3.14, A_0 é constante do modelo SHIH *et al.* (1995) e igual a 4,04 e A_S é definido por:

$$A_S = \sqrt{6} \cos \phi \quad (3.17)$$

onde ϕ é descrito pela Equação 3.18. Nota-se que, para este modelo, o valor de C_μ é função do tensor tensão, diferentemente do modelo $k - \varepsilon$ padrão.

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1} \left[\sqrt{6} \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{S^3} \right] \quad (3.18)$$

Na Equação 3.16, C_1 e η são descritos pelas Equações 3.19 e 3.20

$$C_1 = \max \left[0,43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \quad (3.19)$$

$$\eta = \frac{Sk}{\varepsilon} \quad (3.20)$$

As constantes modelo $\kappa - \varepsilon$ Realizável são: $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_2 = 1,9$, $\sigma_k = 1,0$ e $\sigma_\varepsilon = 1,2$.

3.2.2 Modelo SST

O modelo *Shear Stress Transport* (SST), proposto originalmente por MENTER (1994), possui robustez e acurácia, pois utiliza as vantagens do modelo $k - \omega$ para solução nas proximidades das paredes e do modelo $\kappa - \varepsilon$ para solução no seio do fluido. Para isso, ele usa uma função de mistura que seleciona o modelo $\kappa - \varepsilon$ ou o modelo $\kappa - \omega$, dependendo da região do escoamento. Este modelo resolve uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta, κ , e outra para a dissipação específica de energia turbulenta, ω . O modelo SST consegue resolver o escoamento próximo à parede, porém é necessário que a malha seja fina o suficiente para obter resultados nas subcamadas viscosa e de transição. Isso implica dizer que o modelo requer $y^+ < 1$. Detalhes de implementação podem ser encontrados na literatura (MENTER, 2001) e (MENTER *et al.*, 2003).

As equações de transporte de κ e ω são dadas por:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_\kappa - Y_\kappa \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (3.22)$$

onde, G_κ representa o termo de produção de energia cinética turbulenta calculado pela Equação 3.11, G_ω representa a geração de ω , Y_κ e Y_ω representam a dissipação de k e ω devido a turbulência. σ_k e σ_ω são os números de Prandtl turbulentos para k e ω , dados pelas Equações 3.23 e 3.24.

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1 - F_1)/\sigma_{k,2}} \quad (3.23)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1 - F_1)/\sigma_{\omega,2}} \quad (3.24)$$

O modelo SST é baseado no modelo k - ω padrão e no modelo $\kappa - \varepsilon$ padrão.

Para mesclar esses dois modelos, o modelo $\kappa - \varepsilon$ foi transformado em equações baseadas em κ e ω , o que leva à introdução de um termo de contra difusão, D_ω , dado pela Equação 3.25.

$$D_\omega = 2(1 - F_1)\rho \frac{1}{\omega \alpha_{\omega,2}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.25)$$

A viscosidade turbulenta, μ_t , é calculada por:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left(\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{\alpha_1 \omega}\right)} \quad (3.26)$$

onde, S é a magnitude da taxa de deformação e α^* é definido pela Equação 3.27,

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k} \right) \quad (3.27)$$

$$Re_t = (\rho k) / (\mu \omega) \quad (3.28)$$

sendo que $R_k = 6$, $\alpha_0^* = \beta_i/3$, $\beta_i = 0,072$, $\alpha_\infty^* = 1$ e F_1 e F_2 são dados pelas Equações 3.29 e 3.32, onde y é a distância da superfície mais próxima e D_ω^+ é a parte positiva do termo de contra difusão.

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (3.29)$$

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right] \quad (3.30)$$

$$D_\omega^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (3.31)$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (3.32)$$

$$\Phi_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right] \quad (3.33)$$

O termo de geração de ω é definido por:

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad (3.34)$$

onde,

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + Re_t/R_w}{1 + Re_t/R_w} \right) \quad (3.35)$$

sendo que Re_ω é igual a 2,95 e Re_t é definido pela Equação (3.28).

A dissipação de k , Y_k , é definida por:

$$Y_k = \rho\beta^* f_{\beta^*} k\omega \quad (3.36)$$

onde, $f_{\beta^*} = 1$ se $\chi_k \leq 0$ e $f_{\beta^*} = \frac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2}$ se $\chi_k > 0$, sendo que χ_k é definido por:

$$\chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.37)$$

e, para fluidos incompressíveis,

$$\beta^* = \beta^a st_\infty \left(\frac{4/15 + (Re_t/Re_\beta)^4}{1 + (Re_t/R_\beta)^4} \right) \quad (3.38)$$

onde, $R_\beta = 8$ e $\beta^a st_\infty = 0,09$.

Já a dissipação de ω , Y_ω , é definida por:

$$Y_\omega = \rho\beta f_\beta \omega^2 \quad (3.39)$$

onde,

$$f_\beta = \frac{1 + 70\chi_\omega}{1 + 80\chi_\omega} \quad (3.40)$$

$$\chi_\omega = \left(\frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta^*\omega)^3} \right) \quad (3.41)$$

onde, Ω_{ij} é descrito pela Equação 3.15 e S_{ij} , pela Equação 3.12.

O valor de β , para fluido incompressível, é de 0,072.

As constantes do modelo SST são: $\sigma_{k,1} = 1,176$, $\sigma_{k,2} = 1,0$, $\sigma_{\omega,1} = 2,0$, $\sigma_{\omega,2} = 1,168$, $\alpha_1 = 0,31$, $R_k = 6$, $R_\beta = 8$, $R_\omega = 2,95$, $\alpha_0^* = \beta_i/3$ e $\beta_i = 0,072$

3.2.3 Modelo SST de transição

O modelo SST de transição também foi avaliado neste trabalho, de forma a tentar capturar a transição laminar-turbulento no escoamento. Este modelo acopla o modelo SST com duas equações adicionais de transporte: uma para intermitência e outra para critérios de início de transição em termos do número de Reynolds da espessura de transição de quantidade de movimento. Adicionalmente, equações empíricas desenvolvidas por MENTER *et al.* (2006) são necessárias, para cobrir a transição da camada limite, bem como fluxos em ambientes com corrente livre pouco turbulentos. Detalhes de implementações deste modelo estão disponíveis na literatura MENTER *et al.* (2006).

A equação de transporte para a intermitência, γ , é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\gamma) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\gamma u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] + P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} \quad (3.42)$$

onde,

$$P_{\gamma 1} = C_{a1} F_{length} \rho S [\gamma F_{onset}]^{C_{\gamma 3}} \quad (3.43)$$

$$E_{\gamma 1} = C_{e1} P_{\gamma 1} \gamma \quad (3.44)$$

onde, S é a magnitude da taxa de deformação, F_{length} é uma correlação empírica que controla o comprimento da região de transição, C_{a1} e C_{e1} são 2 e 1, respectivamente. Já $P_{\gamma 2}$ e $E_{\gamma 2}$ são dados pelas equações 3.45 e 3.46, respectivamente.

$$P_{\gamma 2} = C_{a2} \rho \Omega \gamma F_{turb} \quad (3.45)$$

$$E_{\gamma 2} = C_{e2} P_{\gamma 2} \gamma \quad (3.46)$$

onde, Ω é a magnitude do vórtice e F_{onset} é dado pelas seguintes funções:

$$Re_V = \frac{\rho y^2 S}{\mu} \quad (3.47)$$

$$R_T = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (3.48)$$

$$F_{onset1} = \frac{Re_V}{2193 Re_{\theta c}} \quad (3.49)$$

$$F_{onset2} = \min(\max(F_{onset1}; F_{onset1}^4); 2, 0) \quad (3.50)$$

$$F_{onset3} = \max(1 - (R_T/25)^3; 0) \quad (3.51)$$

$$F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}; 0) \quad (3.52)$$

$$F_{turb} = e^{-(R_T/4)^4} \quad (3.53)$$

onde, y representa a distância até a parede e $Re_{\theta c}$ é o número crítico de Reynolds onde a intermitência começa a aumentar na camada limite.

As constantes da equação de intermitência são as seguintes: $C_{a1} = 2,0$, $C_{e1} = 1,0$, $C_{a2} = 0,06$, $C_{e2} = 50$, $C_{\gamma 3} = 0,5$, $\sigma_\gamma = 1,0$.

A equação de transporte para o número de Reynolds da espessura de transição de quantidade de movimento, $\tilde{Re}_{\theta t}$, e dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \tilde{Re}_{\theta t}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \tilde{Re}_{\theta t} u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \tilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right] + P_{\theta t} \quad (3.54)$$

onde,

$$P_{\theta t} = C_{\theta t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta t} - \tilde{Re}_{\theta t}) (1, 0 - F_{\theta t}) \quad (3.55)$$

$$t = \frac{500\mu}{\rho u^2} \quad (3.56)$$

$$F_{\theta t} = \min \left(\max \left(F_{wake} e^{(-y/\delta)^4}; 1, 0 - \left(\frac{\gamma - 1/50}{1, 0 - 1/50} \right)^2 \right); 1, 0 \right) \quad (3.57)$$

$$\theta_{BL} = \frac{\tilde{Re}_{\theta t} \mu}{\rho u} \quad (3.58)$$

$$\delta_{BL} = \frac{15}{2} \theta_{BL} \quad (3.59)$$

$$\delta = \frac{50\Omega y}{u} \delta_{BL} \quad (3.60)$$

$$Re_{\omega} = \frac{\rho \omega y^2}{\mu} \quad (3.61)$$

$$F_{wake} = e^{-(Re_{\omega}/1E+5)^2} \quad (3.62)$$

As constantes da equação de $\tilde{Re}_{\theta t}$ são: $C_{\theta t} = 0,03$, $\sigma_{\theta t} = 2,0$.

Acoplando do modelo SST de transição e as equações do modelo SST

O modelo SST de transição interage com o modelo de turbulência SST pela modificação da equação de transporte de κ , da seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_{\kappa}^* - Y_{\kappa}^* \quad (3.63)$$

onde G_{κ}^* e Y_{κ}^* são dados pelas equações 3.64 e 3.65:

$$G_{\kappa}^* = \gamma_{eff} G_{\kappa} \quad (3.64)$$

$$Y_{\kappa}^* = \min(\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1.0) Y_{\kappa} \quad (3.65)$$

onde G_{κ} e Y_{κ} são os termos originais de produção e dissipação de energia cinética turbulenta do modelo SST. A equação de transporte de ω não é modificada.

Para capturar corretamente as camadas limite laminar e de transição, a malha deve ter um y^+ de aproximadamente 1.

3.2.4 Modelo SAS-SST

O modelo de Simulação de Escalas Adaptativas (SAS, do inglês *Scale-Adaptive Simulation*) é um modelo de turbulência híbrido (combinação das abordagens RANS e LES). O modelo SAS baseia-se na introdução da escala de comprimento de Von Kármán na equação da escala de turbulência. As informações fornecidas pela escala de comprimento de Von Kármán permitem que o modelo se ajuste dinamicamente a estruturas resolvidas, o que resulta em um comportamento semelhante ao LES em regiões instáveis do campo do escoamento. Ao mesmo tempo, o modelo fornece recursos do RANS padrão em regiões de escoamento estáveis. Detalhes de implementação podem ser encontrados na literatura (MENTER e EGOROV, 2010).

As equações de transporte do modelo SST-SAS implementadas no software comercial ANSYS Fluent são baseadas na transformação do modelo SST considerando a equação de escala de ROTTA (1972), de acordo com as equações a seguir:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho C_{\mu} k \omega \quad (3.66)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \\ + \sigma \frac{\omega}{k} G_k - \rho \beta \omega^2 + Q_{SAS} \end{aligned} \quad (3.67)$$

As equações de transporte do modelo SST-SAS, Equação 3.66 e 3.67 diferem das equações do modelo SST pelo termo fonte Q_{SAS} adicional na equação de transporte para ω (Equação 3.67):

$$Q_{SAS} = \max \left(\rho \eta_2 k S^2 \left(\frac{L}{L_{vk}} \right)^2 - C \frac{2\rho k}{\sigma_{\Phi}} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right); 0 \right) \quad (3.68)$$

onde, $\eta_2 = 3,51$, $\sigma_{\Phi} = 2/3$, $C = 2$ e L é a escala de comprimento da turbulência modelada, definida por:

$$L = \sqrt{k}/(C_\mu^{1/4}\omega) \quad (3.69)$$

A escala de comprimento de Von Kármán, L_{vk} , é uma generalização tridimensional da definição da camada limite clássica:

$$L_{vk} = \max \left(k \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}; C_s \sqrt{\frac{k\eta_2}{(\beta/C_\mu) - \alpha}} \cdot \Delta \right) \quad (3.70)$$

onde, $k = 0,41$ é a constante de Von Kármán e α é um coeficiente do modelo SST.

O limitador é proporcional ao tamanho da célula de malha, Δ , o qual é calculado como a raiz cúbica do tamanho do volume de controle, Ω_{CV} (3.71). A finalidade deste limitador é controlar o amortecimento das flutuações turbulentas resolvidas.

$$\Delta = \Omega_{CV}^{1/3} \quad (3.71)$$

3.2.5 Tratamento próximo à parede

Escoamentos turbulentos são fortemente afetados pela presença de paredes. O campo médio de velocidade é afetado pela condição de não deslizamento que deve ser satisfeita na parede. Além disso, a turbulência também é alterada pela presença de paredes: muito perto da parede, o amortecimento viscoso reduz as flutuações tangenciais de velocidade, enquanto a cinemática reduz as flutuações normais; na parte mais externa da região próxima à parede, a turbulência aumenta rapidamente pela produção de energia cinética turbulenta devido aos elevados gradientes de velocidade média.

A correta modelagem do escoamento próximo à parede é crucial, uma vez que as paredes são fontes fundamentais da geração de perturbações no escoamento, influenciando fortemente a formação de estruturas turbulentas. Além disso, nesta região tem-se elevados gradientes, ou seja, o transporte de *momentum* e outros escalares ocorrem numa taxa mais elevada.

Muitos experimentos já demonstraram que a região próxima à parede pode ser subdividida em três camadas (ANSYS, 2018). Na camada mais interna, chamada de subcamada viscosa, o escoamento é praticamente molecular e o transporte de *momentum*, massa e energia é dominado pela viscosidade laminar. Na camada mais externa, chamada de camada turbulenta, os efeitos turbulentos dominam. Ademais, existe uma região de transição entre a subcamada viscosa e a camada turbulenta onde os efeitos viscosos e turbulentos são igualmente importantes. Esta região é chamada de camada logarítmica. A Figura 3.1 ilustra essas subdivisões, representadas em escala semi-logarítmica.

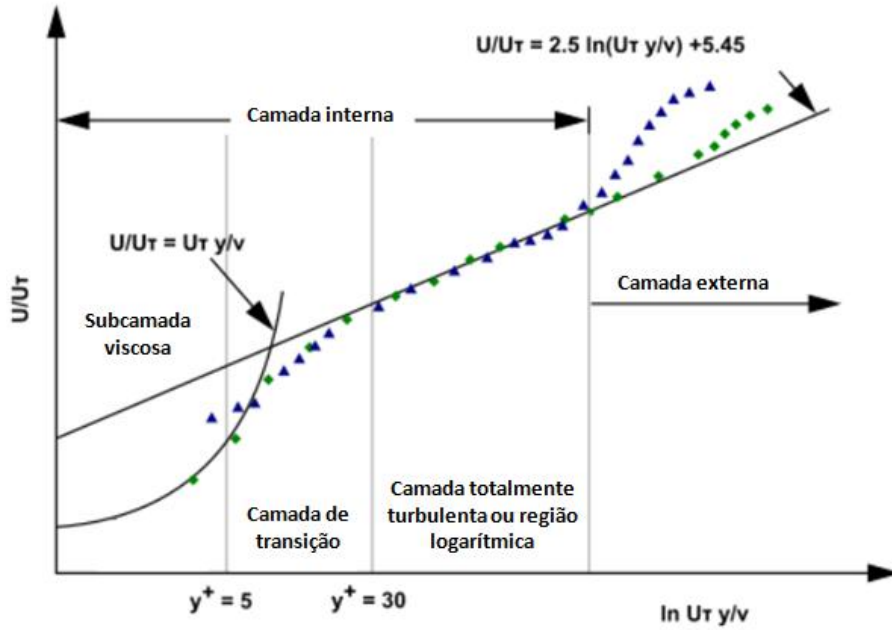


Figura 3.1: Subdivisões da região próxima à parede. Adaptado de ANSYS (2018).

Subcamada viscosa: Como consequência da condição de não deslizamento, a velocidade do fluido na parede sólida é igual a velocidade da parede. De acordo com a Lei da Viscosidade de Newton, a tensão de cisalhamento na superfície, τ_b , é expressa pela Equação 3.72.

$$\tau_b = \rho\nu \frac{du}{dy} \Big|_{y=0} \quad (3.72)$$

Uma vez que esta camada é muito fina supõe-se que a tensão de cisalhamento permaneça constante ao longo de toda a sua espessura. Assim, integrando a Equação 3.72 ao longo desta espessura resulta numa equação que governa o perfil de velocidade u na subcamada viscosa, dado pela Equação 3.73:

$$u = \frac{\tau_b}{\rho\nu} y \quad (3.73)$$

Na obtenção desta equação linear foi considerado que a velocidade u é nula em $y = 0$ (condição de não deslizamento).

Outra relação importante no estudo de camada limite é a chamada velocidade de fricção, que é expressa pela Equação 3.74.

$$u_f = \sqrt{\tau_b/\rho} \quad (3.74)$$

Dividindo-se a Equação 3.73 por u_f obtém-se uma relação adimensional para a velocidade e para a distância normal à parede, da seguinte forma:

$$\frac{u}{u_f} = \frac{\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu} y \quad (3.75)$$

onde, $u/u_f \equiv u^+$ e $(\sqrt{\tau_b/\rho/\nu}) y \equiv y^+$ definem, respectivamente, a velocidade e a distância em termos adimensionais. Da Equação 3.75 conclui-se que $u^+ = y^+$, mostrando a relação linear que existe entre os adimensionais. A subcamada viscosa é muito fina e se estende da superfície até $y^+ = 5$.

Camada turbulenta:

Para $y^+ > 30$ tem-se a camada turbulenta. Nesta região, a tensão de cisalhamento, τ , varia suavemente com a distância à parede, fazendo com que a forma do perfil de velocidade mude em relação àquele da subcamada viscosa. Esse perfil é descrito pela Equação 3.76.

$$\frac{u}{u_f} = \frac{1}{k} \ln y^+ + C \quad (3.76)$$

onde, k é a constante de Von Kármán ($k = 0,4$) e $C = 5,45$ é uma constante de integração cujo valor é obtido experimentalmente. Com esses valores, a Equação 3.76 se transforma em:

$$\frac{u}{u_f} = 2,5 \ln \left(\frac{u_f y}{\nu} \right) + 5,45 \quad (3.77)$$

As Equações 3.75 e 3.77 descrevem os dois perfis de velocidade nas regiões viscosa e turbulenta, respectivamente, os quais são representados na Figura 3.1. Vale ressaltar que para $5 < y^+ < 30$ existe uma região onde tanto o efeito viscoso como o turbulento são importantes (região de ajuste dos dois perfis).

Existem duas abordagens para lidar com a modelagem da região próxima à parede. Em uma das abordagens a região mais interna, afetada pela viscosidade não é resolvida. Em vez disso, funções semi-empíricas, chamadas de “leis de parede”, são utilizadas. Assim tem-se a vantagem de malhas relativamente grosseiras poderem ser utilizadas. Em uma segunda abordagem, os modelos de turbulência são modificados para permitir que a região seja resolvida até a parede, incluindo a subcamada viscosa. Porém, neste caso, malhas bastante refinadas são requeridas. Os modelos $\kappa - \varepsilon$ utilizam a primeira abordagem, enquanto que o modelo SST utiliza a segunda abordagem.

Leis de Parede

Leis de parede são funções semi-empíricas que fazem a “ponte” entre a solução próxima à parede e seu valor na parede. No software ANSYS Fluent existem quatro

“leis de parede” disponíveis. Uma breve descrição de cada uma delas pode ser visualizada na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Descrição das leis de parede (ANSYS, 2018)

Leis de parede	Descrição
<i>Standard</i>	Assume a hipótese de equilíbrio local; gera resultado ruim conforme a malha é refinada na direção normal à parede ($y^+ < 11$), gerando erros nos cálculos das tensões e transferência de calor.
<i>Scalable</i>	Evita a deterioração da função de parede <i>Standard</i> quando a malha tem $y^+ < 11$ e produz resultados consistentes mesmo quando a malha é refinada demais. Para $y^+ > 11$, é idênticas à função <i>Standard</i> .
<i>Non-equilibrium</i>	Leva em conta efeitos de não-equilíbrio que são desprezados na função <i>Standard</i> ; os gradientes de pressão são considerados na distorção dos perfis de velocidade; é recomendada para escoamentos complexos envolvendo separação e recolamento de camada limite.
<i>Enhanced Wall Treatment</i>	Combina o uso do modelo de duas camadas com as funções de parede melhoradas. Nesta lei de parede, se a malha é refinada o suficiente para resolver a subcamada viscosa ($y^+ < 1$), então o tratamento se dá pelo uso do modelo de duas camadas (CHEN e PATEL, 1988), enquanto que se ($y^+ > 30$), as funções melhoradas de parede são utilizadas (KADER, 1981).

Neste trabalho foi analisado apenas um modelo de turbulência que usa a abordagem de lei de parede para o tratamento da região próxima à parede: o modelo $\kappa - \varepsilon$ Realizável. Para tal análise, comparou-se as leis de parede *Scalable* e *Enhanced Wall Treatment* (EWT). Estas leis foram escolhidas porque neste trabalho comparou-se modelos que usam lei de parede e modelos que resolvem a camada limite e, portanto exigem malhas mais refinadas. Como havia o intuito de usar a mesma malha para a comparação, então as funções *Scalable* e *Enhanced Wall Treatment* foram as melhores opções como leis de parede para o modelo $\kappa - \varepsilon$ Realizável.

3.3 Discretização Espacial e Método dos Volumes Finitos

A solução das equações de conservação pode ser feita por diferentes metodologias. Neste trabalho, será utilizado o método dos volumes finitos, o qual está implementado no Software comercial ANSYS Fluent.

O Método dos Volumes Finitos (do inglês *Finite Volume Method - FVM*) é uma técnica numérica que transforma as equações diferenciais parciais que representam as leis de conservação em equações algébricas discretas sobre volumes finitos. O método dos volumes finitos consiste em realizar uma aproximação discreta das equações de conservação através da divisão do domínio em subdomínios (volumes de controle), onde as leis da conservação são aplicadas. O resultado final da aplicação do método é uma equação discretizada, como no exemplo ilustrado pela Figura 3.2, que mostra o volume de controle de uma malha bidimensional com seus pontos principais assinalados e os fluxos associados a cada face, em um dado tempo Δt . Mais detalhes sobre esse método podem ser encontrados em PATANKAR (1980) e MALISKA (2004).

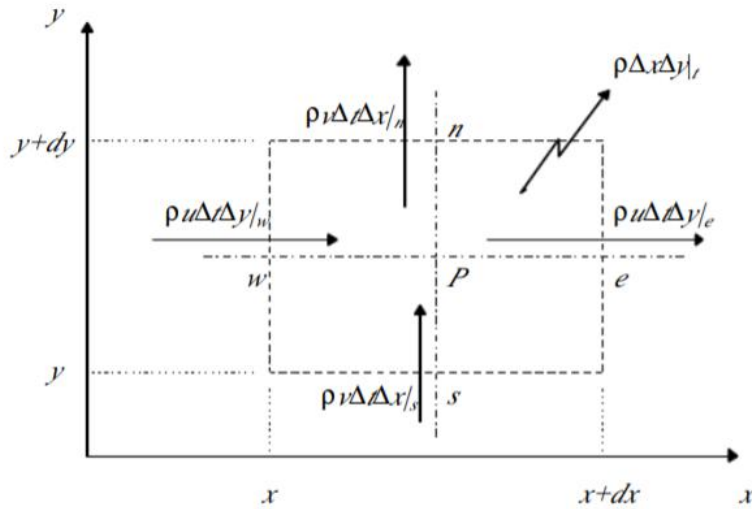


Figura 3.2: Exemplo do balanço de massa em um subdomínio bidimensional pelo método dos volumes finitos (PINTO e LAGE, 2001).

Para um subdomínio, representado pela Figura 3.2, a equação de conservação da massa ou continuidade, pode ser escrita para um ponto P, como o resultado do balanço entre as faces da célula que permeiam este ponto (Equação 3.78).

$$(\rho\Delta x\Delta y)_{t+\Delta t} - (\rho\Delta x\Delta y)_t = (\rho u\Delta t\Delta y)_w - (\rho u\Delta t\Delta y)_e + (\rho v\Delta t\Delta x)_s - (\rho v\Delta t\Delta x)_n \quad (3.78)$$

Dividindo todos os termos da Equação 3.78 por $\Delta t\Delta x\Delta y$, tem-se a equação final

discretizada da conservação de massa num domínio bidimensional:

$$\frac{\rho_{t+\Delta t} - \rho_t}{\Delta t} + \frac{(\rho u)_e - (\rho u)_w}{\Delta x} + \frac{(\rho v)_n - (\rho v)_s}{\Delta x} = 0 \quad (3.79)$$

A equação discretizada de uma certa propriedade é calculada através de valores em pontos discretos da malha, para um dado instante de tempo. Geralmente, os valores das variáveis independentes estão armazenados nos centros dos volumes de controle, nos centro das faces, ou ainda em vértices. Caso seja necessário o valor em outro ponto do subdomínio, são utilizados métodos de interpolação. Estes métodos são diversos e podem ser lineares ou quadráticos. Detalhes sobre esses métodos podem ser encontrados nos livros de PATANKAR (1980) e MALISKA (2004).

3.4 Discretização Temporal

Quando se deseja a solução de um escoamento transiente, além de calculados os campos de velocidade e pressão, deve-se levar em conta a evolução destes campos ao longo do tempo. A discretização temporal envolve a integração de cada termo das equações diferenciais num intervalo de tempo Δt (passo de tempo). Os métodos numéricos utilizados para este tipo de solução podem ser explícitos ou implícitos.

Métodos explícitos são mais simples e rápidos de resolver, pois todos os argumentos da função matemática são baseados em constantes e valores conhecidos das variáveis, armazenados do passo de tempo anterior. Por exemplo, um método explícito bastante conhecido é o Método de Euler de primeira ordem, que aproxima a integração temporal de uma função pela Equação 3.80:

$$y_{n+1} = y_n + \Delta t f(t_n, y_n) \quad (3.80)$$

É possível observar que o valor da função no passo de tempo desejado ($n+1$) é formado apenas pelo valor da função no instante conhecido e a derivada da função no ponto. Este método apesar de muito conhecido, pouco é utilizado, pois a sua solução é instável para determinadas situações. Entretanto ele serve de base para o desenvolvimento de outros métodos explícitos de mais alta ordem e para a compreensão deste tipo de abordagem. Embora mais simples, métodos explícitos são utilizados somente com passos de tempo muito pequenos, pois a sua estabilidade e seu erro são proporcionais ao intervalo de tempo utilizado. Muitas vezes esta simplificação na implementação e a economia de memória que o método apresenta não compensam a demora no avanço do tempo, fazendo com que a aplicação de métodos implícitos seja mais vantajosa.

No presente trabalho, utilizou-se integração implícita de primeira ordem (Euler

implícito), dado a sua estabilidade para intervalos de tempo maiores que a metodologia explícita. Seja a Equação 3.81 uma expressão genérica para a evolução da grandeza escalar ϕ no tempo:

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = F(\phi) \quad (3.81)$$

A variável ϕ no novo instante de tempo (n+1) é obtida avaliando a função F no instante n+1, então, a integração implícita de primeira ordem é dada por:

$$\frac{\phi_{n+1} - \phi_n}{\Delta t} = F(\phi_{n+1}) \quad (3.82)$$

A equação acima é resolvida iterativamente em cada intervalo de tempo antes de passar para o seguinte. O tamanho do passo de tempo deve ser calculado de forma a levar em conta a estabilidade do método escolhido, assim como a caracterização do fenômeno que se deseja representar, ou seja, os intervalos devem ser suficientemente pequenos para que existam amostras suficientes para reconstruir a física do problema e para que o método numérico seja estável.

3.5 Método de Acoplamento Pressão-Velocidade

As equações de continuidade e quantidade de movimento são conectadas através do termo de velocidade, sendo que a solução de uma equação não pode comprometer o resultado da outra. Já o termo de pressão aparece nas equações de Navier-Stokes apenas como um termo fonte e não possui uma equação que o descreva, porém, ao mesmo tempo, sabe-se que pressão e velocidade são variáveis físicas acopladas (SILVA, 2013).

Desta forma, existem duas maneiras de tratar este acoplamento, chamadas de solução acoplada ou segregada. Na solução acoplada utiliza-se apenas uma matriz que contém as equações de continuidade, energia e quantidade de movimento embutidas. Com isso, o problema do acoplamento entre as variáveis desaparece, restando apenas o problema da não linearidade das equações, que é resolvido ao longo das iterações, atingindo-se a convergência.

Já na solução segregada das equações de conservação de massa e quantidade de movimento tem-se o problema do acoplamento pressão-velocidade. Segundo MALSKA (2004), o desafio da solução segregada é determinar um campo de pressões que, quando inserido nas equações de quantidade de movimento, origine um campo de velocidades que satisfaça a equação da continuidade. Existem diferentes métodos utilizados para fazer o acoplamento pressão-velocidade, tais como o SIMPLE, SIMPLEC e PISO. Neste trabalho foi utilizado o método SIMPLE.

O algoritmo SIMPLE (*Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations*)

foi desenvolvido por PATANKAR e SPALDING (1972) e consiste nas seguintes operações:

1. Estima-se um campo de pressão p^* ;
2. Obtêm-se através da solução das equações de conservação de quantidade de movimento um campo de velocidade (u^* , v^* e w^*). Este campo de velocidades em geral não satisfaz a equação da continuidade;
3. Resolve-se uma equação de correção da pressão, p' ;
4. Calcula-se o campo de pressão, p , através de $p = p^* + p'$;
5. Calcula-se as componentes do vetor velocidade (u , v e w) com os valores estimados no item 2 e usando a correção de velocidade;
6. Calcula-se p através da equação discretizada (equação que relaciona as pressões de pontos vizinhos);
7. Considera-se p como novo p^* , retorna-se ao item 2 e itera-se até a convergência.

Capítulo 4

Procedimento Numérico

Este capítulo apresenta os procedimentos numéricos utilizados na solução do equacionamento matemático proposto no capítulo anterior. Neste capítulo, são mostradas as geometrias e os detalhes das malhas computacionais e seus critérios de qualidade. Além disso, é apresentado em detalhes a implementação do modelo de transporte de sedimentos realizada no ANSYS Fluent.

4.1 Geometria e Malha Computacional

As geometrias dos casos estudados foram geradas no software ANSYS DesignModeler, o diâmetro do cilindro (D) foi considerado igual a 0,1 m, mesma dimensão utilizada nos experimentos de MAO (1986) e ZHANG e SHI (2014). O domínio computacional, ilustrado na Figura 4.1, foi considerado bidimensional e o tamanho foi representado pelo parâmetro d , o qual é função do diâmetro do cilindro.

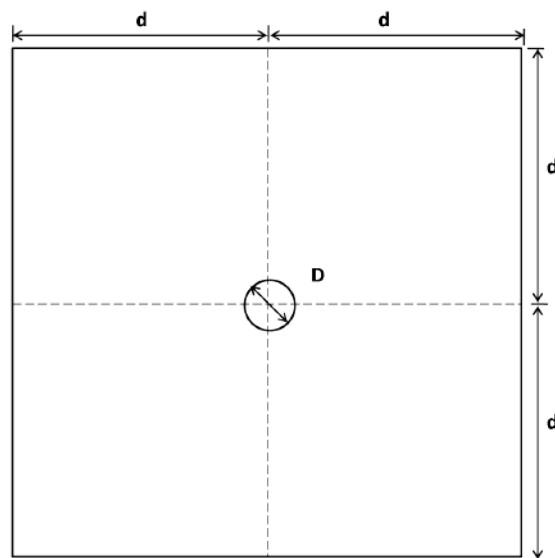


Figura 4.1: Domínio computacional.

As malhas computacionais foram geradas com o software ANSYS Meshing, no qual foi possível realizar a decomposição geométrica em blocos com o auxílio do DesignModeler, de maneira que fosse possível controlar diversas variáveis como o número de elementos em cada direção do domínio ou sobre a parede do cilindro e a taxa de crescimento dos elementos na direção desejada. Dessa forma, foi possível construir malhas considerando apenas elementos hexaédricos. Optou-se por uma malha hexaédrica devido às vantagens atreladas a este tipo de malha, tais como possuir as faces dos elementos alinhadas com as direções do escoamento, o que diminui erros numéricos. Além disso, o uso de malhas hexaédricas também diminui o número total de elementos para um mesmo tamanho característico de malha em comparação à malha tetraédrica.

As malhas foram avaliadas a partir de um estudo de convergência de malha. Este estudo busca identificar o nível de refino de malha necessário para garantir a qualidade e independência dos resultados com relação à malha usada. Foram comparados cinco tamanhos de malha, de acordo com a Tabela 4.1. Essas malhas foram refinadas próximo às paredes do cilindro e do solo devido aos elevados gradientes de velocidade que se estabelecem nestas regiões. Nesse sentido, houve uma grande preocupação quanto à distância do primeiro elemento até à parede.

Tabela 4.1: Tamanho das malhas para a análise de independência de malha.

Malha	Num. de Elementos ($\times 10^3$)	Max (y+)	Qualidade Ortogonal
01	8,9	1,00	0,51
02	16,6	0,70	0,62
03	23,8	0,50	0,61
04	32,3	0,25	0,45
05	48,8	0,11	0,33

Além disso, a Tabela 4.1 apresenta a qualidade ortogonal de cada uma das malhas. A qualidade ortogonal, que é uma medida da deformação da célula, é calculada usando os vetores que vão partir do centroide da célula até cada uma de suas faces (f_i), os correspondentes vetores normais às faces da célula (A_i) e os vetores que vão do centroide da célula até o centroide das células adjacentes (c_i). A Figura 4.2 ilustra os vetores usados para determinar a qualidade ortogonal de cada célula. Esta grandeza varia de 0 até 1 e quanto mais próximo de 1 melhor é a qualidade da malha. O critério de qualidade ortogonal mínima definido como boa prática de simulação é de 0,05 (ANSYS (2018)). Portanto, todas as malhas geradas cumprem este critério.

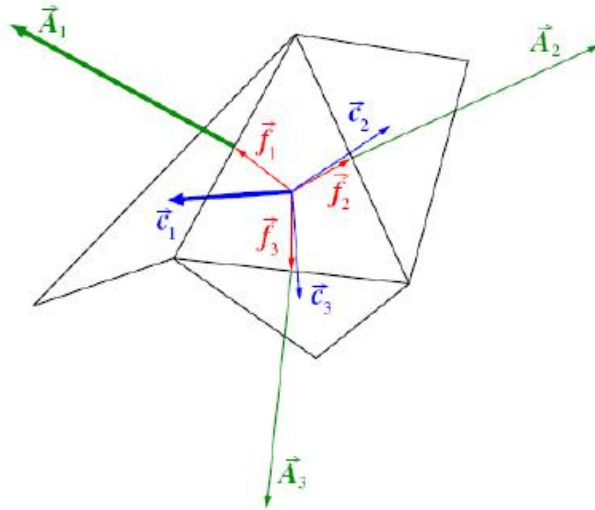


Figura 4.2: Vetores usados para computar a qualidade ortogonal para cada célula. Retirado de ANSYS (2018).

O estudo de convergência de malha foi desenvolvido na Etapa 1 deste trabalho, considerando apenas o caso com razão de espaçamento igual a $e_0/D = 0,5$ e o modelo de turbulência SST. Alguns detalhes das malhas utilizadas nas simulações podem ser visualizados nas Figuras 4.3 e 4.4.

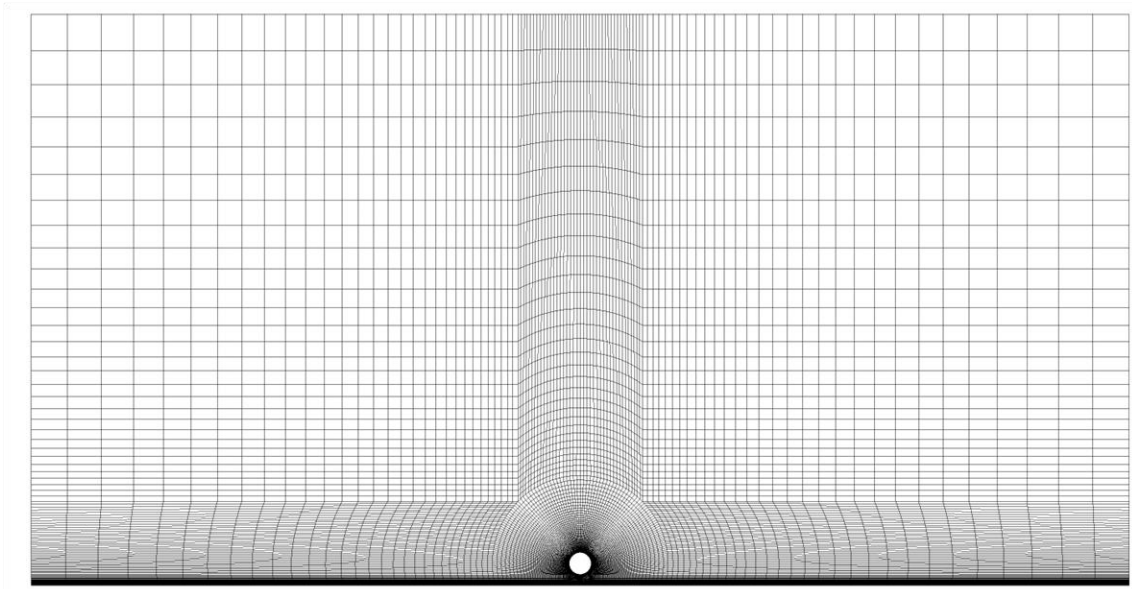


Figura 4.3: Visão geral da malha gerada.

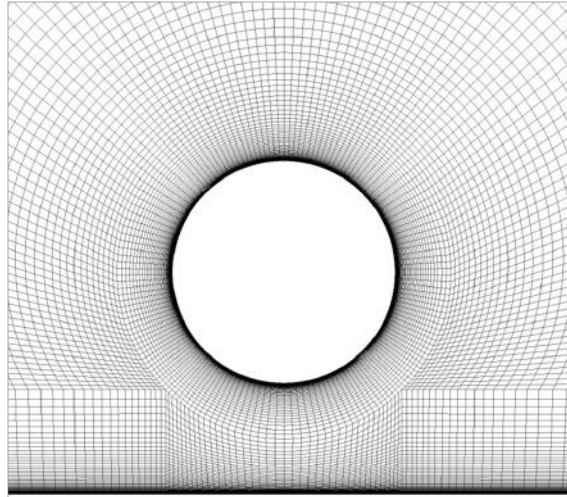


Figura 4.4: Detalhes dos refinamentos aplicados nas paredes do cilindro e do solo.

4.2 Configurações do Modelo

Para a solução numérica das equações de transporte foi utilizado o software de simulação ANSYS Fluent versão 19.2, o qual resolve as equações de transporte através do método de volumes finitos. O detalhamento do modelo matemático foi descrito no Capítulo 3.

Nesse método de resolução numérica, a pressão e a velocidade são armazenadas nos centros das células. Assim, é preciso um esquema de interpolação para o cálculo dos valores dessas variáveis nas faces dos volumes de controle a fim de se calcular os termos convectivos. Foi selecionado um esquema de interpolação de segunda ordem (*Second Order Upwind*) para os termos convectivos das equações de quantidade de movimento. O esquema escolhido para o acoplamento pressão-velocidade foi o algoritmo SIMPLE, que usa uma relação entre a velocidade e as correções da pressão para impor a conservação da massa e obter o campo de pressão (mais detalhes no Capítulo 3). Para a avaliação dos gradientes dos termos convectivos e difusivos das equações de conservação foi adotado o esquema *Least Squares Cell Based*, que é o padrão na interface do Fluent. Os esquemas de interpolação e de reconstrução de gradientes adotados neste trabalho estão descritos na literatura e no manual do software (ANSYS, 2018; MALISKA, 2004).

As análises foram realizadas em dupla precisão, considerando o regime transiente com um passo de tempo do escoamento de aproximadamente 0,005 s. Levou-se em consideração o critério de Courant (CFL) para a especificação do passo de tempo. Devido às instabilidades do escoamento, o Courant máximo variou entre 1 - 5 durante as simulações. Como já mencionado no Capítulo 2, o escoamento e a formação de *scouring* são processos com tempos característicos distintos, sendo o primeiro rápido e o segundo lento. Portanto, foi necessário implementar e avaliar passos de

tempo distintos para os dois processos na Etapa 2 deste trabalho. Foram avaliados os seguintes valores para o passo de tempo de *scouring*: $1\times$, $10\times$ e $100\times$ o passo de tempo do escoamento. Os resultados serão apresentados na Seção 5.2. O critério de convergência adotado nas simulações foi de resíduo máximo inferior a 10^{-3} . As simulações foram consideradas monofásicas (escoamento somente de água) e as propriedades foram definidas como sendo $\rho = 1000 \text{ Kg/m}^3$ e $\mu = 1 \times 10^{-3} \text{ Kg/m s}$.

Conforme mencionado no Capítulo 3, para a modelagem da turbulência, utilizou-se a abordagem RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations*), onde o tensor de Reynolds foi modelado adotando a hipótese de Boussinesq (WILCOX, 2000). Para definição do modelo de turbulência adequado para a simulação nas condições de operação testadas neste trabalho, foram avaliadas os seguintes modelos de turbulência:

- $\kappa - \varepsilon$ Realizável com leis de parede *Enhanced Wall Treatment* (EWT) e *Scalable*;
- SST (*Shear-Stress-Transport*);
- SST de transição;
- SAS (*Scale-Adaptive Simulation*), sendo este um modelo híbrido (combinação de RANS e LES).

As condições de contorno prescritas estão descritas a seguir, de acordo com a Figura 4.5:

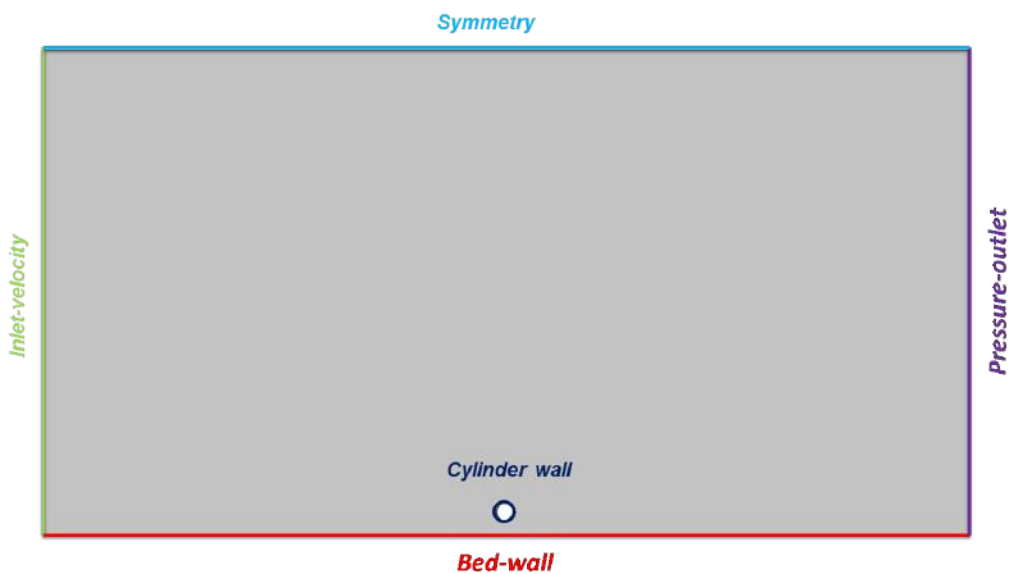


Figura 4.5: Condições de contorno empregadas nas simulações.

- *Inlet-velocity*: perfil de velocidade prescrito na entrada do domínio, de acordo com Equação 4.1 (ZHANG e SHI, 2014) e intensidade turbulenta de 5%;

$$u(y) = \min \left\{ \frac{u_f}{k} \ln \left(\frac{y}{y_0} \right); u_0 \right\} \quad (4.1)$$

onde,

u_f é a velocidade de fricção, calculada como $u_f = ku_0/\ln(\delta/y_0)$; $k = 0,4$ é a constante de Von Karman; y_0 é a rugosidade da parede do leito, calculada como sendo $y_0 = 2,5d_{50}/30$ (ZHANG e SHI, 2014); δ é a espessura da camada limite de velocidade logarítmica, considerado igual a $\delta/D = 1$, de acordo com BRØRS (1999); u_0 é a velocidade de escoamento, calculada de acordo com o número de Reynolds da análise ($2,5 \times 10^4$ ou 5×10^4);

- *Pressure-outlet*: pressão relativa igual a zero prescrita na saída do domínio e intensidade turbulenta de 5%;
- *Symmetry*: condição de gradiente nulo para todas as variáveis ($\mathbf{n} \cdot \nabla(\Phi)$);
- *Cylinder-wall*: parede com condição de não-deslizamento;
- *Bed-wall*: parede com rugosidade prescrita ($y_0 = 2,5d_{50}/30$, onde d_{50} é o diâmetro médio dos sedimentos), condição de não-deslizamento e movimentação de malha (condição aplicada apenas na Etapa 2 deste trabalho).

4.3 Implementação do Modelo de Transporte de Sedimentos

A Etapa 2 deste trabalho contemplou a simulação do processo de formação de *scouring* ao redor de um cilindro fixo próximo do solo (leito de partículas). A abordagem numérica utilizada foi considerar o escoamento monofásico (somente água) e movimentação das fronteiras da malha baseado em modelo de transporte de sedimentos. Nesta seção serão descritos os detalhes da implementação realizada no ANSYS Fluent.

O software ANSYS Fluent fornece uma tecnologia de desenvolvimento, chamada de *User Defined Function* (UDF), a qual é escrita em linguagem de programação C. Usando este recurso, modelos complexos, os quais não estão implementados no software, podem ser simulados numericamente. Neste trabalho, foi implementado um modelo de transporte de sedimentos dependente da tensão de cisalhamento na parede do leito. O processo de escavação do leito foi simulado pelo método de malha dinâmica, no qual os nós da malha se movimentam verticalmente ao longo do tempo.

Com base neste modelo, estudou-se a influência da distância inicial duto-solo (e_0/D) no comportamento do escoamento e no processo de erosão do solo.

A Simulação do transporte de sedimentos acoplada com a evolução de fronteira (neste caso, leito do mar) obedecem à lei de conservação de balanço de massa, representada pela Equação 4.2 (BRØRS, 1999).

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-n} \left[-\frac{\partial q_b}{\partial x} + Dep - Ent \right] \quad (4.2)$$

onde h representa o nível do leito, n é a porosidade do leito, q_b é a taxa de transporte de sedimentos devido à carga de leito (*bed-load*), a qual foi calculada pela fórmula de MEYER-PETER e MULLER (1948), a qual foi escolhida para o presente trabalho devido ao fato de ser uma das correlações pioneiras para o cálculo da taxa de transporte de sedimentos e ser amplamente utilizada em aplicações de engenharia. Além disso, esta fórmula foi utilizada no trabalho de YEOW (2007), o qual será utilizado para comparação na Etapa 2 do presente trabalho.

$$q_b = 8\sqrt{g(s-1)d_{50}^3}(\theta - \theta_{cr})^{1.5} \quad (4.3)$$

onde g é a aceleração da gravidade, s é a densidade específica do sedimento, d_{50} é o diâmetro médio das partículas do sedimento, θ e θ_{cr} representam o número de Shields e o número de Shields crítico, respectivamente.

Dep é a taxa de deposição de sedimentos, calculada a partir da velocidade de sedimentação das partículas, w_s , multiplicada pela concentração de sedimentos próximo do leito, c_b (Equação 4.4).

$$Dep = w_s c_b \quad (4.4)$$

onde c_b foi calculado pela fórmula de VAN RIJN (1987):

$$c_b = 0,015 \frac{d_{50} Z^{1,5}}{\Delta_b D^{*0,3}} \quad (4.5)$$

onde, d_{50} é o diâmetro dos sedimentos, Z é o excesso de tensão de cisalhamento, dado pela Equação 2.4. Δ_b é um nível de referencia próximo do leito (neste caso foi considerado igual a rugosidade do leito, definida na Seção 4.2) e D^* é o diâmetro adimensional médio das partículas, dado pela Equação 2.2.

Ent é a taxa de arrastamento dos sedimentos (Equação 4.6), expressa em termos da viscosidade turbulenta (μ_t), número de Schmidt turbulento (σ_c) e do gradiente de concentração vertical.

$$Ent = -\frac{\mu_t}{\sigma_c} \frac{\partial c}{\partial y} \quad (4.6)$$

Neste trabalho foram implementados 2 modelos, sendo um simplificado (apenas

transporte de sedimentos devido à carga de leito) e o outro completo (transporte de sedimentos devido às cargas de leito e de suspensão). Para julgar o início da movimentação de sedimentos utilizou-se uma abordagem baseada na tensão de cisalhamento crítica, a qual está relacionada com o número de Shields, definido na Seção 2.2.1 através da Equação 2.3. Nesta equação, τ_b representa a tensão de cisalhamento do fluido na parede do leito, calculada no ANSYS Fluent por meio da macro $NV_MAG(F_STORAGE_R_NV(f,t, SV_WALL_SHEAR))$ ao final de cada passo de tempo e armazenada na memória do Fluent em uma *User Defined Memory* (UDM), de acordo com o código mostrado na Figura A.1.

Já o número de Shields crítico pode ser ajustado para o caso de leito não horizontal usando a seguinte fórmula:

$$\theta_{cr} = \theta_{cr0} \cos(\alpha) \left[1 + \frac{\tan(\alpha)}{\tan(\varphi)} \right] \quad (4.7)$$

onde α é o ângulo de inclinação do leito, φ é o ângulo de repouso dos sedimentos e θ_{cr0} é o número de Shields crítico para um leito horizontal. Para a fórmula de MEYER-PETER e MULLER (1948), $\theta_{cr0} = 0.047$.

Cálculo do ângulo de inclinação do leito

De acordo com YEOW (2007), o ângulo de inclinação do leito, α , é definido como negativo ($\alpha < 0$) para sedimento descendo o leito e positivo ($\alpha > 0$) para o sedimento subindo o leito. Este ângulo pode ser cálculo como $\cos(\alpha) = B \cdot A$, onde B é a normal a cada face dos elementos da superfície escavada e A é a normal a superfície não escavada ($t = 0$), de acordo com as definições apresentadas na Figura 4.6. A normal A foi calculada no instante $t = 0$ e armazenada na memória do Fluent através de uma macro chamada *DEFINE_ON_DEMAND* e uma UDM. Detalhes da implementação do ângulo de inclinação do leito podem ser vistos nas Figuras A.2 e A.3.

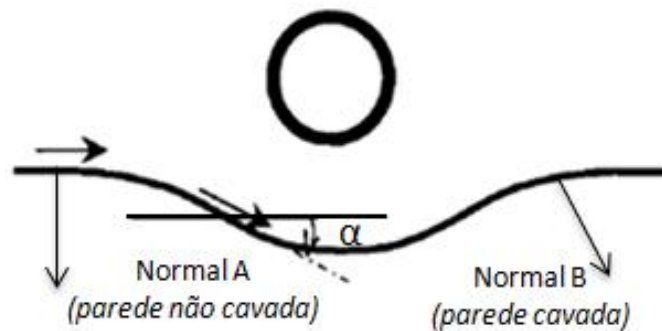


Figura 4.6: Definição das normais à parede do leito.

A Figura 4.7 mostra o ângulo de inclinação do leito ao longo da parede para alguns instantes de tempo para o caso de distância cilindro-solo de $e_0/D = 0,5$ para os dois números de Reynolds analisados. Os resultados destes casos serão melhor discutidos na Seção 5.2. A Figura 4.7 ilustra que o comportamento esperado do ângulo foi capturado com a presente implementação, o qual é negativo para para sedimento descendo o leito e positivo para o sedimento subindo o leito.

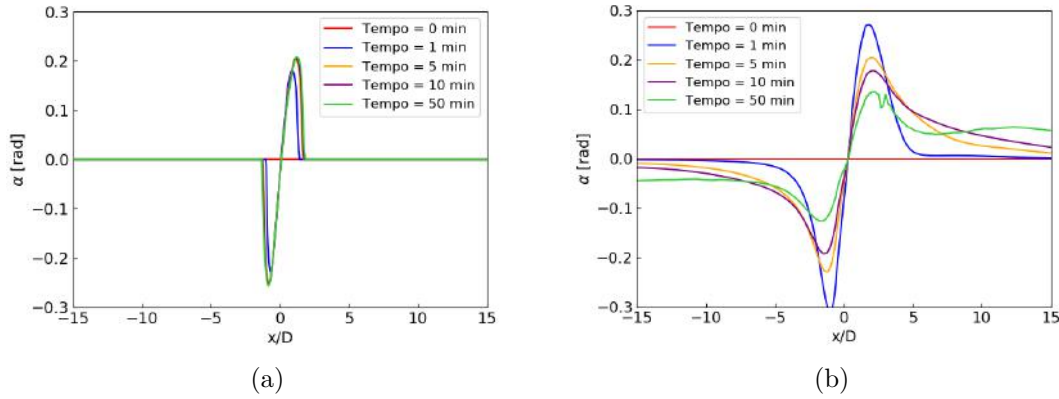


Figura 4.7: Evolução temporal do ângulo de inclinação do leito ao longo da parede do leito para o caso $e_0/D = 0,5$ para (a) $Re = 2,5 \times 10^4$ e (b) 5×10^4 .

Modelo simplificado - apenas Bed-load

Considerando, primeiramente, o modelo simplificado, partindo-se da Equação 4.2, chega-se a Equação 4.8, que representa a forma reduzida do modelo 1-D.

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{-1}{1-n} \frac{dq_b}{dx} \quad (4.8)$$

onde x representa a direção do escoamento.

A Equação 4.8 pode ser resolvida através de diferenças finitas. Para o caso de escoamento bidimensional, a Equação 4.8 pode ser discretizada de maneira que o nível do leito para o nó p no tempo $n + 1$ ao longo do leito 1-D pode ser calculado pela seguinte fórmula:

$$h_p^{n+1} = h_p^n - \frac{1}{1-n} \left[\frac{q_{b,p-1}^n - q_{b,p}^n}{x_{p-1} - x_p} \right] \Delta t_b \quad (4.9)$$

onde Δt_b representa o passo de tempo do modelo de transporte de sedimentos, o qual normalmente é maior que o passo de tempo do escoamento. Neste trabalho, este parâmetro foi avaliado na Seção 5.2.2.

Cálculo da distância entre os centróides das células

Para a implementação do modelo 1D por diferenças finitas é necessário a informação da distância entre os centróides das células da malha ao longo da direção x ,

dx (indicado na Figura 4.8). Entretanto, não foi possível acessar esta informação de forma fácil por se tratar de uma informação interna ao software comercial ANSYS Fluent. Sendo assim, foi utilizada uma estratégia de representar as distâncias entre os centroides das células através de equações lineares.

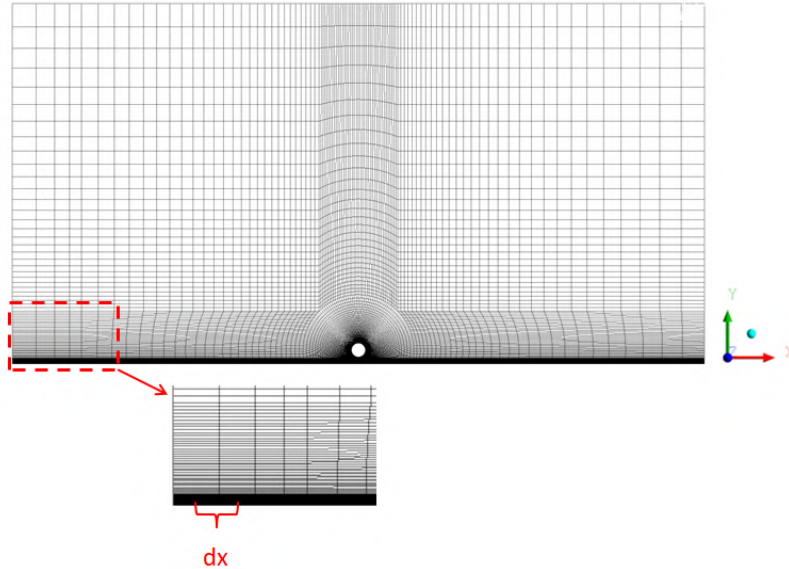


Figura 4.8: Distância entre os centróides das células (dx).

A Figura 4.9 mostra as equações lineares ajustadas para representar dx . Como pode ser observado, a malha foi dividida de tal forma que foram utilizados 3 blocos, sendo ajustados por 2 equações lineares e a malha da região central foi ajustada, tal que dx fosse constante (aproximadamente igual a 0.0019 m) nesta região. A Figura A.4 apresenta os detalhes da implementação.

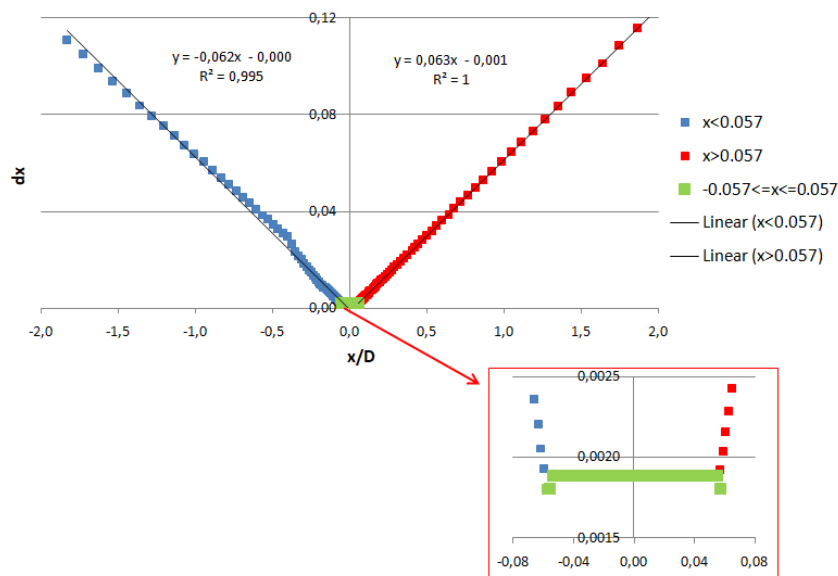


Figura 4.9: Ajuste de equações lineares para representar dx .

Modelo completo - inclusão dos termos devido à carga de suspensão

Todos os detalhes mencionados para o modelo simplificado são validos para o modelo completo. A única diferença do modelo completo é que a concentração de sedimentos em suspensão foi determinada resolvendo-se uma equação de advecção-difusão extra, com um termo convectivo adicional para representar o efeito da velocidade de sedimentação das partículas (Equação 2.5 apresentada na Seção 2.2.3 deste trabalho). Para realizar tal implementação, foi utilizado uma *User Defined Scalars* (UDS) no Fluent. A velocidade de sedimentação foi calculada a partir da Equação 2.7. Os termos devido à carga de suspensão foram expressos usando as Equações 4.4 e 4.6.

Movimentação das fronteiras da malha

Para realizar a movimentação das fronteiras da malha (leito de sedimentos), a equação de movimento (Equação 4.2) foi escrita através da macro *DEFINE_GRID_MOTION*, a qual foi incorporado no ANSYS Fluent, detalhes da implementação podem ser vistos na Figura A.5. Após a atualização da fronteira, a malha de volumes finitos também precisa ser atualizada. A deformação automática da malha foi realizada utilizando o método *Diffusion-based smoothing* do Fluent, no qual a deformação da malha é governada pela equação da difusão:

$$\nabla \cdot (\gamma \nabla \mathbf{U}) = 0 \quad (4.10)$$

onde, \mathbf{U} é a velocidade de deslocamento da malha e γ é o coeficiente de difusão. O coeficiente de difusão foi calculado utilizando uma formulação baseada na distância da fronteira (ANSYS, 2018):

$$\gamma = \frac{1}{\chi^\beta} \quad (4.11)$$

onde, χ é a distância normalizada até a fronteira e β é um parâmetro que varia de 0 a 2. Quanto maior o valor de β maiores regiões próximas à fronteira móvel serão preservadas e as regiões afastadas desta fronteira irão absorver mais o movimento. No presente trabalho foi utilizado o valor de $\beta = 2$

O ANSYS Fluent resolve a Equação 4.10 usando elementos finitos, com isso a velocidade de deslocamento (U) é obtido diretamente em cada nó da malha e as novas posições dos nós são então atualizadas de acordo com a Equação 4.12:

$$\mathbf{p}^{m+1} = \mathbf{p}^m + \mathbf{U} \Delta t_b \quad (4.12)$$

onde, \mathbf{p}^{m+1} e \mathbf{p}^m são os vetores posição nos tempos $n + 1$ e n , respectivamente e Δt_b é o passo de tempo da atualização da malha.

Procedimento de solução no modelo

O procedimento de solução no modelo pode ser resumido nos seguintes passos:

1. calcula-se as equações governantes do escoamento por um determinado número de passos de tempo (neste trabalho foi usado 10 passos de tempo);
2. de acordo com os resultados computacionais do último passo de tempo, calcula-se a taxa de mudança do leito por meio da Equação 4.2;
3. calcula-se um novo nível do leito e atualiza-se a malha através da Equação 4.12. Em seguida, retorna-se o passo 1.

4.4 Solução computacional

As simulações da Etapa 1 foram realizadas em processamento paralelo em 1 máquina com processador Intel® i7-8700K com 3.70 GHz e 32 GB de memória RAM. O domínio computacional foi particionado em 6 núcleos. O custo computacional foi de aproximadamente 8,5 horas por simulação. Já as simulações da Etapa 2 foram realizadas em 1 máquina com processador Intel® Xeon® Silver 4114 de 2.20 GHz e 128 GB de RAM. O domínio computacional foi particionado em 20 núcleos. O custo computacional foi de aproximadamente 15 dias por simulação (para atingir 50 min de tempo físico para cada caso).

Capítulo 5

Resultados e Discussões

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos para o estudo numérico desenvolvido. Os casos avaliados foram divididos em duas seções, que apresentam separadamente os resultados das simulações sem transporte de sedimentos (Etapa 1) e das simulações com transporte de sedimentos (Etapa 2).

5.1 Resultados Etapa 1

A presente etapa contemplou a simulação do escoamento monofásico de água ao redor de um cilindro fixo e próximo do solo. O objetivo desta etapa foi investigar o efeito da parede, representado pela proximidade do solo (leito do mar) à parede do cilindro. Além disso, parâmetros numéricos fundamentais para a etapa seguinte foram ajustados nesta etapa. Nestas análises, foram calculados como resultados os coeficientes hidrodinâmicos atuantes sobre o cilindro (coeficientes de arrasto e sustentação), a tensão de cisalhamento sobre o solo, assim como os campos de velocidade, pressão e vorticidade.

As seguintes características foram consideradas nas simulações:

- escoamento monofásico e transiente;
- análises bidimensionais;
- diferentes distâncias cilindro-solo, e_0/D : 0,01; 0,25; 0,5; 0,75; 1,0;
- 2 valores de número de Reynolds foram estudados, sendo eles: $2,5 \times 10^4$ e 5×10^4 . A escolha destes números de Reynolds visou uma comparação da Etapa 2 com os trabalhos numéricos e experimentais de ZHANG e SHI (2014) e YEOW (2007), os quais já foram descritos no Capítulo 2 desta dissertação e apresentam números de Reynolds de $2,5 \times 10^4$ e 5×10^4 , respectivamente.

Para validar o modelo matemático através da comparação com resultados experimentais é importante realizar algumas análises preliminares. Portanto, de forma a melhor organizar este trabalho, esta seção está dividida em:

- Definição de tamanho de domínio;
- Análise de independência de malha computacional;
- Análise de modelagem de turbulência;
- Efeitos da proximidade da parede.

5.1.1 Definição de tamanho de domínio

Na simulação de escoamento externo, como é o caso do escoamento ao redor de um cilindro, existe uma preocupação com relação ao tamanho do domínio de análise, o qual deve ser grande o suficiente para não interferir no escoamento próximo à parede do cilindro e conseqüentemente na região da esteira. Nesse sentido, o tamanho do domínio computacional foi avaliado, de forma a determinar o tamanho adequado do domínio a ser simulado.

O tamanho do domínio foi representado pelo parâmetro d , que é uma função do diâmetro do cilindro, D , como já apresentado na Figura 4.1 no Capítulo 4. Foram avaliados 5 tamanhos de domínio, sendo eles: $d = 12,5D$; $25D$; $50D$; $75D$; $100D$. O cilindro foi considerado isolado, ou seja, sem considerar os efeitos da proximidade do leito do mar. Todos estes casos foram simulados utilizando uma malha de tamanho intermediário dentre as apresentadas na Seção 4.1. Os testes foram realizados considerando o modelo de turbulência SST e a condição operacional de Reynolds igual a 5×10^4 .

A Tabela 5.1 apresenta os resultados de determinação de tamanho de domínio. Os resultados foram analisados em termos da média do coeficiente de arrasto (C_D médio) e da média RMS (do inglês *root mean square*) do coeficiente de sustentação (média RMS de C_L). Para o caso de um cilindro isolado, a média de C_L é igual a zero (oscilação em torno de zero), por isso são calculados os valores RMS. Os coeficientes de arrasto e sustentação foram calculados a partir das amplitudes das forças oscilantes nos sentidos do escoamento (direção x) e transversal ao escoamento (direção y). As forças foram coletadas sobre a parede do cilindro ao longo do tempo e utilizadas para o cálculo de C_D e C_L de acordo com as Equações 5.1 e 5.2, respectivamente. Para ilustrar, a Figura 5.1 mostra os sinais de C_D e C_L ao longo do tempo para o caso do domínio de $25D$. As médias de C_D e C_L apresentadas na Tabela 5.1 foram tomadas a partir de 12,5 s de análise, para um tempo total de simulação igual a 20 s. A janela de tempo usada para a análise, entre 12,5 e 20 s, contém 15 ciclos (em termos de C_D) e 7 ciclos (em termos de C_L) de desprendimento de vórtices.

$$C_D = \frac{F_x}{1/2\rho u^2 A_p} \quad (5.1)$$

$$C_L = \frac{F_y}{1/2\rho u^2 A_p} \quad (5.2)$$

onde F_x e F_y são as amplitudes das forças nos sentidos do escoamento e transversal ao escoamento, respectivamente; ρ é a massa específica do fluido de trabalho, u é a velocidade de aproximação do escoamento e A_p é a área projetada do cilindro na direção do escoamento.

Tabela 5.1: Resultados - Definição de tamanho de domínio.

n	d	Max (y+)	media(C_D)	$\Delta_{CD}[\%]$	RMS ¹ C_L	$\Delta_{CL}[\%]$
1	12,5D	0,59	0,97	-	0,76	-
2	25D	0,60	1,02	4,90	0,84	9,52
3	50D	0,59	1,07	4,67	0,89	5,62
4	75,5D	0,62	1,08	0,93	0,91	2,20
5	100D	0,61	1,09	0,92	0,92	1,09

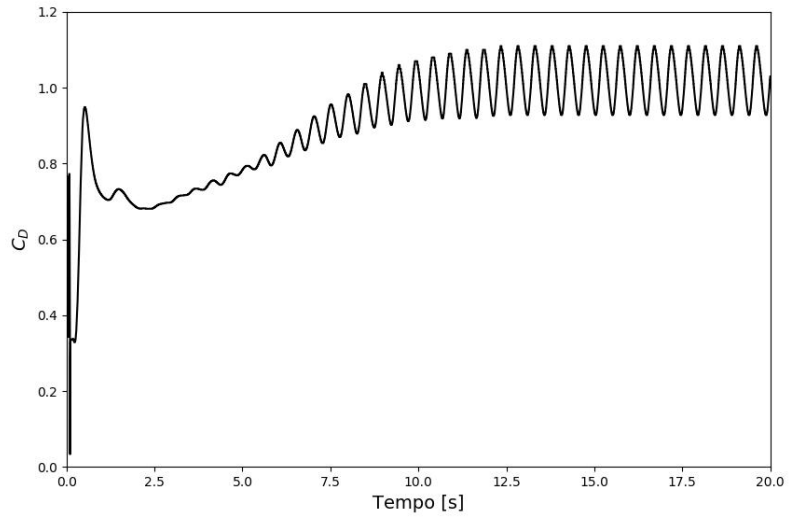
Na Tabela 5.1, n representa o número da análise, Δ_{CD} e Δ_{CL} representam as diferenças do C_D médio e da média RMS de C_L , respectivamente, em termos percentuais, entre as simulações n e $n - 1$, de acordo com as equações 5.3 e 5.4.

$$\Delta_{CD}[\%] = \frac{|C_D^n - C_D^{n-1}|}{C_D^n} \quad (5.3)$$

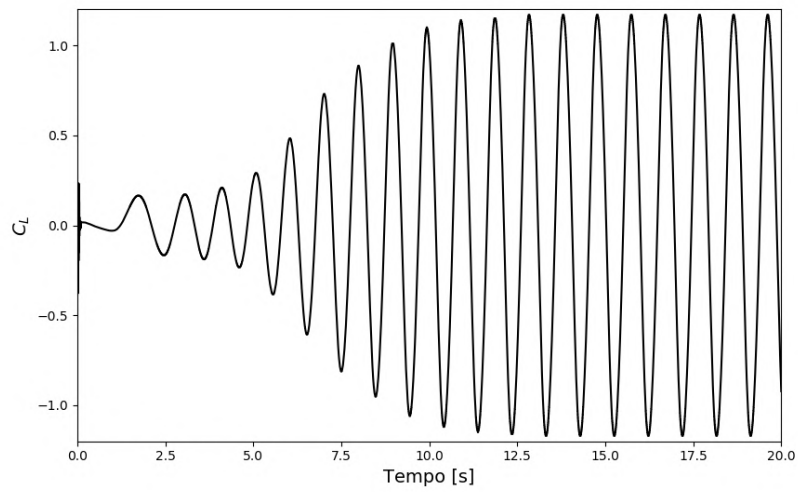
$$\Delta_{CL}[\%] = \frac{|C_L^n - C_L^{n-1}|}{C_L^n} \quad (5.4)$$

É possível observar a convergência dos resultados ao passar do domínio de 12,5D para 100D, onde os valores de C_D e C_L estão convergindo para um valor estável à medida em que o tamanho de domínio aumenta, como pode ser visualizado na Figura 5.2. Nota-se que o valor da diferença dos coeficientes (tanto C_D quanto C_L) entre as simulações n e $n - 1$ (Δ_{CD} e Δ_{CL}) está diminuindo com o aumento do domínio, ou seja, os valores dos mesmos estão convergindo para valores constantes. Além disso, os resultados obtidos, em termos de C_D , estão próximos do valor de 1,17 (para $Re = 5 \times 10^4$) extraído do gráfico de SUMER *et al.* (2006), como pode ser visto na Figura 5.3.

¹RMS (do inglês *root mean square*).



(a)



(b)

Figura 5.1: Sinais dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação ao longo do tempo para o caso referente ao domínio de 25D.

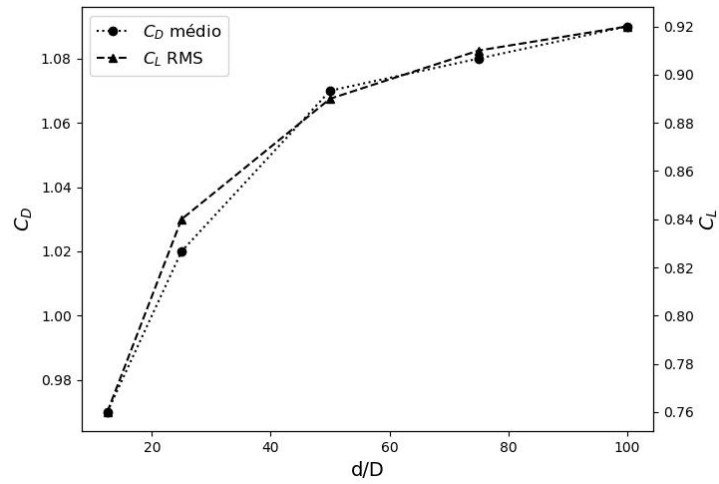


Figura 5.2: Curva de convergência de tamanho de domínio - d/D versus C_D médio e média RMS de C_L .

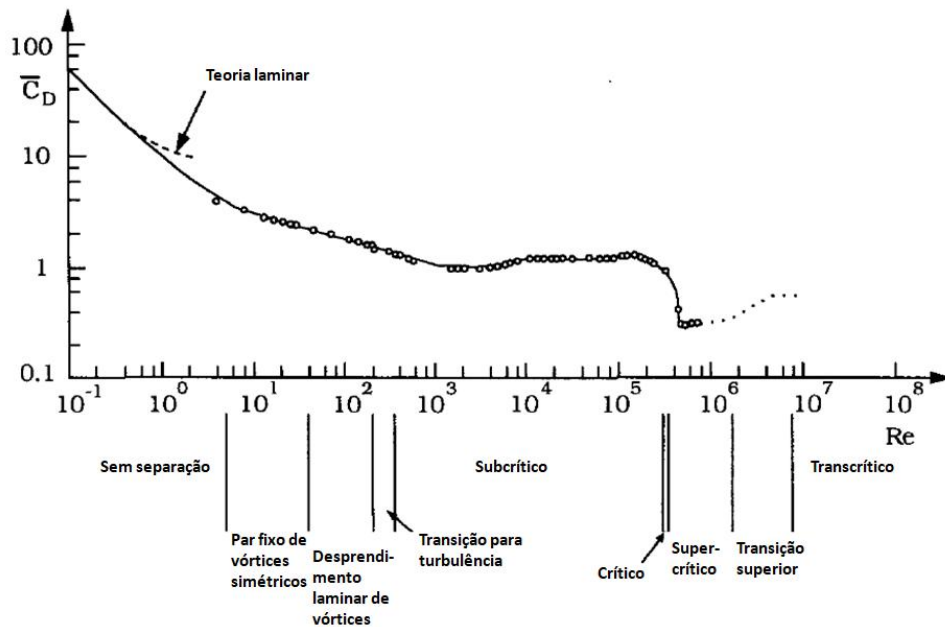


Figura 5.3: Coeficiente de arrasto para um cilindro circular em função do número de Reynolds. Adaptado de SUMER *et al.* (2006).

Diante dos resultados apresentados, o domínio de 25D foi escolhido para a realização das análises seguintes, pois a diferença entre os resultados de C_D e C_L do domínio de 25D para o domínio de 50D foi de apenas 4,67% e 5,62% respectivamente. Dessa forma, com o objetivo de manter um comprometimento entre acurácia e o custo computacional, optou-se pela escolha do domínio de 25D. A título de ilustração, Figura 5.4 mostra os perfis de magnitude de velocidade, pressão e vorticidade para o caso de domínio de 25D.

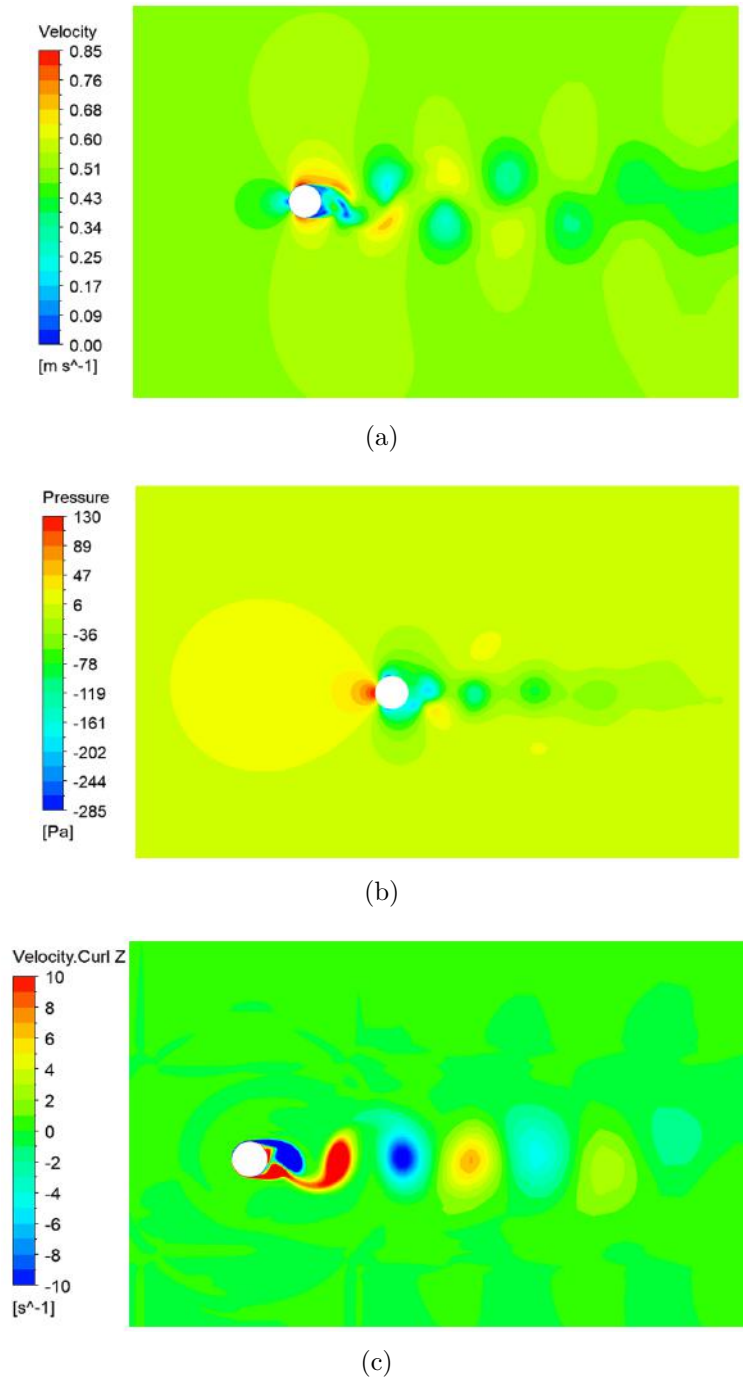


Figura 5.4: Perfil de: (a) velocidade, (b) pressão e (c) vorticidade.

5.1.2 Análise de independência de malha computacional

Para se garantir que os resultados obtidos nas simulações sejam independentes da malha numérica utilizada, foram realizadas variações nos números de elementos das malhas até que se encontrasse a distribuição adequada para as simulações sem aumento excessivo de tempo computacional. Diante disso, foram analisadas cinco malhas com diferentes números de elementos. Estes casos foram simulados utilizando o modelo de turbulência SST, um tamanho de domínio de 25D, distância cilindro-parede de $e_0/D = 0,5$ e para o caso de maior número de Reynolds ($Re = 5 \times 10^4$).

A Tabela 5.2 apresenta os resultados da análise de convergência em malha. Os resultados foram analisados em termos da média do coeficiente de arrasto (C_D médio), média do coeficiente de sustentação (C_L médio) e da média RMS do coeficiente de sustentação (média RMS de C_L). Neste caso, o valor da média do C_L foi levada em consideração, pois para o caso de um cilindro próximo ao solo, este valor é não nulo (SUMER *et al.*, 2006).

Tabela 5.2: Resultados análise de independência de malha.

Malha	Num. de Elementos ($\times 10^3$)	media (C_D)	$\Delta_{C_D}[\%]$	RMS C_L	$\Delta_{C_L}[\%]$	media (C_L)
01	8,9	1,23	-	1,20	-	0,07
02	16,6	1,19	3,36	1,17	2,56	0,12
03	23,8	1,17	1,71	1,13	3,54	0,07
04	32,3	1,15	1,74	1,10	2,73	0,10
05	48,8	1,14	0,3	1,10	0,05	0,15

É possível observar uma convergência dos resultados tanto em termos da média de C_D quando em termo da média RMS de C_L ao passar da malha 01 para a malha 05. Já a média de C_L apresenta resultados oscilantes entre as distintas malhas avaliadas. Devido à isso, apenas as variáveis C_D médio e C_L RMS foram levados em consideração na escolha da malha, os quais podem ser visualizados na Figura 5.5. A partir desses resultados pode-se considerar a Malha 04 como convergida, uma vez que esta apresenta praticamente os mesmos resultados da Malha 05, sendo esta 1,5 vezes maior que a anterior. Portanto, a Malha 04, que apresenta em torno de 32,3 mil elementos, foi considerada convergida e adequada para as análises seguintes desde trabalho.

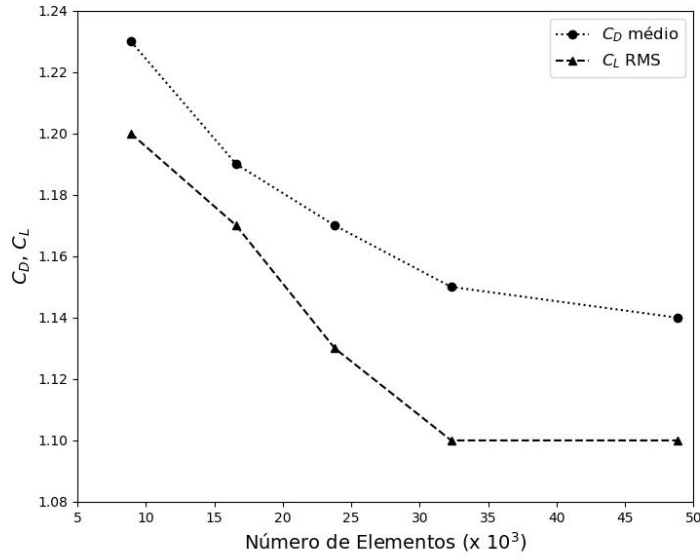


Figura 5.5: Curva de convergência em malha.

5.1.3 Análise de modelagem de turbulência

Conforme descrito anteriormente, para a avaliação da modelagem de turbulência, foram comparados 5 modelos: $\kappa - \varepsilon$ Realizável com as leis de parede *Enhanced Wall Treatment* (EWT) e *Scalable*, SST (*Shear-Stress-Transport*), SST de transição e SAS (*Scale-Adaptive Simulation*). Sendo os 4 primeiros modelos puramente RANS e o último um modelo híbrido (combinação de RANS e LES). Estes modelos foram comparados utilizando a malha considerada como convergida na seção 5.1.2 (Malha 04), o tamanho de domínio referente à $d = 25D$, distância cilindro-parede de $e_0/D = 0,5$ e para o caso de maior número de Reynolds ($Re = 5 \times 10^4$). Os resultados destes testes comparativos podem ser visualizados na Tabela 5.3. Os resultados foram expressos em termo de C_D médio, C_L médio, média RMS de C_L e tensão de cisalhamento no solo.

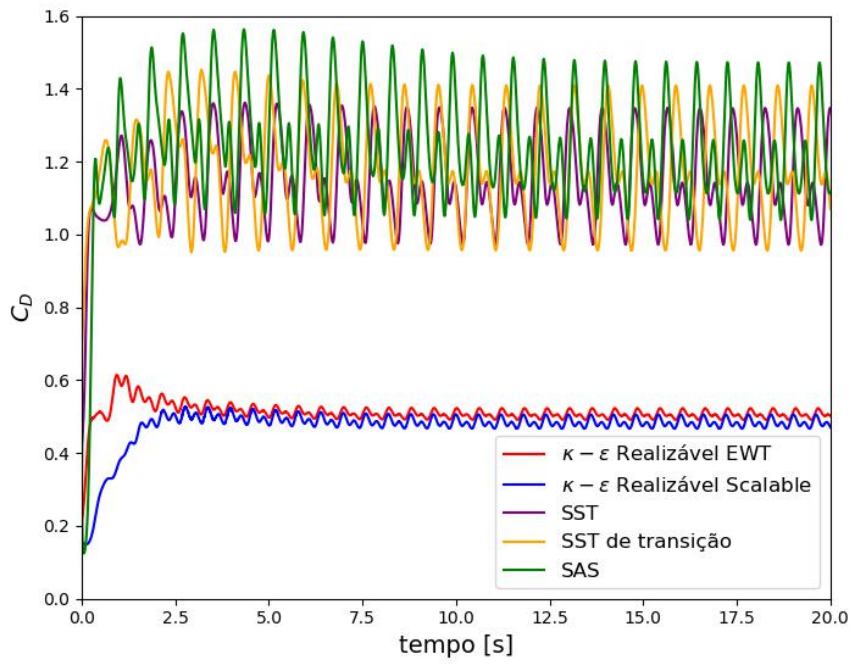
Tabela 5.3: Comparação entre modelos de turbulência.

Modelo	media(C_D)	media(C_L)	RMS C_L	Max (τ_b) [Pa]
$\kappa - \varepsilon$ Realizável EWT	0,51	0,09	0,20	1,54
$\kappa - \varepsilon$ Realizável <i>Scalable</i>	0,48	0,08	0,26	1,30
SST	1,15	0,10	1,10	1,38
SST de transição	1,17	0,11	1,18	1,30
SAS	1,23	0,12	1,15	1,35

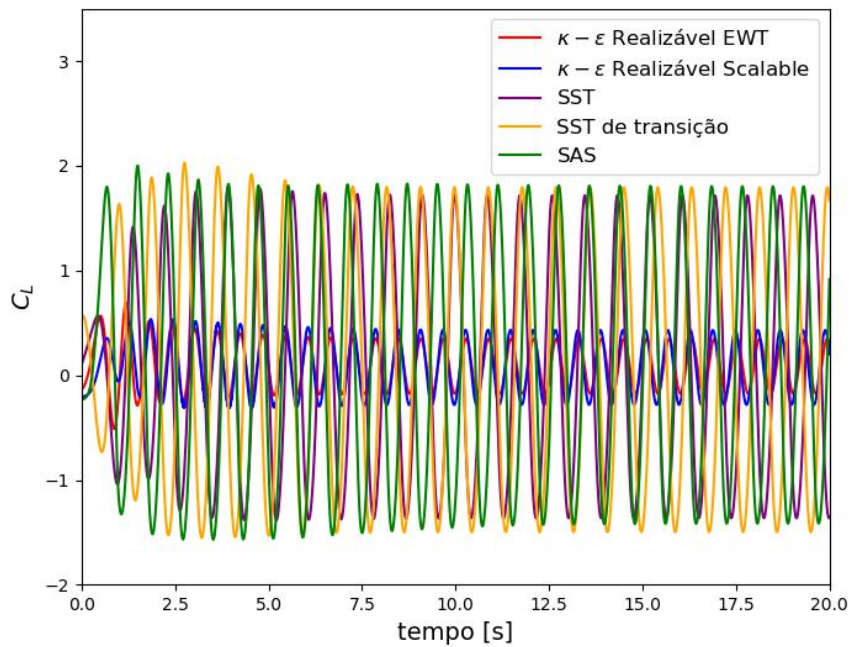
A Figura 5.6 mostra os sinais de C_D e C_L ao longo do tempo para os cinco modelos de estudados. As médias de C_D e C_L apresentadas na Tabela 5.3 foram tomadas a partir de 10 s de análise (sendo o tempo total de simulação igual a 20 s). É possível notar que os resultados para o modelo $\kappa - \varepsilon$ Realizável, para ambas as leis de parede estudadas, apresentam perfis de C_D e C_L destoantes dos demais modelos, sendo observado um amortecimento nos valores das amplitudes de C_D e C_L para este modelo, o que é um indicativo de que este modelo não é adequado para a análise de desprendimento de vórtices nas condições simuladas. Isto pode ser atribuído ao fato dos modelos $\kappa - \varepsilon$ não resolverem o escoamento até a parede e não serem indicados para casos de escoamentos com separação de camada limite.

Já a Figura 5.7 apresenta o perfil de tensão de cisalhamento média ao longo da superfície do solo para os cinco modelos avaliados para o instante final de cada simulação (20 segundos). Observa-se um pico de tensão de cisalhamento logo abaixo do duto ($x/D = 0$). O valor deste pico (τ_{Max}) é oscilante ao longo do tempo, como pode ser visto na Figura 5.8. Dessa forma, os valores de (τ_{Max}) mostrados na Tabela 5.3 representam médias tomadas para os últimos 10 s de análise. Nota-se uma resposta transiente da tensão de cisalhamento bastante similar entre os modelos SST, SST de Transição e SAS. Para as condições analisadas (mesma malha computacional), a diferença do modelo SST para o modelo SAS é de apenas 2,2% e do modelo SST para o modelo SST de Transição é de 6,2%.

A Figura 5.9 apresenta uma comparação dos resultados obtidos numericamente com resultados experimentais de LEI *et al.* (1999) ($Re = 1,36 \times 10^4$ e $e_0/D = 0,5$), em termos de valores médios do coeficiente de arrasto e de sustentação, para os quatro modelos analisados. Não foram encontrados resultados experimentais para a condição de $Re = 5 \times 10^4$ e $e_0/D = 0,5$ na literatura. Devido a isso, foram utilizados os resultados de LEI *et al.* (1999) como referência, sendo eles média de $C_D = 1,2$ e média de $C_L = 0,17$. As diferenças percentuais dos resultados numéricos para o valor experimental em termos de C_D foram de 57,5%, 4,2%, 2,5% e 2,5% para os modelos $\kappa - \varepsilon$, SST, SST de transição e SAS, respectivamente. Dessa forma, é possível observar que apenas o modelo $\kappa - \varepsilon$ não apresenta concordância com os dados da literatura, corroborando com o que já havia sido mencionado com relação ao comportamento amortecido do mesmo. Já em termos de C_L as diferenças foram maiores, variando de 47% para o modelo $\kappa - \varepsilon$ e 29% para o modelo SAS.



(a)



(b)

Figura 5.6: Sinais dos coeficientes de (a) arrasto e (b) sustentação ao longo do tempo para os distintos modelos de turbulência.

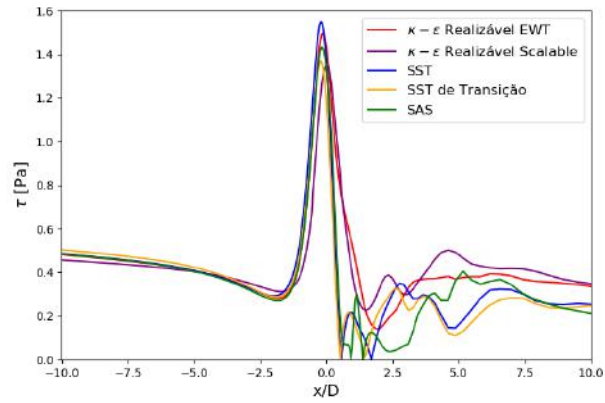


Figura 5.7: Tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para 20 segundos de simulação.

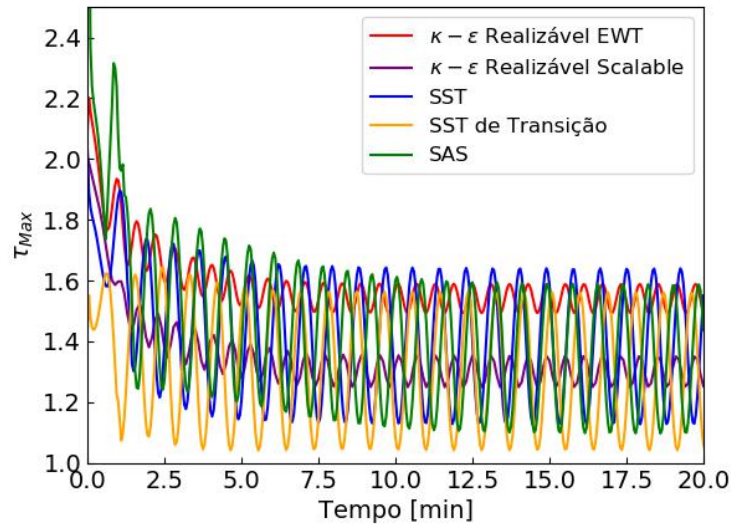


Figura 5.8: Evolução temporal do valor máximo da tensão de cisalhamento no solo.

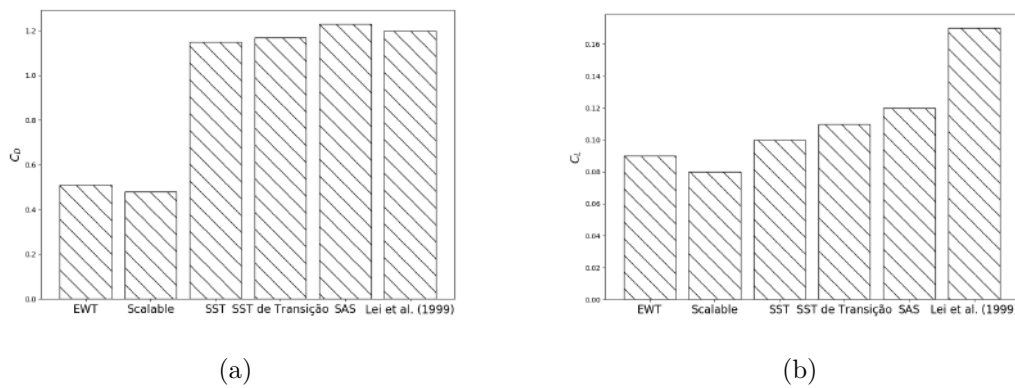


Figura 5.9: Análise de modelo de turbulência em termos de (a) média do coeficiente de arrasto e (b) média do coeficiente de sustentação.

A Tabela 5.4 apresenta o custo computacional para simular 20 segundos da análise para cada um dos modelos de turbulência. O modelo que apresentou maior custo foi o SST de transição (1,4 vezes mais custoso que o modelo SST), isto era esperado já que este é um modelo de 4 equações. Já o modelo SAS apresentou mesmo custo computacional que o SST, isto ocorreu porque trabalhou-se com a mesma malha em todos os modelos. Pelo fato do SAS ser um modelo híbrido (RANS + LES), provavelmente este apresenta um requerimento de malha mais refinada. Entretanto, a independência de malha foi realizada apenas para o modelo SST. Dessa forma, para a malha usada que tem um custo computacional factível para os recursos computacionais disponíveis, o SST e o SAS fornecem os mesmos resultados e tempos computacionais. Além disso, a diferença do modelo SST para os modelos SST de transição e o modelo SAS é de menos de 2%, em termos de C_D . Em termos de tensão de cisalhamento máxima, as diferenças entre os modelos SST e SST de transição e SST e SAS são de 6,2% e 2,2%, respectivamente. Sendo assim, levando em consideração o custo computacional e a similaridade dos resultados, o modelo SST foi o escolhido para seguir para as próximas etapas de estudo neste trabalho.

Tabela 5.4: Custo computacional dos modelos de turbulência para 20 seg de simulação.

Modelo	Custo computacional [horas]
$\kappa - \varepsilon$ Realizável	8,33
SST	8,67
SST de transição	12,33
SAS	8,67

A seguir são apresentados os perfis de velocidade, pressão e vorticidade (Figuras 5.10, 5.11 e 5.12), comparativamente para os quatro modelos de turbulência analisados. Todos as imagens são mostradas para o instante final de cada simulação. Nota-se que os modelos SST, SST de transição e SAS apresentam comportamento bastante similar entre si.

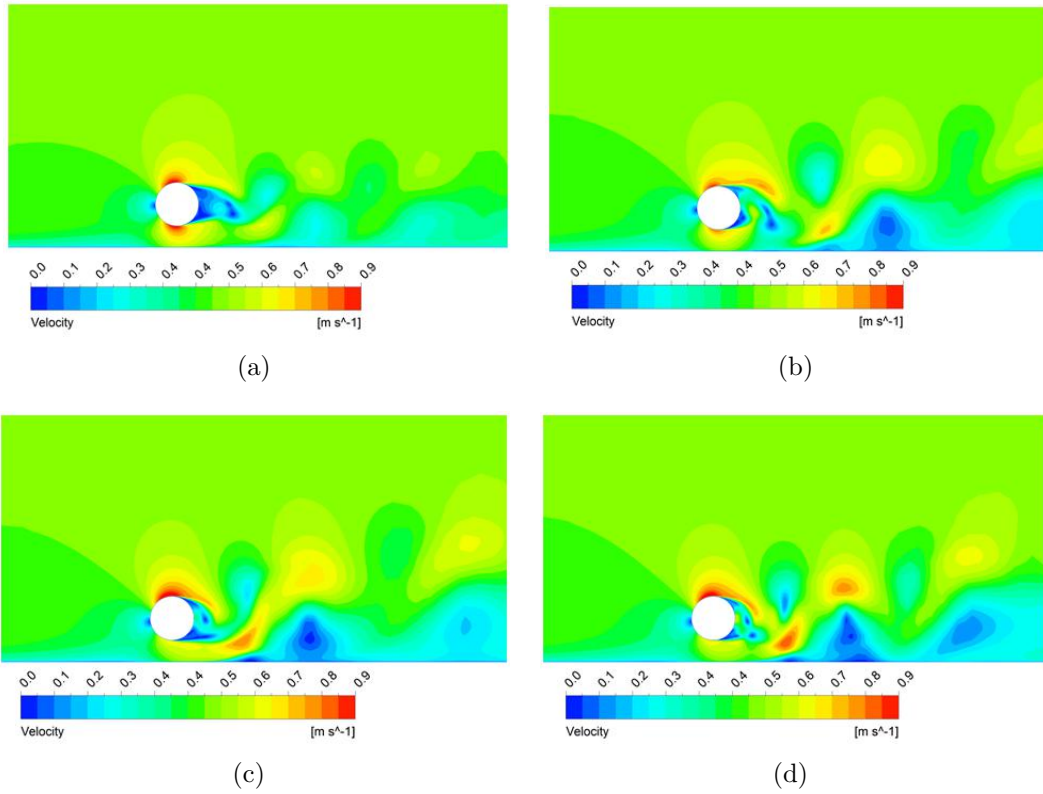


Figura 5.10: Perfil da magnitude da velocidade: (a) Modelo $\kappa - \varepsilon$, (b) Modelo SST, (c) Modelo SST de transição, (d) Modelo SAS.

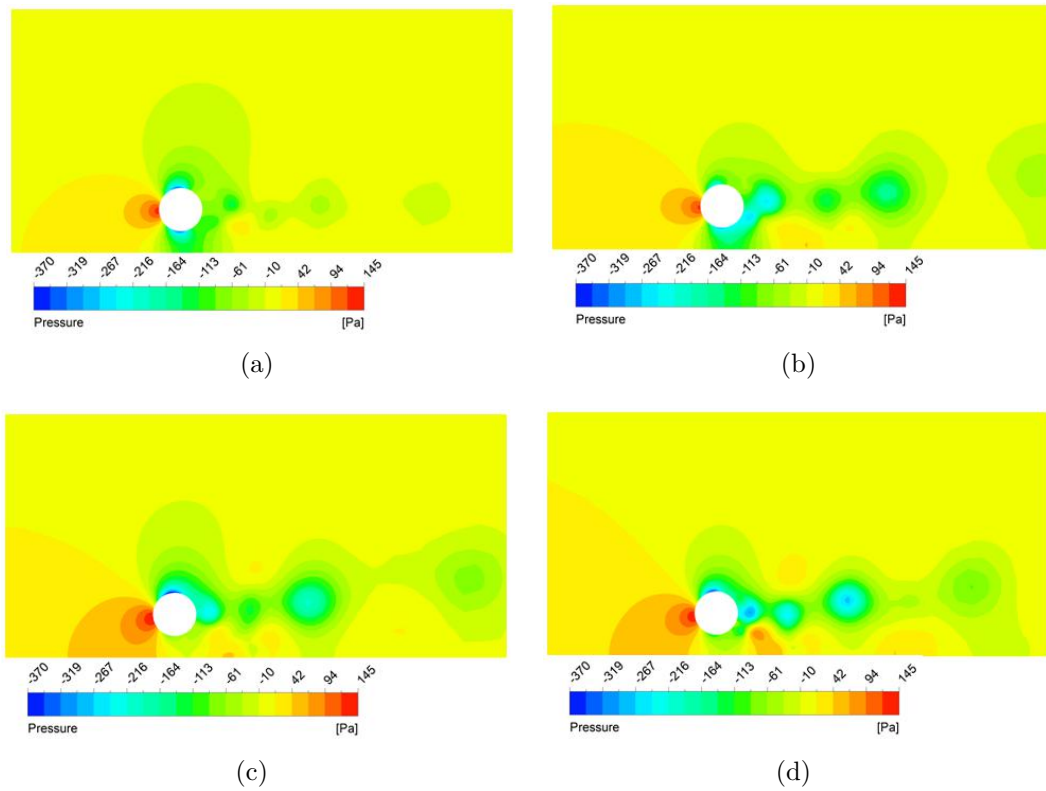


Figura 5.11: Perfil de pressão: (a) Modelo $\kappa - \varepsilon$, (b) Modelo SST, (c) Modelo SST de transição, (d) Modelo SAS.

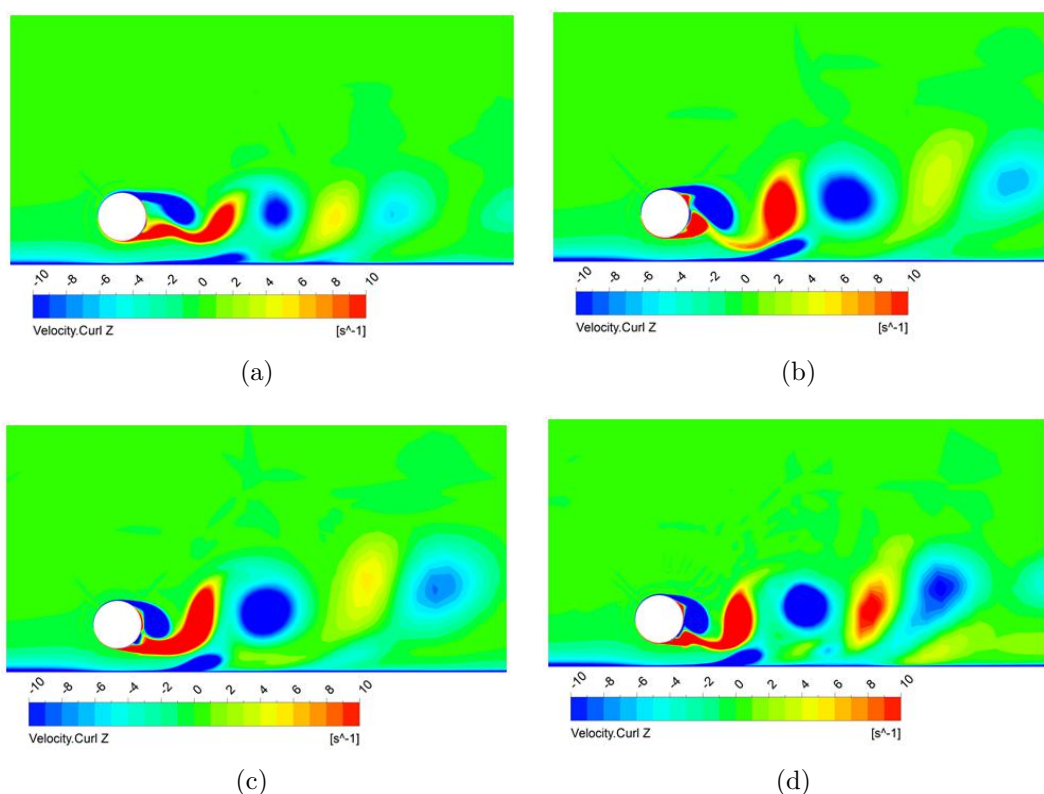


Figura 5.12: Vorticidade: (a) Modelo $\kappa - \varepsilon$, (b) Modelo SST, (c) Modelo SST de transição, (d) Modelo SAS.

5.1.4 Efeitos da proximidade da parede

Nesta seção foi avaliado o efeito da proximidade do solo sob os coeficientes hidrodinâmicos (arrasto e sustentação) e a tensão de cisalhamento no solo. Além disso, foram investigadas as mudanças que surgem no comportamento do escoamento ao redor do cilindro com o efeito da proximidade da parede. As simulações foram conduzidas para dois números de Reynolds distintos, sendo eles $2,5 \times 10^4$ e 5×10^4 . Para cada Reynolds foram estudados cinco valores de espaçamento cilindro-solo, e_0/D , sendo estes: 0,01, 0,25, 0,5, 0,75, 1.

As Tabelas 5.5 e 5.6 apresentam um resumo dos resultados para os números de Reynolds de $2,5 \times 10^4$ e 5×10^4 , respectivamente. Os resultados foram analisados em termos da média do coeficiente de arrasto (C_D médio), média do coeficiente de sustentação (C_L médio), media RMS do C_L e tensão de cisalhamento máxima no solo. As médias de C_D e C_L apresentadas na Tabela 5.5 foram tomadas no intervalo de tempo de 20 a 40 segundos, já as médias da Tabela 5.6 foram consideradas no intervalo de 10 a 20 segundos. Essas faixas foram determinadas a partir do ponto em que os sinais de C_D e C_L apresentaram comportamento periódico, como pode ser visto nas Figuras 5.13 e 5.14.

Tabela 5.5: Efeito da proximidade da parede nos coeficientes hidrodinâmicos e na tensão de cisalhamento para o caso de $Re = 2,5 \times 10^4$.

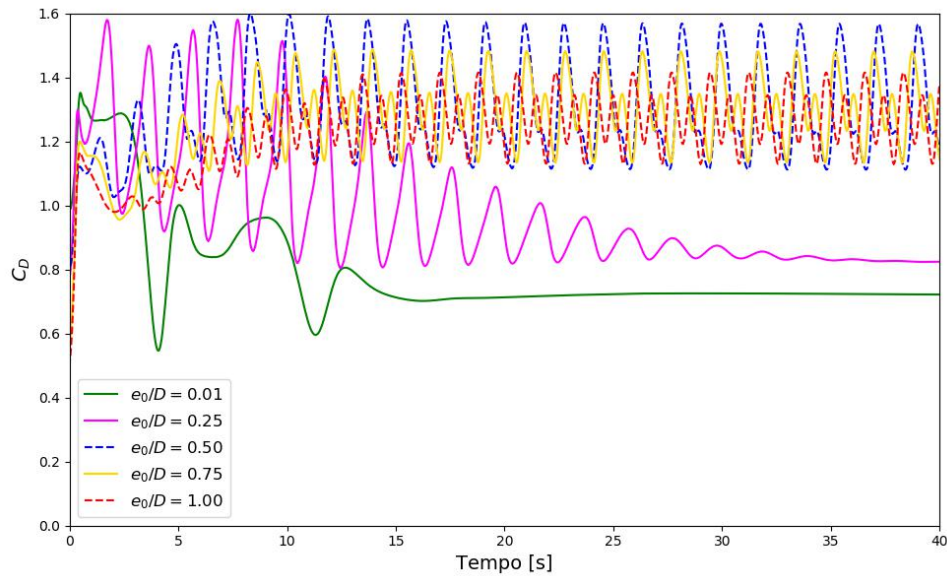
e_0/D	Máx ($y+$)	média(C_D)	média(C_L)	$RMS^1 C_L$	Máx (τ_b) [Pa]
0,01	0,13	0,72	0,40	0,40	1,09
0,25	0,12	0,83	0,12	0,98	0,53
0,50	0,14	1,31	0,11	1,20	0,34
0,75	0,14	1,30	0,11	1,15	0,31
1,00	0,14	1,27	0,05	1,06	0,31

Tabela 5.6: Efeito da proximidade da parede nos coeficientes hidrodinâmicos e na tensão de cisalhamento para o caso de $Re = 5 \times 10^4$.

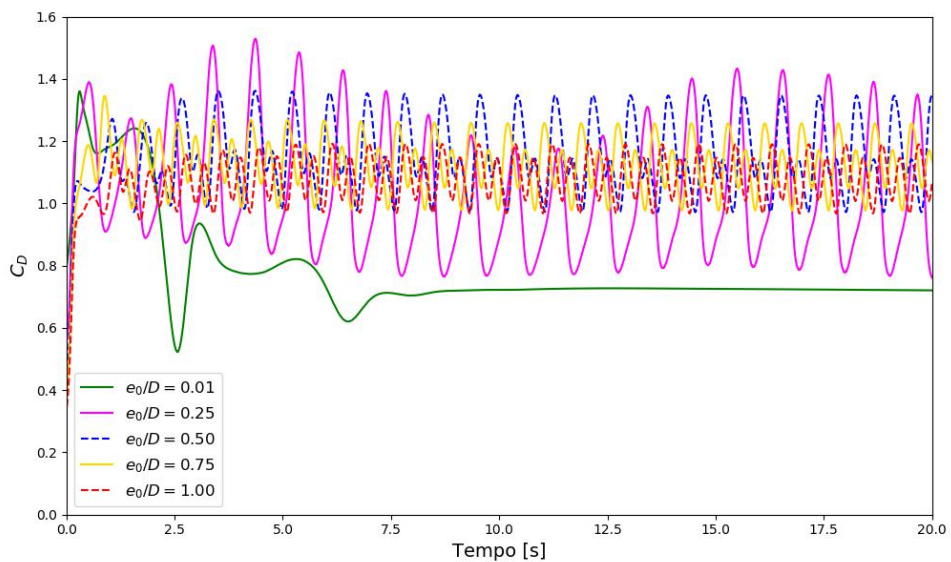
e_0/D	Máx ($y+$)	média(C_D)	média(C_L)	$RMS^1 C_L$	Máx (τ_b) [Pa]
0,01	0,24	0,72	0,40	0,40	3,52
0,25	0,23	0,99	0,16	0,81	1,58
0,50	0,25	1,15	0,10	1,10	1,34
0,75	0,24	1,12	0,06	0,98	1,05
1,00	0,23	1,08	0,04	0,87	1,01

A Figura 5.15 apresenta uma compilação dos resultados obtidos, em termos das médias dos coeficientes de arrasto e sustentação versus distância cilindro-solo (e_0/D), para os dois valores de Reynolds analisados, comparativamente com resultados da literatura. Na Figura 5.15 (a) observa-se que o coeficiente de arrasto aumenta gradualmente com o aumento da distância cilindro-solo até $e_0/D = 0,5$, a partir deste ponto o valor de C_D médio permanece razoavelmente constante (com uma suave queda). Este comportamento é esperado e reportado na literatura (LEI *et al.*, 1999) uma vez que, com o aumento da distância do cilindro ao solo, a pressão de base (pressão no ponto diametralmente oposto ao ponto de estagnação) diminui rapidamente e, conseqüentemente, faz com que o arrasto médio aumente devido à formação de vórtices. Já a Figura 5.15 (b) mostra que o coeficiente de sustentação diminui acentuadamente com o aumento de e_0/D , chegando a valores próximos de zero para $e_0/D = 1$. Esta tendência é esperada uma vez que a proximidade da parede faz com que o escoamento ao redor de um cilindro se torne assimétrico,

portanto a média de C_L será diferente de zero, ao contrário do caso de um cilindro isolado. Este efeito de assimetria do escoamento tende a desaparecer à medida que o valor do espaçamento aumenta, tal como observado na Figura 5.15 (b). Comportamentos similares aos obtidos no presente trabalho foram reportados por LEI *et al.* (1999), ROSHKO *et al.* (1975) e YANG *et al.* (2008).

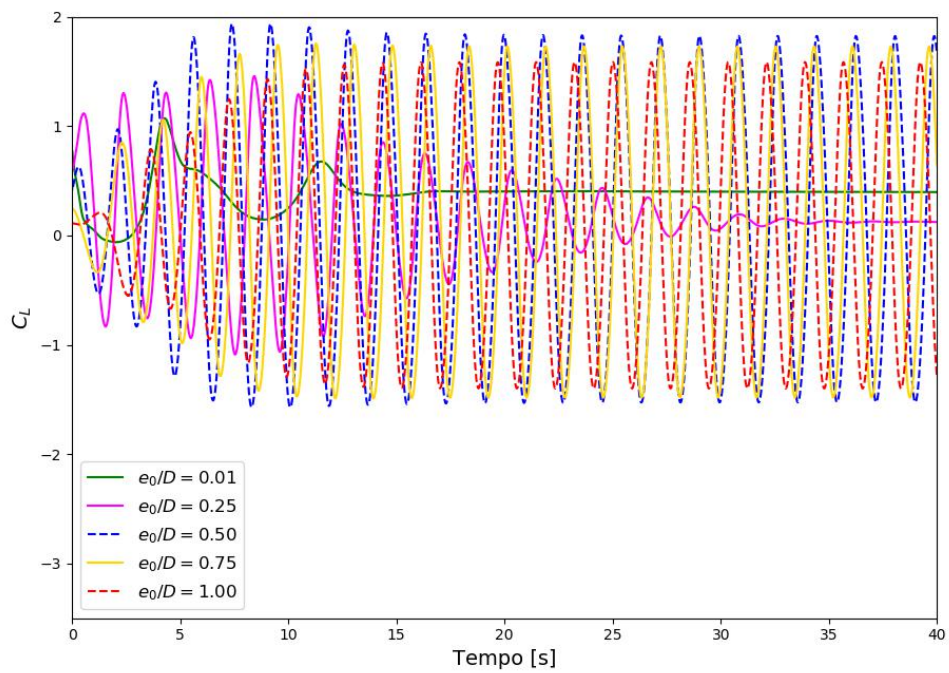


(a)

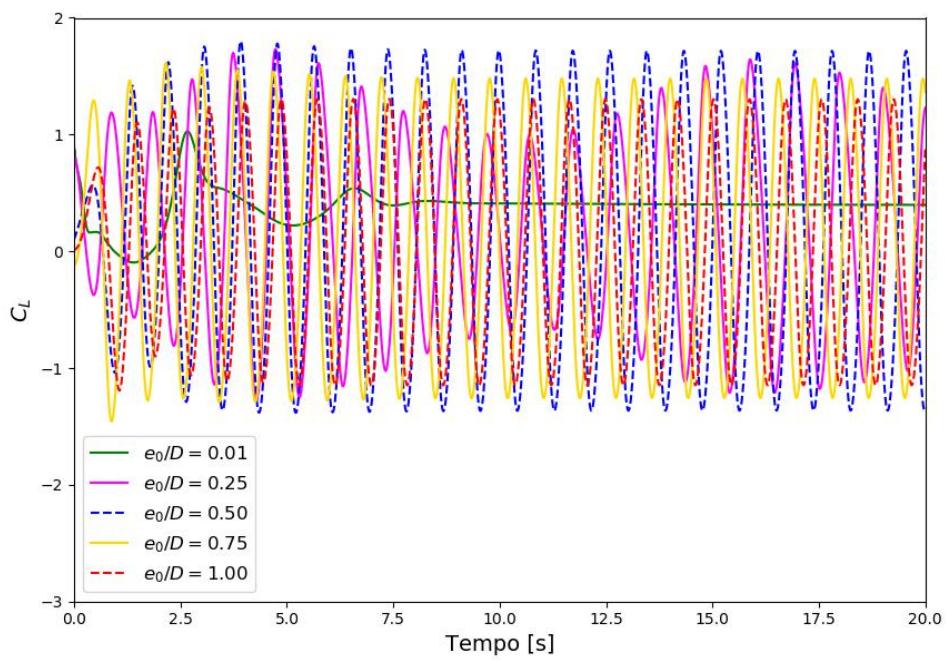


(b)

Figura 5.13: Sinais do coeficiente de arrasto ao longo do tempo para (a) $Re = 2,5 \times 10^4$ e (b) $Re = 5 \times 10^4$.



(a)



(b)

Figura 5.14: Sinais do coeficiente de sustentação ao longo do tempo para (a) $Re = 2,5 \times 10^4$ e (b) $Re = 5 \times 10^4$.

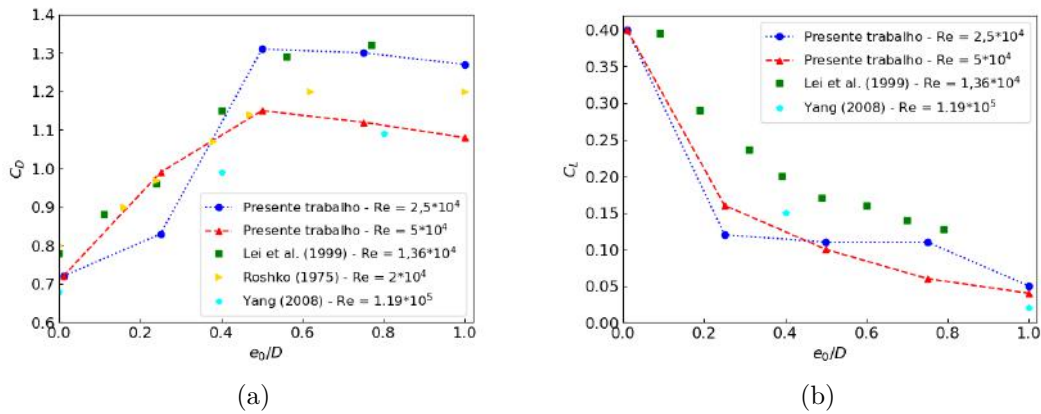


Figura 5.15: Comparação dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação entre o presente trabalho e os resultados experimentais de LEI *et al.* (1999), ROSHKO *et al.* (1975) e numéricos de YANG *et al.* (2008) para diferentes distâncias cilindro-solo.

A tensão de cisalhamento média ao longo da superfície do solo para os cinco valores de distância cilindro-solo e para os dois números de Reynolds é mostrada na Figura 5.16. Pode-se observar que ocorre um pico de tensão de cisalhamento logo abaixo do duto ($x/D = 0$). Com o aumento da distância entre o cilindro e o solo, o valor máximo da tensão de cisalhamento (τ_{max}) é acentuadamente reduzido até atingir valores razoavelmente constantes a partir de $e_0/D = 0,75$, como pode ser visto na Figura 5.17. Este padrão de comportamento é observado para ambos os números de Reynolds analisados. Este resultado indica que a taxa de erosão do solo será maior a medida em que o duto estiver mais próximo do leito do mar. Este tema será melhor discutido na Seção 5.2.

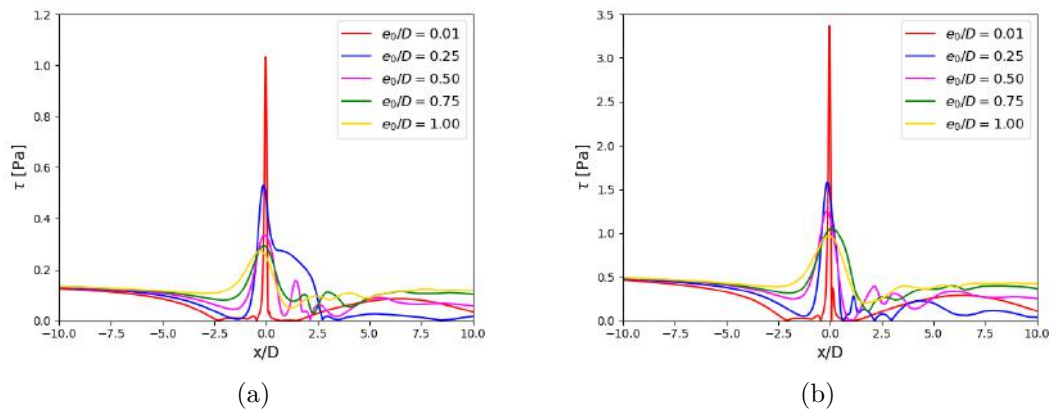


Figura 5.16: Tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para (a) $Re = 2,5 \times 10^4$ e (b) $Re = 5 \times 10^4$.

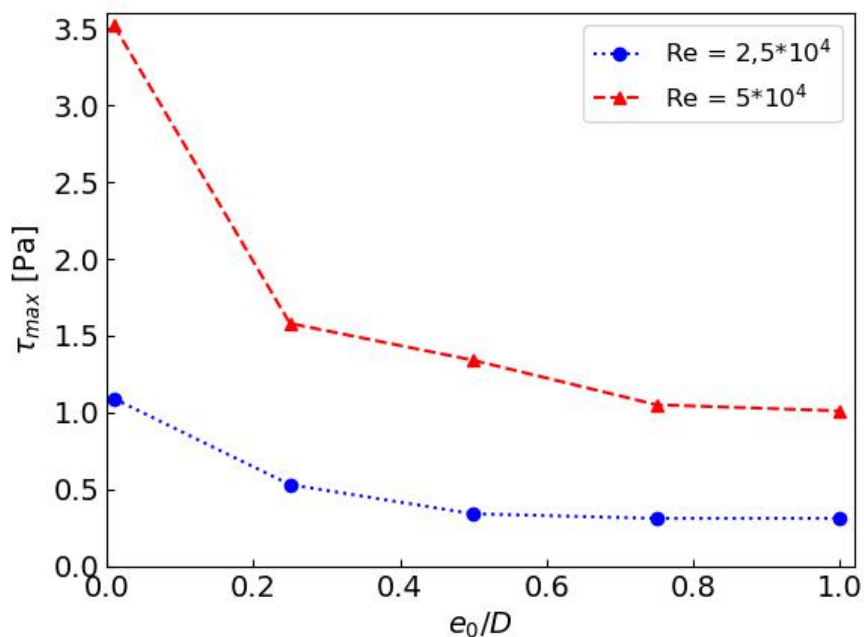


Figura 5.17: Tensão de cisalhamento máxima, τ_{max} versus distância cilindro-solo, e_0/D para diferentes números de Reynolds.

As Figuras 5.18, 5.19 e 5.20 mostram os perfis da magnitude da velocidade, pressão e vorticidade, respectivamente. Em cada figura são apresentados os resultados para os cinco valores de distância cilindro-solo e para os dois valores de Reynolds avaliados. Todas as imagens foram obtidas no instante final de cada simulação (40 s para $Re = 2,5 \times 10^4$ e 20 s para $Re = 5 \times 10^4$).

Pelos perfis de pressão e velocidade observa-se uma assimetria do escoamento, na qual existe uma diferença de pressão entre o lado do cilindro voltado para a parede do solo e o lado voltado para a corrente livre, conseqüentemente são encontrados valores não nulos de coeficiente de sustentação, como já mostrado nas Tabelas 5.5 e 5.6. Além disso, pelo perfil de pressão observa-se que o ponto de estagnação foi influenciado pela presença da parede, movendo-se para uma posição angular inferior em relação ao caso de um cilindro isolado. Como conseqüência, os ângulos de descolamento da camada limite também mudam em relação ao caso do cilindro isolado. Este comportamento está previsto na literatura e pode ser ilustrado pela Figura 5.21 (SUMER *et al.*, 2006). Este efeito diminui à medida que o cilindro se afasta da parede, e para valores de espaçamento de $e_0/D = 1$ o comportamento se aproxima do cilindro isolado.

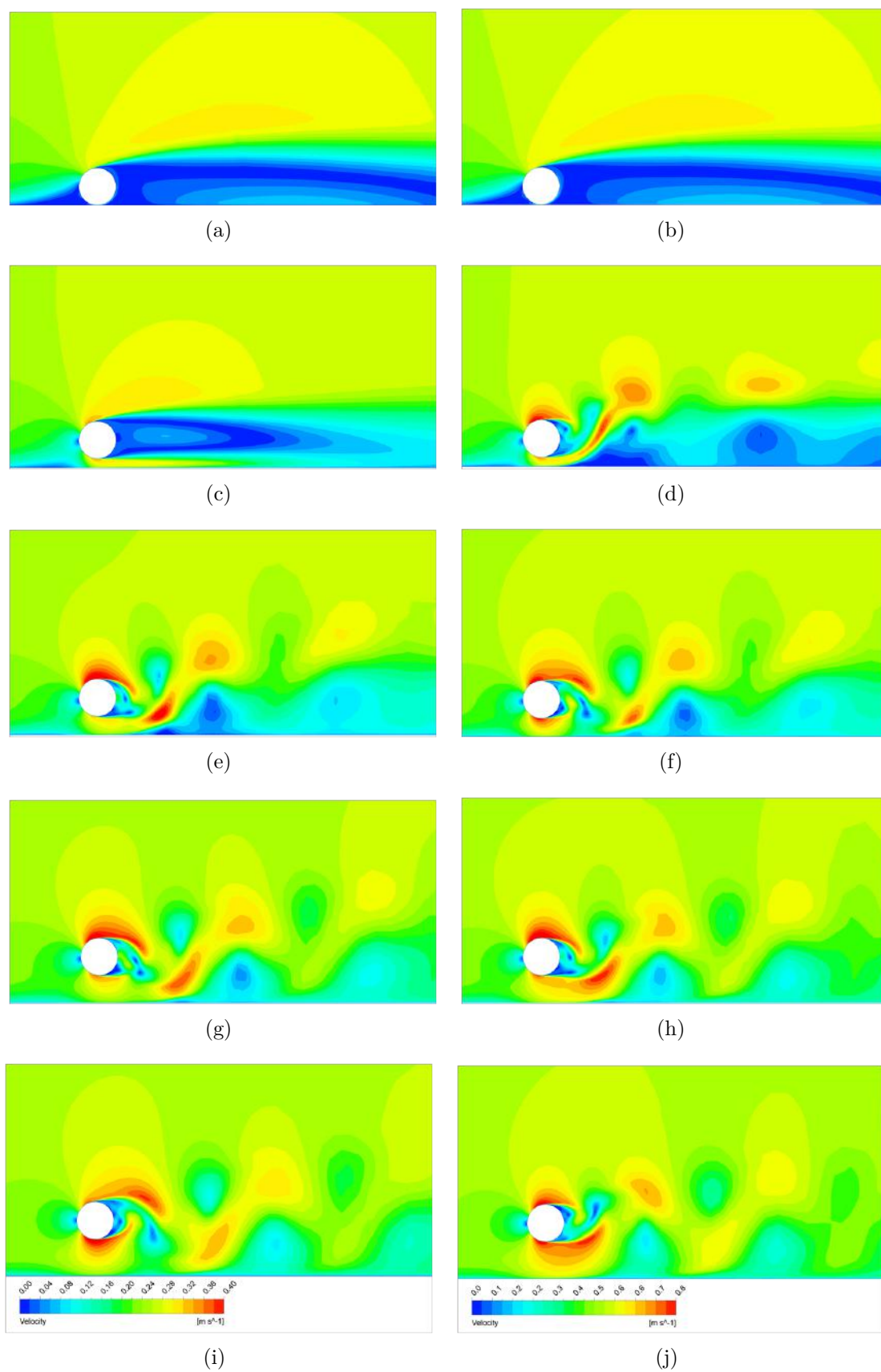


Figura 5.18: Perfil da magnitude da velocidade para $Re = 2,5 \times 10^4$ (esquerda) e 5×10^4 (direita): (a) e (b) $e_0/D = 0,01$, (c) e (d) $e_0/D = 0,25$, (e) e (f) $e_0/D = 0,5$, (g) e (h) $e_0/D = 0,75$, (i) e (j) $e_0/D = 1,0$.

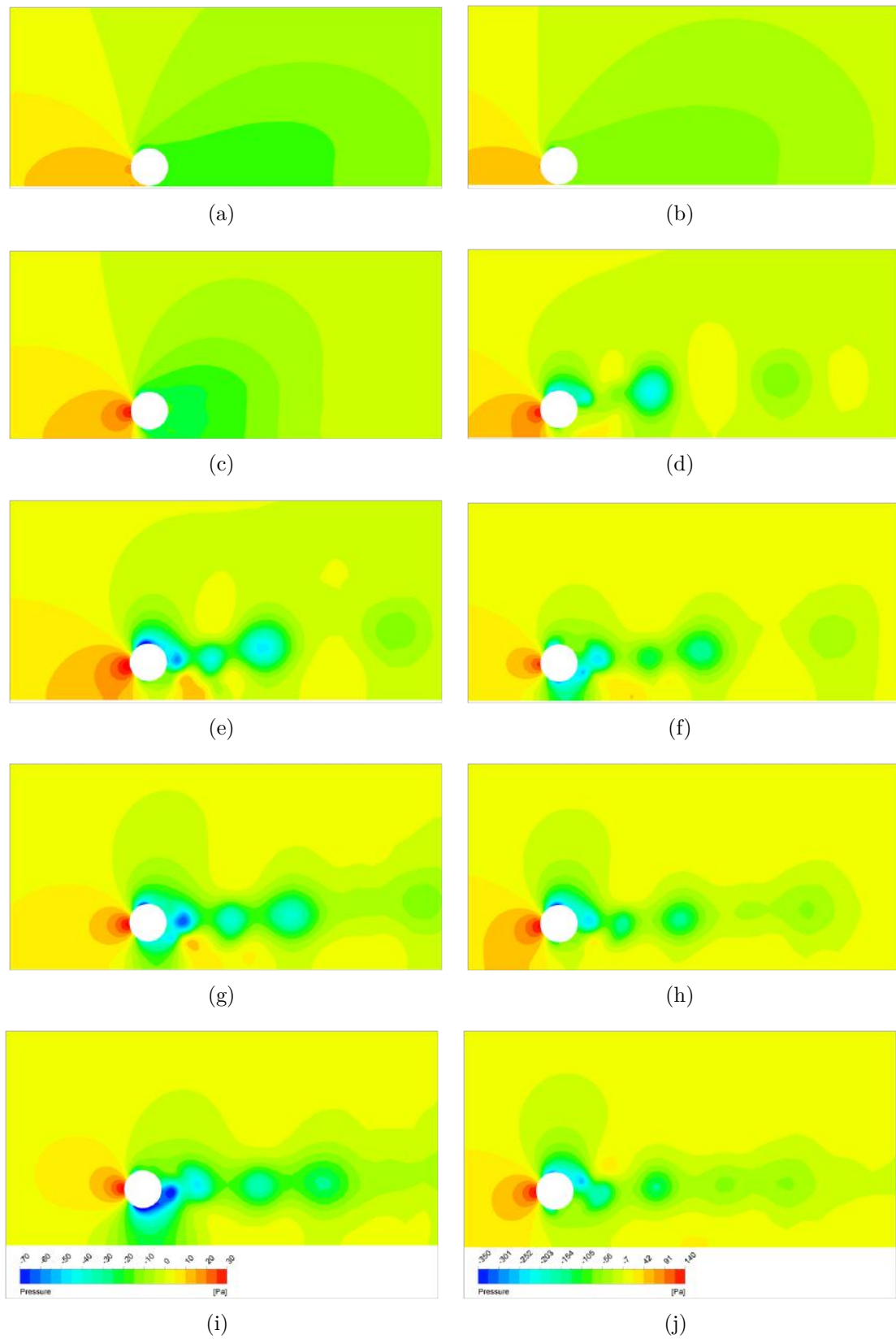


Figura 5.19: Perfil de pressão para $Re = 2,5 \times 10^4$ (esquerda) e 5×10^4 (direita): (a) e (b) $e_0/D = 0,01$, (c) e (d) $e_0/D = 0,25$, (e) e (f) $e_0/D = 0,5$, (g) e (h) $e_0/D = 0,75$, (i) e (j) $e_0/D = 1,0$.

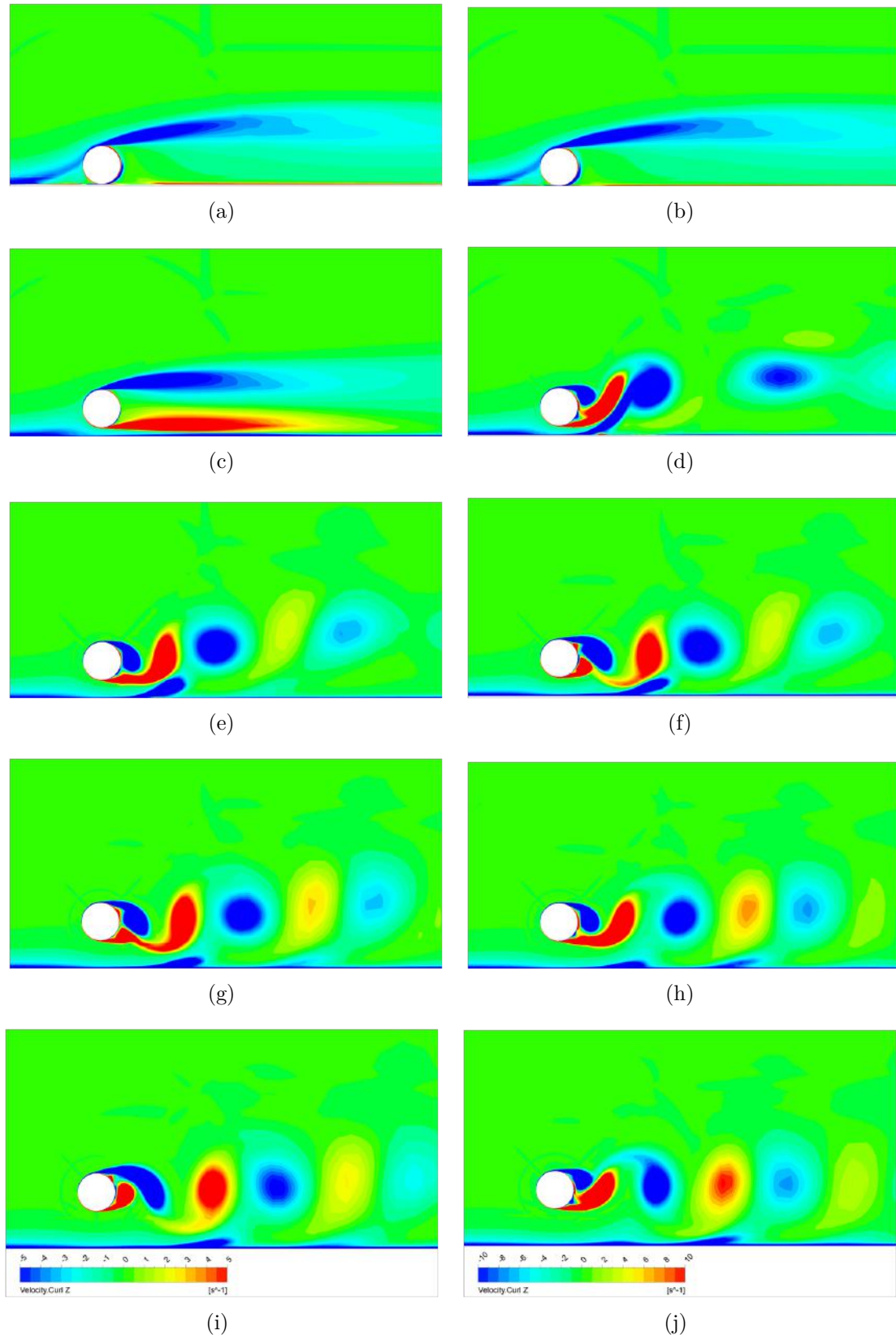


Figura 5.20: Vorticidade para $Re = 2,5 \times 10^4$ (esquerda) e 5×10^4 (direita): (a) e (b) $e_0/D = 0,01$, (c) e (d) $e_0/D = 0,25$, (e) e (f) $e_0/D = 0,5$, (g) e (h) $e_0/D = 0,75$, (i) e (j) $e_0/D = 1,0$.

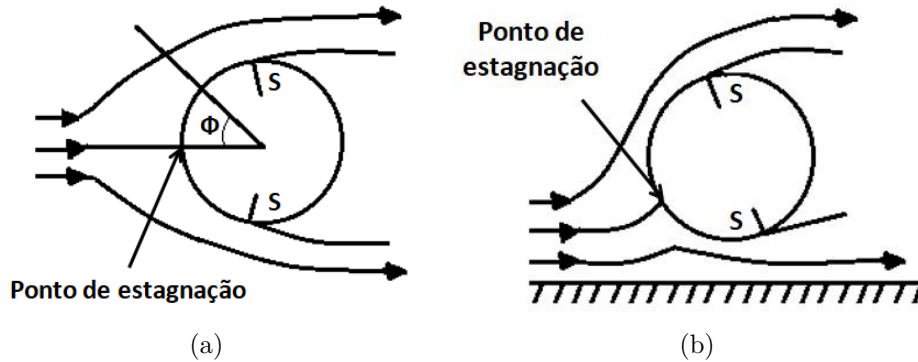


Figura 5.21: Escoamento ao redor de um cilindro (a) cilindro isolado e (b) cilindro próximo da parede. Adaptado de SUMER *et al.* (2006).

A Figura 5.20 mostra os perfis de vorticidade normais aos planos da figura. A vorticidade é uma variável que permite avaliar a cada instante de tempo a posição e a direção de cada vórtice. É possível notar que a região de vorticidade positiva (vórtices eixo de rotação z positivo) do cilindro interage com a camada limite da parede do solo, o que leva a formação de vórtices com eixo de rotação z negativo que se deslocam sobre esta. Essa formação de vórtices adicional, contribui para o distanciamento do comportamento da força de arrasto do comportamento periódico, como pode ser visto na Figura 5.13, a qual ilustra o comportamento do coeficiente de arrasto ao longo do tempo. Este efeito é mais acentuado quanto menor for a distância entre o cilindro e a parede do solo.

Observa-se também que os casos referentes à $e_0/D = 0,01$ e $e_0/D = 0,25$ não apresentaram desprendimento de vórtices para $Re = 2,5 \times 10^4$ (Figura 5.20 (a) e (c)), ao passo que para $Re = 5 \times 10^4$ apenas o caso referente à $e_0/D = 0,01$ (Figura 5.20 (b)) não apresentou desprendimento de vórtices. O fenômeno de supressão do desprendimento de vórtices devido ao efeito de proximidade da parede está previsto na literatura e é dependente do número de Reynolds (SUMER *et al.*, 2006), como foi observado neste trabalho. Além disso, analisando os sinais dos coeficientes de arrasto e sustentação, observa-se que o comportamento senoidal dos coeficientes ao longo do tempo, típico de um cilindro isolado, não é observado na maioria dos casos simulados. Isto pode ser atribuído à interação da esteira do cilindro com o solo. Essa interação, entretanto, é dependente do número de Reynolds simulado.

Além disso, o aumento do número de Reynolds de $2,5 \times 10^4$ para 5×10^4 levou à redução do coeficiente de arrasto, com exceção do caso de $e_0/D = 0,25$, para o qual observou-se uma redução no valor da média de C_D . Este resultado pode ser justificado com o auxílio da Figura 5.20, a qual mostra que há supressão do desprendimento de vórtices para o caso de $e_0/D = 0,25$ para o $Re = 2,5 \times 10^4$, padrão este não observado para o $Re = 5 \times 10^4$. Já o coeficiente de sustentação não sofreu alterações significativas com o aumento do número de Reynolds.

5.2 Resultados Etapa 2

Pode-se concluir que a Etapa 1 deste trabalho permitiu avaliar a influência da proximidade da parede no escoamento de água ao redor de um cilindro fixo e sem a presença do fenômeno de *scouring*. Com base nos resultados, foi possível determinar parâmetros numéricos importantes, tais como: tamanho do domínio computacional, tamanho de malha e modelo de turbulência, os quais foram aplicados na Etapa 2 deste trabalho.

A Etapa 2 do estudo contemplou a simulação do processo de formação de *scouring* ao redor de um cilindro fixo próximo do solo. Como foi mencionado no Capítulo 2, os estudos envolvendo CFD e formação de *scouring* podem ser divididos em três categorias:

1. escoamento monofásico (somente água) e movimentação das fronteiras baseada em modelo de transporte de sedimentos (malha móvel);
2. escoamento multifásico considerando ambas as fases contínuas (água + sedimentos) - abordagem Euler-Euler;
3. escoamento multifásico considerando a água como fase contínua e os sedimentos como fase discreta - acoplamento CFD-DEM.

Tento em vista a complexidade do problema a ser resolvido e o alto custo computacional, uma vez que tem-se a presença simultânea de processos lento (*scouring*) e rápido (escoamento), no presente trabalho empregou-se a abordagem de escoamento monofásico com malha móvel. Além disso, optou-se por incrementar gradualmente a modelagem. Sendo assim, em relação à Etapa 1, adiciona-se agora o efeito do *scouring* representado pela movimentação da parede, mantendo-se ainda a simulação monofásica.

As seguintes características foram consideradas nas simulações:

- escoamento monofásico e transiente;
- análises bidimensionais;
- diferentes distâncias cilindro-solo, e_0/D : 0,1; 0,3; 0,5;
- movimentação de malha baseada em modelo de transporte de sedimentos;
- 2 valores de número de Reynolds foram estudados, sendo eles: $2,5 \times 10^4$ e 5×10^4 .

5.2.1 Descrição dos casos simulados

A escolha dos casos simulados nesta etapa do trabalho visou uma comparação com os trabalhos numéricos e experimentais de ZHANG e SHI (2014) e YEOW (2007), os quais já foram descritos no Capítulo 2 desta dissertação e apresentam números de Reynolds de $2,5 \times 10^4$ e 5×10^4 , respectivamente. As condições operacionais do trabalho de ZHANG e SHI (2014) encontram-se no regime de *clear-water*, ao passo que o caso de YEOW (2007) encontra-se no regime de *live-bed*. Os parâmetros considerados em cada uma das simulações da Etapa 2 deste trabalho são apresentados na Tabela 5.7.

Todos os casos simulados na Etapa 2 consideraram o modelo de turbulência SST, tamanho de domínio de 25D e tamanhos característicos das malhas conforme determinado na Etapa 1 deste trabalho. Além disso, foi aplicada rotina de movimentação de malha baseada em modelo de transporte de sedimentos, conforme descrito na Seção 4.3.

Tabela 5.7: Parâmetros das simulações - Etapa 2.

Caso	Velocidade [m/s]	Diâmetro do se- dimento [mm]	Porosidade do leito	e_0/D	Regime
1	0,25	0,30	0,5	0,1	<i>clear-water</i>
2	0,25	0,30	0,5	0,3	<i>clear-water</i>
3	0,25	0,30	0,5	0,5	<i>clear-water</i>
4	0,50	0,36	0,4	0,5	<i>live-bed</i>

5.2.2 Definição do passo de tempo do modelo de transporte de sedimentos

Como já comentado anteriormente, o escoamento e a formação de *scouring* são processos com tempos característicos distintos, sendo o primeiro rápido e o segundo lento. Dessa forma, foi necessário implementar e avaliar passos de tempo distintos para os dois processos. Foram avaliados os seguintes valores para o passo de tempo do cálculo do modelo de transporte de sedimentos e atualização da morfologia da malha (Δt_b): $1\times$, $10\times$ e $100\times$ o passo de tempo do escoamento (Δt_f): casos 01, 02 e 03, respectivamente.

A Figura 5.22 apresenta os 5 primeiros minutos da simulação do processo de formação de *scouring* ao redor de um cilindro fixo próximo do solo. As análises para definição do passo de tempo foram realizadas apenas para o caso de $e_0/D = 0,5$ e Re

$= 2,5 \times 10^4$. Observa-se que o aumento do passo de tempo do modelo de transporte de sedimentos leva a uma redução na profundidade da erosão do solo (S/D) nos primeiros instantes do processo, sendo as diferenças entre os casos 03 e 02 bastante significativas se comparado com as diferenças entre os casos 02 e 01. Em termos de custo computacional, houve uma redução no tempo total da simulação de 2,25 vezes ao passar do Caso 01 para o Caso 02, ao passo que houve redução de apenas 1,15 vezes ao passar do Caso 02 para o Caso 03. Parte do custo computacional da simulação vem da interpolação dos resultados após atualização dos nós da malha, o que leva a uma maior número de iterações por passo de tempo. Dessa forma, com o objetivo de reduzir o custo computacional e manter a acurácia da análise, optou-se pela escolha do Caso 02 ($\Delta t_b = 10\Delta t_f$).

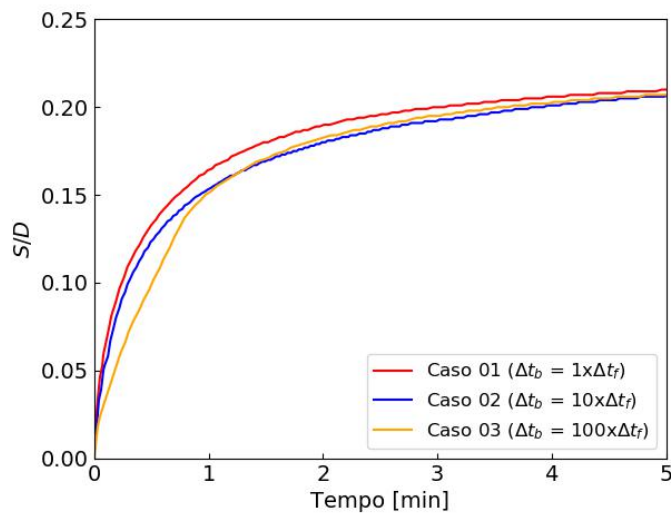


Figura 5.22: Influência do passo de tempo do modelo de transporte de sedimentos ($e_0/D = 0,5$ e $Re = 2,5 \times 10^4$).

5.2.3 Casos em regime de *clear-water*

Nesta seção serão discutidos os resultados dos casos em regime de *clear-water* (número de Shields do escoamento livre igual a $\theta_\infty = 0,022$), os quais representam as mesmas condições do trabalho numérico e experimental de ZHANG e SHI (2014). As simulações destes casos foram realizadas utilizando o modelo de transporte de sedimentos simplificado (apenas transporte devido à carga de leito - *bed load*), descrito na Seção 4.3. Para estes casos foi considerado apenas o transporte de sedimentos devido à carga de leito para uma melhor representação do modelo matemático utilizado por ZHANG e SHI (2014), o qual não levou em consideração a suspensão de partículas.

A Figura 5.23 (a) apresenta a evolução temporal da profundidade da erosão

do solo para os três valores de distância inicial cilindro-solo analisadas, comparativamente com os resultados do trabalho ZHANG e SHI (2014) para as mesmas condições. Já a Figura 5.23 (b) destaca os primeiros 5 min do processo de erosão. No estágio inicial do processo de *scouring* (até aproximadamente 1 min), o presente trabalho apresentava uma profundidade de erosão mais acentuada do que os resultados de ZHANG e SHI (2014). Após este estágio inicial, há uma tendência à subestimação da profundidade da erosão para todos os casos analisados. As diferenças nos resultados, em termos de profundidade de equilíbrio, analisada após 50 min de simulação são: 43, 32,6 e 42,5%, respectivamente, para os casos de $e_0/D = 0,1$, $e_0/D = 0,3$ e $e_0/D = 0,5$.

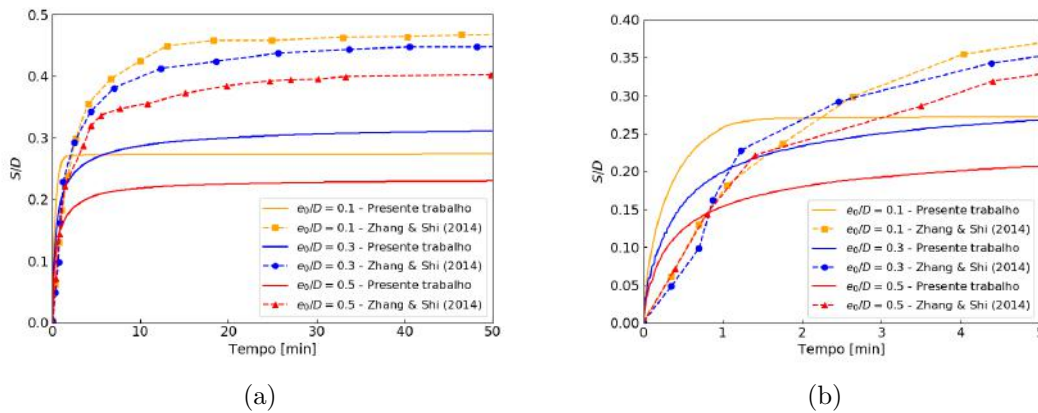


Figura 5.23: Evolução da profundidade da erosão do solo para os casos no regime de *clear-water* (a) 50 min do processo e (b) primeiros 5 min do processo.

Estas diferenças podem ser atribuídas a fatores como: aplicação de modelo de transporte de sedimentos simplificado (para estes casos foi considerado apenas a parcela de transporte devido à carga de leito), natureza empírica do modelo de transporte de sedimento utilizado neste trabalho (fórmula de MEYER-PETER e MULLER (1948)), hipóteses adotadas na implementação do modelo 1D por diferenças finitas, tais como o ajuste de equações lineares para representar a distância entre os centroides das células (dx) por ser uma informação interna do software comercial ANSYS Fluent e de difícil acesso. Além disso, a análise de independência de malha foi realizada apenas na Etapa 1 deste trabalho e apenas para o caso de $e_0/D = 0,5$. Dessa forma, não é possível assegurar que os resultados dos casos da Etapa 2 realmente estão independentes da malha computacional utilizada. Um outro ponto que deve ser levado em consideração é que devido à movimentação da fronteira da malha, a qualidade da mesma vai reduzindo ao longo do tempo, o que poderá trazer erros numéricos para dentro da simulação.

A Figura 5.24 apresenta o perfil de tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para os casos de $e_0/D = 0,1$, $e_0/D = 0,3$ e $e_0/D = 0,5$ para alguns instantes

de tempo. Para o caso de $e_0/D = 0,1$, nota-se uma sobreposição dos perfis para os instantes de 5, 10 e 50 min, mostrando assim que não há mudança na distribuição de tensão de cisalhamento a partir de 5 min de simulação. Para os demais casos, nota-se uma redução no valor máximo da tensão de cisalhamento à medida em que o leito vai sendo escavado.

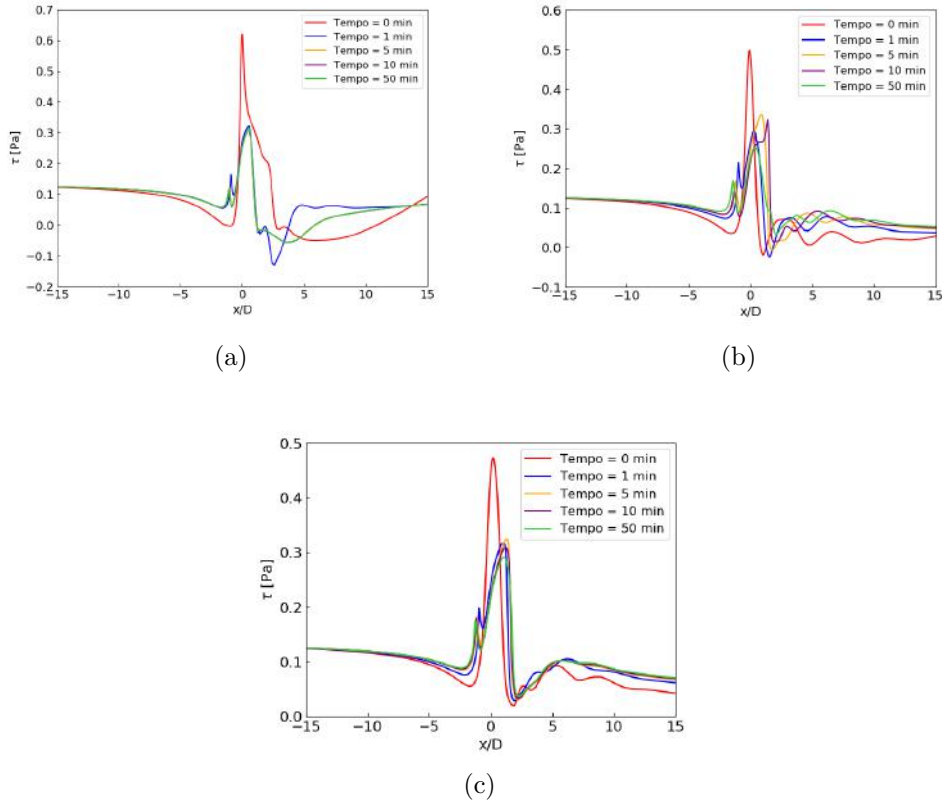


Figura 5.24: Evolução temporal da tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para (a) $e_0/D = 0,1$, (b) $e_0/D = 0,3$ e (c) $e_0/D = 0,5$.

As Figuras 5.25, 5.26 e 5.27 ilustram os perfis de velocidade, pressão e vorticidade para alguns instantes de tempo ao longo das simulações para os casos de $e_0/D = 0,1$ e $e_0/D = 0,5$. Verifica-se que nos instantes iniciais do processo de *scouring* ocorre uma rápida mudança no leito, o qual passa a apresentar uma cavidade abaixo do duto no instante igual a 1 min. Entretanto, após 5 min do processo as mudanças passam a ser mais lentas, como pode ser visto nas figuras supracitadas. Pelos perfis de pressão e velocidade observa-se uma assimetria do escoamento, na qual existe uma diferença de pressão entre o lado do cilindro voltado para a parede do solo e o lado voltado para a corrente livre. Além disso, o caso referente à $e_0/D = 0,1$ não apresenta desprendimento de vórtices durante toda a simulação. A Etapa 1 deste trabalho já havia mostrado o fenômeno de supressão do desprendimento de vórtices para os casos de $e_0/D \leq 0,25$.

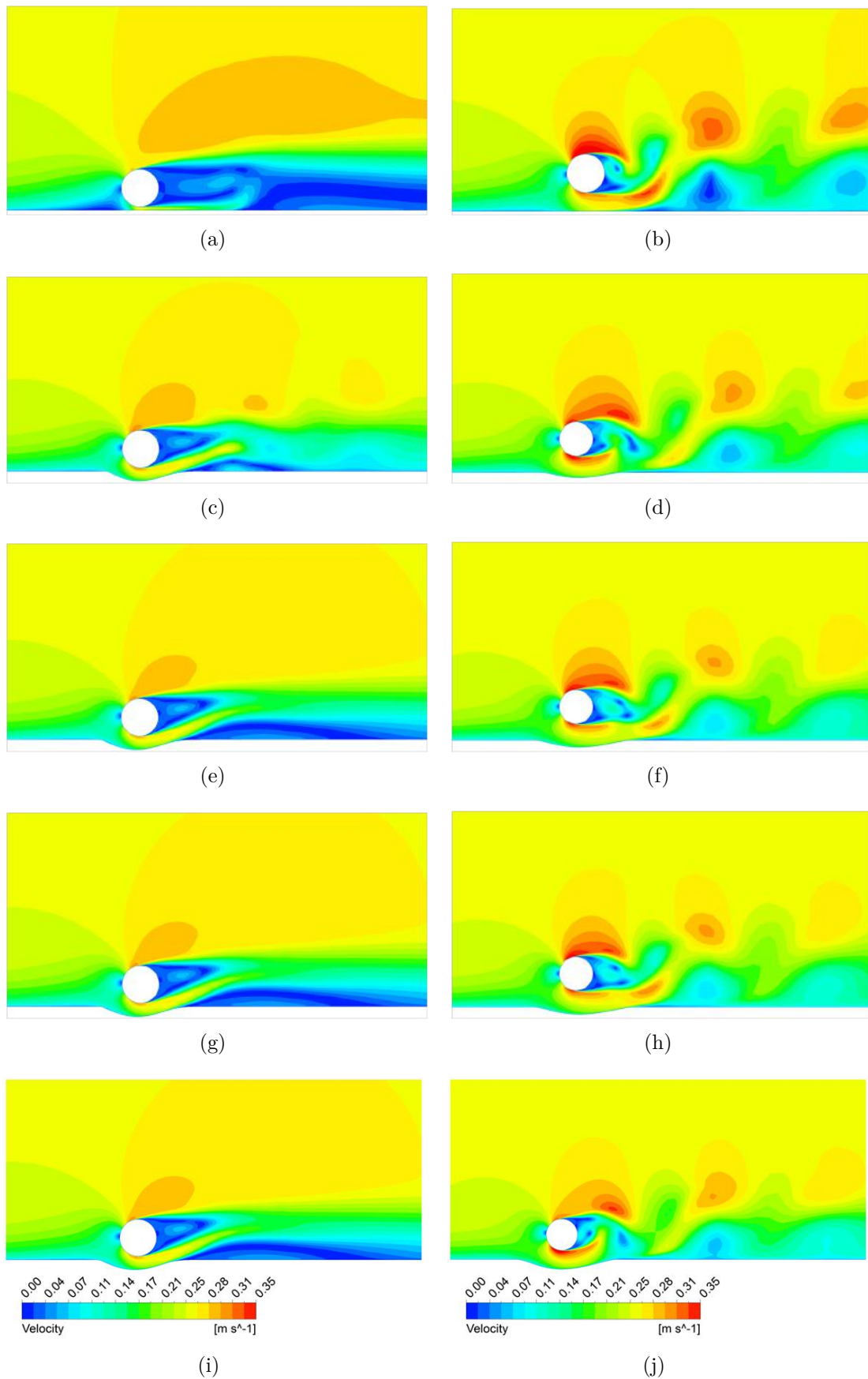


Figura 5.25: Evolução temporal do perfil de velocidade - para $e_0/D = 0, 1$ (esquerda) e $e_0/D = 0, 5$ (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.

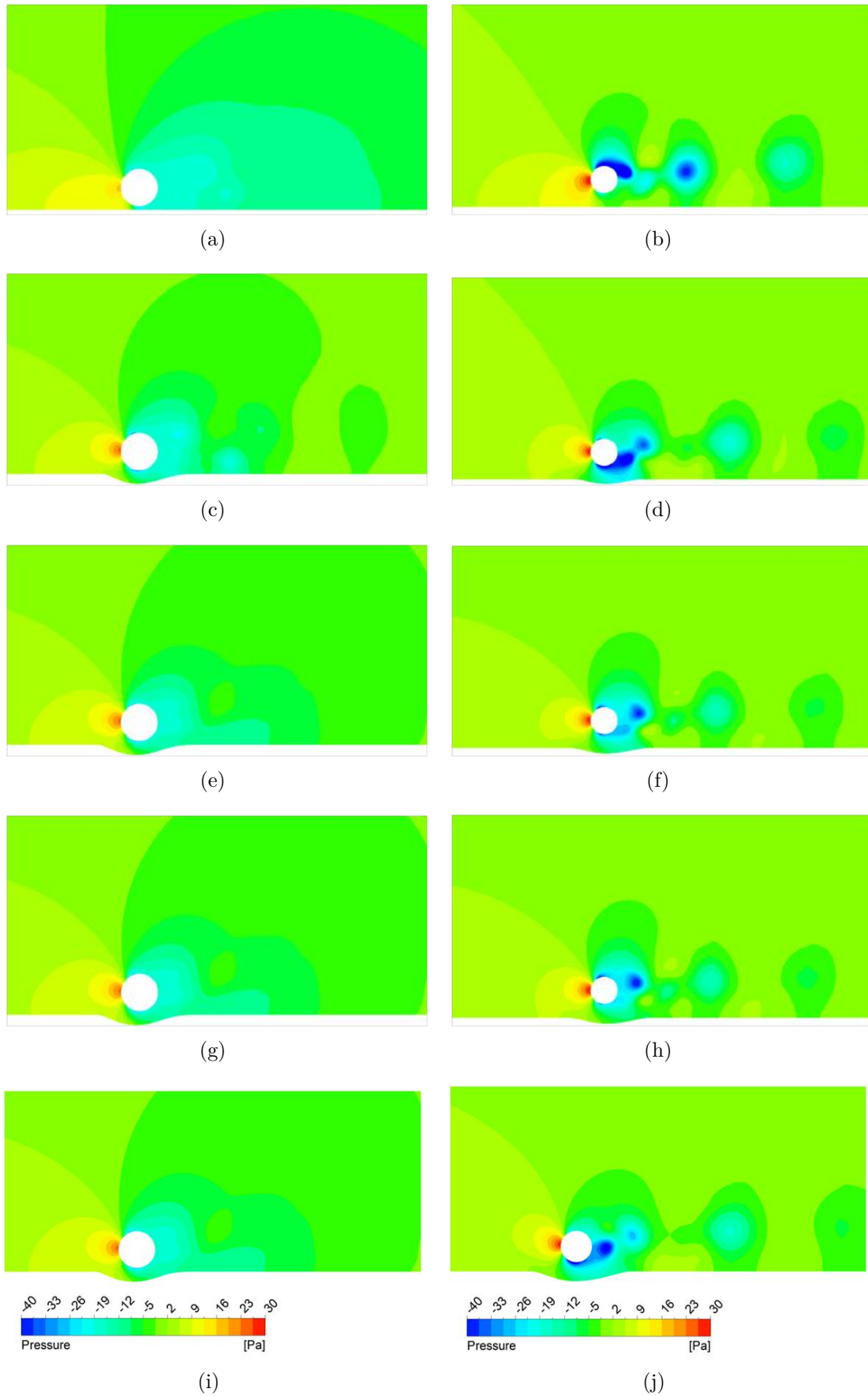


Figura 5.26: Evolução temporal do perfil de pressão - para $e_0/D = 0,1$ (esquerda) e $e_0/D = 0,5$ (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.

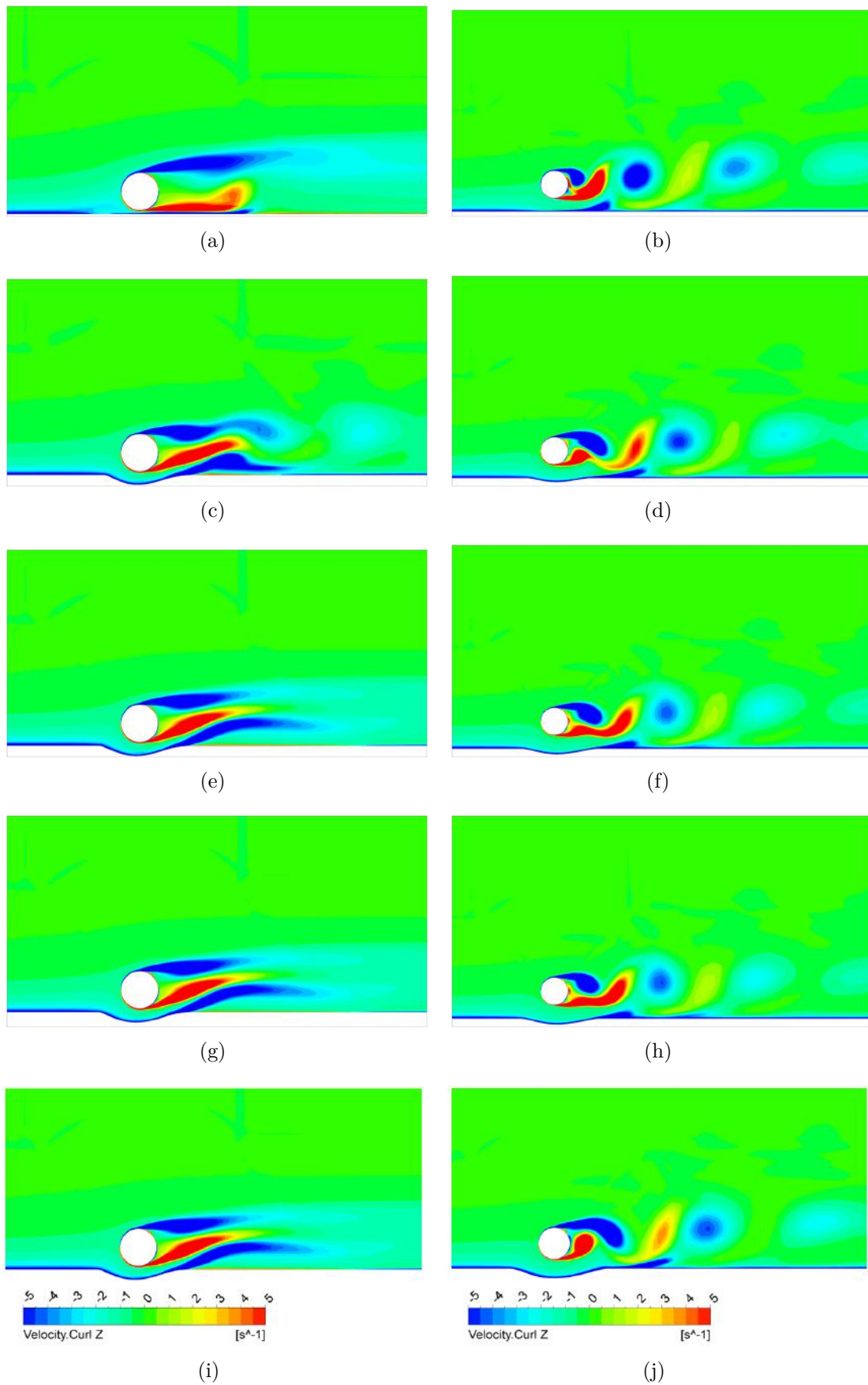


Figura 5.27: Evolução temporal da vorticidade - para $e_0/D = 0,1$ (esquerda) e $e_0/D = 0,5$ (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.

Uma comparação dos presentes resultados com os resultados anteriores de HANSEN (1986), YANG *et al.* (2008) e ZHANG e SHI (2014) é feita na Figura 5.28. Pelos trabalhos anteriores, nota-se que a profundidade de equilíbrio (S_{eq}/D) decai com o aumento da distância inicial cilindro-solo (e_0/D). No presente trabalho, observa-se comportamento similar, com exceção do caso de $e_0/D = 0,1$, o qual no estágio de equilíbrio apresenta um valor de S_{eq}/D menor que o caso de $e_0/D = 0,3$. No início do processo, o caso de $e_0/D = 0,1$ apresentava um comportamento coerente, porém houve uma supressão no desprendimento de vórtices durante toda a simulação e uma estabilização no perfil de tensão de cisalhamento no leito após 5 min de simulação, os quais podem ser citados como possíveis causas deste resultado.

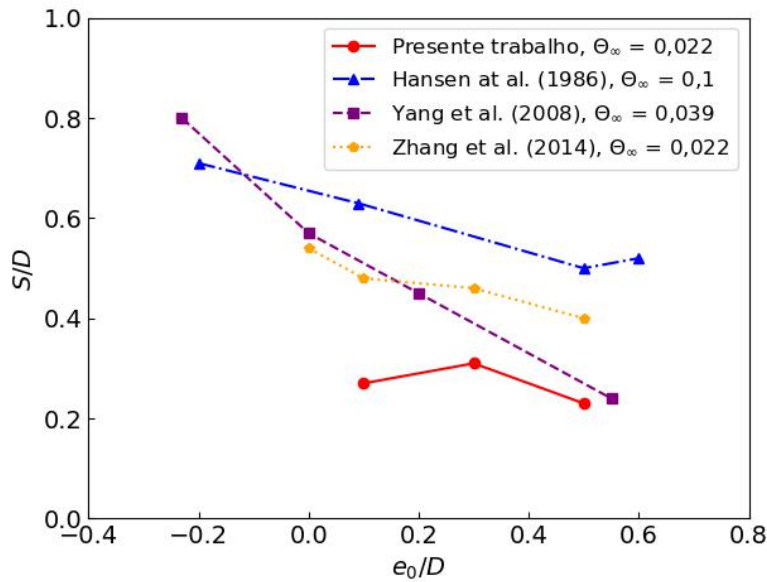


Figura 5.28: Profundidade de equilíbrio da erosão do leito (S/D) versus distância inicial duto-solo (e_0/D): comparações com trabalhos anteriores.

5.2.4 Casos em regime de *live-bed*

Nesta seção serão discutidos os resultados do caso em regime de *live-bed* (número de Shields do escoamento livre igual a $\theta_\infty = 0,096$), o qual representa as mesmas condições dos trabalhos numérico de YEOW (2007) e experimental de MAO (1986). A simulação deste caso foi realizada inicialmente utilizando o modelo de transporte de sedimentos simplificado (apenas transporte devido à carga de leito - *bed load*) e, em seguida, foi utilizando um modelo completo (transporte de sedimentos devido às cargas de leito e de suspensão). O regime de *live-bed* representa uma condição mais crítica que o regime de *clear-water*, como já discutido na Seção 2.1.2 deste trabalho. Dessa forma, para este regime foi simulado apenas o caso de $e_0/D = 0,5$.

A Figura 5.29 apresenta a evolução temporal da profundidade da erosão do solo para os casos simulados utilizando o modelo simplificado e o modelo completo, comparativamente com os resultados numéricos do trabalho YEOW (2007) e os resultados experimentais de MAO (1986). Verifica-se uma profundidade da erosão mais acentuada tanto para o caso do modelo simplificado quanto para o modelo completo. As diferenças em relação aos trabalhos de YEOW (2007) e MAO (1986) chegam a, aproximadamente, 120% para o modelo simplificado e 70% para o modelo completo. Observa-se que ocorre uma escavação bastante intensa no estágio inicial do processo de *scouring* (até aproximadamente 5 min), a qual é responsável em boa parte por esta superestimação observada nos resultados do presente trabalho.

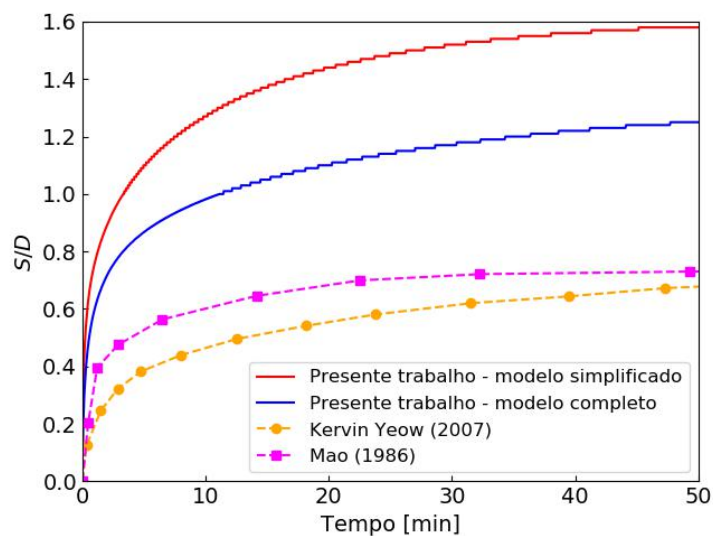


Figura 5.29: Evolução temporal da profundidade da erosão do solo para os casos no regime de *live-bed* - $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$.

As Figuras 5.30, 5.31 e 5.32 ilustram os perfis de velocidade, pressão e vorticidade para alguns instantes de tempo ao longo das simulações, comparativamente para o modelo simplificado e o modelo completo. Qualitativamente, os resultados entre os modelos são bastante similares. No entanto, observa-se um maior diferencial de pressão entre as regiões à montante e à jusante do cilindro para o caso do modelo simplificado. Além disso, a Figura 5.33 mostra a distribuição de tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para o modelo simplificado e o modelo completo. É possível notar similaridades no comportamento da distribuição, porém maiores valores de tensão de cisalhamento são observados para o caso do modelo simplificado, o que resultou na maior escavação do leito por este modelo.

As diferenças observadas entre os presentes modelos e os resultados de YEOW (2007) e MAO (1986) podem ser atribuídas a fatores como: condições iniciais das simulações, natureza empírica do modelo de transporte de sedimento utilizado neste

trabalho (fórmula de MEYER-PETER e MULLER (1948)), hipóteses adotadas na implementação do modelo 1D por diferenças finitas, tais como o ajuste de equações lineares para representar a distância entre os centroides das células (dx). Além disso, a análise de independência de malha foi realizada apenas na Etapa 1 deste trabalho e apenas para o caso de $e_0/D = 0,5$. Dessa forma, não é possível assegurar que os resultados dos casos da Etapa 2 realmente estão independentes da malha computacional utilizada. Um outro ponto que deve ser levado em consideração é que devido à movimentação da fronteira da malha, a qualidade da mesma vai reduzindo ao longo do tempo. Em especial neste caso, onde houve uma superestimação no deslocamento da malha, a malha final acabou ficando com elementos bastante distorcidos, como pode ser visto na Figura 5.34, o que possivelmente acarretou em erros numéricos na simulação.

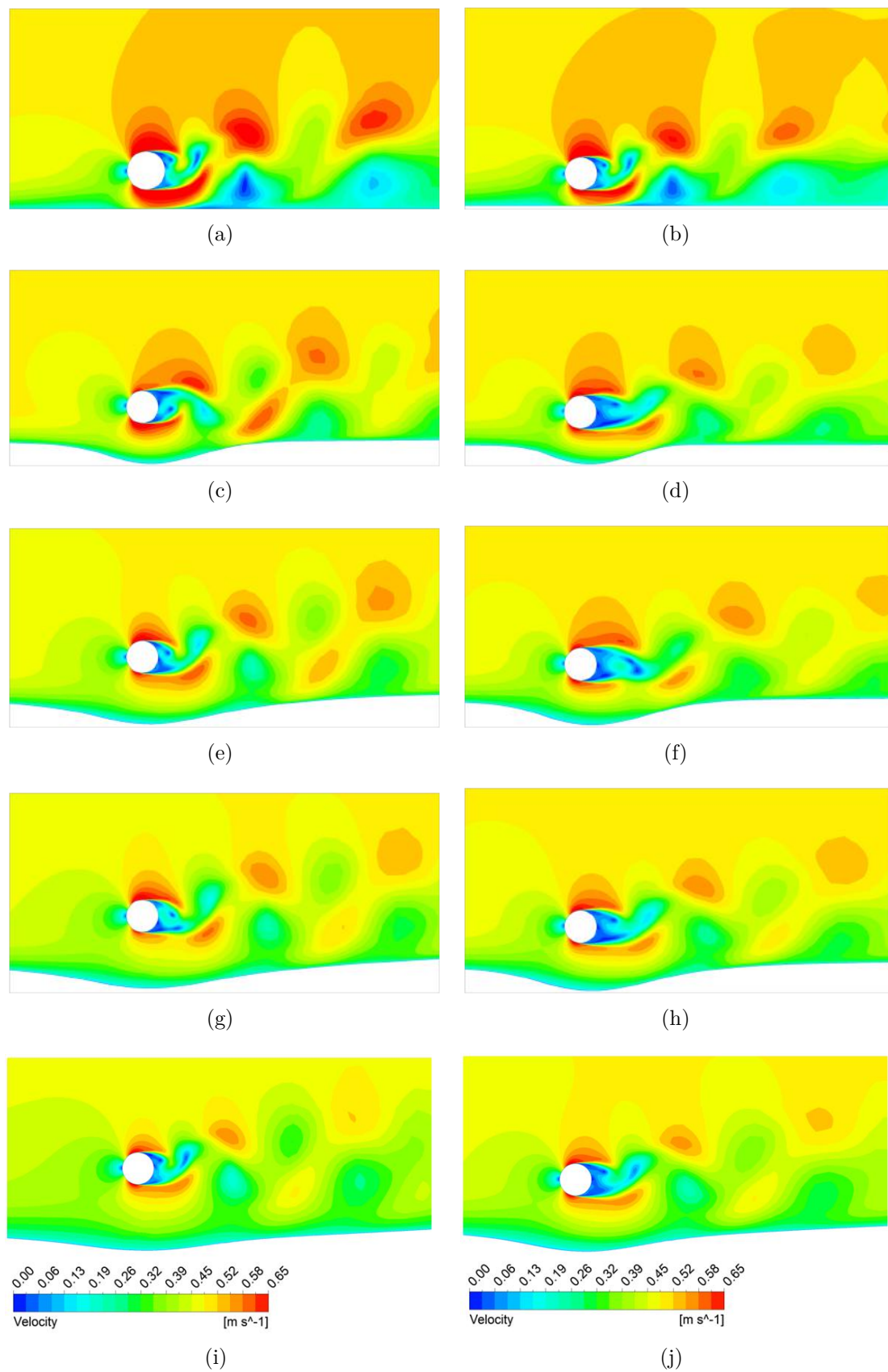


Figura 5.30: Evolução temporal do perfil de velocidade - caso $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$ para modelo simplificado (esquerda) e modelo completo (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.

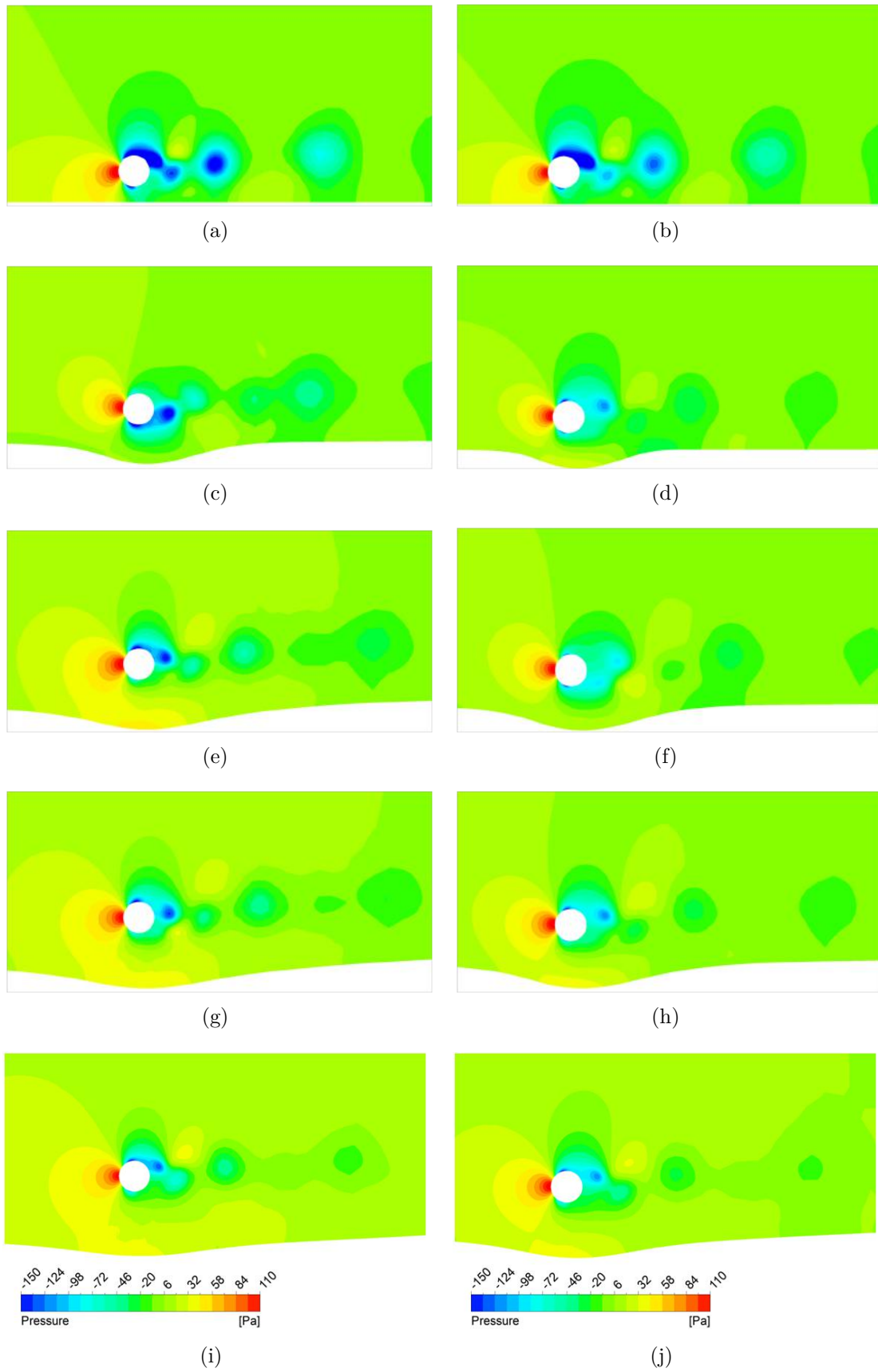


Figura 5.31: Evolução temporal do perfil de pressão - caso $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$ para modelo simplificado (esquerda) e modelo completo (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.

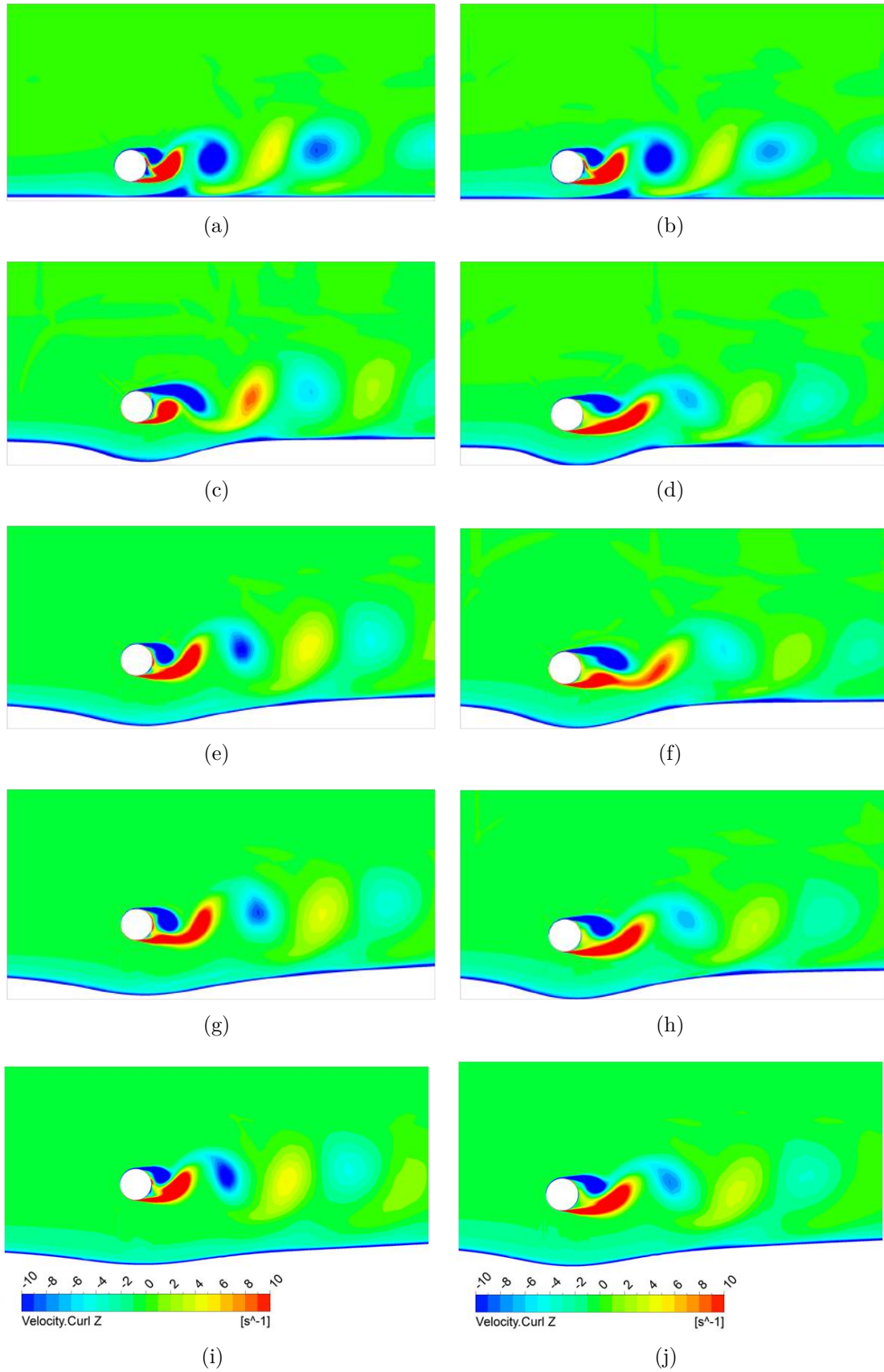


Figura 5.32: Evolução temporal da vorticidade - caso $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$ para modelo simplificado (esquerda) e modelo completo (direita): (a) e (b) 0 min, (c) e (d) 1 min, (e) e (f) 5 min, (g) e (h) 10 min, (i) e (j) 50 min.

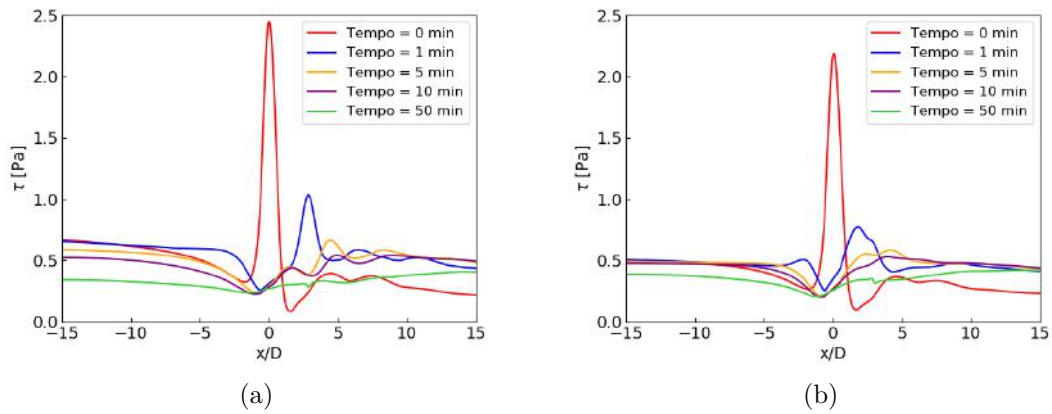


Figura 5.33: Evolução temporal da tensão de cisalhamento ao longo da parede do leito para o caso $e_0/D = 0,5$ e $Re = 5 \times 10^4$ para (a) modelo simplificado e (b) modelo completo.

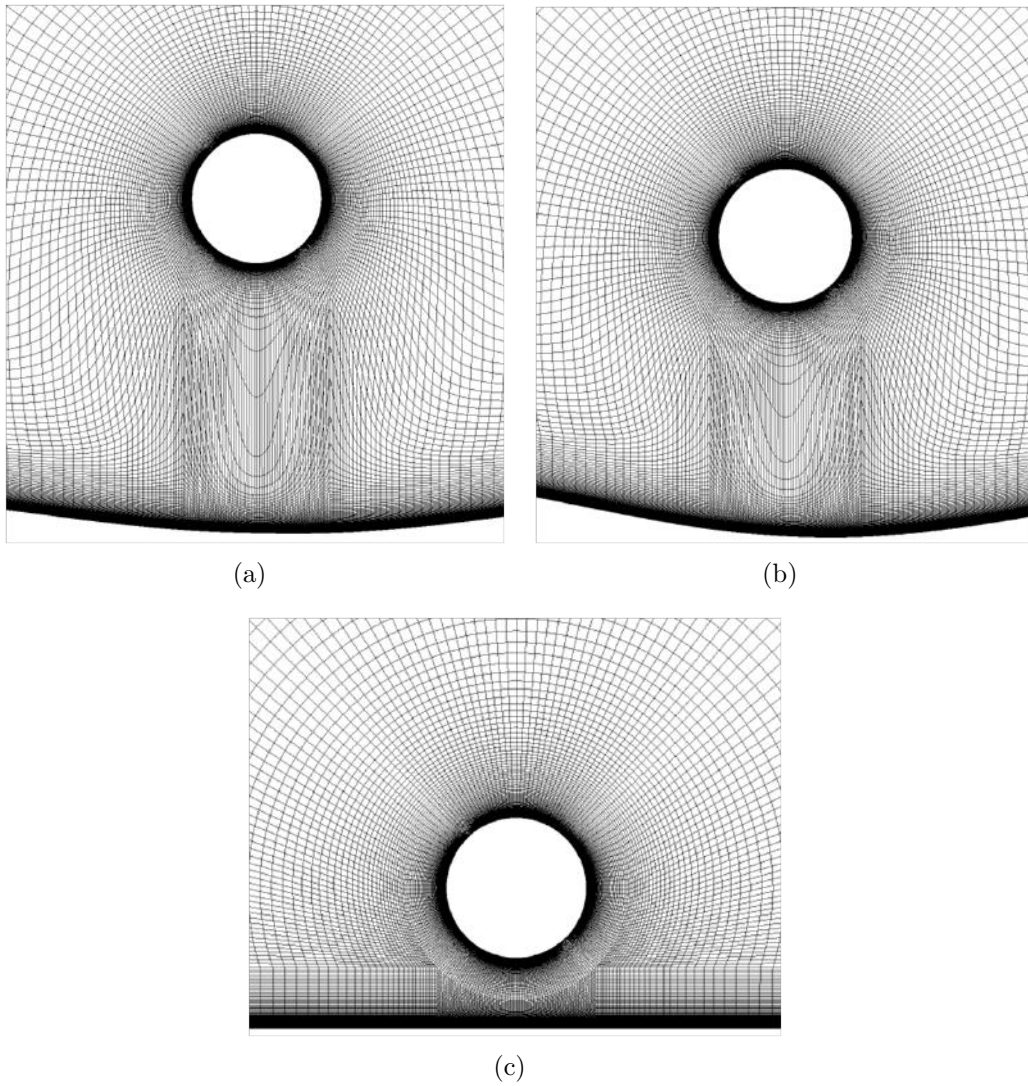


Figura 5.34: Detalhes da malha computacional próxima da região das paredes do cilindro e do solo antes e após o processo de deformação (a) modelo simplificado, (b) modelo completo e (c) malha inicial.

Capítulo 6

Conclusões e Sugestões

6.1 Conclusões

Foram realizadas simulações numéricas de forma a avaliar o processo de *scouring* em dutos submarinos. Para atingir os objetivos propostos, este trabalho foi desenvolvido em duas etapas. Na Etapa 1 foi estudada a influência da proximidade da parede (leito do mar) em escoamento monofásico ao redor de um cilindro fixo. Ao passo que na Etapa 2, o fenômeno de *scouring* foi estudado. Os resultados obtidos foram confrontados com trabalhos disponíveis na literatura. A partir do presente estudo, as seguintes conclusões podem ser feitas:

- A Etapa 1 deste trabalho permitiu avaliar a influência da proximidade da parede no escoamento de água ao redor de um cilindro fixo e sem a presença do fenômeno de *scouring*. Com base nos resultados, foi possível determinar parâmetros numéricos importantes, tais como: tamanho do domínio computacional, tamanho de malha e modelo de turbulência, os quais foram aplicados na Etapa 2 deste estudo.
- Dentre os modelos de turbulência analisados, o modelo $\kappa - \varepsilon$ foi o único que mostrou-se inadequado para as condições simuladas, embora este modelo tenha sido amplamente utilizado nos trabalhos reportados no Capítulo 2. Já os modelos SST, SST de transição e SAS, para a malha usada que tem um custo computacional factível para os recursos computacionais disponíveis, apresentaram comportamento similar e de acordo com a literatura. O modelo SST foi escolhido devido ao menor custo computacional e acurácia dos resultados.
- Os resultados obtidos na Etapa 1, em termos dos coeficientes de arrasto e sustentação apresentaram uma boa correlação com os trabalhos disponíveis na literatura.

- Os casos referentes a $e_0/D = 0,01$ e $e_0/D = 0,25$, da Etapa 1, não apresentaram desprendimento de vórtices para $Re = 2,5 \times 10^4$, ao passo que para $Re = 5 \times 10^4$ apenas o caso referente à $e_0/D = 0,01$ não apresentou desprendimento de vórtices. O fenômeno de supressão do desprendimento de vórtices devido ao efeito de proximidade da parede está previsto na literatura e é dependente do número de Reynolds, assim como foi observado neste trabalho.
- Para os casos em regime de *clear-water* simulados na Etapa 2 observou-se que no estágio inicial do processo de *scouring*, o presente trabalho apresentava uma profundidade de erosão mais acentuada do que os resultados de ZHANG e SHI (2014). Após este estágio inicial houve uma tendência a subestimação da profundidade da erosão para todos os casos analisados. As diferenças nos resultados, em termos de profundidade de equilíbrio, analisada após 50 min de simulação foram: 43, 32,6 e 42,5%, respectivamente, para os casos de $e_0/D = 0,1$, $e_0/D = 0,3$ e $e_0/D = 0,5$.

No estágio inicial do processo de *scouring* (até aproximadamente 1 min), o presente trabalho apresentava uma profundidade de erosão mais acentuada do que os resultados de ZHANG e SHI (2014). Após este estágio inicial, há uma tendência à subestimação da profundidade da erosão para todos os casos analisados.

- Para os casos em regime de *live-bed* verificou-se uma profundidade da erosão mais acentuada tanto para o caso do modelo simplificado quanto para o modelo completo. As diferenças chegam a aproximadamente 120% para o modelo simplificado e 70% para o modelo completo. Observou-se que ocorre uma escavação bastante intensa no estágio inicial do processo de *scouring* (até aproximadamente 5 min), a qual é responsável em boa parte por esta superestimação observada nos resultados do presente trabalho.
- As diferenças observadas entre os modelos da Etapa 2 e os resultados da literatura (ZHANG e SHI (2014) e YEOW (2007)) podem ser atribuídas a fatores como: condições iniciais das simulações, natureza empírica dos modelos de transporte de sedimento utilizados, hipóteses adotadas na implementação do modelo 1D por diferenças finitas, tais como o ajuste de equações lineares para representar a distância entre os centroides das células (dx) por ser uma informação interna do software comercial ANSYS Fluent e de difícil acesso. Além disso, a análise de independência de malha foi realizada apenas na Etapa 1 deste trabalho e apenas para o caso de $e_0/D = 0,5$. Dessa forma, não é possível assegurar que os resultados dos casos da Etapa 2 realmente estão independentes da malha computacional utilizada. Um outro ponto que deve ser

levado em consideração é que devido à movimentação da fronteira da malha, a qualidade da mesma vai reduzindo ao longo do tempo.

6.2 Sugestões para trabalhos futuros

De acordo com as observações realizadas no presente trabalho, sugere-se para trabalhos futuros:

- Avaliação de outros modelos de transporte de sedimentos devido à carga de leito (*bed-load*). Como estes modelos são empíricos, esta abordagem apresenta a limitação de não considerar a interação partícula-partícula. Sendo assim, como ideia de trabalho futuro, seria interessante o estudo mais aprofundado destes modelos, de maneira a realizar modificações nas fórmulas convencionais afim de superar tal limitação.
- Revisão da simplificação utilizada para o cálculo da distância entre os centroides das células implementado na resolução do modelo 1D por diferenças finitas.
- Avaliação das abordagens de escoamento multifásico para o estudo do fenômeno de *scouring*, tais como abordagem Euler-Euler e abordagem CFD-DEM.
- Alguns trabalhos (ZHAO e CHENG (2008) e ZHAO e CHENG (2010)) relatam que as forças associadas ao desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro são sempre sobrestimadas em análises 2D. Dessa forma, seria interessante mensurar o erro associado às análises bi-dimensionais, uma vez que a maioria dos trabalhos da literatura realizam análises 2D devido ao custo computacional.
- Por fim, seria interessante realizar o acoplamento do processo de *scouring* com a vibração induzida por vórtices (VIV), uma vez que a maioria dos trabalhos reportados na literatura ou considera a VIV em dutos nas proximidades do leito do mar (parede rígida), ou o processo de *scouring* ao redor de um duto fixo. Poucos pesquisadores investigaram o acoplamento entre a vibração induzida por vórtices (VIV) e o processo de *scouring*. Nesse contexto, ainda existe bastante espaço para o desenvolvimento de modelos numéricos para o acoplamento dos processos de *scouring* e VIV em dutos submarinos.

Referências Bibliográficas

- ANGUS, N. M., MOORE, R. L., OTHERS, 1982, “Scour repair methods in the Southern North Sea”. In: *Offshore Technology Conference*. Offshore Technology Conference.
- ANSYS, 2018, *ANSYS Documentation, Release 19.2*. ANSYS Inc.
- BIJKER, E., LEEUWESTEIN, W., 1984, “Interaction between pipelines and the seabed under the influence of waves and currents”. In: *Seabed mechanics*, Springer, pp. 235–242.
- BOUSSINESQ, J., 1877, *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Impr. nationale.
- BREUSERS, H., RAUDKIVI, A. J., 1991, *Scouring*. AA Balkema.
- BRØRS, B., 1999, “Numerical modeling of flow and scour at pipelines”, *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 125, n. 5, pp. 511–523.
- CHAO, J., HENNESSY, P., 1972, “Local scour under ocean outfall pipelines”, *Journal (Water Pollution Control Federation)*, pp. 1443–1447.
- CHEN, H., PATEL, V., 1988, “Near-wall turbulence models for complex flows including separation”, *AIAA journal*, v. 26, n. 6, pp. 641–648.
- CHIEW, Y.-M., 1991, “Prediction of maximum scour depth at submarine pipelines”, *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 117, n. 4, pp. 452–466.
- ENGELUND, F., FREDSSØE, J., 1976, “A Sediment Transport Model for Straight Alluvial Channels”, *Hydrology Research*, v. 7, n. 5, pp. 293–306.
- FREDSSØE, J., SUMER, B., 1992, “Time scale for wave/current scour below pipelines”, *Int. J. Offshore Polar Eng.*, v. 2.
- FREIRE, A. P., MENUT, P. P., SU, J., 2002, “Turbulência”, *Associação Brasileira de Ciências Mecânicas*.
- HANSEN, E. A., 1986, “Two-dimensional scour below pipelines”. In: *Proc. 5th. Int. Symp. on Offshore Mech. and Arctic Engrg.*, ASME., pp. 670–678.

- HASSANZADEH, Y., 2007, “Evaluation of sediment load in a natural river”, *Water International*, v. 32, n. 1, pp. 145–154.
- IBRAHIM, A., NALLURI, C., 1986, “Scour prediction around marine pipelines”. In: *Proc., 5th Int. Symp. on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, American Society of Mechanical Engineers*, pp. 679–684.
- KADER, B., 1981, “Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers”, *International journal of heat and mass transfer*, v. 24, n. 9, pp. 1541–1544.
- KJELDSSEN, S., GJORSVIK, O., BRINGAKER, K., et al., 1973, “Local scour near offshore pipelines”. In: *Paper available only as part of the complete Proceedings of the Second International Conference on Port and Ocean Engineering Under Arctic Conditions (POAC), August 27-30, 1973*.
- LAUNDER, B. E., SPALDING, D. B., 1972, *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, v. 2 ed. Academic Press.
- LEE, J. Y., MCINERNEY, J. B. T., HARDJANTO, F. A., et al., 2018, “Two-Phase Model for Simulating Current-Induced Scour Beneath Subsea Pipelines at Different Initial Elevations”, *Proceedings of the ASME 2018 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*, v. 110.
- LEE, J., HARDJANTO, F., COSSU, R., et al., 2019, “Current-induced scour beneath initially elevated subsea pipelines”, *Applied Ocean Research*, v. 82, pp. 309–324.
- LEI, C., CHENG, L., KAVANAGH, K., 1999, “Re-examination of the effect of a plane boundary on force and vortex shedding of a circular cylinder”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 80, n. 3, pp. 263–286.
- LI, F., CHENG, L., 1999, “Numerical model for local scour under offshore pipelines”, *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 125, n. 4, pp. 400–406.
- LI, F., CHENG, L., 2001, “Prediction of lee-wake scouring of pipelines in currents”, *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, v. 127, n. 2, pp. 106–112.
- LIANG, D., CHENG, L., 2008, “Numerical study of scour around a pipeline bundle”. In: *Proceedings of the Institution of Civil Engineers-Maritime Engineering*, v. 161, pp. 89–95. Thomas Telford Ltd.

- LIANG, D., CHENG, L., LI, F., 2005, “Numerical modeling of flow and scour below a pipeline in currents: Part II. Scour simulation”, *Coastal engineering*, v. 52, n. 1, pp. 43–62.
- LIANG, D., LI, T., XIAO, Y., 2015, “Simulation of Scour around a Vibrating Pipe in Steady Currents”, *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 142, n. 2, pp. 04015049.
- MALISKA, C. R., 2004, *Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional*. Grupo Gen-LTC.
- MAO, Y., 1986, “The interaction between a pipeline and an erodible bed”, *Series Paper Technical University of Denmark*, , n. 39.
- MELLING, G., DIX, J., TURNOCK, S., et al., 2011, “CFD-based methods for numerical modelling of scour”, .
- MELVILLE, B. W., COLEMAN, S. E., 2000, *Bridge scour*. Water Resources Publication.
- MENTER, F., 2001, “Elements of Industrial Heat Transfer Predictions”. In: *XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, pp. 1–1, Uberlandia, November. COBEM.
- MENTER, F. R., 1994, “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications”, *AIAA-Journal*, v. 32, n. 8, pp. 1598–1605.
- MENTER, F. R., KUNTZ, M., LANGTRY, R., 2003, “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model”, *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, v. 4.
- MENTER, F. R., LANGTRY, R. B., LIKKI, S. R., et al., 2006, “A correlation-based transition model using local variables—part I: model formulation”, *Journal of turbomachinery*, v. 128, n. 3, pp. 413–422.
- MENTER, F., EGOROV, Y., 2010, “The scale-adaptive simulation method for unsteady turbulent flow predictions. Part 1: theory and model description”, *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 85, n. 1, pp. 113–138.
- MEYER-PETER, E., MULLER, R., 1948, “Formula for bed-load transport”, *Proceeding of the International Association for Hydraulic Research*, v. 3, pp. 39–65.

- MOHR, H., DRAPER, S., CHENG, L., et al., 2016, “Predicting the rate of scour beneath subsea pipelines in marine sediments under steady flow conditions”, *Coastal Engineering*, v. 110, pp. 111–126.
- MONCADA-M., A. T., AGUIRRE-PE, J., 1999, “Scour below Pipeline in River Crossings”, *J. Hydraulic Eng.*, v. 125, n. 9, pp. 953–958.
- PATANKAR, S., 1980, *Numerical heat transfer and fluid flow*. CRC press.
- PATANKAR, S. V., SPALDING, D. B., 1972, “A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows”. v. 15, pp. 1787–1806.
- PINTO, J. C., LAGE, P. L. C., 2001, *Métodos numéricos em problemas de engenharia química*. Editora E-papers.
- RATTIA, J. N., PERCIVAL, J., NEETHLING, S., et al., 2018, “Modelling local scour near structures with combined mesh movement and mesh optimisation”, *Journal of Computational Physics*, v. 375, pp. 1220–1237.
- RICHARDSON, J., ZAKI, W., 1954, “Sedimentation and fluidisation: Part I”, *Chemical Engineering Research and Design*, v. 75, pp. S82–S100.
- ROSHKO, A., STEINOLFSON, A., CHATTOORGOON, V., 1975, *Flow forces on a cylinder near a wall or near another cylinder*. Relatório técnico, CALIFORNIA INST OF TECH PASADENA.
- ROTTA, J. C., 1972, *Turbulente Strömungen*, Teubner Verlag, Stuttgart.
- SCHIERECK, G. J., 2003, *Introduction to bed, bank and shore protection*. CRC Press.
- SHIH, T. H., W W LIU, A. S., YANG, Z., et al., 1995, “A New k-epsilon Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation”, *Computers Fluids*, v. 24, n. 3, pp. 227–238.
- SILVA, V. G., 2013, *Estudo numérico da vibração induzida por vórtices em um corpo cilíndrico*. Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo.
- SMAGORINSKY, J., 1963, “General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment”, *Monthly weather review*, v. 91, n. 3, pp. 99–164.
- SOULSBY, R., WHITEHOUSE, R., 1997, “Threshold of sediment motion in coastal environments”, *Proc. Pacific Coasts and Ports*, v. 1, n. 1, pp. 149–154.

- SOULSBY, R. L., 1993, “The reference concentration for suspended sand in a steady current”, *Proc., MAST-II G8 Coast. Morphodyn. Overall Workshop*.
- SUMER, B. M., FREDSOE, J., 2002, *The Mechanics of Scour in the Marine Environment*. World Scientific.
- SUMER, B. M., MAO, Y., FREDSE, J., 1988, “Interaction between vibrating pipe and erodible bed”, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, v. 114, n. 1, pp. 81–92.
- SUMER, B. M., OTHERS, 2006, *Hydrodynamics around cylindrical structures*, v. 26. World scientific.
- VAN RIJN, L. C., 2018, “Local scour near structures”, *Retirado de <https://www.leovanrijn-sediment.com/>*, p. 33.
- VAN RIJN, L. C., 1987, “Mathematical modelling of morphological processes in the case of suspended sediment transport”, .
- VERSTEEG, H. K., MALALASEKERA, W., 1995, *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson education.
- WILCOX, D. C., 2000, *Turbulence Modeling for CFD*. 2 ed. La Cañada, California, DCW Industries.
- YANG, B., JENG, D., GAO, F., et al., 2008, “Forces Acting on the Seabed around A Pipeline in Unidirectional Ocean Currents”, *Open Civil Engineering Journal*, v. 2, pp. 148–155.
- YEGANEH-BAKHTIARY, A., ZANGANEH, M., KAZEMI, E., et al., 2013, “Euler–Lagrange two-phase model for simulating live-bed scour beneath marine pipelines”, *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, v. 135, n. 3, pp. 031705.
- YEGANEH-BAKHTIARY, A., KAZEMINEZHAD, M. H., ETEMAD-SHAHIDI, A., et al., 2011, “Euler–Euler two-phase flow simulation of tunnel erosion beneath marine pipelines”, *Applied Ocean Research*, v. 33, n. 2, pp. 137–146.
- YEOW, K., 2007, *three dimensional scour along offshore pipelines*. Tese de Doutorado, The University of Western Australia.
- ZHANG, Y., ZHAO, M., KWOK, K. C., et al., 2015, “Computational fluid dynamics–discrete element method analysis of the onset of scour around

subsea pipelines”, *Applied Mathematical Modelling*, v. 39, n. 23, pp. 7611–7619.

ZHANG, Z., SHI, B., 2014, “Numerical Simulation of Local Scour Around Underwater Pipeline”, *EJGE*, v. 19, n. 1, pp. 8893–8903.

ZHAO, M., CHENG, L., 2008, “Numerical modeling of local scour below a piggy-back pipeline in currents”, *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 134, n. 10, pp. 1452–1463.

ZHAO, M., CHENG, L., 2010, “Numerical investigation of local scour below a vibrating pipeline under steady currents”, *Coastal Engineering*, v. 57, n. 4, pp. 397–406.

ZHAO, Z., FERNANDO, H., 2007, “Numerical simulation of scour around pipelines using an Euler–Euler coupled two-phase model”, *Environmental Fluid Mechanics*, v. 7, n. 2, pp. 121–142.

Apêndice A

Trechos código implementado

```
/* Calculate wall shear stress and store it in a user-defined memory (UDM) */
Thread *t = Lookup_Thread(d, seabedID);
t0 = THREAD_T0(t);
begin_f_loop(f, t)
{
  F_AREA(WS, f, t); /* F_AREA = Face Area Vector -> computes area of each face */
  area = NV_MAG(WS); /* computes the magnitude of a vector */
  wall_shear_force = NV_MAG(F_STORAGE_R_N3V(f, t, SV_WALL_SHEAR)); /* stores the
                                                                    values of wall_shear at the faces */
  mag_wall_shear = wall_shear_force/area;
  c0 = F_C0(f, t);
  C_UDMI(c0, t0, 0) = mag_wall_shear; /*Stores the cell value of a UDM */
}
end_f_loop(f, t)
```

Figura A.1: Cálculo da tensão de cisalhamento na parede do leito no ANSYS Fluent.

```
DEFINE_ON_DEMAND(normalVector0)
{
  real A[ND_ND], AMag;
  face_t f, fn;
  cell_t c, c0;
  Domain *domain = Get_Domain(1);
  Thread *t = Lookup_Thread(domain, seabedid);
  Thread *t0;
  begin_f_loop_int(f, t)
  {
    F_AREA(A, f, t);
    c0 = F_C0(f, t);
    t0 = THREAD_T0(t);
    AMag = NV_MAG(A);
    C_UDMI(c0, t0, 0) = A[0];
    C_UDMI(c0, t0, 1) = A[1];
    C_UDMI(c0, t0, 2) = A[2];
    C_UDMI(c0, t0, 3) = AMag;
  }
  end_f_loop_int(f, t)
}
```

Figura A.2: Cálculo do vetor normal a parede não escavada.


```

/*Compute slope angle*/
F_AREA(B,fn,t); /* F_AREA = Face Area Vector */
BMag = NV_MAG(B);
F_UDMI(fn,t,6) = BMag;
C_UDMI(c0,t0,7) = BMag;
DOT_AB = (B[0]*Ax + B[1]*Ay + B[2]*Az);
Vx = 0.5;
Vy = 0.0;
Vz = 0.0;
DOT_VB = (Vx*B[0] + Vy*B[1] + Vz*B[2]);

cos_alpha = DOT_AB/(A_Mag*BMag);
F_UDMI(fn,t,8) = cos_alpha;
C_UDMI(c0,t0,9) = cos_alpha;
s = SIGN(DOT_VB);
tan_alpha = s*(pow((1.0-(pow(cos_alpha,2.0))),0.5))/cos_alpha;
alpha = atan(tan_alpha);
F_UDMI(fn,t,10) = alpha;
C_UDMI(c0,t0,11) = alpha;

/*Compute Critical Shields number with slope correction*/
CSN = CSN_0*cos_alpha*(1.0+tan_alpha/tan(angle_of_repose));
F_UDMI(fn,t,12) = CSN;
C_UDMI(c0,t0,13) = CSN;

```

Figura A.3: Cálculo do ângulo de inclinação do leito.

```

/*Compute dx*/
x0 = x[0];

if (x0 < -0.057)
{
    dx = -0.063*x0-0.001691;
}
else
{
    if (x0 >= -0.057 && x0 <= 0.057)
    {
        dx = 0.0019;
    }
    else dx = 0.063*x0-0.001691;
}

```

Figura A.4: Implementação de equações lineares para representar dx.

```

DEFINE_GRID_MOTION(nodemotion, domain, dt, time, dtime)
{
  Thread *tf = DT_THREAD(dt);
  face_t f;
  Node *v;
  int n;
  int num_step = N_TIME;
  real grid_x, grid_y;
  real NV_VEC(dy), NV_VEC(vel);
  real max_allowed_node_displacement = 0.002*pipe_diameter;
  SET_DEFORMING_THREAD_FLAG(THREAD_T0(tf));
  NV_S(vel, =, 0.0);
  #if !RP_HOST
  if(num_step%10 == 0 && num_step > 10)
  {
    begin_f_loop(f,tf)
    {
      f_node_loop(f,tf,n)
      {
        v=F_NODE(f,tf,n);
        N_UDMI(v,1) = N_UDMI(v,0);
        if (NODE_POS_NEED_UPDATE(v))
        {
          NODE_POS_UPDATED(v);
          grid_x = 0.0;
          grid_y = N_UDMI(v,1);
          dy[0]=grid_x;
          dy[1]=grid_y;
          if (dy[1] < ((-1.0)*max_allowed_node_displacement))
          {
            dy[1] = (-1.0)*max_allowed_node_displacement;
          }
          NV_V(NODE_COORD(v), +=, dy);
        }
      }
    }
    end_f_loop(f,tf);
  }
  #endif
}

```

Figura A.5: Implementação da movimentação das fronteiras da malha.