



Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul  
FACULDADE DE ENGENHARIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS

## **ANÁLISE DE PLUMA HIPERPICNAL POLI-DISPERSA POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA**

**FELIPE NORBERG SCHUCH**  
GRADUADO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ORIENTADOR: PROF. DR. JORGE HUGO SILVESTRINI

Dissertação de mestrado realizada no Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais (PGETEMA) da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia e Tecnologia de Materiais.

**Porto Alegre**  
**Março de 2016**



Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul

FACULDADE DE ENGENHARIA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS

## **ANÁLISE DE PLUMA HIPERPICNAL POLI-DISPERSA POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA**

**CANDIDATO: FELIPE NORBERG SCHUCH**

Esta Dissertação de Mestrado foi julgada para obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul.

  
\_\_\_\_\_  
**DR. JORGE HUGO SILVESTRINI - ORIENTADOR**

### **BANCA EXAMINADORA**

  
\_\_\_\_\_  
**DR. PAULO LOPES BRANDÃO PARAIZO - UNIDADE DE OPERAÇÕES DA BACIA DE  
CAMPOS - PETROBRAS**

  
\_\_\_\_\_  
**DR. RUBEM MÁRIO FIGUEIRÓ VARGAS - DO PGETEMA/FENG - PUCRS**

**PUCRS**

Campus Central

Av. Ipiranga, 6681 - Prédio 30 - Sala 103 - CEP: 90619-900

Telefone: (51) 3353.4059 - Fax: (51) 3320.3625

E-mail: [engenharia.pg.materiais@pucrs.br](mailto:engenharia.pg.materiais@pucrs.br)

[www.pucrs.br/feng](http://www.pucrs.br/feng)

**o sem coroa**

*Nem tudo que é ouro ful-  
gura,  
Nem todo o vagante é vadio;  
O velho que é forte perdura,  
Raiz funda não sofre frio.  
Das cinzas um fogo há de vir,  
Das sombras a luz vai jorrar;  
A espada há de, nova, luzir,  
O sem-coroa há de reinar.  
(J.R.R. Tolkien.)*

# AGRADECIMENTOS

Comparando o desenvolvimento acadêmico com o escalar de uma escada, deixo aqui meus sinceros agradecimentos a todos os bons professores que encontrei pela minha jornada, pois o caminho para atingir os patamares mais elevados depende da superação de todos os degraus anteriores a ele.

Ainda na mesma comparação, devo dizer que a base desta escada foi construída pelos meus pais, Luiz e Noeli, e às suas memórias eu devo todos os agradecimentos.

Por estarem sempre ao meu lado, e principalmente por colaborarem no amortecimento de todas as perturbações, deixo meus agradecimentos às minhas irmãs e namorada. Vocês conseguiram tornar meu caminho menos turbulento.

Minhas lembranças também aos demais familiares e amigos, citando especialmente o grupo da Gurizada!, Unidos por Engenharia e Hitmanz, um bloco de carnaval que não se preocupa se não é fevereiro o ano inteiro.

A toda a equipe do LaSET, que contribuíram de maneira significativa para o amadurecimento desse trabalho, e do Laboratório de Alto Desempenho (LAD/PUCRS), pelo suporte às questões computacionais e paralelização de cálculo.

O presente resultado foi alcançado em cooperação com a Hewlett-Packard Brasil Ltda. e com recursos provenientes da Lei de Informática (Lei nº 8.248, de 1991).

O trabalho se desenvolveu no Laboratório de Simulação de Escoamentos Turbulentos (LaSET/PUCRS), no projeto de pesquisa DNS-DAM, com apoio da Petrobras.

# SUMÁRIO

<b>AGRADECIMENTOS</b> . . . . .	<b>3</b>
<b>SUMÁRIO</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>LISTA DE FIGURAS</b> . . . . .	<b>6</b>
<b>LISTA DE TABELAS</b> . . . . .	<b>9</b>
<b>LISTA DE SÍMBOLOS</b> . . . . .	<b>10</b>
<b>RESUMO</b> . . . . .	<b>13</b>
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	<b>14</b>
<b>1. INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>15</b>
1.1. Relevância . . . . .	17
<b>2. OBJETIVOS</b> . . . . .	<b>20</b>
2.1. Objetivos Específicos . . . . .	20
<b>3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> . . . . .	<b>21</b>
3.1. Correntes de Turbidez: Classificações e Definições . . . . .	21
3.2. Critério de mergulho . . . . .	23
3.3. Experimento físico . . . . .	26
<b>4. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA</b> . . . . .	<b>28</b>
4.1. Equações Governantes . . . . .	28
4.1.1. Lei de Stokes para a partícula . . . . .	28
4.1.2. Conservação da massa, Navier-Stokes e transporte de escalares . . . . .	29
4.2. Simulação numérica direta (DNS). . . . .	31
<b>5. METODOLOGIA NUMÉRICA</b> . . . . .	<b>32</b>
5.1. Discretização espacial . . . . .	32
5.2. Avanço no tempo . . . . .	35
5.3. Configuração da simulação numérica . . . . .	36
5.3.1. Condições de contorno e iniciais . . . . .	36
5.3.2. Método da fronteira imersa (IBM) . . . . .	38
5.3.3. Zona esponja . . . . .	39
5.4. Computação Paralela . . . . .	40
<b>6. RESULTADOS E DISCUSSÕES</b> . . . . .	<b>43</b>
6.1. Análise de Desempenho Computacional . . . . .	43
6.2. Validação dos Resultados . . . . .	44

<b>6.3. Influência da concentração e vazão . . . . .</b>	<b>50</b>
<b>6.4. Polidispersão e tridimensionalidade . . . . .</b>	<b>54</b>
6.4.1. Histórico de depósito . . . . .	59
<b>6.5. Critério de Mergulho . . . . .</b>	<b>62</b>
<b>6.6. Eficiência do transporte . . . . .</b>	<b>64</b>
<b>7. CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>67</b>
<b>8. PROPOSTA PARA TRABALHOS FUTUROS . . . . .</b>	<b>69</b>
<b>Referências . . . . .</b>	<b>70</b>

<b>Apêndices</b>	<b>74</b>
------------------	-----------

<b>APÊNDICE A. Adimensionalização da equação de quantidade de movimento</b>	<b>75</b>
---	-----------

## LISTA DE FIGURAS

1.1. Representação de uma corrente de turbidez no leito oceânico. Fonte: Wired.com (2011).	15
1.2. Representação esquemática de uma corrente de densidade na configuração "lock-exchange". Após a retirada da placa separadora, o fluido pesado move-se para a direita e o fluido leve para a esquerda, conforme as setas e o perfil tracejado. Fonte: Adaptado de Francisco (2014).	16
1.3. Representação esquemática do processo de mergulho em canal inclinado. Fonte: Adaptado de García (1996).	17
1.4. Imagem aérea mostra a lama jorrada pelo rio Doce invadindo o mar em Regência, na costa do Espírito Santo. Fonte: Uol.com (2015).	18
1.5. Transporte de sedimentos no delta do Rio da Prata. Fonte: NASA (2003).	19
3.1. Formas de início de uma corrente de gravidade: (a) remobilização instantânea e (b) fluxo contínuo. Fonte: Manica (2009).	22
3.2. Classificação de um fluxo contínuo quanto à sua densidade em relação à densidade do fluido ambiente. Fonte: Adaptado de Mulder e Alexander (2001).	22
3.3. Estruturas presentes na região frontal de uma corrente de gravidade. Fonte: Adaptado de Simpson (1999).	23
3.4. Esquema das principais zonas da pluma turbulenta gerada por fluxos de rios. O fluxo normal do rio transiciona através da zona de estagnação, pluma com profundidade limitada entre a linha costeira ( $x = x_s$ ) e o ponto de mergulho ( $x = x_p$ ), e após a zona de mergulho torna-se uma corrente de turbidez. O comprimento das setas representam as velocidades relativas do escoamento. Fonte: Adaptado de Lamb et al. (2010).	24
3.5. Representação esquemática do processo de mergulho do escoamento em um reservatório lateralmente confinado. Fonte: Adaptado de Akiyama e Stefan (1984).	24
3.6. Representação esquemática do experimento (fora de escala). Fonte: Adaptado de Lamb et al. (2010).	27
3.7. Distribuição de tamanhos de grão na entrada de sedimentos. Fonte: Adaptado de Lamb et al. (2010).	27
4.1. Esquema das forças atuantes sobre uma partícula esférica descrita pela lei de Stokes. Fonte: Francisco (2014).	28
5.1. Exemplo de uma malha cartesiana bi-dimensional. Os círculos pretos representam os nós das fronteiras. Fonte: Adaptado de Francisco (2014).	33
5.2. Representação esquemática do domínio de cálculo das simulações numéricas.	37

5.3. Representação esquemática da reconstrução polinomial baseada no uso de polinômios de Lagrange. Os pontos pretos representam a interface sólido/fluido. Fonte: Adaptada de Gautier et al. (2014). . . . .	39
5.4. Representação do coeficiente de absorção de partículas $\sigma_{ab}$ próximo a saída do domínio. . . . .	40
5.5. Representação esquemática da arquitetura de máquinas de computação paralela, onde P, M e IR representam os processadores, a memória e a interface de rede, respectivamente. . . . .	41
6.1. Ganho de velocidade $S_p$ em função do número total de pontos $n_1 \times n_2$ e processadores. . . . .	44
6.2. Eficiência da paralelização $\varepsilon$ em função do número total de pontos $n_1 \times n_2$ e processadores. . . . .	45
6.3. Campo instantâneo de concentração de partículas finas, para a Simulação 3, nos tempos 50, 150 e 500. . . . .	47
6.4. Campo instantâneo de concentração de partículas finas para os casos 3, 4 e 5, nos tempos adimensionais 150 e 600. . . . .	48
6.5. Perfil de elevação em função de $x_1$ . A linha tracejada indica a posição da rampa. . . . .	49
6.6. Taxa de deposição em função de $x_1$ . . . . .	49
6.7. Velocidade média em profundidade $\bar{U}$ , em função de $x_1$ . . . . .	50
6.8. Perfil de elevação em função de $x_1$ . A linha tracejada indica a posição da rampa. . . . .	52
6.9. Posição do ponto de mergulho $x_p$ em função do tempo $t$ . . . . .	52
6.10. Posição da frente da corrente $x_f$ de turbidez em função do tempo $t$ . . . . .	53
6.11. Massa suspensa $m_p$ em função do tempo $t$ . . . . .	53
6.12. Taxa de sedimentação $\dot{m}_s$ em função do tempo. . . . .	54
6.13. Perfil de sedimentação em função de $x_1$ , para $t = 3000$ . . . . .	55
6.14. Posição da frente da corrente $x_f$ de turbidez em função do tempo $t$ . . . . .	56
6.15. Campo instantâneo de concentração de partículas, para $t = 270$ . . . . .	56
6.16. Campo de concentração de partículas da simulação tridimensional para $t = 90$ . . . . .	57
6.17. Posição do ponto de mergulho $x_p$ em função do tempo $t$ . . . . .	57
6.18. Massa suspensa $m_p$ em função do tempo $t$ . As frações fina, média e grossa dizem respeito a simulação polidispersa, sendo sua soma representada pela curva total. . . . .	58
6.19. Taxa de sedimentação $\dot{m}_s$ em função do tempo $t$ . As frações fina, média e grossa dizem respeito a simulação polidispersa, sendo sua soma representada pela curva total. . . . .	58



6.20. Perfil de sedimentação em função de $x_1$ , para $t = 1500$ . As frações fina, média e grossa dizem respeito a simulação polidispersa, sendo sua soma representada pela curva total. . . . .	59
6.21. Histórico de depósito para a Simulação 3. As linhas tracejadas indicam a posição dos perfis de depósito, presentes na Figura 6.22.. A escala de cores indica a posição da velocidade de sedimentação das três frações granulométricas.	60
6.22. Perfis de velocidade de queda média $u_m^s$ em função da profundidade no depósito total $D_t$ . . . . .	61
6.23. Vasão a jusante da zona de mergulho $\tilde{q}_d$ contra vazão no ponto de mergulho $\tilde{q}_p$ , com a previsão do coeficiente de entranhamento $\gamma = 0,2$ . . . . .	63
6.24. Medida de profundidade do escoamento no ponto de mergulho $h_p$ e a jusante do ponto de mergulho $h_d$ , contra a escala de comprimento prevista para um número de Froude densimétrico $Fr$ constante, dado pela Equação (3.1). As linhas representam a previsão de Parker e Toniolo (2007). Os pontos cheios são resultados do presente trabalho, os pontos vazados são de Lamb et al. (2010). . . . .	63
6.25. Profundidade da corrente de turbidez a jusante do ponto de mergulho $h_d$ , contra profundidade no ponto de mergulho $h_p$ . Adicionalmente a previsão de $h_d = 0,7h_p$ feita por Parker e Toniolo (2007). . . . .	64
6.26. Gráfico de eficiência no transporte de sedimentos $\epsilon_t$ . As curvas azul, verde e roxa representam as frações granulométricas grossa, média e fina, respectivamente, a curva amarela o total e a curva preta o caso monodisperso. As retas verticais indicam a posição do mergulho $x_p$ em cada caso. . . . .	66

## LISTA DE TABELAS

3.1. Média de temperatura, salinidade e densidade da água do oceano para diferentes climas, e a correspondente concentração crítica de sedimentos $c_c$ para superar a diferença entre água doce e salgada, assumindo partículas de densidade $2650kg/m^3$ . . . . .	26
6.1. Experimentos físicos conduzidos por Lamb et al. (2010). . . . .	45
6.2. Caracterização dos sedimentos utilizados nas simulações poli-dispersas.. .	46
6.3. Configuração das simulações numéricas.. . . . .	46
6.4. Parâmetros das simulações. . . . .	51
6.5. Resultados obtidos no ponto de mergulho: posição $x_p$ , altura $h_p$ e vazão $q_p$ ; e a jusante da zona de mergulho: posição $x_d$ , altura $h_d$ e vazão $q_d$ . . . . .	62

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\tilde{c}$	Concentração volumétrica de partícula
$\tilde{c}_c$	Concentração crítica para mergulho
$\tilde{c}_t$	Concentração total de sedimentos
$\tilde{c}_{t_0}$	Concentração total de sedimentos na entrada do canal
$C_r$	Máxima fração volumétrica de partículas
$D_{16}$	Tamanho de grão do qual 16% da amostra é mais fina [ $\mu m$ ]
$D_{50}$	Tamanho de grão médio [ $\mu m$ ]
$D_{84}$	Tamanho de grão do qual 84% da amostra é mais fina [ $\mu m$ ]
$D_t$	Espessura de depósito no fundo do canal
$\tilde{d}_p$	Diâmetro da partícula [ $\mu m$ ]
$e^g$	Vetor unitário apontando no sentido da gravidade
$\tilde{F}_p$	Força peso [ $N$ ]
$\tilde{F}_b$	Força de empuxo [ $N$ ]
$\tilde{F}_d$	Força de atrito [ $N$ ]
$Fr$	Número de Froude densimétrico
$Fr_d$	Número de Froude densimétrico a jusante do ponto de mergulho
$Fr_p$	Número de Froude densimétrico no ponto de mergulho
$\tilde{g}'$	Aceleração da gravidade reduzida [ $m/s^2$ ]
$\tilde{g}$	Aceleração da gravidade [ $m/s^2$ ]
$\tilde{H}$	Altura do escoamento submerso [ $mm$ ]
$\tilde{h}$	Altura característica da entrada do escoamento [ $mm$ ]
$\tilde{h}_a$	Altura da coluna de fluido ambiente [ $mm$ ]
$\tilde{h}_d$	Altura do escoamento a jusante do ponto de mergulho [ $mm$ ]
$\tilde{h}_p$	Altura do escoamento no ponto de mergulho [ $mm$ ]

$\tilde{k}$	Difusividade da concentração de sedimentos [ $m^2/s$ ]
$L_1$	Dimensão do domínio físico na direção do eixo $x_1$
$L_{1b}$	Dimensão da zona esponja na direção do eixo $x_1$
$L_2$	Dimensão do domínio físico na direção do eixo $x_2$
$L_{2b}$	Altura to patamar plano da fronteira imersa na direção do eixo $x_2$
$L_3$	Dimensão do domínio de cálculo na direção do eixo $x_3$
$m_p$	Quantidade de material em suspensão
$\dot{m}_s$	Taxa de sedimentação
$n_i$	Número de pontos da malha na direção $x_i$
$\hat{p}$	Pressão [ $Pa$ ]
$\tilde{q}$	Vazão por unidade de largura [ $m^2/s$ ]
$\tilde{q}_d$	Vazão por unidade de largura a jusante do ponto de mergulho [ $m^2/s$ ]
$\tilde{q}_0$	Vazão por unidade de largura na entrada do canal [ $m^2/s$ ]
$\dot{q}_m$	Fluxo adimensional de massa do escoamento submerso
$\tilde{q}_p$	Vazão por unidade de largura no ponto de mergulho [ $m^2/s$ ]
$R$	Densidade do sedimento submerso
$Re$	Número de Reynolds
$S$	Declividade do fundo do canal
$S_p$	Ganho de velocidade de aplicação paralela
$Sc$	Número de Schmidt
$t$	Tempo adimensional
$\tilde{U}$	Velocidade na entrada do canal [ $m/s$ ]
$\tilde{U}_a$	Velocidade do escoamento ambiente [ $m/s$ ]
$\tilde{U}_d$	Velocidade do escoamento a jusante do ponto de mergulho [ $m/s$ ]
$\tilde{U}_p$	Velocidade do escoamento no ponto de mergulho [ $m/s$ ]
$\bar{U}$	Velocidade adimensional média em profundidade

$\tilde{u}_i$	Vetor campo de velocidade [ $m/s$ ]
$\tilde{u}^s$	Velocidade de queda da partícula [ $m/s$ ]
$\tilde{u}_m^s$	Velocidade de queda característica do depósito [ $m/s$ ]
$V_f$	Volume da porção física do domínio computacional
$x_i$	Sistema de coordenadas
$x_2^r$	Posição da rampa na direção $x_2$
$\tilde{x}_d$	Localização do ponto a jusante da zona de mergulho na direção $x_1$ [ $m$ ]
$\tilde{x}_p$	Localização de ponto de mergulho na direção $x_1$ [ $m$ ]
$\tilde{x}_s$	Localização da linha costeira, ou entrada do escoamento na direção $x_1$ [ $m$ ]
$\beta$	Ângulo formado entre a rampa e a linha horizontal
$\gamma$	Coefficiente adimensional da entranhamento na zona de mergulho
$\Delta_t$	Passo de tempo da simulação numérica
$\varepsilon$	Eficiência da paralelização computacional
$\varepsilon_t$	Eficiência no transporte de sedimentos
$\tilde{\mu}$	Viscosidade dinâmica [ $Pa \cdot s$ ]
$\tilde{\nu}$	Viscosidade cinemática [ $m^2/s$ ]
$\tilde{\rho}_a$	Massa específica do fluido ambiente [ $kg/m^3$ ]
$\tilde{\rho}_c$	Massa específica da mistura partícula/fluido ambiente [ $kg/m^3$ ]
$\tilde{\rho}_p$	Massa específica da partícula [ $kg/m^3$ ]
$\tilde{\rho}_w$	Massa específica da água límpida [ $kg/m^3$ ]
$\sigma_{ab}$	Coefficiente de absorção da concentração de sedimentos

## RESUMO

SCHUCH, Felipe Nornberg. **ANÁLISE DE PLUMA HIPERPICNAL POLI-DISPERSA POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA**. Porto Alegre. 2016. Dissertação de mestrado. Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais, PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO RIO GRANDE DO SUL.

O estudo dos mecanismos de transporte e deposição dos sedimentos em canal ganhou destaque nas últimas décadas, já que antigos depósitos sedimentares no leito do mar formam importantes reservatórios de hidrocarbonetos. A intenção desta pesquisa é investigar, através de simulação numérica direta, a dinâmica do fenômeno de mergulho que ocorre quando um escoamento carregado de partículas em suspensão adentra em um ambiente de menor densidade. Para tanto, utiliza-se o código computacional *Incompact3d*, baseado na solução da equação de Boussinesq para fluidos incompressíveis. É investigada a influência da vazão e concentração de sedimentos na entrada do canal sobre o ponto de mergulho e perfis de deposição, e os resultados são comparados com modelos teóricos e experimentos físicos.

Palavras-chave: Pluma hiperpicnal, poli-dispersão, sedimentação, simulação numérica direta.

# ABSTRACT

SCHUCH, Felipe Nornberg. **ANALYSIS OF HYPERPYCNAL POLY-DISPERSE PLUME BY DIRECT NUMERICAL SIMULATION**. Porto Alegre. 2016. Master Thesis. Graduation Program in Materials Engineering and Technology, PONTIFICAL CATHOLIC UNIVERSITY OF RIO GRANDE DO SUL.

The studies on transport mechanics and sediment deposition in bed slope channels has rapidly increased over the last decade, this is associated with the fact that they play a fundamental role on the formation of hydrocarbon reservoirs. This work aims to investigate, through direct numerical simulation, the plunge phenomena dynamics when a heavier density fluid, full of particles, flows into a lower density environment. Simulations were carried out with *Incompact3d*, a code based on a Boussinesq system for incompressible fluids was utilized. The channel's entrance sediment concentration and flow rate influence on the plunge point and deposition profiles were investigated. Results are compared with theoretical models and physical experiments.

Keywords: Direct numerical simulation, hyperpycnal plume, polydisperse, sedimentation.

# 1. INTRODUÇÃO

Correntes de densidade, ou correntes de gravidade, são escoamentos governados pelas forças de empuxo geradas entre fluidos com diferentes densidades. Simpson (1999) aborda uma série de exemplos naturais, como a formação de tempestades, brisas do mar, tempestades de areia, correntes oceânicas ou regiões estuarinas, e em situações criadas pela ação humana, como escoamento de vidro fundido sobre um molde, vazamento de gás ou derramamento de óleo no mar.

No contexto oceanográfico, as correntes de densidade podem originar-se devido a diferenças da massa específica da água provocada por temperatura, salinidade ou sedimentos em suspensão, o último caso recebe também o nome de corrente de turbidez. A Figura 1.1. representa de uma corrente de turbidez no leito oceânico. Nasr-Azadani et al. (2013) destacam que as dificuldades no monitoramento de tais eventos em escala natural, em virtude da sua natureza imprevisível e até catastrófica, fazem com que o esforço para compreender os mecanismos associados às correntes de turbidez se dê através de aproximações teóricas, experimentos em laboratório ou simulações numéricas.

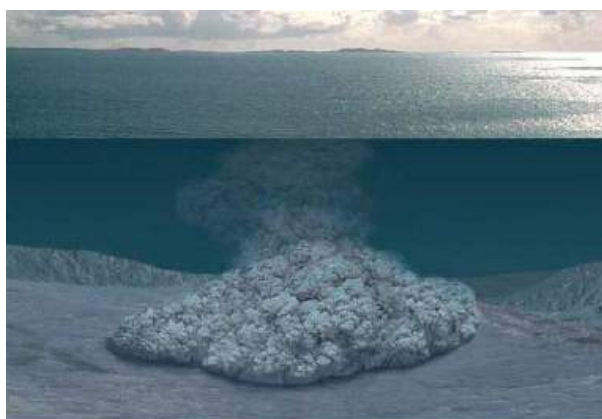


Figura 1.1. Representação de uma corrente de turbidez no leito oceânico. Fonte: Wired.com (2011).

A reprodução do escoamento em escala laboratorial exige a modelagem do problema. Uma configuração clássica no estudo de correntes de densidade é conhecida como "lock-exchange", representada pela Figura 1.2. O fluido de maior densidade  $\rho_c$



e o fluido ambiente  $\rho_a$  são colocados em um tanque e separados por uma placa. A retirada da placa gera o escoamento dos fluidos, apenas pela ação das forças de empuxo. Estudos do caso foram conduzidos através de experimentos físicos (HARRIS et al., 2002; ROOIJ; DALZIEL, 2009) e simulações numéricas (NECKER et al., 2002; NASR-AZADANI et al., 2013; ESPATH et al., 2014; FRANCISCO, 2014).

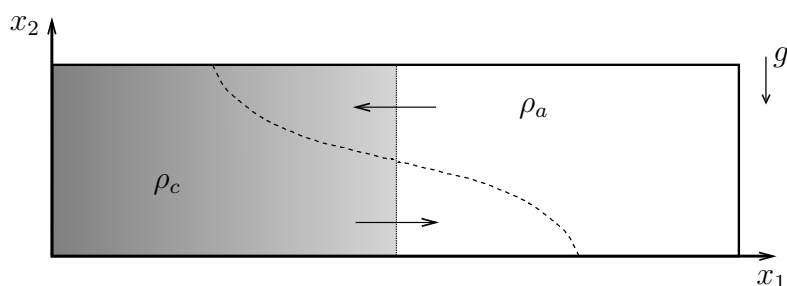


Figura 1.2. Representação esquemática de uma corrente de densidade na configuração "lock-exchange". Após a retirada da placa separadora, o fluido pesado move-se para a direita e o fluido leve para a esquerda, conforme as setas e o perfil tracejado. Fonte: Adaptado de Francisco (2014).

Meiburg e Kneller (2010) classificam as correntes de turbidez como escoamentos não conservativos, pelo fato de haver troca de partículas sedimentares com o leito, tanto pela deposição quanto pela erosão e re-suspensão de material, e podem trocar fluido com o ambiente por arraste ou entranhamento. O principal processo de dissipação de tais fluxos se dá pela deposição de partículas. Os sedimentos detêm, portanto, significativa influência sobre o comportamento do escoamento.

Embora eventos naturais apresentem uma gama de partículas em suspensão, com diferentes diâmetros, formatos e materiais, uma abordagem comum para as simulações numéricas é assumir que os sedimentos tenham o formato esférico, e um único diâmetro característico. Isso mudou com recentes estudos conduzidos recentemente por Nasr-Azadani et al. (2013) e Francisco (2014), que buscam investigar os mecanismos de acoplamento entre as frações sedimentares de tamanhos diferentes, bem como seus efeitos no escoamento e depósitos gerados. Pelo fato de utilizar mais de uma fração granulométrica, adota-se o termo de simulação poli-dispersa, em uma tradução direta da língua inglesa para "*poly-disperse*".

Segundo García (1996), a transição de um fluxo homogêneo em canal para uma corrente de densidade submergida ocorre quando a densidade do fluido de entrada,  $\rho + \Delta\rho$ , é maior que a da água ambiente do reservatório,  $\rho$ , onde o escoamento descarrega. Esta transição é de ocorrência comum, bastando apenas uma pequena diferença de densidade para provocar o fenômeno do mergulho, conforme representado na Figura 1.3. A zona de fluxo homogêneo, a montante do ponto de mergulho, corres-

ponde a um simples escoamento em canal. A zona de mergulho é caracterizada pela aceleração do fluxo, e intensa mistura através da incorporação de fluido ambiente para a corrente de densidade em formação. A zona do escoamento submergido corresponde a um fluxo estratificado onde se desenvolve a corrente de densidade.

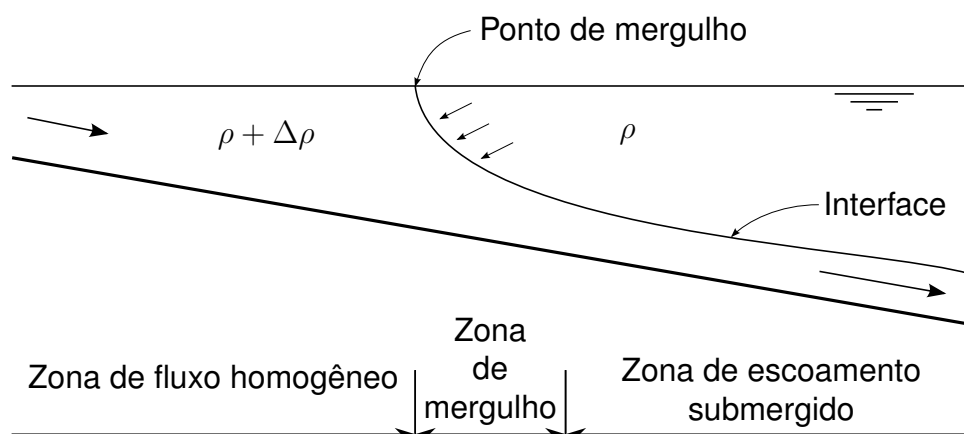


Figura 1.3. Representação esquemática do processo de mergulho em canal inclinado. Fonte: Adaptado de García (1996).

Mulder et al. (2003) definem que a pluma hiperpicnal ocorre quando as águas turvas de um rio (carregadas de sedimentos em suspensão) são mais densas que o ambiente onde ele desemboca, sejam eles canais, lagos, reservatórios ou o oceano. Para melhor compreender os mecanismos e parâmetros que definem a transformação de um fluxo homogêneo em uma corrente de turbidez e seu papel no transporte de sedimentos, estudos utilizando configuração semelhante à apresentada na Figura 1.3. foram conduzidos, de forma teórica, por Akiyama e Stefan (1984), Parker e Toniolo (2007) e Lamb e Mohrig (2009). As análises teóricas foram testadas através de experimento físico por García (1993), Garcia (1994), Lee e Yu (1997) e Lamb et al. (2010), e simulações numéricas por Dai e Garcia (2009) e Dalpiaz (2014).

### 1.1. Relevância

Em seu estudo do ciclo anual da água, Trenberth et al. (2007) estimam que os rios transportam mais de um terço da precipitação em terra para os oceanos, concentrando grandes fluxos de água doce através das saídas estreitas ao longo da costa. Adicionalmente, segundo McCool e Parsons (2004), aproximadamente  $10 \times 10^9$  metros cúbicos de sedimentos são transportados por ano dos rios para o oceano. O entendimento dos processos naturais que definem o destino final das partículas na plataforma oceânica é do interesse de diversas áreas de conhecimento.

Do ponto de vista ecológico, Horner-Devine et al. (2015) comentam a respeito do impacto gerado pela água dos rios sobre a saúde dos ecossistemas costeiros. Apenas

os efeitos naturais de estratificação da água gerados nestas regiões por diferenças de salinidade, partículas em suspensão e temperatura são suficientes para afetar sensivelmente a vida submarina local. Acrescentando ainda os efeitos não naturais de poluentes presentes na água, pode-se ter o espalhamento de material tóxico por grandes distâncias e profundidades na plataforma oceânica, assim como ocorrido recentemente quando a lama do desastre ambiental ocorrido em Mariana-MG atingiu o mar, presente na Figura 1.4. Adicionalmente, segundo Meiburg e Kneller (2010), as correntes de turbidez são as principais responsáveis pelo processo de sedimentação em lagos e reservatórios, gerando o processo de assoreamento, que reduz o capacidade útil de armazenagem de água.



Figura 1.4. Imagem aérea mostra a lama jorrada pelo rio Doce invadindo o mar em Regência, na costa do Espírito Santo. Fonte: Uol.com (2015).

O transporte de sedimentos por corrente de densidade é, segundo Meiburg e Kneller (2010), o principal mecanismo formador das bacias sedimentares oceânicas, provocando a deposição, erosão e ressuspensão das partículas ao longo da plataforma continental. A geologia tem especial interesse no estudo dos mecanismos de deposição de sedimentos, já que antigos depósitos turbidíticos de areia formam importantes reservatórios de hidrocarbonetos.

Na sua revisão sobre plumas turbulentas, Horner-Devine et al. (2015) mostram que o fenômeno natural é fundamentalmente um escoamento multiescala, que ocorre em uma variedade de tamanhos e formas. Na Figura 1.5. pode-se ver o exemplo natural do delta do Rio da Prata, transportando sedimentos ao oceano. As partículas são mantidas em suspensão unicamente pelos efeitos da turbulência nos fluidos, de acordo com Henniger e Kleiser (2012), de modo que as limitações na distância de transporte são a diminuição da velocidade horizontal, a decantação dos sedimentos e a mistura dos fluidos.



Figura 1.5. Transporte de sedimentos no delta do Rio da Prata. Fonte: NASA (2003).

## 2. OBJETIVOS

O presente estudo visa avaliar a dinâmica do fenômeno de mergulho, observado quando um escoamento adentra em um ambiente de menor densidade, através de simulação numérica direta, e o depósito correspondente no fundo do canal.

### 2.1. Objetivos Específicos

Os pontos listados a seguir guiam o desenvolvimento desta pesquisa:

- Estender o código *Incompact3d* para a configuração de pluma hiperpicnal em canal inclinado.
- Desenvolver alternativas para redução de tempo de cálculo, como implementação de computação paralela ao código e redução do domínio computacional.
- Estudar a influência que a vazão de entrada exerce sobre a posição do mergulho do escoamento e sobre os padrões de depósito.
- Estudar a influência que a concentração das partículas na entrada exerce sobre a posição do mergulho do escoamento e sobre os padrões de depósito.
- Avaliar a influência de uma abordagem de tratamento de partículas mono ou poli-dispersas.
- Comparar os resultados obtidos com experimentos físicos presentes na literatura, para validar a metodologia numérica proposta.
- Comparar os resultados com modelos teóricos de critério de mergulho, propostos na literatura.

### 3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo, primeiramente, serão abordados os mecanismos de iniciação de uma corrente de turbidez, em seguida, como a corrente é classificada de acordo com a forma como sua massa específica se relaciona com o fluido ambiente e a anatomia da corrente de turbidez e da pluma de rio. Por fim, serão apresentadas as previsões teóricas para os critérios de mergulho e a configuração dos experimentos físicos de Lamb et al. (2010), que servirão de base para o desenvolvimento das simulações numéricas deste trabalho.

#### 3.1. Correntes de Turbidez: Classificações e Definições

Manica (2009) divide as correntes de turbidez em dois grandes grupos quanto a sua alimentação de sedimentos, mostrados na Figura 3.1., e descritos a seguir:

- Remobilização instantânea de material: como um pulso, formado a partir de uma quantidade finita de material. Esse tipo de corrente transporta inicialmente uma grande quantidade de material, e pode rapidamente atingir elevadas velocidades, mas a seguir desacelera a medida que começam os processos de sedimentação. Como descrito por Meiburg e Kneller (2010), a suspensão de sedimentos pode ser ocasionada por deslizamento de encosta, terremotos, tempestades, atividades vulcânicas ou movimentos tectônicos.
- Fluxo contínuo: onde o escoamento se forma a partir de uma alimentação contínua de material, típica onde os rios desembocam no ambiente marinho, também chamadas de pluma de rio. O fornecimento contínuo permite que o escoamento permaneça com velocidade constante, apesar dos processos de sedimentação.

Os escoamentos de fluxo contínuo podem ainda ser caracterizados de acordo com a relação entre as massas específicas da corrente ( $\rho_c$ ) e do fluido ambiente ( $\rho_a$ ). Mulder e Alexander (2001) as classificam como hipo, hiper, homo ou mesopicnais, conforme mostra a Figura 3.2.

Simpson (1999) relata a respeito dos mecanismos de mistura entre a corrente de turbidez e o fluido ambiente, e os dois principais padrões de instabilidades observados,

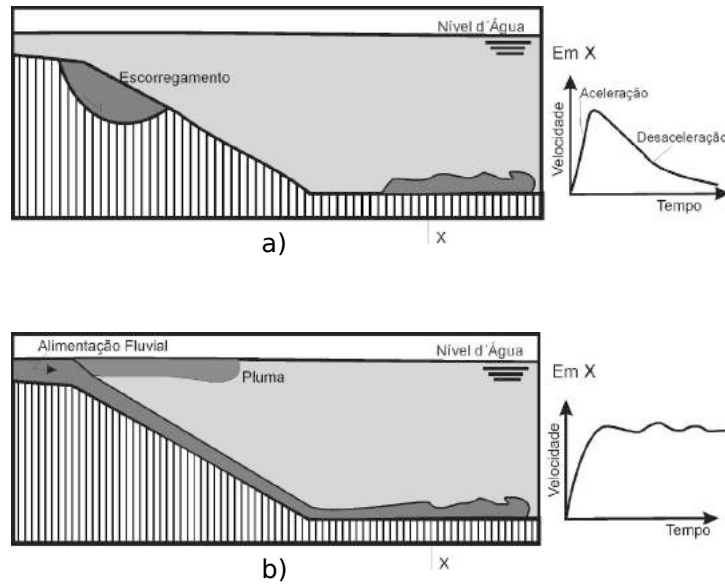


Figura 3.1. Formas de início de uma corrente de gravidade: (a) remobilização instantânea e (b) fluxo contínuo. Fonte: Manica (2009).

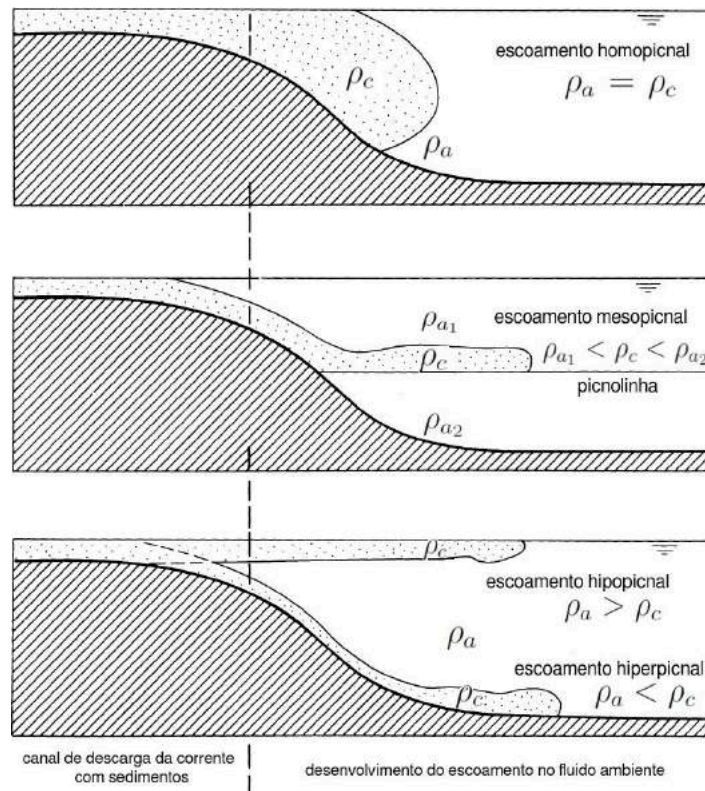


Figura 3.2. Classificação de um fluxo contínuo quanto à sua densidade em relação à densidade do fluido ambiente. Fonte: Adaptado de Mulder e Alexander (2001).

tanto em ambientes naturais quanto laboratoriais. Exibidos na Figura 3.3.a, os vórtices de Kelvin-Helmholtz ocorrem em virtude da velocidade de cisalhamento na interface dos fluidos. Na Figura 3.3.b é mostrado o complexo padrão da instabilidade de lobos e fendas (tradução da língua inglesa para "*lobes and clefts*") que são formados pela influência do leito do canal sobre a parte inferior da frente da corrente de turbidez. Ambas instabilidades são responsáveis pela mistura dos fluidos, permitindo a entrada do fluido ambiente no escoamento de fundo. Segundo Traer et al. (2012), a dinâmica da corrente de turbidez é fortemente dependente da maneira como se relacionam os sedimentos e fluido ambiente, e o coeficiente de entranhamento, por sua vez, tem ligação direta com a turbulência do escoamento.

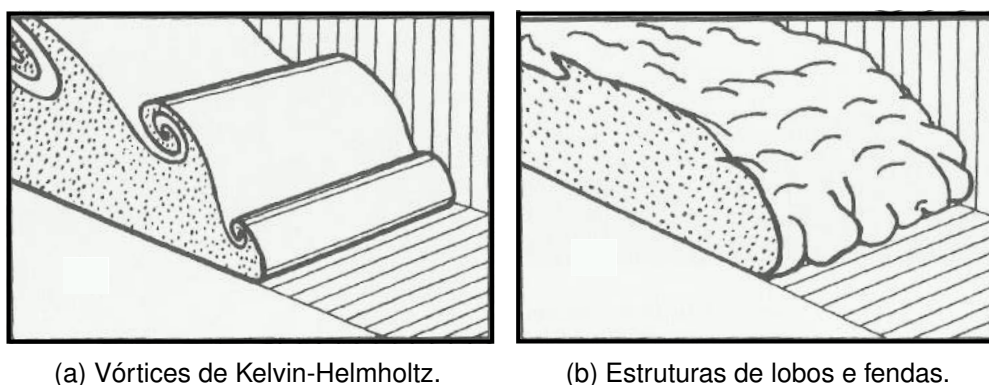


Figura 3.3. Estruturas presentes na região frontal de uma corrente de gravidade. Fonte: Adaptado de Simpson (1999).

### 3.2. Critério de mergulho

A pluma hiperpicnal, em escala natural, é dividida em cinco regiões por Lamb et al. (2010), conforme esquema da Figura 3.4. O fluxo normal do rio transiciona através da zona de estagnação antes de chegar à linha costeira ( $x < x_s$ , sendo  $x_s$  a posição da linha costeira) onde o rio é afetado pela água do oceano. A pluma com profundidade limitada ocorre após a linha costeira, enquanto a pluma não tem profundidade suficiente para se tornar instável ( $x_s < x < x_p$ , sendo  $x_p$  a posição do ponto de mergulho), a região é dominada pelas forças inerciais. A zona de mergulho é caracterizada pelo colapso e aceleração do escoamento submerso, é também uma zona de intensa mistura devido ao entranhamento da água do oceano ( $x_p < x < x_d$ , sendo  $x_d$  medido a jusante do ponto de mergulho). Após a zona de mergulho, se forma a corrente de turbidez, onde as forças de empuxo passam a ser dominantes.

Akiyama e Stefan (1984) desenvolveram um estudo sobre o mergulho do escoamento em um reservatório lateralmente confinado, conforme representado na



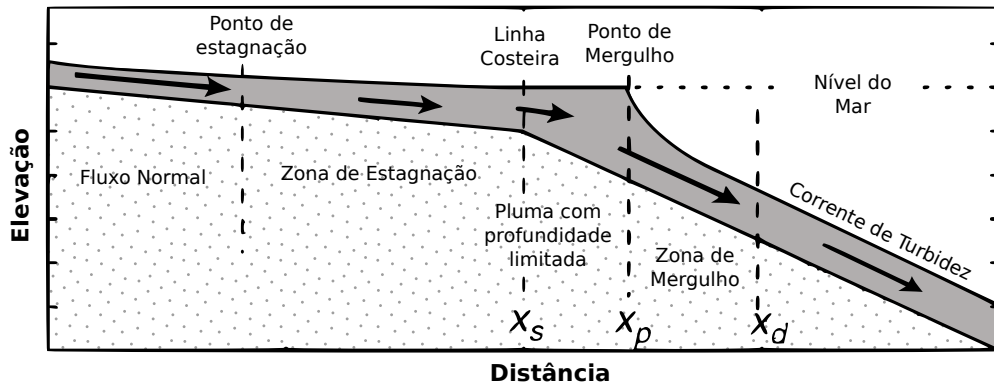


Figura 3.4. Esquema das principais zonas da pluma turbulenta gerada por fluxos de rios. O fluxo normal do rio transiciona através da zona de estagnação, pluma com profundidade limitada entre a linha costeira ( $x = x_s$ ) e o ponto de mergulho ( $x = x_p$ ), e após a zona de mergulho torna-se uma corrente de turbidez. O comprimento das setas representam as velocidades relativas do escoamento. Fonte: Adaptado de Lamb et al. (2010).

Figura 3.5. Se uma corrente de água com densidade  $\tilde{\rho}_c = \tilde{\rho}_w + \Delta\tilde{\rho}$  (onde  $\tilde{\rho}_c$  representa a massa específica da corrente,  $\tilde{\rho}_w$  a massa específica da água límpida e  $\Delta\tilde{\rho}$  um acréscimo a massa específica da corrente devido a presença de sedimentos em suspensão) flui sobre um fundo com declividade  $S = \tan\beta$  dentro de um reservatório com água ambiente de densidade  $\tilde{\rho}_a$ , o fluxo de entrada empurra a água ambiente até atingir um equilíbrio de forças, e nesse ponto começa a ser empurrado para baixo pelo fluido ambiente. Esse ponto é referido como "ponto de mergulho". Depois de mergulhar, diversos tipos de escoamento submerso podem se formar junto ao fundo do canal dependendo da declividade, rugosidade e da condição de saída do reservatório.

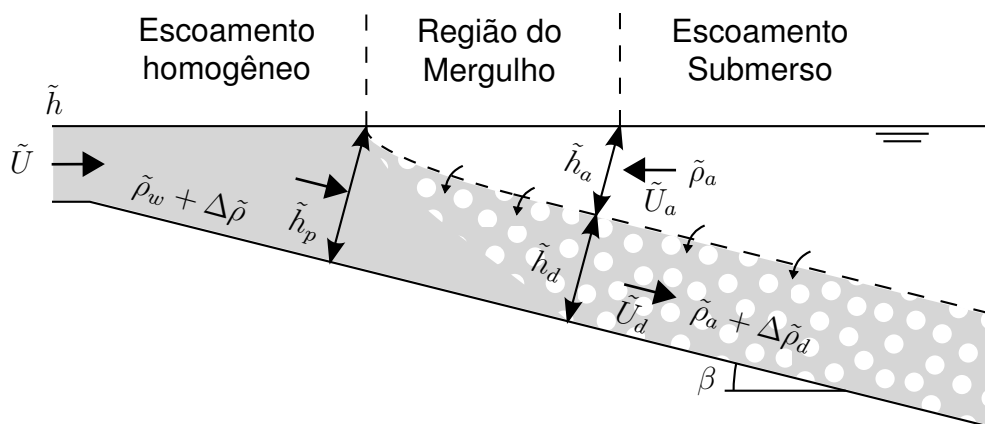


Figura 3.5. Representação esquemática do processo de mergulho do escoamento em um reservatório lateralmente confinado. Fonte: Adaptado de Akiyama e Stefan (1984)

O modelo teórico proposto por Akiyama e Stefan (1984) sugere que o mergulho

em canal confinado pode ser descrito pelo número de Froude densimétrico, definido como:

$$Fr = \frac{\tilde{q}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}_a}\right) \tilde{g}\tilde{h}^3}}, \quad (3.1)$$

para um escoamento diluído ( $\tilde{c} \ll 1$ ), onde  $\tilde{c}$  é a concentração volumétrica de sedimentos em suspensão,  $\tilde{q} = \tilde{U}\tilde{h}$  é a vazão volumétrica por unidade de largura,  $\tilde{h}$  é a profundidade do canal,  $\tilde{U}$  a velocidade na entrada do canal,  $\Delta\tilde{\rho}$  é a massa específica da corrente em excesso ao fluido ambiente de massa específica  $\tilde{\rho}_a$  e  $\tilde{g}$  é a aceleração da gravidade. Lamb et al. (2010) propõem, que para uma pluma em água doce,

$$\Delta\tilde{\rho} = \tilde{\rho}_w(1 + R\tilde{c}) - \tilde{\rho}_a, \quad (3.2)$$

onde  $R$  é a densidade do sedimento submerso,

$$R = \frac{\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_w}{\tilde{\rho}_w}, \quad (3.3)$$

$\tilde{\rho}_w$  é a massa específica da água doce,  $\tilde{\rho}_p$  é a massa específica dos sedimentos e  $\tilde{c}$  é a média em profundidade da concentração volumétrica de sedimentos.

De acordo com Lamb et al. (2010), existem duas condições necessárias que precisam ser satisfeitas para uma pluma hiperpicnal mergulhar. A primeira é que a concentração de sedimentos deve ser maior que uma concentração crítica para criar um excesso de densidade com respeito ao fluido ambiente. A concentração crítica para mergulho  $c_c$  é encontrada definindo  $\Delta\rho = 0$  na Equação (3.2), o que retorna

$$\tilde{c}_c = \frac{1}{R} \left( \frac{\tilde{\rho}_a}{\tilde{\rho}_w} - 1 \right). \quad (3.4)$$

O mergulho, no contexto marinho, necessita de sedimentos em suspensão nas águas doces dos rios para vencer a densidade da água salgada dos oceanos. Valores clássicos para concentração crítica variam de 1,30% a 1,61% (Tabela 3.1.), segundo Mulder et al. (2003), dependendo das condições de temperatura e salinidade. No caso de lagos e reservatórios com ambiente de água doce ( $\tilde{\rho}_a = \tilde{\rho}_w$ ), qualquer concentração de sedimentos atende ao critério de mergulho ( $\tilde{c}_c = 0$ ), de acordo com a Equação (3.4).

A segunda condição necessária é que o canal precisa ser profundo o suficiente para que o escoamento se torne instável. A profundidade necessária para o mergulho,  $\tilde{h}_p$ , provem do rearranjo da Equação (3.1) na forma

$$\tilde{h}_p = \left( \frac{\tilde{q}_p^2}{\left(\frac{\Delta\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}_a}\right) \tilde{g} (Fr_p)^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.5)$$

Tabela 3.1. Média de temperatura, salinidade e densidade da água do oceano para diferentes climas, e a correspondente concentração crítica de sedimentos  $c_c$  para superar a diferença entre água doce e salgada, assumindo partículas de densidade  $2650\text{kg/m}^3$ .

	Temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ )	Salinidade ( $\text{‰}$ )	Densidade ( $\text{kg/m}^3$ )	$c_c$ (%)
(1)	27	34,75	1022,57	1,36
(2)	24	35,75	1024,24	1,46
(3)	13	35,25	1026,61	1,61
(4)	1	33,75	1027,08	1,30

(1) Equatorial (Lat. <  $10^{\circ}$ ); (2) Tropical e subtropical (Lat.  $10 - 30^{\circ}$ ); (3) Temperado (Lat.  $30 - 50^{\circ}$ ); (4) Subpolar (Lat. >  $50^{\circ}$ ). Fonte: Adaptado de Mulder et al. (2003).

sendo  $Fr_p$  e  $\tilde{q}_p$  o número de Froude e a vazão no ponto de mergulho (onde  $x = x_p$  na Figura 3.4.), respectivamente.

Parker e Toniolo (2007) mostram que o número de Froude densimétrico no ponto de mergulho  $Fr_p$  e a jusante do ponto de mergulho  $Fr_d$  são funções apenas de um coeficiente de entranhamento, dado por

$$\gamma = \frac{\tilde{q}_d}{\tilde{q}_p} - 1, \quad (3.6)$$

onde  $\tilde{q}_d$  é a vazão da corrente na zona de mergulho (onde  $x = x_d$  na Figura 3.4.). Devido ao entranhamento do fluido ambiente na corrente a partir do ponto de mergulho, observa-se que  $\tilde{q}_d > \tilde{q}_p$ .

### 3.3. Experimento físico

Com o objetivo de analisar a dinâmica e o depósito correspondentes a diferentes vazões e concentrações de sedimentos, Lamb et al. (2010) conduziu uma série de experimentos físicos em canal inclinado. A configuração experimental está representada na Figura 3.6., utilizando uma rampa inclinada de  $3\text{m}$  de comprimento, dentro de um canal com  $7\text{m}$  de comprimento e  $0,24\text{m}$  de largura, preenchido com água límpida. Os sedimentos em suspensão foram introduzidos na caixa de entrada, garantindo um fluxo homogêneo que foi espalhado de forma uniforme por toda a largura do canal. Um tubo vertical garante que o nível da água do canal permaneça levemente a baixo do nível da caixa de entrada.

Todos os experimentos usam uma mistura de sílica, com densidade de  $\tilde{\rho}_p = 2650\text{kg/m}^3$  e distribuição de tamanho de grão conforme a Figura 3.7. Lamb et al. (2010) fornece ainda três diâmetros característicos,  $D_{84} = 43\mu\text{m}$ ,  $D_{50} = 21\mu\text{m}$ ,  $D_{16} = 3\mu\text{m}$ , onde o subscrito se refere a um percentual de grãos com diâmetro nominal menor que o indicado.

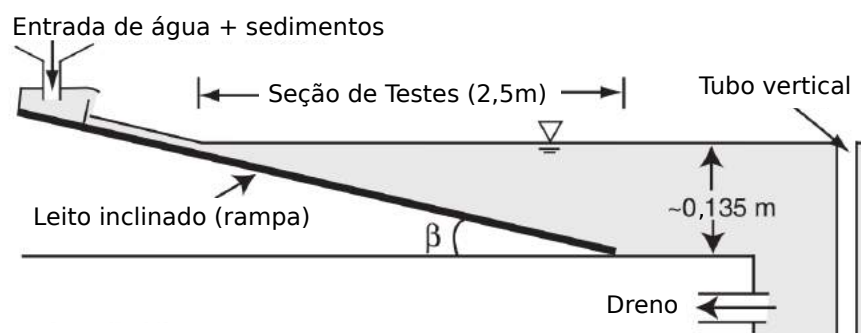


Figura 3.6. Representação esquemática do experimento (fora de escala). Fonte: Adaptado de Lamb et al. (2010).

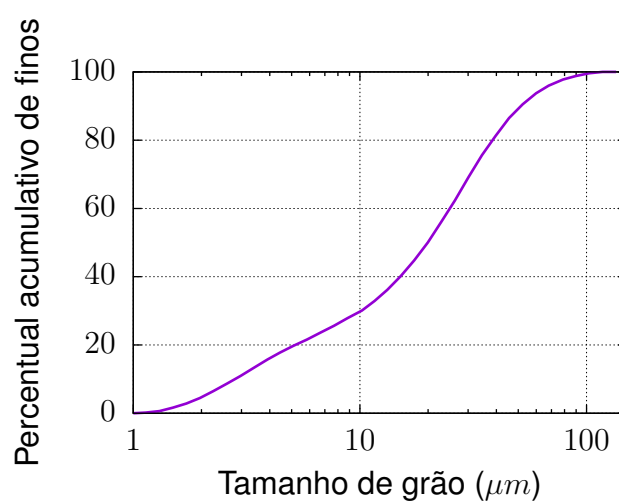


Figura 3.7. Distribuição de tamanhos de grão na entrada de sedimentos. Fonte: Adaptado de Lamb et al. (2010).

## 4. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

Neste capítulo, são apresentadas as equações que modelam a dinâmica do escoamento. As equações de Navier-Stokes e a equação do transporte escalar serão primeiramente apresentadas em sua forma dimensional (um til ( $\tilde{\cdot}$ ) denota grandezas dimensionais), em seguida são apresentadas as escalas características necessárias para assumirem a forma adimensional.

### 4.1. Equações Governantes

#### 4.1.1. Lei de Stokes para a partícula

A modelagem da velocidade de sedimentação das partículas,  $\tilde{u}^s$ , considera que a geometria dos sedimentos pode ser aproximada como sendo esférica. A Figura 4.1. mostra o balanço de forças do sedimento esférico imerso em água, submetido a atuação da força peso  $\tilde{F}_p$  atuando na direção do movimento, e as forças de empuxo  $\tilde{F}_b$  e arrasto  $\tilde{F}_d$  contrárias ao movimento.

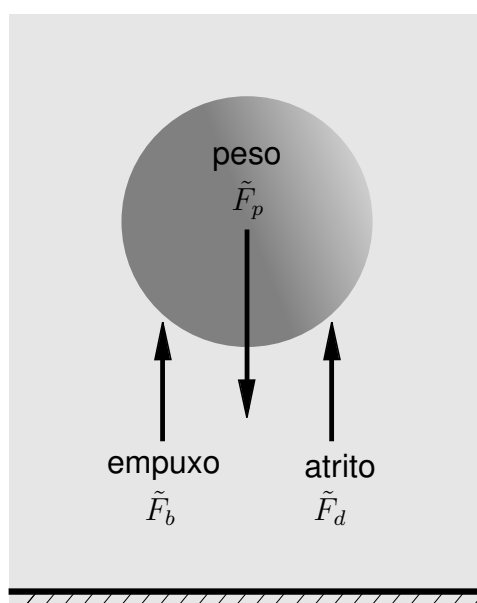


Figura 4.1. Esquema das forças atuantes sobre uma partícula esférica descrita pela lei de Stokes. Fonte: Francisco (2014).

O balanço de forças pode, portanto, ser equacionado como

$$\tilde{F}_p = \tilde{F}_b + \tilde{F}_d, \quad (4.1)$$

expandindo a notação de cada termo, resultando em

$$\frac{\pi}{6} \tilde{d}_p^3 \tilde{\rho}_p \tilde{g} = \frac{\pi}{6} \tilde{d}_p^3 \tilde{\rho}_a \tilde{g} + 3\pi \tilde{\mu} \tilde{d}_p \tilde{u}^s, \quad (4.2)$$

utilizando o diâmetro da partícula  $\tilde{d}_p$ , aceleração da gravidade  $\tilde{g}$ , viscosidade dinâmica da água  $\tilde{\mu}$ , densidade da água  $\tilde{\rho}_a$  e da partícula  $\tilde{\rho}_p$ . Para obter a velocidade de sedimentação de Stokes, isola-se  $\tilde{u}^s$ ,

$$\tilde{u}^s = \frac{1}{18} \tilde{d}_p^2 \tilde{g} \frac{(\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a)}{\tilde{\mu}}. \quad (4.3)$$

#### 4.1.2. Conservação da massa, Navier-Stokes e transporte de escalares

A massa específica da corrente  $\tilde{\rho}_c$ , segundo Hogg et al. (2000), pode ser descrita como função da massa específica do fluido ambiente  $\tilde{\rho}_a$  e das partículas  $\tilde{\rho}_p$ , bem como da máxima fração volumétrica ocupada pelos sedimento  $C_r$ , na seguinte forma:

$$\tilde{\rho}_c = \tilde{\rho}_a \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a}{\tilde{\rho}_a} C_r \right). \quad (4.4)$$

Para baixas frações de sedimentos  $C_r \ll 1$ , percebe-se que

$$\frac{\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a}{\tilde{\rho}_a} C_r \ll 1, \quad (4.5)$$

resultando em  $\tilde{\rho}_c = \tilde{\rho}_a$  na Equação (4.4). Deste modo, pode-se empregar as equações de Navier-Stokes na aproximação de Boussinesq, assumindo que a massa específica do fluido é constante, exceto no termo gravitacional. A equação de conservação da massa é expressa por

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_j} = 0. \quad (4.6)$$

As equações da quantidade de movimento são acrescidas por um termo de forçagem, que é responsável por acoplar o efeito das partículas sobre o fluido (NECKER et al., 2002), sendo escritas como

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{t}} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} = -\frac{1}{\tilde{\rho}_a} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}_i} + \tilde{\nu} \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j \partial \tilde{x}_j} - \frac{\tilde{c}_t}{\tilde{\rho}_a} \tilde{F}_d, \quad (4.7)$$

onde  $\tilde{p}$  é a pressão,  $\tilde{\nu}$  é a viscosidade cinemática e  $\tilde{c}_t$  é a fração volumétrica total, calculada como

$$\tilde{c}_t = \sum_{l=1}^N \tilde{c}_l; \quad l = 1, \dots, N, \quad (4.8)$$

sendo  $N$  o número total de frações granulométricas consideradas.

A velocidade de convecção das partículas é dada pela soma da velocidade local do fluido  $\tilde{u}_i$  e da velocidade de queda da partícula  $\tilde{u}_i^s$ , que possui o sentido da aceleração da gravidade. A equação do transporte dos campos de concentração, portanto, é escrita como

$$\frac{\partial \tilde{c}_l}{\partial \tilde{t}} + (\tilde{u}_j + \tilde{u}_i^s e_j^g) \frac{\partial \tilde{c}_l}{\partial \tilde{x}_j} = \tilde{k}_l \frac{\partial^2 \tilde{c}_l}{\partial \tilde{x}_j \partial \tilde{x}_j}, \quad l = 1, \dots, N, \quad (4.9)$$

onde  $\tilde{k}_l$  representa a difusividade mássica de cada fração granulométrica e  $e_j^g = (0, -1, 0)$  o vetor unitário agindo na direção da gravidade. O sistema de coordenadas é apresentado pela Figura 5.2.

Para facilitar a resolução numérica, as equações governantes (4.6, 4.7 e 4.9) são escritas em sua forma adimensional. Para tanto, três importantes grupos adimensionais são utilizados. O número de Reynolds,

$$Re = \frac{\tilde{U} \tilde{h}}{\tilde{\nu}}, \quad (4.10)$$

compreende a razão entre as forças de inércia e as forças viscosas, onde  $\tilde{U}$  e  $\tilde{h}$  são a velocidade e comprimento característico do escoamento, respectivamente. O número de Richardson,

$$Ri = \frac{\tilde{g}' \tilde{h}}{\tilde{U}^2}, \quad (4.11)$$

representa a razão entre as forças de empuxo e as forças inerciais, sendo  $\tilde{g}' = \left( \frac{\tilde{\rho}_p}{\tilde{\rho}_w} - 1 \right) \tilde{g} C_r$  a aceleração da gravidade reduzida. Por último o número de Schmidt,

$$Sc_l = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{k}_l}, \quad (4.12)$$

que é definido como a razão entre difusão de quantidade de movimento e difusão molecular de partículas  $\tilde{k}_l$ . Maiores detalhes sobre o processo de adimensionalização estão no Apêndice A. Em sua forma adimensional as equações são escritas como

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (4.13a)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + e_i^g Ric_t, \quad (4.13b)$$

$$\frac{\partial c_l}{\partial t} = -(u_j + u_i^s e_j^g) \frac{\partial c_l}{\partial x_j} + \frac{1}{Re Sc_l} \frac{\partial^2 c_l}{\partial x_j \partial x_j}, \quad l = 1, \dots, N \quad (4.13c)$$

e serão tratadas desta forma a partir daqui.

## 4.2. Simulação numérica direta (DNS)

O método de simulação numérica direta significa resolver todas as escalas da turbulência para todo o tempo e espaço, não utilizando assim nenhum modelo de turbulência. Silvestrini (2003) mostra que a escala integral de comprimento ( $l$ ), referente à escala das maiores estruturas em uma turbulência isotrópica e homogênea, é apresentada como

$$l \sim \frac{v^3}{\epsilon}, \quad (4.14)$$

onde  $v$  é a escala característica para as velocidades e  $\epsilon$  designa a taxa de dissipação da turbulência. Já a estimativa para a escala das menores estruturas, chamada de escala de Kolmogorov é dada por

$$\eta \sim \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4}, \quad (4.15)$$

com  $\nu$  sendo a viscosidade cinemática. Fazendo a razão das equações 4.14 e 4.15 é possível estimar o número de graus de liberdade ( $N$ ) necessários para que todas as escalas da turbulência sejam resolvidas.

$$N \sim \frac{l}{\eta} \sim \left( \frac{lv}{\nu} \right)^{3/4} \sim Re_l^{3/4}. \quad (4.16)$$

O parâmetro  $Re_l$  é o número de Reynolds turbulento baseado na escala integral. Esta relação nos diz que, para um domínio de cálculo 3D discretizado em  $n_1 \times n_2 \times n_3$  pontos de malha, o uso de DNS fica limitado a Reynolds da ordem

$$Re_l \sim (n_1 n_2 n_3)^{4/9}. \quad (4.17)$$

Esta limitação quanto ao número de pontos está associada diretamente aos custos computacionais da simulação, restringindo a sua aplicação para escalas experimentais. Os altos números de Reynolds encontrados em aplicações naturais e industriais impossibilitam a uso de DNS com a atual capacidade computacional disponível para este trabalho.



## 5. METODOLOGIA NUMÉRICA

Para resolver numericamente as equações governantes (4.13), utiliza-se o código computacional *Incompact3d*. O método de Simulação Numérica Direta (DNS) é empregado, onde a turbulência é resolvida para toda escala do tempo e do espaço. A discretização espacial das equações se dá por um esquema compacto de diferenças finita de sexta ordem e um esquema de segunda ordem de Adams-Bashforth para o avanço no tempo, ambos descritos nessa sessão. Informações sobre a robusta estratégia de paralelização da versão tridimensional são descritas por Laizet e Li (2011).

O código é capaz de resolver diferentes tipos de escoamentos, como correntes de densidade (FRANCISCO, 2014), pluma turbulenta (DALPIAZ, 2014) e estudo de controle de ruído em jatos (GAUTIER et al., 2014).

### 5.1. Discretização espacial

As equações governantes (4.13) são discretizadas em uma malha cartesiana uniforme bidimensional, onde cada nó, indicado pelos sub-índices  $i$  e  $j$ , retoma o valor da função  $f_{i,j}$ . Conforme esquematizado na Figura 5.1., as variáveis independentes  $x_{1i} = \Delta x_1(i - 1)$  e  $x_{2j} = \Delta x_2(j - 1)$  indicam a posição de cada nó, para  $1 < i < n_1$  e  $1 < j < n_2$ , onde  $\Delta x_1$  e  $\Delta x_2$  são os espaçamentos e  $n_1$  e  $n_2$  o total de nós em cada direção.

Esquemas de diferenças finitas para aproximação do valor da primeira derivada da função  $f_i$  no ponto  $i$  dependem do valor da função nos pontos próximos ( $f_{i-2}$ ,  $f_{i-1}$ ,  $f_{i+1}$ ,  $f_{i+2}$ ) e suas derivadas ( $f'_{i-2}$ ,  $f'_{i-1}$ ,  $f'_{i+1}$ ,  $f'_{i+2}$ ). De uma forma geral, esta aproximação é dada por:

$$\beta f'_{i-2} + \alpha f'_{i-1} + f'_i + \alpha f'_{i+1} + \beta f'_{i+2} = a \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x} + b \frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{4\Delta x} + c \frac{f_{i+3} - f_{i-3}}{6\Delta x}. \quad (5.1)$$

As relações entre os parâmetros  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $\alpha$  e  $\beta$  são obtidas pela combinação dos coeficientes de expansão de série de Taylor de várias ordens. Lele (1992) demonstra

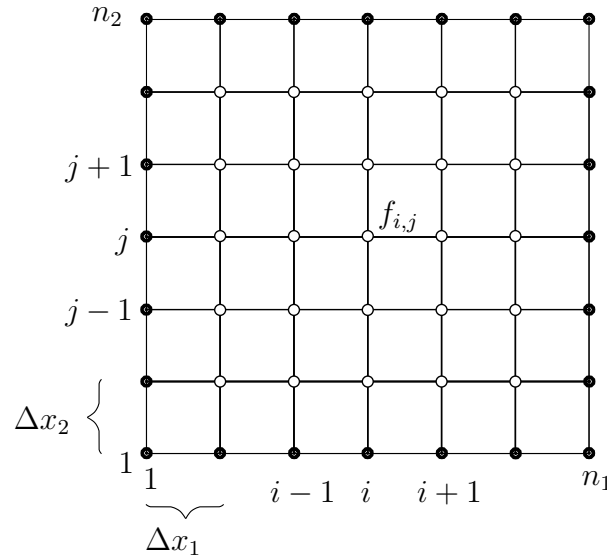


Figura 5.1. Exemplo de uma malha cartesiana bi-dimensional. Os círculos pretos representam os nós das fronteiras. Fonte: Adaptado de Francisco (2014).

que este processo resulta em um sistema de equações linear, dado por:

$$a + b + c = 1 + 2\alpha + 2\beta \quad (\text{segunda ordem}) \quad (5.2a)$$

$$a + 2^2b + 3^2c = 2\frac{3!}{2!}(\alpha + 2^2\beta) \quad (\text{quarta ordem}) \quad (5.2b)$$

$$a + 2^4b + 3^4c = 2\frac{5!}{4!}(\alpha + 2^4\beta) \quad (\text{sexta ordem}) \quad (5.2c)$$

$$a + 2^6b + 3^6c = 2\frac{7!}{6!}(\alpha + 2^6\beta) \quad (\text{oitava ordem}) \quad (5.2d)$$

$$a + 2^8b + 3^6c = 2\frac{9!}{8!}(\alpha + 2^8\beta) \quad (\text{décima ordem}) \quad (5.2e)$$

Para o esquema de sexta ordem adotado, os parâmetros são  $a = 14/9$ ,  $b = 1/9$ ,  $\alpha = 1/3$  e  $\beta = c = 0$ , resultando em:

$$\alpha f'_{i-1} + f'_i + \alpha f'_{i+1} = a \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x} + b \frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{4\Delta x}. \quad (5.3)$$

Para os contornos do domínio ( $i = 1$  e  $i = n$ ) emprega-se um esquema de terceira ordem descentrado:

$$f'_1 + \alpha f'_2 = \frac{af_1 + bf_2 + cf_3}{\Delta x}, \quad (5.4a)$$

$$f'_n + \alpha f'_{n-1} = \frac{-af_n - bf_{n-1} - cf_{n-2}}{\Delta x}, \quad (5.4b)$$

com os coeficientes  $\alpha = 2$ ,  $a = -5/2$ ,  $b = 2$  e  $c = 1/2$ . Para os vizinhos dos contornos

( $i = 2$  e  $i = n - 1$ ) se utiliza um esquema centrado de quarta ordem:

$$\alpha f'_1 + f'_2 + \alpha f'_3 = a \frac{f_3 - f_1}{2\Delta x}, \quad (5.5a)$$

$$\alpha f'_{n-2} + f'_{n-1} + \alpha f'_n = a \frac{f_n - f_{n-2}}{2\Delta x}, \quad (5.5b)$$

com os coeficientes  $\alpha = 1/4$ ,  $a = 3/2$ . As Equações (5.3, 5.4 e 5.5) resultam em um sistema de equações tridiagonal, que pode ser escrito na sua forma matricial:

$$\begin{bmatrix} 1 & 2 & & & & & 0 \\ 1 & 4 & 1 & & & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & & & \\ & & & 3 & 9 & 3 & \\ & & & & \ddots & \ddots & \ddots \\ & & & & & 1 & 4 & 1 \\ 0 & & & & & 2 & 1 & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f'_1 \\ f'_2 \\ \vdots \\ f'_i \\ \vdots \\ f'_{n-1} \\ f'_n \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta x} \begin{bmatrix} -\frac{5}{2}f_1 + 2f_2 + \frac{1}{2}f_3 \\ \frac{1}{2}(f_3 - f_1) \\ \vdots \\ 7(f_{i+1} - f_{i-1}) + \frac{7}{2}(f_{i+2} - f_{i-2}) \\ \vdots \\ \frac{1}{2}(f_n - f_{n-2}) \\ \frac{5}{2}f_n - 2f_{n-1} - \frac{1}{2}f_{n-2} \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

com  $3 \leq i \leq n - 2$ .

A forma geral para a aproximação da derivada segunda é dada por:

$$\beta f''_{i-2} + \alpha f''_{i-1} + f''_i + \alpha f''_{i+1} + \beta f''_{i+2} = a \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{\Delta x^2} + b \frac{f_{i+2} - 2f_i + f_{i-2}}{4\Delta x^2} + c \frac{f_{i+3} - 2f_i + f_{i-3}}{9\Delta x^2}, \quad (5.7)$$

sendo que a relação entre os coeficientes  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $\alpha$  e  $\beta$ , demonstrada por Lele (1992), é expressa como:

$$a + b + c = 1 + 2\alpha + 2\beta \quad (\text{segunda ordem}) \quad (5.8a)$$

$$a + 2^2b + 3^2c = \frac{4!}{2!}(\alpha + 2^2\beta) \quad (\text{quarta ordem}) \quad (5.8b)$$

$$a + 2^4b + 3^4c = \frac{6!}{4!}(\alpha + 2^4\beta) \quad (\text{sexta ordem}) \quad (5.8c)$$

$$a + 2^6b + 3^6c = \frac{8!}{6!}(\alpha + 2^6\beta) \quad (\text{oitava ordem}) \quad (5.8d)$$

$$a + 2^8b + 3^6c = \frac{10!}{8!}(\alpha + 2^8\beta) \quad (\text{décima ordem}) \quad (5.8e)$$

Para o esquema compacto de sexta ordem, os parâmetros são  $a = 12/11$ ,  $b = 3/11$ ,  $\alpha = 2/11$  e  $\beta = c = 0$ , resultando em:

$$\alpha f''_{i-1} + f''_i + \alpha f''_{i+1} = a \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{\Delta x^2} + b \frac{f_{i+2} - 2f_i + f_{i-2}}{4\Delta x^2}. \quad (5.9)$$

Para os contornos do domínio ( $i = 1$  e  $i = n$ ) um esquema de terceira ordem descentrado é obtido:

$$f''_1 + \alpha f''_2 = \frac{af_1 + bf_2 + cf_3 + df_4}{\Delta x^2} \quad (5.10a)$$

$$f''_n + \alpha f''_{n-1} = \frac{af_n + bf_{n-1} + cf_{n-2} + df_{n-3}}{\Delta x^2} \quad (5.10b)$$

com os coeficientes  $\alpha = 11$ ,  $a = 13$ ,  $b = -27$ ,  $c = 15$  e  $d = -1$ . Para os vizinhos dos contornos ( $i = 2$  e  $i = n - 1$ ) utiliza-se um esquema centrado de quarta ordem:

$$\alpha f_1'' + f_2'' + \alpha f_3'' = a \frac{f_3 - 2f_2 + f_1}{2\Delta x^2} \quad (5.11a)$$

$$\alpha f_{n-2}'' + f_{n-1}'' + \alpha f_n'' = a \frac{f_n - 2f_{n-1} + f_{n-2}}{2\Delta x^2}, \quad (5.11b)$$

com os coeficientes  $\alpha = 1/10$ ,  $a = 6/5$ . Reescrevendo as Equações (5.9 , 5.10 e 5.11) na sua forma matricial:

$$\begin{bmatrix} 1 & 11 & & & & & & & & & 0 \\ 1 & 10 & 1 & & & & & & & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & & & & & & \\ & & & 2 & 11 & 2 & & & & & \\ & & & & \ddots & \ddots & \ddots & & & & \\ & & & & & & 1 & 10 & 1 & & \\ 0 & & & & & & & 11 & 1 & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_1'' \\ f_2'' \\ \vdots \\ f_i'' \\ \vdots \\ f_{n-1}'' \\ f_n'' \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta x^2} \begin{bmatrix} 13f_1 - 27f_2 + 15f_3 - f_4 \\ 6(f_3 - 2f_2 + f_1) \\ \vdots \\ 12(f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}) + \frac{3}{4}(f_{i+2} - 2f_i + f_{i-2}) \\ \vdots \\ 6(f_n - 2f_{n-1} + f_{n-2}) \\ 13f_n - 27f_{n-1} + 15f_{n-2} - f_{n-3} \end{bmatrix}$$

com  $3 \leq i \leq n - 2$ .

(5.12)

## 5.2. Avanço no tempo

O avanço no tempo da equação de Navier-Stokes (4.13b) utiliza o esquema temporal Adam-Bashforth, conforme demonstram Laizet e Lamballais (2009). Primeiramente calculam-se os termos convectivo, difusivo e de forçagem da Equação de Navier-Stokes para um tempo  $t^k$ , da seguinte forma:

$$F_i^k = -u_j^k \frac{\partial u_i^k}{\partial x_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i^k}{\partial x_j \partial x_j} + e_i^g Ric_t^k, \quad (5.13)$$

na sequência, calcula-se o valor da velocidade intermediária  $u_i^*$ :

$$\frac{u_i^* - u_i^k}{\Delta t} = a_k F_i^k + b_k F_i^{k-1}, \quad (5.14)$$

onde  $a_k$  e  $b_k$  são os coeficientes do esquema temporal, assumindo os valores  $a_1 = 3/2$  e  $b_1 = -1/2$ . Conhecendo a velocidade intermediária  $u_i^*$ , aplica-se o acréscimo do gradiente de pressão para avançar ao tempo  $k + 1$ :

$$\frac{u_i^{k+1} - u_i^*}{\Delta t} = -(a_k + b_k) \frac{\partial p^{k+1}}{\partial x_i}, \quad (5.15)$$

aplicando o divergente sobre a Equação (5.15):

$$\frac{\partial u_i^{k+1}}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} = -(a_k + b_k) \Delta t \frac{\partial^2 p^{k+1}}{\partial x_i^2}. \quad (5.16)$$

Pela conservação da massa (4.13a), para o tempo  $k + 1$ , tem-se:

$$\frac{\partial u_j^{k+1}}{\partial x_j} = 0, \quad (5.17)$$

aplicando a Equação (5.17) na Equação (5.16) resulta em:

$$\frac{\partial^2 p^{k+1}}{\partial x_i^2} = \frac{1}{(a_k + b_k)\Delta t} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i}. \quad (5.18)$$

Uma vez determinado o valor da pressão  $p^{k+1}$ , retoma-se a Equação (5.15) para a resolução da velocidade em  $k + 1$ :

$$u_i^{k+1} = u_i^* - (a_k + b_k)\Delta t \frac{\partial p^{k+1}}{\partial x_i}. \quad (5.19)$$

Por fim, conhecendo a velocidade  $u_i^{k+1}$ , aplica-se novamente a Equação (5.17) para verificar se a condição de incompressibilidade foi satisfeita.

O mesmo esquema temporal é aplicado à Equação do transporte (4.13c):

$$c_l^{k+1} = c_l^k + \Delta t (a_k G_l^k + b_k G_l^{k-1}), \quad (5.20)$$

onde:

$$G_l^k = \frac{1}{ReSc} \frac{\partial^2 c_l}{\partial x_j \partial x_j} - (u_j^k + u_j^s e_j^g) \frac{\partial c_l}{\partial x_j}. \quad (5.21)$$

### 5.3. Configuração da simulação numérica

O domínio de cálculo empregado é dividido em três partes, conforme apresentado na Figura 5.2., com o eixo de coordenadas  $(x_1, x_2)$ , velocidade de entrada  $U$  e comprimento característico  $h$ . A cor cinza representa a parte sólida do domínio, realizada através do método de fronteiras imersas (IBM), onde a rampa forma um ângulo  $\beta$  com a linha horizontal e possui um patamar plano de altura  $L_{2b}$ . O domínio físico, onde são analisados os dados e resultados das simulações, possui dimensões  $L_1 \times L_2$ . Posicionado a montante da fronteira de saída está o domínio não físico, ou zona esponja, método que permite reduzir as perturbações provocadas junto a saída, e possui comprimento  $L_{1b}$ . Maiores detalhes sobre condições de contorno, fronteira imersa e zona esponja estão presentes nesta seção.

#### 5.3.1. Condições de contorno e iniciais

**Condição de entrada** ( $x_1 = 0$ ): A condição na entrada do escoamento é prescrita pelas condições de contorno de Dirichlet, ou seja, os valores da função são

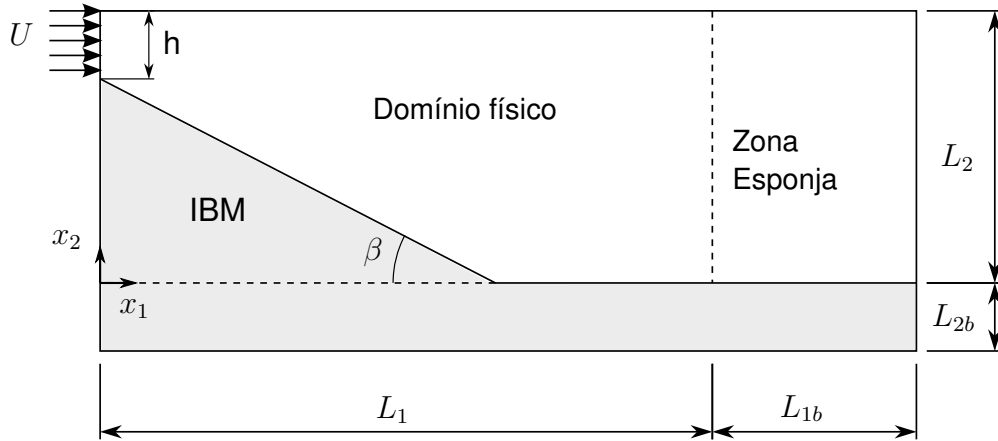


Figura 5.2. Representação esquemática do domínio de cálculo das simulações numéricas.

especificados sobre o contorno,

$$c_l = I, \quad (5.22a)$$

$$u_i = (I, 0), \quad (5.22b)$$

com o perfil de entrada dado pela expressão:

$$I(x_2) = \begin{cases} \tanh \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{\delta_h} (x_2 - x_2^{if}(t)) \right\} & \text{se } x_2 > L_2 - h \\ 0 & \text{se } x_2 \leq L_2 - h \end{cases} \quad (5.23)$$

onde parâmetro  $\delta_h = 0, 1$  representa a espessura da camada de cisalhamento. O escoamento é perturbado através do movimento vertical da posição da interface  $x_2^{if}(t) = L_2 - h + A \sin(\omega t)$  a fim de acelerar a transição do escoamento. Utiliza-se amplitude da perturbação  $A = 0, 0005$  e a frequência  $\omega = 1$ , segundo resultados obtidos por Henniger e Kleiser (2010).

**Condição de saída** ( $x_1 = L_1 + L_{1b}$ ): As equações permitem saída convectiva para concentração e velocidade

$$\frac{\partial c_l}{\partial t} + U^{b,1} \frac{\partial c_l}{\partial x_1} = 0, \quad (5.24a)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_j^{b,u} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0, \quad (5.24b)$$

onde  $U^{b,1}$  é a velocidade de convecção normal ao contorno para o campo de concentração de partículas, enquanto  $U_j^{b,u}$  é a velocidade de convecção associada ao transporte de vórtices para fora do domínio computacional. Em todas as simulações foram consideradas  $U^{b,1} = U_j^{b,u} = 1$ .

**Fronteira superior** ( $x_2 = L_2$ ): Assume-se uma superfície de água não deformável,

$$\frac{1}{ReSc} \frac{\partial c_l}{\partial x_2} - u_i^s c_l = 0, \quad (5.25a)$$

$$\left( \frac{\partial u_1}{\partial x_2}, u_2 \right) = (0, 0), \quad (5.25b)$$

com condição de deslizamento livre para a velocidade. A condição para concentração é proveniente da integração da equação do transporte escalar (4.13c) desconsiderando variações temporais (NASR-AZADANI et al., 2013).

**Fronteira inferior** ( $x_2 = x_2^r$ ): Na interface sólido-fluido é definida condição de não deslizamento para velocidade e condição de contorno convectiva para a concentração, permitindo o depósito segundo a velocidade de queda de Stokes  $u^s$ ,

$$\frac{\partial c_l}{\partial t} - u_i^s \frac{\partial c_l}{\partial x_2} = 0, \quad (5.26a)$$

$$u_i = 0, \quad (5.26b)$$

com isso a possibilidade de ressuspensão das partículas é desprezada (NECKER et al., 2002; HENNIGER; KLEISER, 2012).

**Condição Inicial** ( $t = 0$ ): Para a condição inicial o domínio está em repouso e sem partículas em suspensão,

$$c_l = u_i = 0. \quad (5.27)$$

### 5.3.2. Método da fronteira imersa (IBM)

A inclinação do canal necessita de um corpo sólido dentro do domínio computacional, para tanto se utiliza o método de fronteira imersa (IBM, do inglês *Immersed boundary method*).

Gautier et al. (2014) propõem uma estratégia de forçagem em direções alternantes. O Método baseia-se na expansão unidimensional da solução nas regiões de fluido para dentro das regiões sólidas. Do ponto de vista prático, essa expansão é feita na direção onde a derivada espacial é calculada, e garante que a mesma seja contínua em todo o domínio computacional. Como consequência, uma diferente expansão precisa ser gerada dependendo da direção em que a derivada é computada, e por isso o nome forçagem em direções alternantes.

A abordagem do método é ilustrada na Figura 5.3., para uma situação de completa imersão. Os pontos vermelhos representam a reconstrução da solução dentro da região sólida com base na informação da região do fluido. No exemplo, três pontos da região fluida foram tomados como referência de cada lado, representados em pontos azuis cheios. Para a reconstrução do campo de velocidades, um polinômio

de Lagrange é definido para satisfazer a condição de contorno de não deslizamento na interface sólido/fluido, nesse caso se utiliza ordem 8. Por razões de estabilidade numérica, os primeiros pontos da malha fora da região sólida (pontos azuis vazados) não são utilizados como pontos de referência para a reconstrução, já que podem ser extremamente próximos da parede.

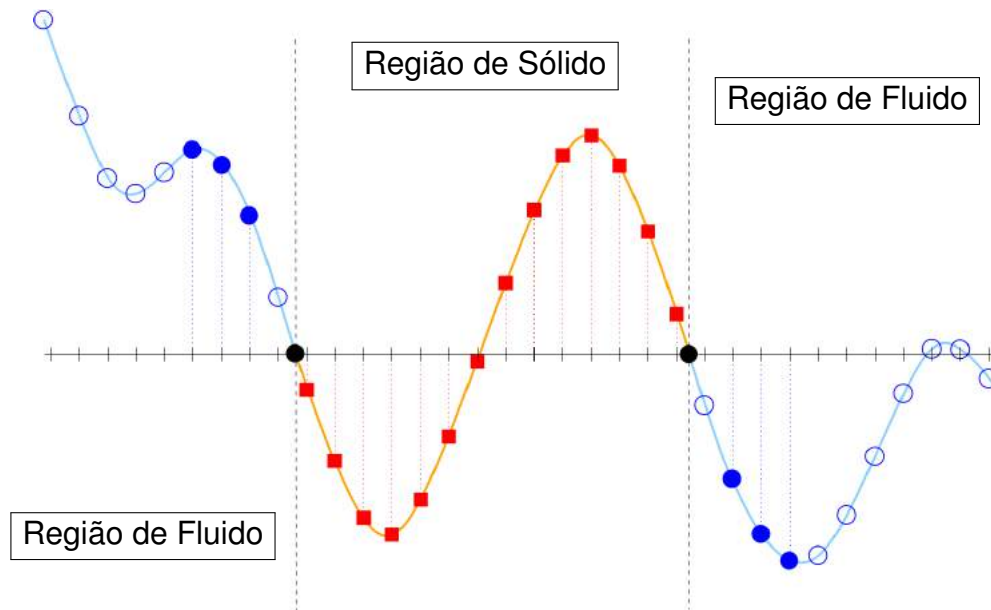


Figura 5.3. Representação esquemática da reconstrução polinomial baseada no uso de polinômios de Lagrange. Os pontos pretos representam a interface sólido/fluido. Fonte: Adaptada de Gautier et al. (2014).

O método se mostra bastante flexível, permitindo qualquer tipo de geometria sem a necessidade de estimar a distância nem a direção normal com respeito à parede fechada. É importante ressaltar que existem dois inconvenientes que reduzem seu potencial. A região sólida deve ser espessa o suficiente para permitir a reconstrução usando um número mínimo de pontos, causando problemas para a simulação de placas suficientemente finas. De forma similar, a região do fluido deve ser larga o bastante, se estendendo por pelo menos três pontos da malha para a reconstrução polinomial mostrada na Figura 5.3. Para regiões de fluido estreitas, é possível usar um polinômio de Lagrange de menor ordem, mas isso pode causar um dano significativo na qualidade da reconstrução.

### 5.3.3. Zona esponja

A zona esponja, também conhecida como *buffer zone* ou *sponge zone*, é construída a montante do contorno de saída. O emprego desta região não física visa reduzir efetivamente perturbações e reflexões na região por meio de técnicas de dissipação e



absorção (MOSEER, 2006). Embora a condição de contorno de saída, Equação (5.24), permita a saída convectiva de sedimentos do domínio computacional, Henniger et al. (2010) sugere que a dimensão horizontal  $L_1$  deva ser grande o suficiente para que toda a concentração de partículas se deposite através do fundo do canal.

O método permite reduzir o tamanho do domínio, diminuindo consideravelmente os custos computacionais. A sua implementação retoma a Equação (5.20), responsável pelo avanço temporal da concentração  $c_l$ , do seguinte modo:

$$c_l^{k+1} = (1 - \sigma_{ab}) [c_l^k + \Delta t (a_k G_l^k + b_k G_l^{k-1})], \quad (5.28)$$

sendo  $\sigma_{ab}$  um coeficiente de absorção, representado na Figura 5.4. e definido como:

$$\sigma_{ab}(x_1) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \tanh \left( \frac{x_1 - L_1^*}{\delta} \right) \right], \quad (5.29)$$

onde  $L_1^* = (L_1 + L_{1b} - 5)$  e  $\delta = 1$ . O resultado é uma gradual absorção da concentração de partículas ao sair do domínio físico (para  $x_1 > L_1$ ), até se tornar nula junto à condição de contorno de saída (para  $x_1 = L_1 + L_{1b}$ ).

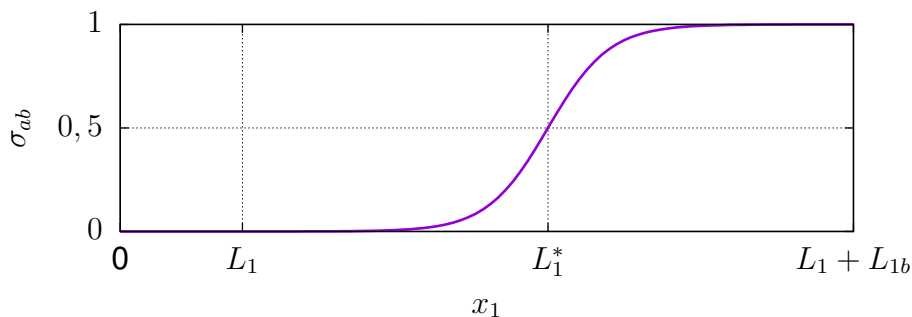


Figura 5.4. Representação do coeficiente de absorção de partículas  $\sigma_{ab}$  próximo a saída do domínio.

#### 5.4. Computação Paralela

A definição de computação paralela, segundo Hager e Wellein (2010), é um número qualquer de "elementos de cálculo" (núcleos) resolvendo um problema de maneira cooperativa. As motivações para utilizar a paralelização são basicamente duas, um único processador é muito lento para executar uma determinada tarefa em um tempo tolerável ou a memória requerida para solucionar o problema é maior do que a fornecida por um único sistema.

De maneira geral, os computadores paralelos são divididos de acordo com sua arquitetura em três grupos:

- Memória compartilhada (Figura 5.5.a): Um sistema no qual um certo número de processadores (P) trabalham compartilhando o espaço da memória (M), de maneira física ou virtual, possibilitando que todos os dados sejam acessados por qualquer processador sem a necessidade de comunicação explícita. O *OpenMP* é resultado de um acordo mútuo entre vendedores de hardware e desenvolvedores de compiladores, sendo considerado um "padrão" ao estabelecer uma série de diretivas de compilação, sub-rotinas e variáveis de ambiente para a programação paralela em arquiteturas de memória compartilhada (HERMANNNS, 2002). Atualmente oferece suporte para programas escritos em Fortran e C/C++<sup>1</sup>.
- Memória distribuída (Figura 5.5.b): Cada processador (P) é conectado exclusivamente à memória (M) local, sendo assim, nenhum outro consegue acessá-la. Um processo em série é executado em cada processador, que pode se comunicar com os outros processos através do envio e recebimento de mensagens da interface de rede (IR) através de uma rede de comunicação. O *MPI* (Interface de transmissão de mensagens, do inglês "*Message-Passing Interface*") oferece uma biblioteca de especificações de interface para o envio de mensagens, onde os dados são movidos de um processo a outro através de operações de cooperação entre eles (LUSK et al., 2009).
- Híbrido (Figura 5.5.c): Sistemas compostos por uma mistura entre os conceitos de memória compartilhada e distribuída, ou seja, blocos de processadores com memória compartilhada conectados pela interface de rede a uma rede de comunicação. Assim como a mistura de arquitetura, a programação para essas máquinas envolve o uso conjunto de *OpenMP* e *MPI*.

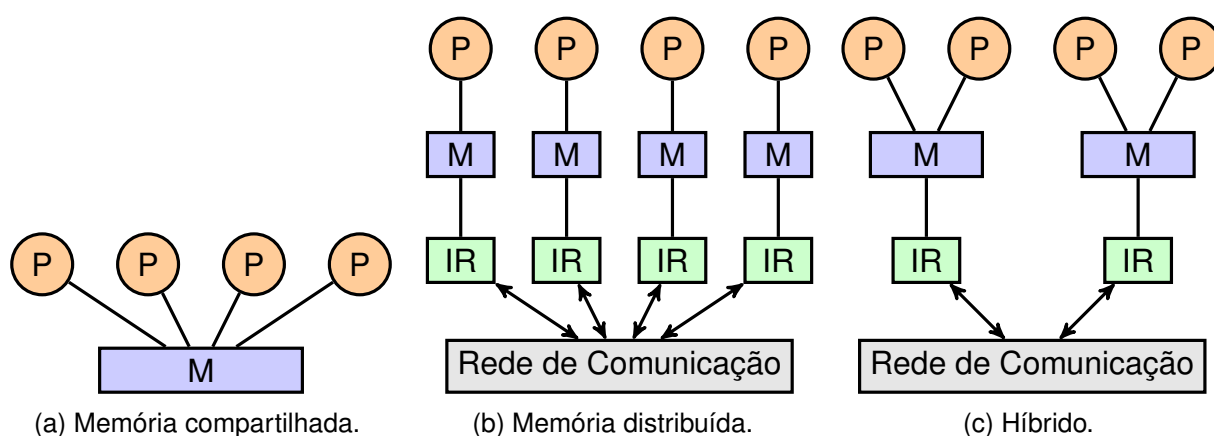


Figura 5.5. Representação esquemática da arquitetura de máquinas de computação paralela, onde P, M e IR representam os processadores, a memória e a interface de rede, respectivamente.

<sup>1</sup>Mais informações podem ser obtidas em: <<http://www.openmp.org>>.

A relação custo/desempenho torna a arquitetura de memória distribuída apenas um modelo para estudo de programação, os sistemas de computação modernos são predominantemente híbridos. Devido à grande diversidade de configurações físicas possíveis para tais máquinas, a melhor estratégia de paralelização está fortemente relacionada ao tipo de aplicação e sistema disponível. É possível inclusive rodar aplicações de memória distribuída em arquiteturas puramente de memória compartilhada (HAGER; WELLEIN, 2010).

A longa extensão horizontal da configuração empregada requer um número total de pontos que varia de 2 a  $3 \times 10^6$  e o tempo necessário para o escoamento atingir o estado estatisticamente estacionário exige um total de  $3 \times 10^5$  passos de tempo. Com os recursos computacionais disponíveis:

- Desktop Dell XPS;
- Processador Intel I7-2600 3.4GHz com 4 núcleos Hyper-Threading;
- Memória ram 16GB;
- Placa gráfica ATI Radeon 2GB;

o tempo necessário para cada simulação é da ordem de semanas. Todas as simulações foram executadas no Laboratório de Simulação de Escoamentos Turbulentos (LaSET/PUCRS).

A versão bidimensional do código *Incompact3d* foi modificada através da paralelização computacional utilizando *OpenMP*, com a finalidade de reduzir o tempo de cálculo de cada simulação. O processo de implementação pode ser comparado com uma ferramenta de prototipagem rápida, agindo nas sub-rotinas com a maior carga de processamento e não necessitando de mudanças no algoritmo de resolução do código.

## 6. RESULTADOS E DISCUSSÕES

### 6.1. Análise de Desempenho Computacional

Em um modelo simplificado, o tamanho da tarefa a ser executada é  $s + p = 1$ , onde  $p$  corresponde a fração paralelizada e  $s$  a fração executada em série. Hager e Wellein (2010) explica que, mesmo para modelos perfeitamente paralelizados, algumas regiões de execução serial podem ser inevitáveis devido a limitações do algoritmo, gargalos, processos de iniciação e comunicação.

Assumindo um problema de tamanho fixo sendo executado por  $N$  trabalhadores, isto é, o número de trabalhadores não altera o tamanho do problema. O tempo de execução de um único trabalhador (serial) é dado por:

$$T_s = s + p, \quad (6.1)$$

enquanto para resolver o mesmo problema com  $N$  trabalhadores o tempo necessário será:

$$T_p = s + \frac{p}{N}. \quad (6.2)$$

O ganho de velocidade de aplicação, do inglês "speedup", é definido pelo quociente entre o desempenho em série e em paralelo. O desempenho é compreendido por trabalho sobre o tempo. O desempenho serial é dado como

$$P_s = \frac{s + p}{T_s} = 1, \quad (6.3)$$

enquanto o desempenho paralelo é

$$P_p = \frac{s + p}{T_p(N)} = \frac{1}{s + \frac{1-s}{N}}, \quad (6.4)$$

e por fim o ganho de velocidade:

$$S_p = \frac{P_p}{P_s} = \frac{1}{s + \frac{1-s}{N}}. \quad (6.5)$$

A Figura 6.1. mostra o ganho de velocidade  $S_p$  para diferentes cargas  $n_1 \times n_2$  e processadores empregados no cálculo. O maior ganho atingido foi de aproximadamente

170%, para 4 processadores, diminuindo para maiores cargas de trabalho. Isso indica que a parcela não paralelizada do código passa a ser mais significativa conforme aumenta o número total de pontos, variando de cerca de 45% quando  $n_1 \times n_2 = 1 \times 10^6$  para 50% quando  $n_1 \times n_2 = 4 \times 10^6$ .

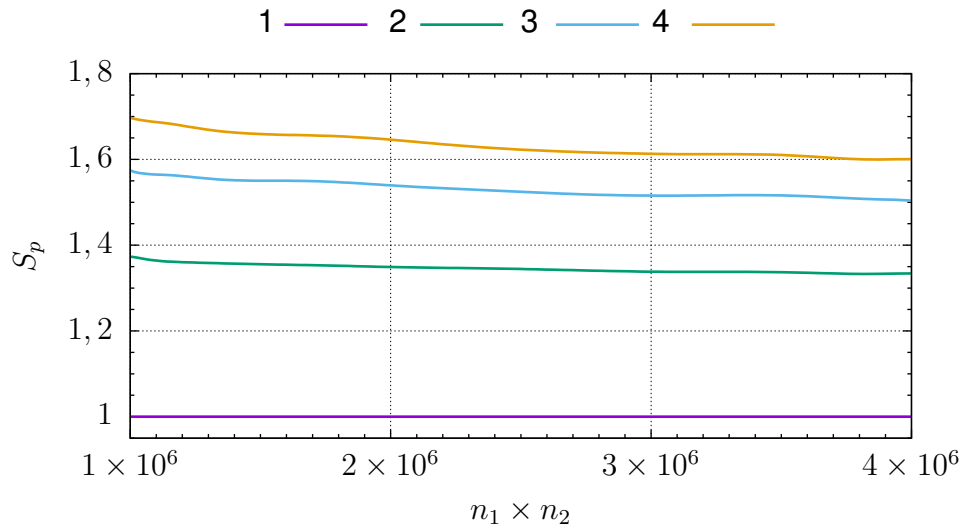


Figura 6.1. Ganho de velocidade  $S_p$  em função do número total de pontos  $n_1 \times n_2$  e processadores.

Outro importante fator sobre a análise é o quão eficientemente uma aplicação paralela utiliza dos recursos disponíveis, considerando que enquanto uma parte serial é executada o restante dos trabalhadores ficam ociosos. A eficiência da paralelização  $\varepsilon$  é definida como:

$$\varepsilon = \frac{\text{desempenho com } N \text{ trabalhadores}}{N \times \text{desempenho com um trabalhador}} = \frac{S_p}{N}, \quad (6.6)$$

e seu resultado é mostrado na Figura 6.2. A eficiência obtida para 4 processadores é próxima a 40%, e 70% para dois processadores.

O ganho de tempo atingido e a eficiência computacional da paralelização não são excelentes, mas ainda assim satisfatórios, considerando que a natureza de sua implementação não exige grandes mudanças estruturais no código.

## 6.2. Validação dos Resultados

Os resultados apresentados nessa seção visam validar o código computacional *Incompact3d* na configuração de pluma hiperpical polidispersa em canal. Assim sendo, a escolha dos parâmetros das simulações numéricas se baseiam nos experimentos físicos conduzidos por Lamb et al. (2010), cuja configuração é descrita na Seção 3.3. Os sete experimentos por ele executados são especificados na Tabela 6.1.,

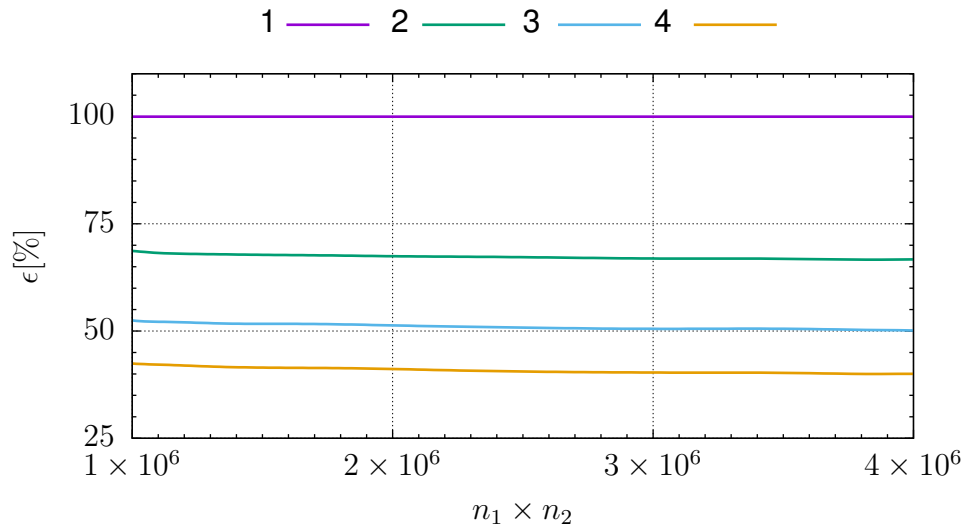


Figura 6.2. Eficiência da paralelização  $\epsilon$  em função do número total de pontos  $n_1 \times n_2$  e processadores.

juntamente com seus resultados para o ponto de mergulho  $\tilde{x}_p$  e altura do escoamento no ponto de mergulho  $\tilde{h}_p$ , além dos correspondentes número de Reynolds  $Re$ , número de Richardson  $Ri$  e velocidade de queda de Stokes  $u^s$ , que parametrizam as simulações numéricas. Emprega-se o número de Schmidt  $Sc = 1$  em todas as simulações. Seus casos se dividem em dois grupos, os de número 2, 6 e 7 possuem a mesma vazão de entrada  $\tilde{q}_0$ , enquanto 4, 5 e 6 a mesma concentração de sedimentos  $\tilde{c}_{t_0}$ . Para os casos 1 e 3, seu artigo não apresenta resultados tão detalhados que possam ser usados a fim de validação.

Tabela 6.1. Experimentos físicos conduzidos por Lamb et al. (2010).

	Experimentos						
	1	2	3	4	5	6	7
$\tilde{q}_0(m^2/s)$	0,0025	0,0043	0,0012	0,0016	0,0033	0,0043	0,0043
$\tilde{c}_{t_0}(\%)$	0,12	0,36	2	0,54	0,54	0,54	1
$S$	0,1	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
$\tilde{x}_p(m)$	0,6	2,1	1	1,5	1,7	1,8	1,5
$\tilde{h}_p(mm)$	150	110	50	70	75	95	65
$Re$	2500	4300	1200	1600	3300	4300	4300
$Ri$	0,003	0,003	0,225	0,034	0,008	0,005	0,009
$u_1^s \times 10^{-5}$	3	2	7	5	2	2	2
$u_2^s \times 10^{-3}$	2	1	3	2	1	1	1
$u_3^s \times 10^{-3}$	7	4	14	10	5	4	4

onde  $u_1^s$ ,  $u_2^s$  e  $u_3^s$  se referem a velocidade de queda para partícula fina, média e grossa, respectivamente.

A distribuição granulométrica experimental exibida na Figura 3.7. é discretizada para as simulações poli-dispersas em três frações, especificadas na Tabela 6.2.

Tabela 6.2. Caracterização dos sedimentos utilizados nas simulações poli-dispersas.

	$l$	Granulometria	$d_p[\mu m]$	Concentração(%)
Fina	1	Argila grossa	3	0,32
Média	2	Silte médio	21	0,36
Grossa	3	Silte grosso	43	0,32

Fonte: Classificação granulométrica segundo Julien (2002).

Na Tabela 6.3. está descrita a composição do domínio de cálculo das simulações poli-dispersas 3 a 7. Em todos os casos o comprimento do domínio físico é  $L_1 = 250$ , onde são analisados os resultados, e a altura do patamar da fronteira imersa é  $L_{2b} = 1$ . O tempo adimensional final é de 1500 para o caso 3, e 3000 para as demais simulações.

Tabela 6.3. Configuração das simulações numéricas.

Simulações	$(L_1 + L_{1b}; L_2 + L_{2b})$	$(n_1, n_2)$	$\Delta t$
3 e 4	(379, 6875; 14, 0625)	(4861, 401)	0,005
5, 6 e 7	(375, 0; 14, 0)	(7501, 401)	0,0033

De acordo com observações experimentais de Lee e Yu (1997), a posição do ponto de mergulho não é estável. No início ela se desloca rapidamente, diminuindo sua velocidade de progressão à medida que o tempo avança, até finalmente atingir uma posição estável. O mesmo fato foi observado por Lamb et al. (2010), e também nas simulações numéricas, como pode-se notar na Figura 6.3. e nas curvas de posição do ponto de mergulho, que serão abordadas no decorrer do trabalho.

Na Figura 6.4.a pode-se notar o surgimento dos vórtices de Kelvin-Helmholtz na interface entre o fluxo submergido e o fluido ambiente. Na mesma figura, para os casos 4 e 5, percebe-se o surgimento de vórtices no escoamento que se desprendem da rampa devido aos efeitos do gradiente de pressão desfavorável. Para tempos mais avançados, Figura 6.4.b, nos casos 3 e 4, a frente da corrente de turbidez ainda avança normalmente em direção à saída do domínio. No caso 5, entretanto, observam-se grandes vórtices que comprometem completamente tanto a região de mergulho, quanto a região da frente do escoamento. Esse é um efeito da bidimensionalidade da simulação, onde a existência de apenas um plano de vorticidade não consegue conter o crescimento dessas formações. Os efeitos observados no caso 5 se estendem também para os casos 6 e 7.

Os números de Reynolds e Richardson são determinantes para a estabilidade da solução do problema. Observando os resultados e os parâmetros de cada simulação,

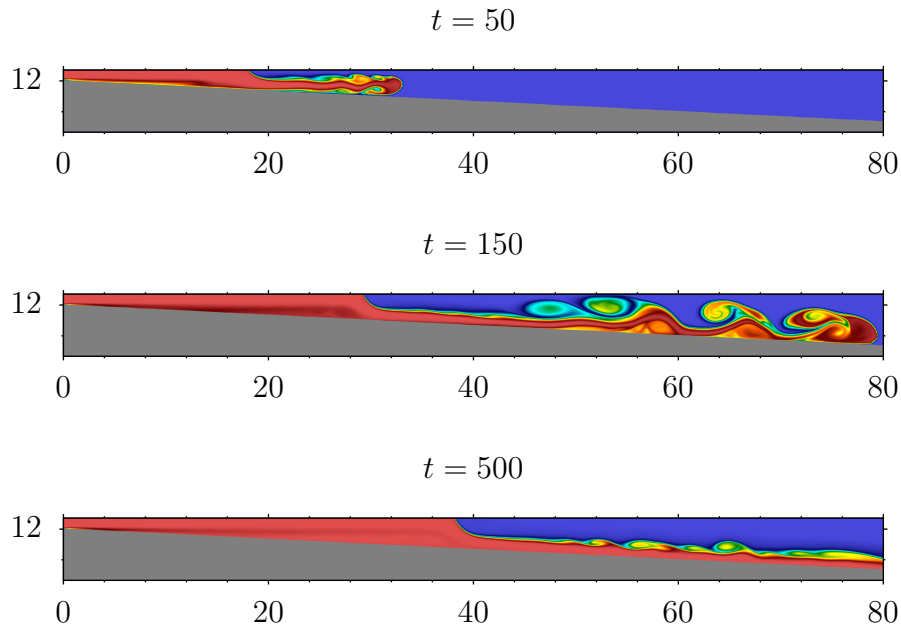


Figura 6.3. Campo instantâneo de concentração de partículas finas, para a Simulação 3, nos tempos 50, 150 e 500.

pode-se perceber que os resultados foram comprometidos apenas para os casos 5, 6 e 7, que possuem os maiores números de Reynolds e menores números de Richardson. Evidenciando assim que a versão bidimensional do código *Incompact3d* apresenta limitações quanto à escolha desses adimensionais para resolver a configuração de pluma em canal inclinado. A simulação 4 é então utilizada para validar os resultados.

Para a obtenção do perfil de elevação, calcula-se uma média temporal do campo de concentração de partículas a partir do tempo em que o escoamento está em regime estatisticamente estacionário, e traça-se uma isolinha de concentração, onde  $c_t = 0,25$ . A determinação do regime permanente se faz analisando grandezas como a posição do ponto de mergulho  $x_p$  na Figura 6.9. e a massa suspensa  $m_p$  na Figura 6.11., e assume-se que seja para  $2500 \leq t \leq 3000$ . A Figura 6.5. apresenta uma comparação entre simulação numérica e experimento físico para o perfil de elevação. O resultado obtido está de acordo com o experimental, inclusive para a posição do ponto de mergulho, por volta de  $x_1 = 150$ . A altura do escoamento é medida do fundo do canal até o perfil de elevação, como indica a representação de  $H(x_1)$ .

A sedimentação  $D_t$  representa a quantidade de material depositado na superfície da rampa (onde  $x_2 = x_2^r$ ), sendo função da posição ao longo do fundo do canal e do tempo, segundo Necker et al. (2002), conforme a equação:

$$D_t(x_1, t) = \int_0^t c_l(x_1, x_2 = x_2^r, \tau) u_l^s d\tau. \quad (6.7)$$



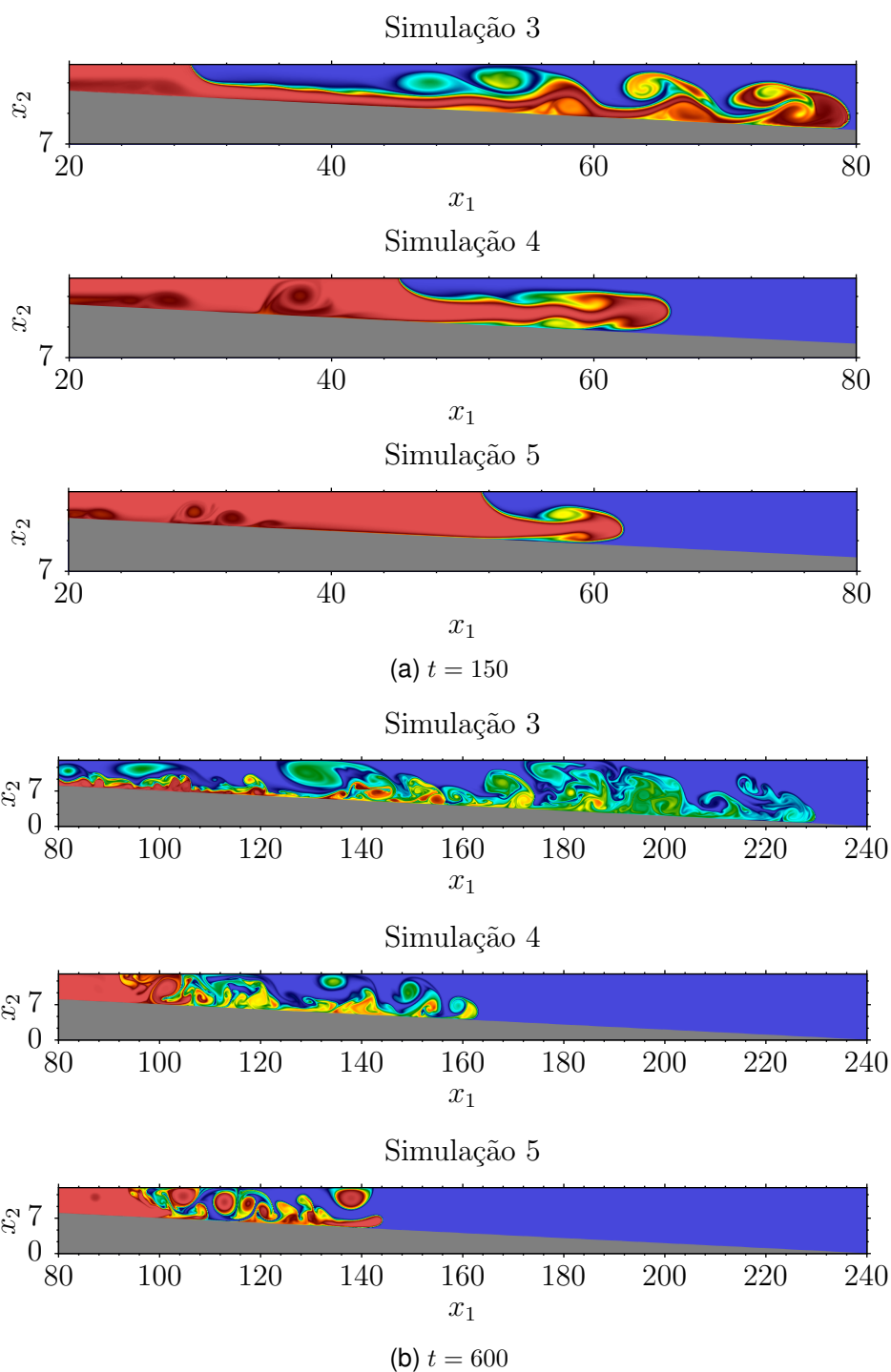


Figura 6.4. Campo instantâneo de concentração de partículas finas para os casos 3, 4 e 5, nos tempos adimensionais 150 e 600.

A taxa de deposição é calculada por Lamb et al. (2010) como a quantidade de material depositado, dividida pelo tempo de duração de cada experimento. A Figura 6.6. mostra a comparação dos resultados. O papel das partículas finas na altura de depósito é irrelevante se comparado aos das outras duas frações. A partícula média se distribui

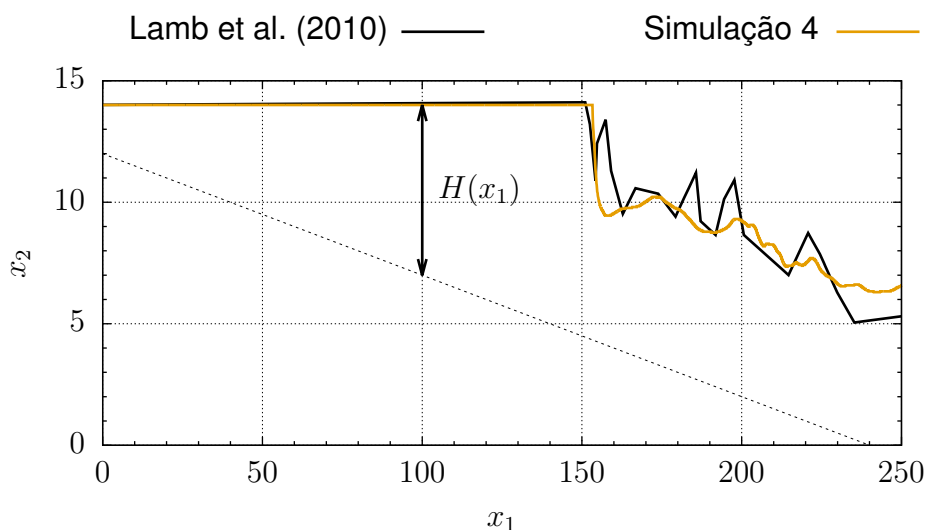


Figura 6.5. Perfil de elevação em função de  $x_1$ . A linha tracejada indica a posição da rampa.

de maneira quase uniforme, atingindo toda a extensão do domínio. A maior velocidade de queda das partículas grossas faz com que se depositem mais próximas a entrada do canal. Os resultados diferem fortemente para  $x_1 < 50$ , devido às maiores velocidades na entrada do domínio, essa é uma área propensa aos processos de erosão no experimento físico. Por desconsiderar tais efeitos na simulação numérica, a comparação entre ambos se aproxima apenas para  $x_1 > 50$ .

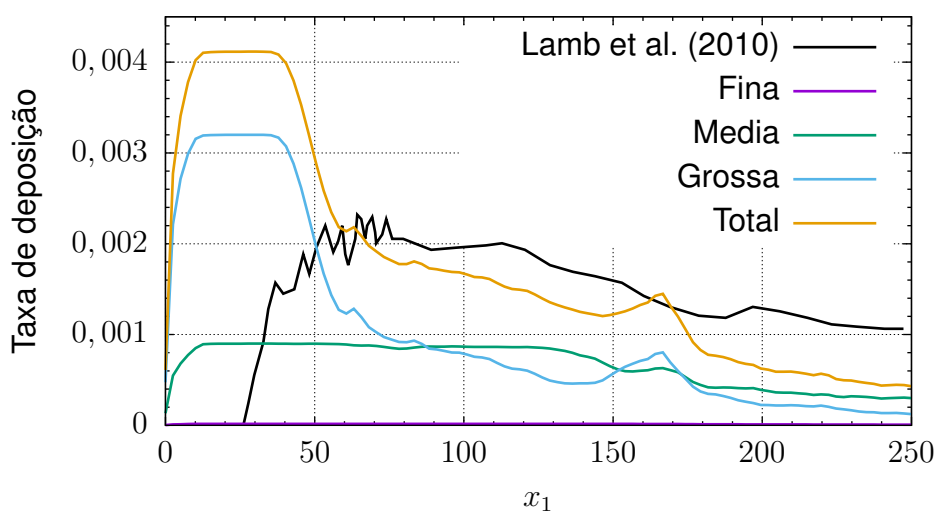


Figura 6.6. Taxa de deposição em função de  $x_1$ .

A velocidade média em profundidade em estado estacionário, apresentada por Lamb et al. (2010), é calculada a montante do ponto de mergulho considerando apenas

a vazão na entrada do canal, como

$$\bar{U}(x_1) = \frac{q_0}{H(x_1)}, \quad (6.8)$$

onde  $H(x_1)$  é a altura do escoamento, exibido na Figura 6.5. A jusante do ponto de mergulho, a vazão é calculada apenas na região do escoamento submerso, ou seja, a baixo do perfil de elevação, e assim, a velocidade média assume a forma

$$\bar{U}(x_1) = \frac{q(x_1)}{H(x_1)}. \quad (6.9)$$

Os resultados, conforme mostra a Figura 6.7., indicam uma boa concordância entre as curvas. Em  $x_1 = 150$ , o aumento abrupto da velocidade ocorre devido ao estreitamento da seção transversal na área de mergulho.

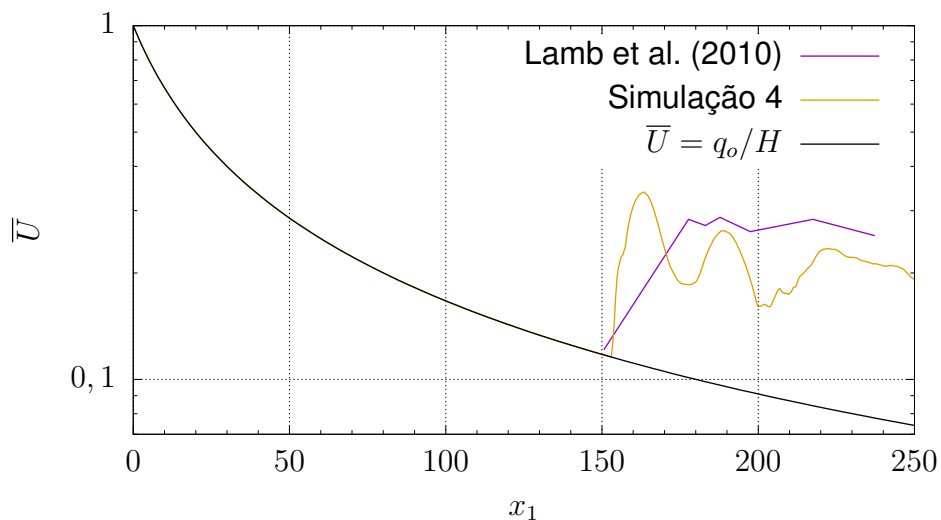


Figura 6.7. Velocidade média em profundidade  $\bar{U}$ , em função de  $x_1$ .

### 6.3. Influência da concentração e vazão

Para ampliar a investigação sobre a influência que a concentração de sedimentos e a vazão na entrada do canal exercem sobre o escoamento e os perfis de depósito gerados, é proposta a reavaliação dos casos 4 e 5 com valores de concentração de sedimentos na entrada duas e quatro vezes maiores que os experimentos originais de Lamb et al. (2010). A configuração do domínio para cada caso é a mesma presente na Tabela 6.3. Os valores para os números de Reynolds e Richardson correspondentes para as simulações está na Tabela 6.4.

Os perfis de elevação, presentes na Figura 6.8., revelam a influência que os parâmetros exercem sobre a zona de mergulho. Em um primeiro momento, analisando

Tabela 6.4. Parâmetros das simulações.

Simulações	$\tilde{c}_{t_0}$ (%)	$\tilde{q}_0$ ( $m^2/s$ )	$Ri$	$Re$
3	2,00	0,0012	0,225	1200
4	0,54		0,034	
4.2	1,08	0,0016	0,068	1600
4.4	2,16		0,136	
5.2	1,08		0,016	
5.4	2,16	0,0033	0,032	3300

isoladamente as simulações do caso 4 (4, 4.2 e 4.4) ou do caso 5 (5.2 e 5.4), pode-se notar que o ponto de mergulho é deslocado a montante para maiores concentrações de sedimentos. Devido a maior relevância das forças de empuxo, percebe-se também que maiores números de Richardson tendem a evitar a separação entre o escoamento e a rampa. Em um segundo momento, analisando isoladamente os casos que apresentam a mesma concentração de sedimentos (agrupados em 3, 4.4 e 5.4; 4.2 e 5.2), percebe-se que menores valores de vazão de entrada  $\tilde{q}_0$  deslocam o ponto de mergulho a montante, e evitam o descolamento do escoamento com a rampa. As mesmas conclusões podem ser obtidas analisando a Figura 6.9., que mostra a posição instantânea do ponto de mergulho  $x_p$ . Destaca-se que as oscilações nas curvas devem-se a passagem de vórtices originados da separação do escoamento e, portanto, as menores vazões e as maiores concentrações na entrada são as que apresentam menos perturbações na área de mergulho.

A velocidade de deslocamento da corrente de turbidez está diretamente relacionada à posição do ponto de mergulho, como é possível constatar ao retomar a Figura 6.4.a. A redução da seção transversal provoca a aceleração do fluido na região de mergulho, impulsionando assim a frente do escoamento. Desse modo, conforme apontam os resultados exibidos na Figura 6.10., a frente se desloca mais rapidamente de acordo com os parâmetros que reduzem a distância necessária para o mergulho do escoamento, maior concentração de sedimentos e menor vazão de entrada.

A quantidade de material em suspensão  $m_p$ , cujos resultados são mostrados na Figura 6.11., é calculada através da seguinte equação:

$$m_p(t) = \frac{1}{V_f} \int_V c_t dV, \quad (6.10)$$

onde  $V_f$  representa o volume total do domínio físico. A menor velocidade de sedimentação  $u^s$  contribui para maior quantidade de material em suspensão, sendo assim, a maior massa suspensa é obtida pela caso 5, e a menor pela caso 3. A mudança na concentração de sedimentos na entrada exerce forte influencia sobre a quantidade de partículas suspensas, uma vez que quanto maior a concentração, menor a distância até

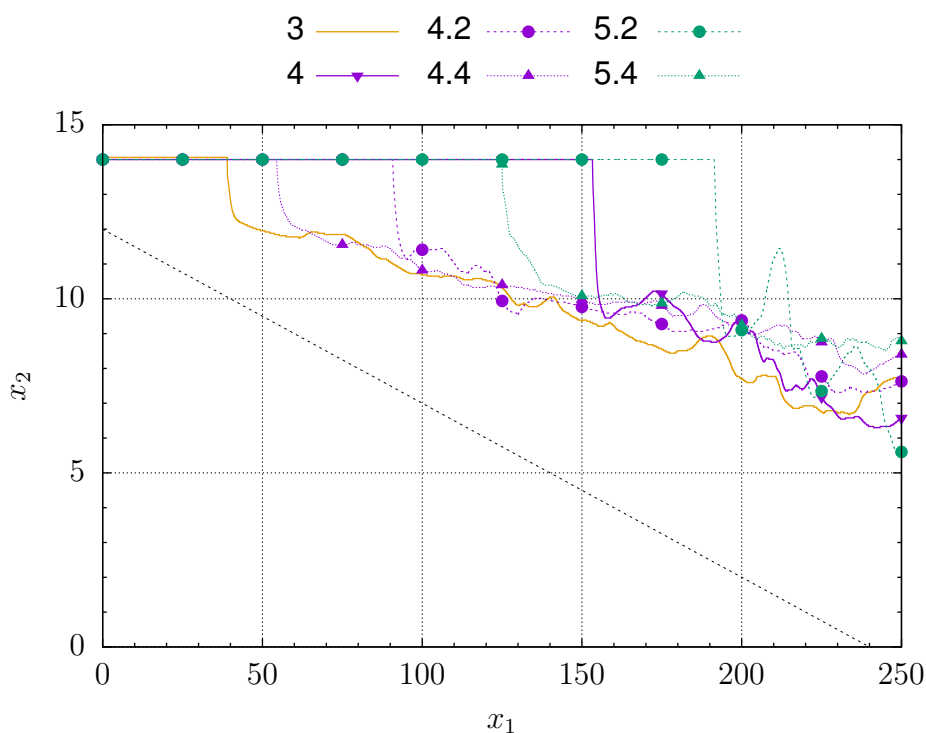


Figura 6.8. Perfil de elevação em função de  $x_1$ . A linha tracejada indica a posição da rampa.

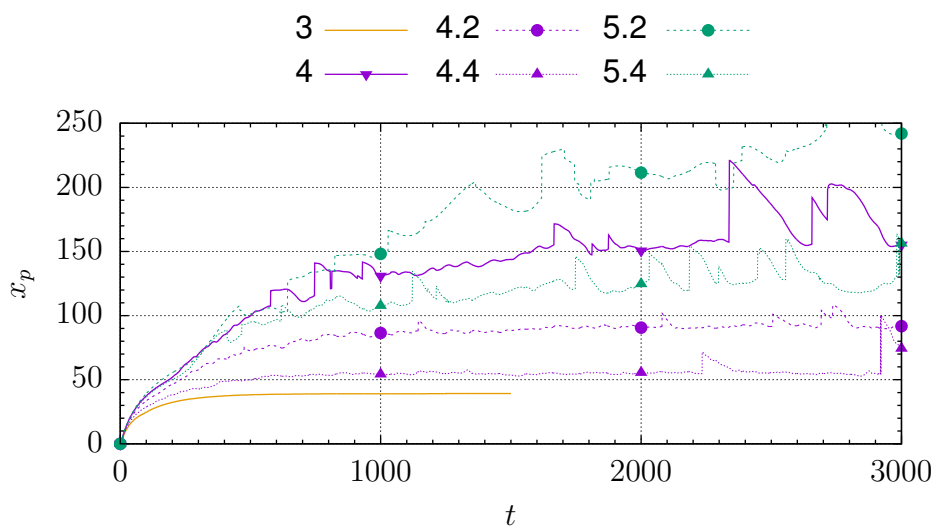


Figura 6.9. Posição do ponto de mergulho  $x_p$  em função do tempo  $t$ .

o mergulho, e conseqüentemente menor a quantidade de massa suspensa no domínio de cálculo.

A taxa de sedimentação  $\dot{m}_s$  expressa a variação na quantidade de depósito em

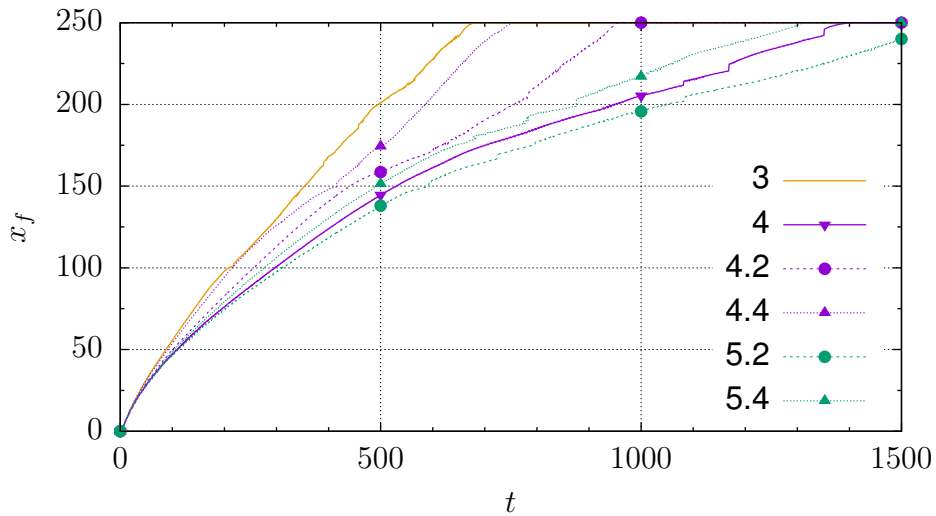


Figura 6.10. Posição da frente da corrente  $x_f$  de turbidez em função do tempo  $t$ .

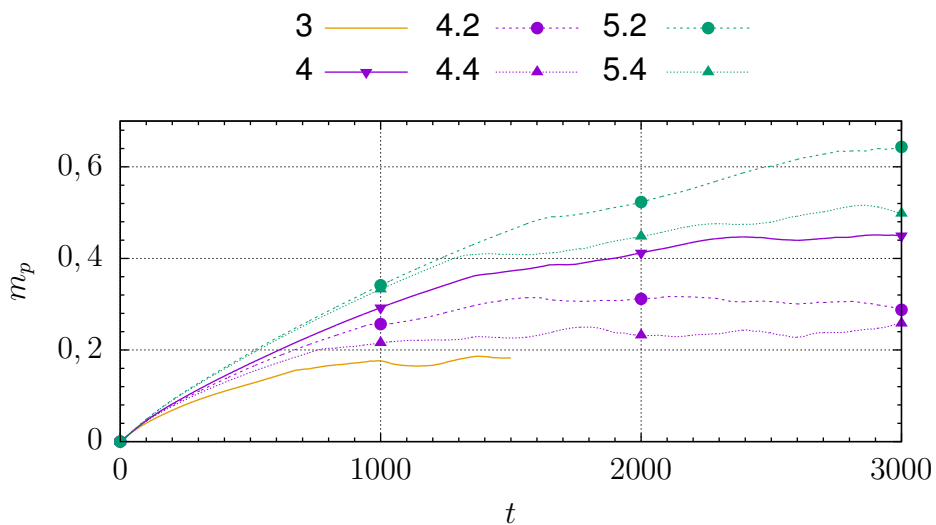


Figura 6.11. Massa suspensa  $m_p$  em função do tempo  $t$ .

função do tempo, de acordo com a equação:

$$\dot{m}_s(t) = \frac{dm_s(t)}{dt} = \int_0^{L_1} c_l(x_1, x_2 = x_2^r, t) u_l^s dx_1, \quad (6.11)$$

e os resultados são mostrados na Figura 6.12. Para os tempos iniciais, a taxa de sedimentação é diretamente influenciada pela posição do frente da corrente, já que quanto maior o avanço, maior a área no fundo do canal suscetível à deposição. As simulações do caso 5 apresentam a menor taxa, devido à sua menor velocidade de queda dos sedimentos. O valor para as demais simulações são bastante próximos quando  $t > 1500$ .

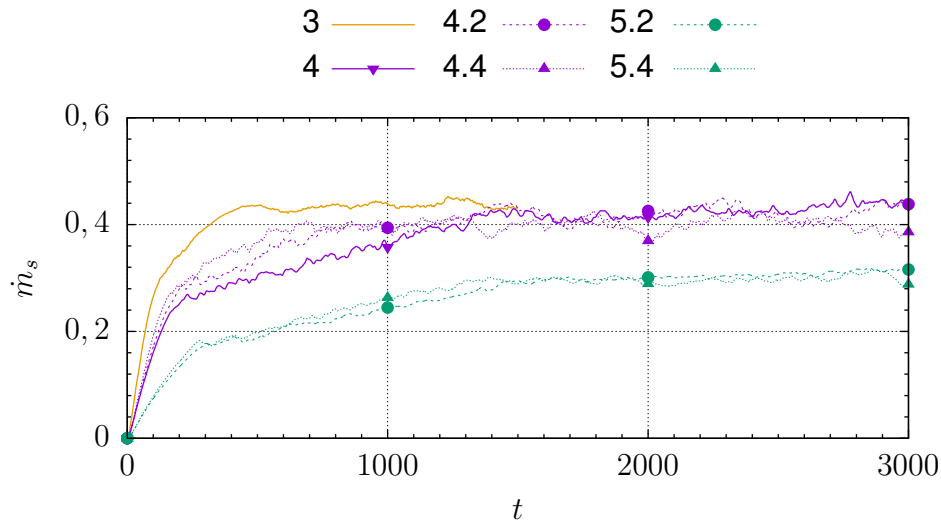


Figura 6.12. Taxa de sedimentação  $\dot{m}_s$  em função do tempo.

O perfil de depósito  $D$  é função do tempo e da posição ao longo do fundo do canal, calculado para cada fração granulométrica conforme a equação:

$$D_l(x_1, t) = \int_0^t c_l(x_1, x_2 = x_2^r, \tau) u_l^s d\tau, \quad (6.12)$$

o depósito total  $D_t$  é obtido pelo somatório das frações:

$$D_t = \sum_{l=1}^N D_l. \quad (6.13)$$

Os resultados expostos na Figura 6.13. mostram que variações no número de Richardson pouco influenciam no perfil final de depósito. Por possuir maior velocidade de sedimentação, as simulações do caso 4 se destacam por concentrar grande parte do depósito na porção inicial do domínio, para  $x_1 < 50$ , enquanto o caso 5 distribui o depósito de maneira mais uniforme. O caso 3 não está presente, pois a simulação não atingiu tempos tão avançados.

#### 6.4. Polidispersão e tridimensionalidade

Nessa seção são comparados os efeitos que as abordagens mono e polidispersas exercem sobre o escoamento e depósito de partículas. Adicionalmente, são expostos os primeiros resultados obtidos através do desenvolvimento da configuração de pluma hiperpicnal monodispersa na versão tridimensional do código *Incompact3d*.

As simulações tem como base o caso 3, apresentado anteriormente na Tabela 6.1., por ser o que apresenta o menor comprimento necessário para mergulho e menor tempo total de simulação. Assim possibilitando que o escoamento se desenvolva

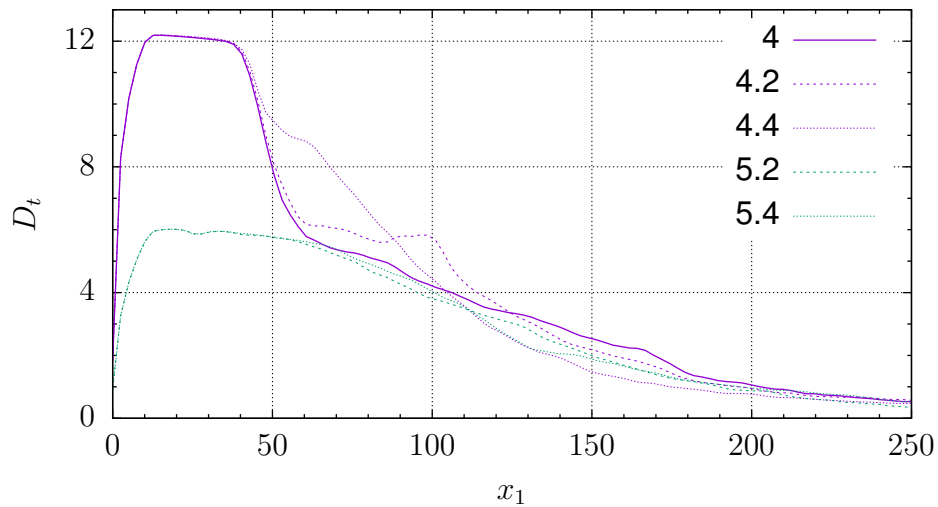


Figura 6.13. Perfil de sedimentação em função de  $x_1$ , para  $t = 3000$ .

em um domínio de cálculo reduzido para o caso tridimensional, devido a limitações dos recursos computacionais.

A configuração do domínio de cálculo das simulações bidimensionais é a mesma apresentada para o caso 3 na Tabela 6.3. O domínio tridimensional apresenta dimensões  $(L_1; L_2; L_3) = (156, 25; 8, 4375; 2, 0)$ , com o número de pontos  $(n_1, n_2, n_3) = (2001, 121, 31)$ , atingindo o tempo total de 800 unidades adimensionais com um passo de tempo  $\Delta t = 0,005$ . A distribuição granulométrica para a simulação polidispersa é apresentada na Tabela 6.2. Para as simulações monodispersas utiliza-se 100% de concentração da partícula média.

As curvas referentes ao avanço do frente da corrente de turbidez, presentes na Figura 6.14., mostram que os resultados obtidos pelas abordagens mono e polidispersa são muito próximos. Por volta de  $t = 200$ , o efeito bidimensional de crescimento dos vórtices de Kelvin-Helmholtz provoca uma desaceleração no avanço do escoamento nos casos 2D. O mesmo não ocorre na simulação tridimensional, como pode-se perceber ao analisar os campos de concentração de partículas, para  $t = 270$ , presentes na Figura 6.15.

A Figura 6.16. mostra detalhes do campo de concentração de partículas para o caso tridimensional, onde mesmo para um domínio reduzido, efeitos tridimensionais importantes podem ser percebidos. A Figura 6.16.a evidencia como a presença das três dimensões impede o crescimento dos vórtices de Kelvin-Helmholtz observados nos casos 2D, evitando o desprendimento do escoamento em relação ao fundo do canal e diminuindo significativamente as perturbações na zona de mergulho (Figura 6.16.c). Na frente do escoamento (Figura 6.16.b), pode-se perceber a formação das instabilidades



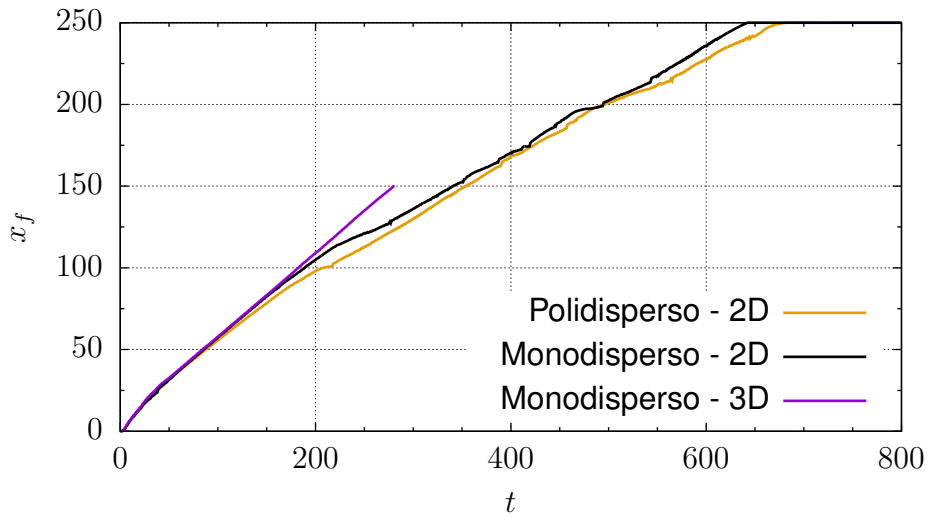


Figura 6.14. Posição da frente da corrente  $x_f$  de turbidez em função do tempo  $t$ .

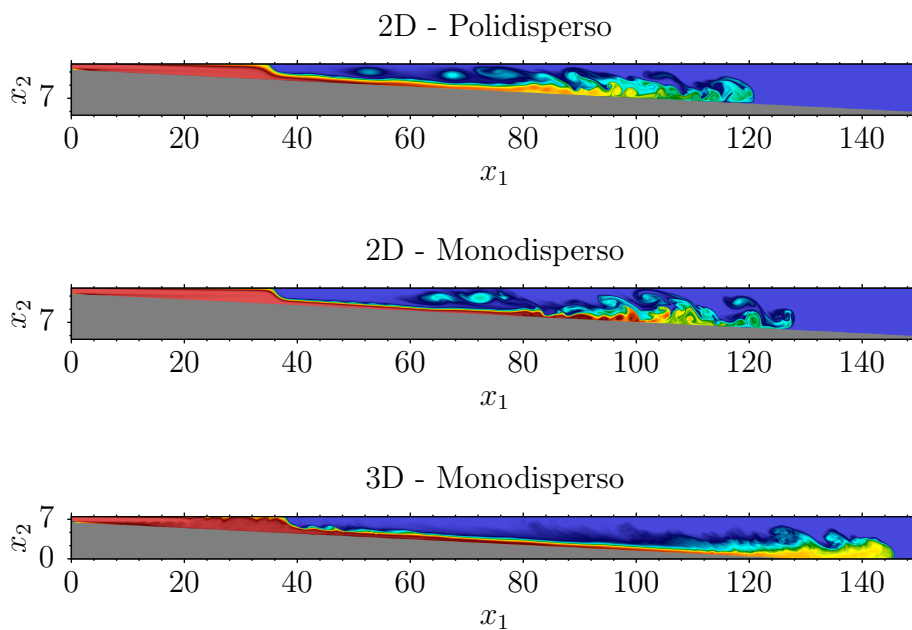


Figura 6.15. Campo instantâneo de concentração de partículas, para  $t = 270$ .

de lobos e fendas.

A posição do ponto de mergulho, presente na Figura 6.17., mostra concordância nos resultados, tanto para comparações bi e tridimensional quanto para mono e polidispersão.

A massa suspensa, representada na Figura 6.18., é calculada segundo a Equação (6.10). Se comparadas, as curvas dos casos monodispersos com a curva total

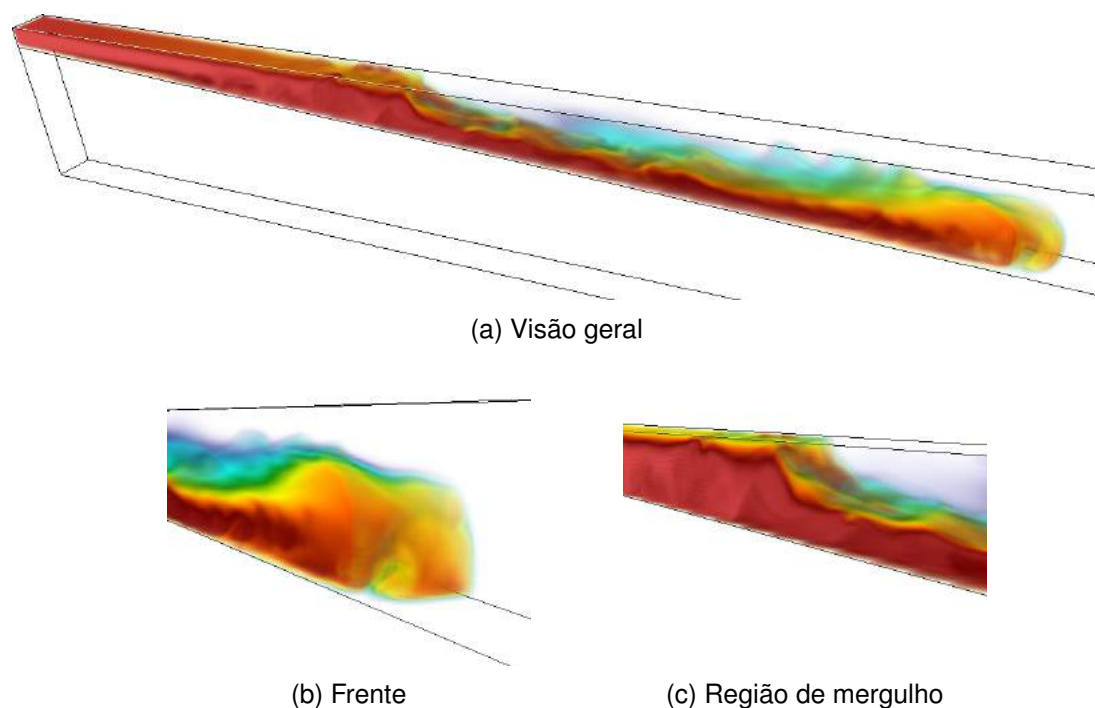


Figura 6.16. Campo de concentração de partículas da simulação tridimensional para  $t = 90$ .

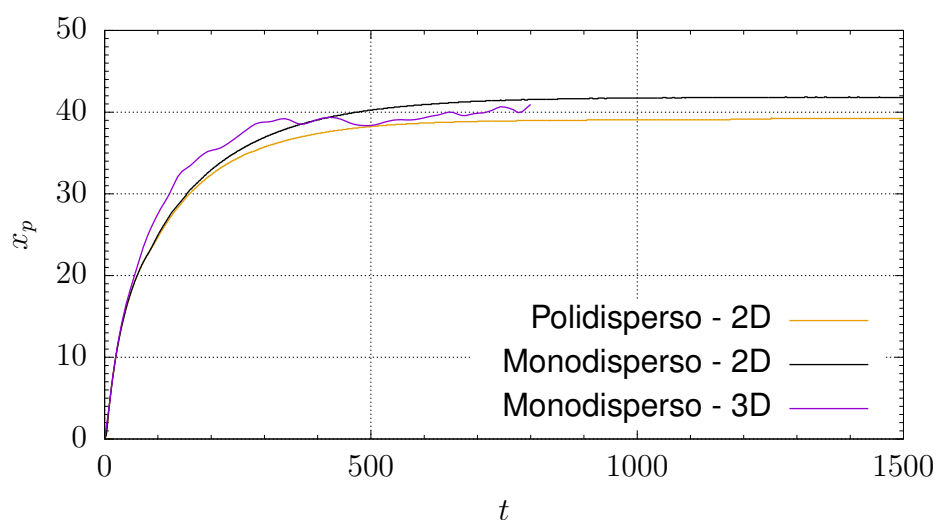


Figura 6.17. Posição do ponto de mergulho  $x_p$  em função do tempo  $t$ .

do caso polidisperso, mostram comportamento similar. Analisando apenas o caso polidisperso, pode-se perceber a baixa quantidade de material grosso em suspensão, indicando que se depositam mais rapidamente que os demais. A massa suspensa da simulação tridimensional torna-se decrescente em  $t = 280$ , quando o escoamento atinge a saída do domínio computacional.

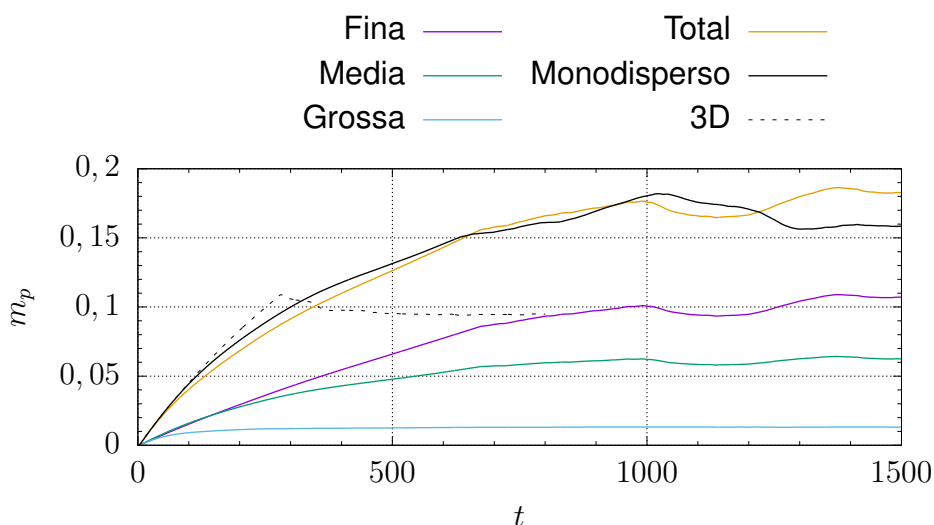


Figura 6.18. Massa suspensa  $m_p$  em função do tempo  $t$ . As frações fina, média e grossa dizem respeito a simulação polidispersa, sendo sua soma representada pela curva total.

A taxa de sedimentação, calculada segundo a Equação (6.11), é apresentada na Figura 6.19. O caso polidisperso apresenta maior taxa, em  $t < 200$ , devido ao predomínio da fração de partículas grossas nessa região. Para maiores tempos,  $t > 500$ , ambas simulações apresentam proximidade nos resultados. O cálculo tridimensional apresenta resultados similares com o caso 2D monodisperso.

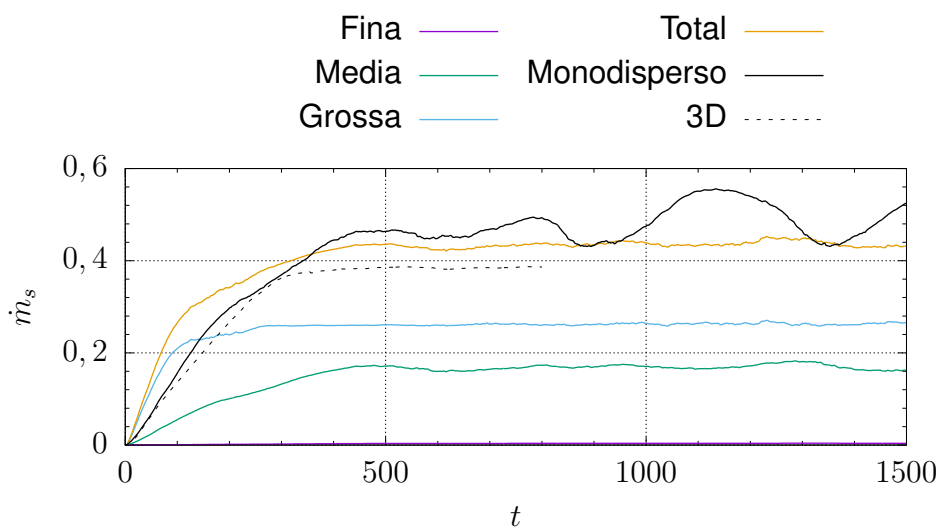


Figura 6.19. Taxa de sedimentação  $\dot{m}_s$  em função do tempo  $t$ . As frações fina, média e grossa dizem respeito a simulação polidispersa, sendo sua soma representada pela curva total.

A Figura 6.20. mostra o perfil de depósito, para  $t = 1500$ , calculado conforme a

Equação (6.12). O domínio reduzido e menor tempo final de simulação impossibilitam a comparação do perfil com o caso tridimensional, que não é exibido. No caso polidisperso, pode-se notar que a contribuição para a altura de depósito das partículas finas é irrelevante. Os sedimentos grossos são dominantes próximos à entrada do domínio, para  $x_1 > 70$  o depósito passa a ser dominado pela fração média. Considerando que possui 100% partículas médias, o caso monodisperso tem distribuição mais uniforme, muito semelhante ao perfil da fração média polidispersa. Sua diferença se deve, de fato, a um fator de escala, onde o segundo representa 36% do valor do primeiro, justamente o percentual de partículas médias na simulação polidispersa.

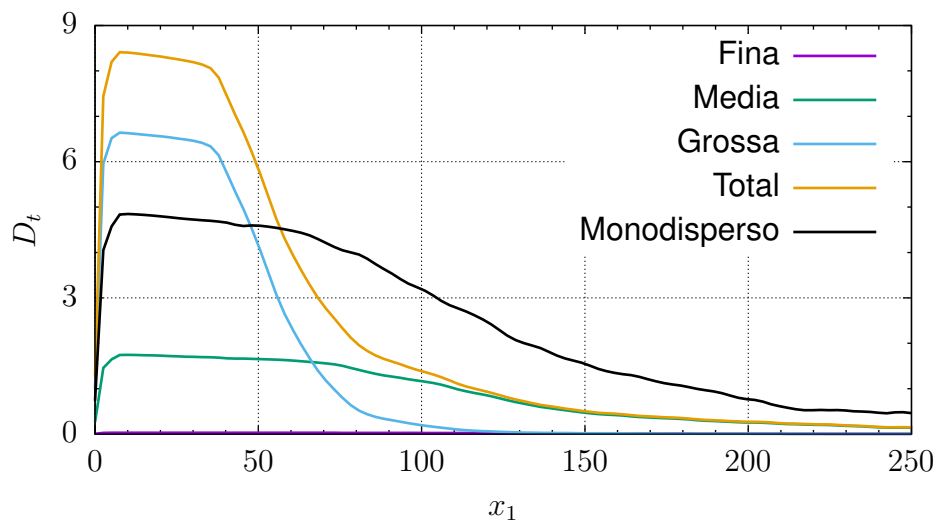


Figura 6.20. Perfil de sedimentação em função de  $x_1$ , para  $t = 1500$ . As frações fina, média e grossa dizem respeito a simulação polidispersa, sendo sua soma representada pela curva total.

#### 6.4.1. Histórico de depósito

O perfil de depósito total, calculado pela Equação (6.13), oferece apenas uma visão geral da altura atingida até um determinado tempo. A análise completa do comportamento que as diversas frações granulométricas exercem no desenvolvimento do perfil de depósito requer uma nova abordagem, um histórico de depósito, que será descrita a seguir.

A obtenção da altura total de depósito  $D_t$  para um dado tempo resulta da combinação das equações (6.12) e (6.13), da seguinte forma

$$D_t(x_1, t) = \int_0^t \sum_{l=1}^N c_l(x_1, x_2 = x_2^r, \tau) u_l^s d\tau. \quad (6.14)$$

A variação do depósito com o tempo é, portanto, descrita como

$$\dot{D}_t(x_1, t) = \frac{dD_t}{dt} = \sum_{l=1}^N c_l(x_1, x_2 = x_2^r, t) u_l^s. \quad (6.15)$$

Relembrando que a concentração total é dada por

$$c_t = \sum_{l=1}^n c_l, \quad (6.16)$$

pode-se obter uma velocidade de queda característica média  $u_m^s$  que, para uma dada concentração de sedimentos  $c_t$ , produza a mesma variação na altura de depósito total  $\dot{D}_t$ . A velocidade de sedimentação média é obtida pela seguinte equação

$$u_m^s(x_1, t) = \frac{\dot{D}_t(x_1, t)}{c_t(x_1, x_2 = x_2^r, t)}. \quad (6.17)$$

O histórico de depósito para o caso 3 é exibido na Figura 6.21. Quatro perfis de depósito, traçados para diferentes distâncias em  $x_1$  (37,66; 65; 150 e 250), são mostrados na Figura 6.22., para ampliar a capacidade de visualização. Pequenas perturbações são percebidas para  $D_t \simeq 0$  durante a fase de avanço da frente da corrente de turbidez, tanto no histórico de depósito quanto nos perfis. O fato se deve a concentrações muito baixas que precedem o frente do escoamento, tornando o denominador da Equação (6.17) muito próximo a zero, e portanto elevando os valores obtidos nessas regiões para  $u_m^s$ .

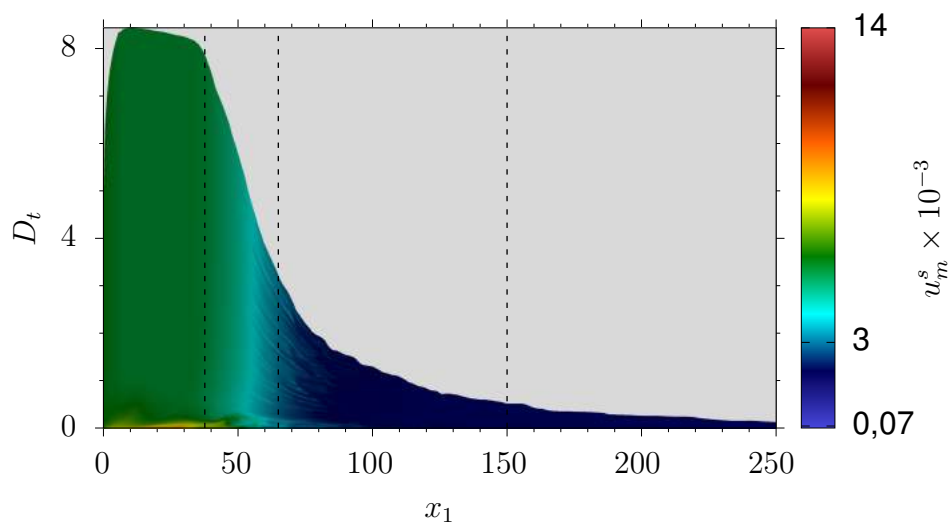


Figura 6.21. Histórico de depósito para a Simulação 3. As linhas tracejadas indicam a posição dos perfis de depósito, presentes na Figura 6.22.. A escala de cores indica a posição da velocidade de sedimentação das três frações granulométricas.

Os perfis de depósito demonstram diferentes padrões ao longo do canal. Até o ponto de mergulho do escoamento, em  $x_1 = x_p = 37,66$ , a sedimentação é praticamente

uniforme (Figura 6.22.a). Em  $x_1 = 65$  percebe-se uma alternância entre o domínio da fração grossa e média, gerando camadas de depósito (Figura 6.22.b). Em  $x_1 = 150$ , a formação de camadas intercaladas ocorre entre as frações média e fina (Figura 6.22.c). À medida que se aproxima o final do domínio físico, em  $x_1 = L_1 = 250$ , a participação da fração fina vai se tornando cada vez mais efetiva (Figura 6.22.d).

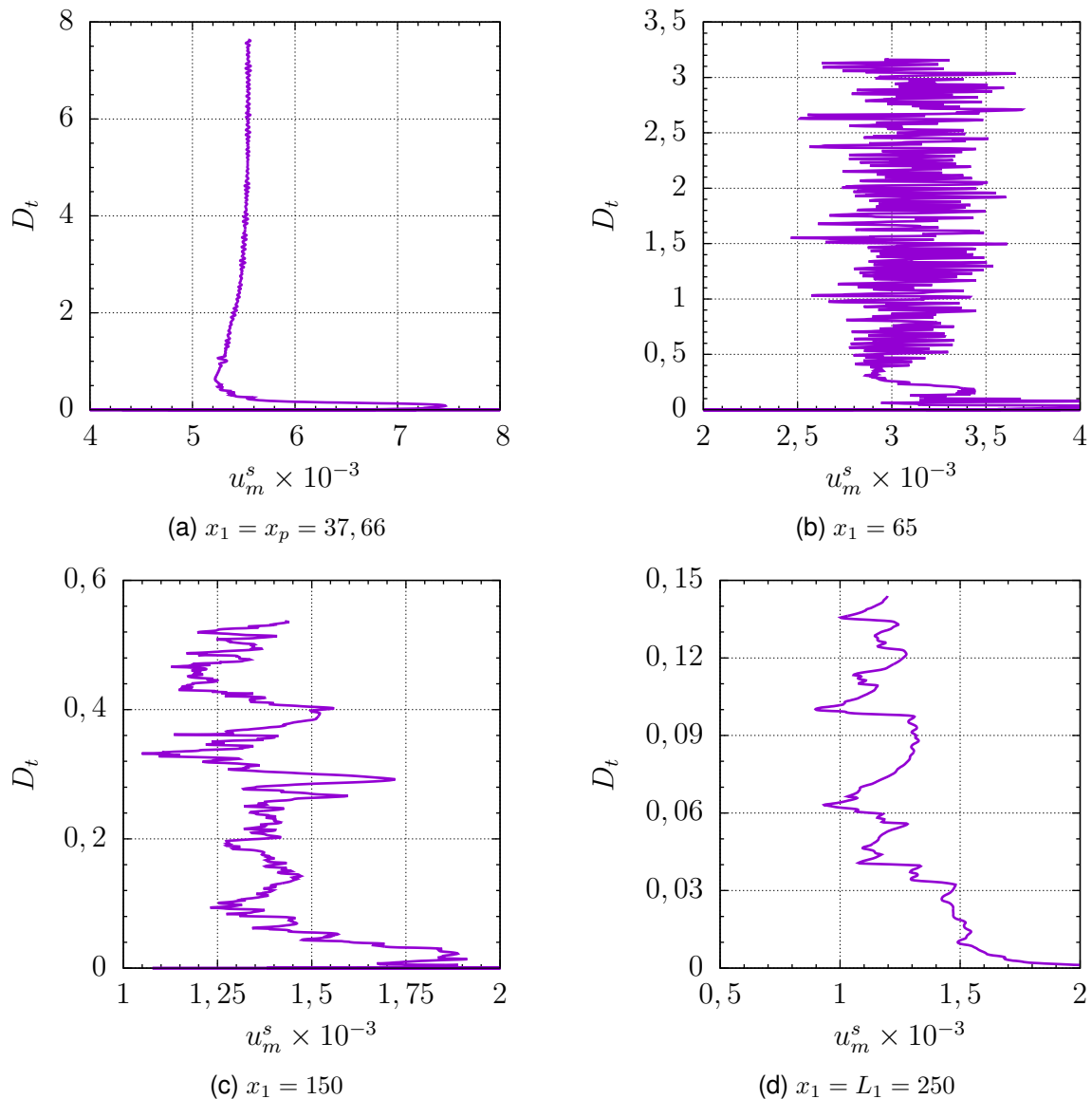


Figura 6.22. Perfis de velocidade de queda média  $u_m^s$  em função da profundidade no depósito total  $D_t$ .

Apesar da dinâmica do escoamento se mostrar muito semelhante entre as abordagens mono e polidispersa, como percebe-se através das medições de avanço da frente, posição do ponto de mergulho e massa suspensa, as diferenças no depósito são bastante significativas. Os resultados do histórico de depósito mostram padrões de camadas com a dominância de cada fração granulométrica, mesmo que o fundo do

canal despreze efeitos de erosão ou acúmulo de sedimentos.

### 6.5. Critério de Mergulho

Os modelos teóricos sobre o mergulho da pluma hiperpical, apresentados na Seção 3.2, são testados através dos resultados das seis simulações numéricas contidas na Tabela 6.4., juntamente com os sete experimentos físicos conduzidos por Lamb et al. (2010), presentes na Tabela 6.1. A Tabela 6.5. mostra as grandezas obtidas no ponto de mergulho: posição  $x_p$ , altura  $h_p = H(x_p)$  e vazão  $q_p = \bar{U}(x_p) \times H(x_p)$ ; e a jusante da zona de mergulho: posição  $x_d$ , altura  $h_d = H(x_d)$  e vazão  $q_d = \bar{U}(x_d) \times H(x_d)$ . A posição de final de zona de mergulho no caso 5.2 ocorre além da fronteira do domínio físico ( $x_d > L_1$ ), e é portanto desconsiderada.

Tabela 6.5. Resultados obtidos no ponto de mergulho: posição  $x_p$ , altura  $h_p$  e vazão  $q_p$ ; e a jusante da zona de mergulho: posição  $x_d$ , altura  $h_d$  e vazão  $q_d$ .

Simulações	3	4	4.2	4.4	5.2	5.4
$x_p$	37,66	151,50	89,45	53,50	190,70	117,20
$h_p$	2,88	8,58	5,47	3,68	10,54	6,86
$q_p$	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
$x_d$	52,03	194,35	116,80	71,85		151,50
$h_d$	1,56	5,61	3,80	2,18		4,6
$q_d$	1,0	1,28	1,01	1,0		1,63
$\tilde{x}_p$ (m)	0,37	1,51	0,89	0,53	1,90	1,17
$\tilde{h}_p$ (mm)	28,8	85,8	54,7	36,8	105,4	68,6
$\tilde{q}_p$ (m <sup>2</sup> /s)	0,0012	0,0016	0,0016	0,0016	0,0033	0,0033
$\tilde{x}_d$ (m)	0,52	1,94	1,16	0,71		1,51
$\tilde{h}_d$ (mm)	15,6	56,1	37,9	21,7		46,5
$\tilde{q}_d$ (m <sup>2</sup> /s)	0,0012	0,0020	0,00162	0,0016		0,0053

O coeficiente de entranhamento, calculado segundo a Equação (3.6), é estimado em  $\gamma = 0,2$  para a zona de mergulho, por Lamb et al. (2010). Os resultados, exibidos na figura Figura 6.23., mostram que os casos 3, 4, 4.2 e 4.4 são os que melhor se ajustam à previsão teórica.

O número de Froude densimétrico, calculado segundo a Equação (3.1), pode ser previsto em função do coeficiente de entranhamento, como demonstram Parker e Toniolo (2007). Para  $\gamma = 0,2$ , a previsão é que o Froude densimétrico no ponto de mergulho e a jusante do ponto de mergulho sejam  $Fr_p = 0,45$  e  $Fr_d = 1,1$ , respectivamente. A Figura 6.24. mostra os resultados experimentais e numéricos encontrados para a altura no ponto de mergulho, juntamente com sua previsão a partir do número de Froude. As simulações 3 e 4.4 são as que melhor representam a previsão, enquanto o caso 5.4 é o mais distante dos valores teóricos.

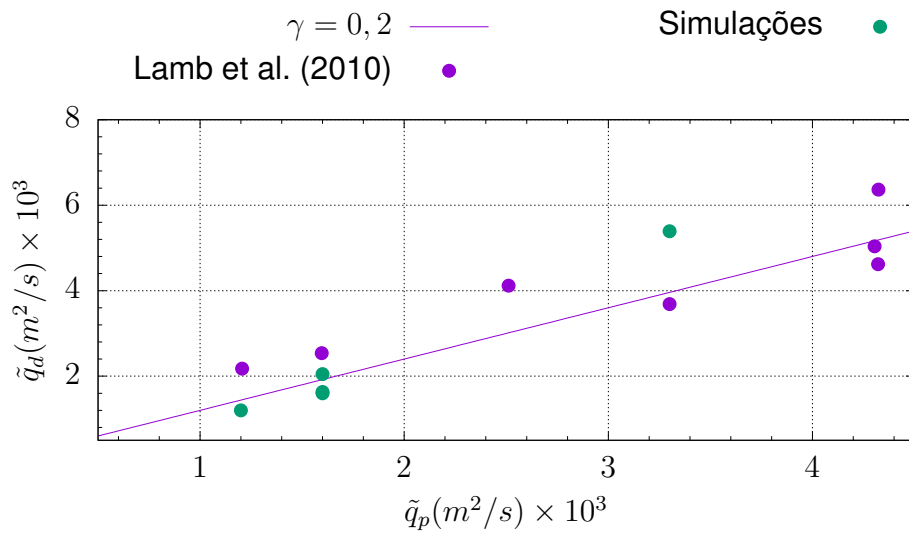


Figura 6.23. Vasão a jusante da zona de mergulho  $\tilde{q}_d$  contra vazão no ponto de mergulho  $\tilde{q}_p$ , com a previsão do coeficiente de entranhamento  $\gamma = 0,2$ .

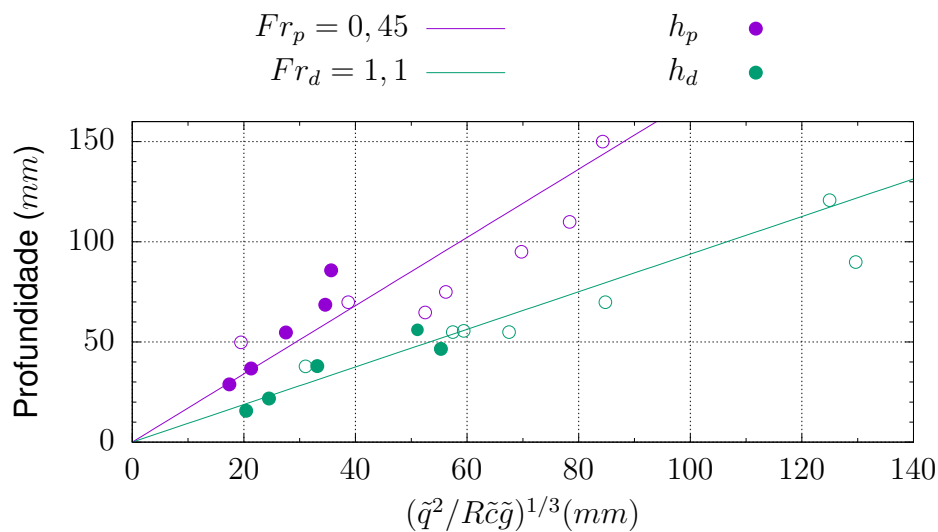


Figura 6.24. Medida de profundidade do escoamento no ponto de mergulho  $h_p$  e a jusante do ponto de mergulho  $h_d$ , contra a escala de comprimento prevista para um número de Froude densimétrico  $Fr$  constante, dado pela Equação (3.1). As linhas representam a previsão de Parker e Toniolo (2007). Os pontos cheios são resultados do presente trabalho, os pontos vazados são de Lamb et al. (2010).

A relação entre a altura no ponto de mergulho  $h_p$  e a jusante do ponto de mergulho  $h_d$  também é estimada por Parker e Toniolo (2007) de acordo com o coeficiente de entranhamento, sendo  $h_d = 0,7h_p$  para  $\gamma = 0,2$ . Os resultados, na Figura 6.25., indicam que todos os casos satisfazem a previsão.

As simulações 3 e 4.4 são citadas por melhor representar as previsões teóricas



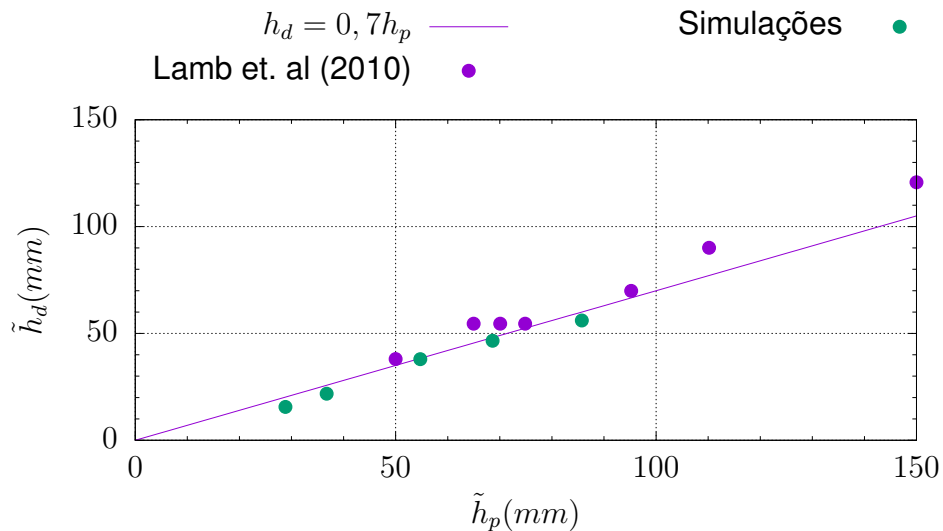


Figura 6.25. Profundidade da corrente de turbidez a jusante do ponto de mergulho  $h_d$ , contra profundidade no ponto de mergulho  $h_p$ . Adicionalmente a previsão de  $h_d = 0,7h_p$  feita por Parker e Toniolo (2007).

em todos os quesitos avaliados nessa seção. Ambas apresentam os maiores valores de concentração de sedimentos e menores valores para vazão de entrada, e conforme a discussão sobre os resultados da Figura 6.5., essa é a combinação de parâmetros que apresenta a menor perturbação na área de mergulho. O desprendimento e crescimento dos vórtices da rampa devido ao gradiente de pressão desfavorável, discutido na Figura 6.4., afetam sensivelmente as demais simulações bidimensionais. Destaca-se que a influência das perturbações no perfil de elevação  $H(x_1)$  pode afetar os resultados para os demais casos.

## 6.6. Eficiência do transporte

A eficiência no transporte de sedimentos revela qual parcela ainda é transportada e o quanto foi depositado sobre o leito, em comparação ao fluxo que está entrando no canal. Para tanto, o fluxo de massa  $\dot{q}_m$  é definido como

$$\dot{q}_m(x_1) = \int_{x_2^r}^{L_2} c_t(x_1, x_2) u_1(x_1, x_2) dx_2, \quad (6.18)$$

enquanto a eficiência no transporte é calculada segundo a equação

$$\epsilon_t(x_1) = \frac{\dot{q}_m(x_1)}{\dot{q}_{m0}}, \quad (6.19)$$

onde  $\dot{q}_{m0} = \dot{q}_m(0)$ . O cálculo é realizado sobre os campos médios de concentração e velocidade a partir do momento em que o escoamento está em estado estatisticamente estacionário.

Os resultados, presentes na Figura 6.26., mostram que nos casos 3, 4, 4.4 e 5.4, cerca de 25% dos sedimentos estão deixando o domínio através da saída, o que também indica que 75% do material é depositado no fundo do canal. A fração de sedimentos grossos não é representativa junto a saída, exceto nos casos 5.2 e 5.4, por possuírem menores valores de velocidade de sedimentação.

Em uma comparação entre a curva total do caso polidisperso e o caso monodisperso (Figura 6.26.b), pode perceber que a eficiência do transporte é muito próxima, principalmente ao se aproximar da saída, para  $x_1 > 200$ , onde ambos indicam  $\epsilon_t \simeq 25\%$ .

A influência que a vazão de entrada e a concentração de sedimentos exercem sobre a eficiência do transporte é inconclusiva. Pode-se perceber que um aumento na concentração de sedimentos causada entre os casos 4 e 4.2 aumenta a eficiência, enquanto o aumento na concentração entre 4.2 e 4.4 torna a diminuir a eficiência. O aumento na concentração provocada entre os casos 5.2 e 5.4 aumenta a eficiência de transporte. Os casos 3, 4.4 e 5.4, que possuem a mesma concentração de sedimentos, mostram todos o mesmo valor de eficiência de transporte junto a saída do canal, embora exista uma diferença na vazão de entrada entre eles. Os resultados bidimensionais são afetados pelo crescimento dos vórtices de Kelvin–Helmholtz, como mostrado e discutido na Figura 6.3., e isso pode afetar a avaliação da sensibilidade da eficiência no transporte quanto aos parâmetros testados.

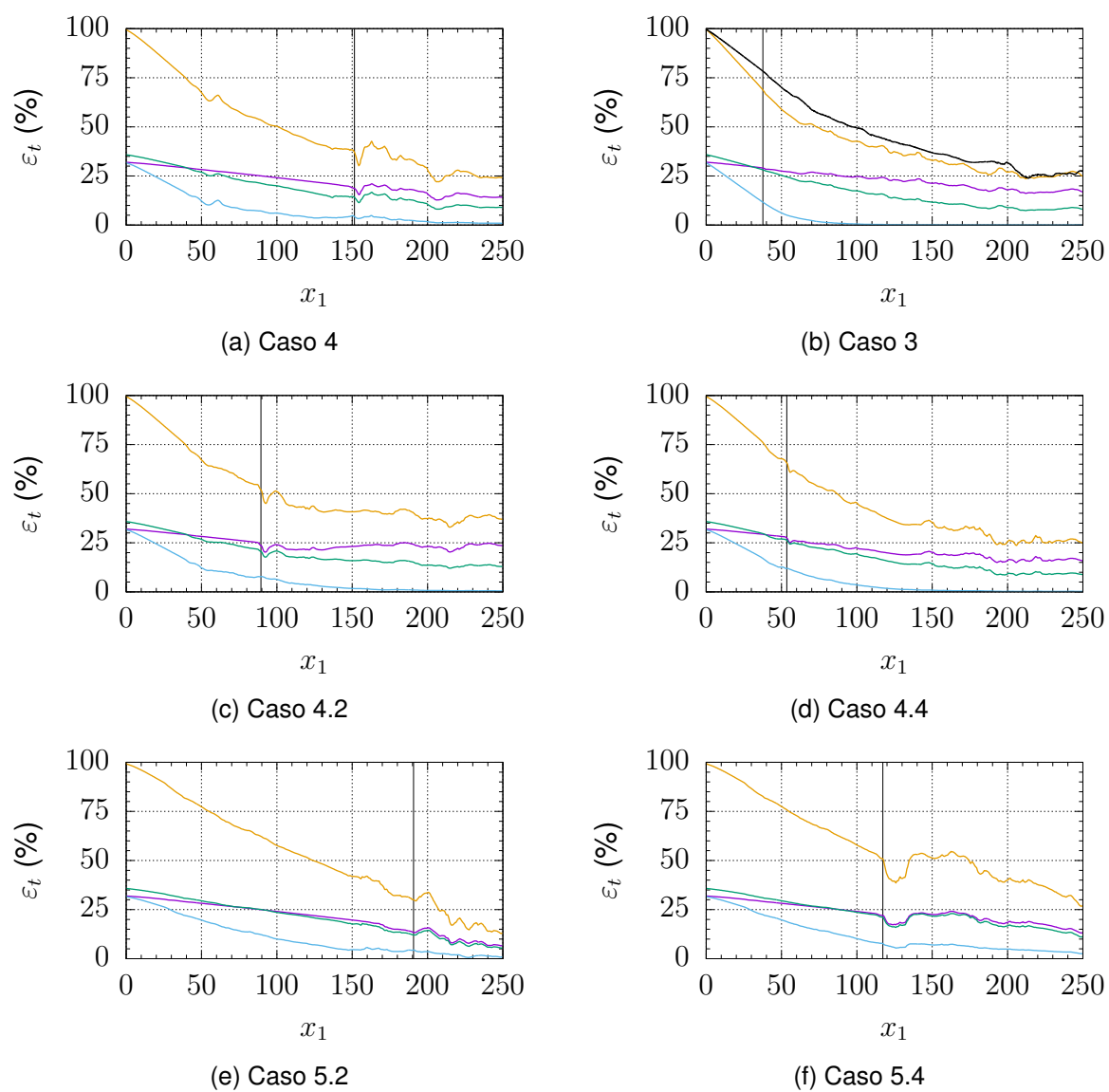


Figura 6.26. Gráfico de eficiência no transporte de sedimentos  $\epsilon_t$ . As curvas azul, verde e roxa representam as frações granulométricas grossa, média e fina, respectivamente, a curva amarela o total e a curva preta o caso monodisperso. As retas verticais indicam a posição do mergulho  $x_p$  em cada caso.

## 7. CONCLUSÃO

O presente trabalho se desenvolveu com a proposta de investigar a dinâmica de uma corrente hiperpicnal em canal, com o fenômeno do mergulho e o correspondente depósito de sedimento, através de simulação numérica direta.

Do ponto de vista computacional, o código *Incompact3d* foi modificado para atender à configuração de pluma em canal, com alterações nas condições iniciais e de contorno e adição da rampa sólida no domínio através do método de fronteira imersa. A elevada exigência computacional gerada pelas dimensões do domínio motivaram a realização de modificações na versão bidimensional do código para possibilitar o uso de computação paralela. Também visando reduzir os custos de cálculo, o método da zona esponja foi implementado, uma vez que permite reduzir efetivamente as perturbações junto à fronteira de saída, o método possibilita o emprego de uma menor dimensão longitudinal do canal nas simulações. A atuação conjunta da computação paralela com o menor domínio alcançado com a zona esponja viabilizaram a realização das simulações numéricas.

O processo de validação, ao comparar os resultados com os experimentos físicos realizados por Lamb et al. (2010), mostrou que a versão bidimensional do código apresenta limitações ao simular determinados parâmetros, como maior número de Reynolds e menor número de Richardson. A validação pode, portanto, contar apenas com um caso sendo comparado com o experimental, onde os resultados apresentaram boa concordância e possibilitaram validar o código para a configuração de pluma em canal.

A proposta do estudo de sensibilidade do escoamento a mudanças em determinados parâmetros mostrou como o fenômeno de mergulho e os perfis de depósito de sedimentos reagem para diferentes valores de vazão e concentração de sedimentos na entrada do canal. Os resultados apontaram que um aumento na concentração desloca o ponto de mergulho a montante, enquanto um aumento na vazão desloca o ponto de mergulho a jusante. Quanto ao depósito, um aumento na vazão provoca uma distribuição mais uniforme de sedimentos sobre o fundo do canal, enquanto uma menor vazão tende a aglomerar maiores volumes de depósito próximos a entrada do canal.

Os primeiros testes sobre a versão tridimensional do código *Incompact3d* foram

executados, e os resultados mostraram uma melhora considerável no que diz respeito ao desenvolvimento de vorticidade na corrente submersa, mesmo que a simulação tenha sido realizada em um domínio reduzido. Não houve, entretanto, mudanças significativas nos resultados estatísticos em comparação ao caso bidimensional.

A comparação entre a abordagem mono e polidispersa no tratamento de sedimentos mostrou muita similaridade na dinâmica do escoamento, tanto no avanço da frente do escoamento submerso quanto na posição do ponto de mergulho e material em suspensão. A principal diferença se mostrou no processo de sedimentação, onde a presença de outras frações granulométricas alterou de forma significativa o perfil de depósito. A análise do histórico do depósito mostrou como o perfil é formado por camadas que se alternam, ora dominadas por uma fração granulométrica, ora por outra, mesmo considerando que o fundo do canal não acumula material, bem como não sofre processos de erosão.

Os resultados obtidos pelas simulações numéricas foram comparados com as previsões teóricas para os critérios de mergulho, apresentadas por Parker e Toniolo (2007). Os resultados apontaram uma boa concordância com as previsões. Embora tenha se evidenciado que o despreendimento de vórtices da rampa devido ao gradiente de pressão desfavorável, em conjunto com a presença de apenas um plano de vorticidade das simulações bidimensionais, possa perturbar de forma sensível o perfil de elevação do escoamento, e conseqüentemente, os cálculos da previsão de mergulho.

Por fim, os cálculos de eficiência no transporte de sedimentos mostraram que cerca de 25% do material em suspensão que adentra no canal acaba por atingir a fronteira de saída, enquanto 75% se depositam no fundo do canal. A análise sobre a influência que a vazão e a concentração de sedimentos na entrada do canal exercem sobre a eficiência do transporte se mostrou inconclusiva.

## 8. PROPOSTA PARA TRABALHOS FUTUROS

A partir desta Dissertação, pode-se sugerir o desenvolvimentos em pesquisas futuras dos seguintes temas:

- Considerar modelos de variação da viscosidade do fluido em função da concentração de sedimentos;
- Levar em conta novos fatores de estratificação do fluido ambiente, como temperatura ou salinidade;
- Implementar um modelo de fronteira imersa móvel, que permita analisar variações na posição do fundo do canal, onde o depósito dos sedimentos gere um incremento, e os efeitos de erosão um decrescimento;
- Expandir a análise da simulação tridimensional para um domínio completo, utilizando de um cluster de computação paralela;

## Referências

- AKIYAMA, J.; STEFAN, H. G. Plunging Flow into a Reservoir: Theory. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 110, n. 4, p. 484–499, 1984. ISSN 0733-9429.
- DAI, A.; GARCIA, M. Analysis of plunging phenomena. **Journal of Hydraulic Research**, v. 47, n. 5, p. 638–642, 2009. ISSN 0022-1686.
- DALPIAZ, D. **Simulação numérica de transporte e depósito de sedimentos em suspensão em canal inclinado**. Dissertação (Mestrado) — Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Pucrs, Porto Alegre, 2014.
- ESPATH, L. F. R.; PINTO, L. C.; LAIZET, S.; SILVESTRINI, J. H. Two-and three-dimensional direct numerical simulation of particle-laden gravity currents. **Computers & Geosciences**, Elsevier, v. 63, p. 9–16, 2014.
- FRANCISCO, E. P. **Modelagem matemática e Simulação Numérica Direta de correntes de gravidade poli-dispersas**. Dissertação (Mestrado) — Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Pucrs, Porto Alegre, apr 2014.
- GARCÍA, M. **Hidrodinámica ambiental**. Universidad Nacional del Litoral, 1996. (Colección Ciencia y técnica). ISBN 9789875080829. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=PIZfXiaovuEC>>.
- GARCÍA, M. H. Hydraulic jumps in sediment-driven bottom currents. **Journal of Hydraulic Engineering**, American Society of Civil Engineers, v. 119, n. 10, p. 1094–1117, 1993.
- GARCIA, M. H. Depositional turbidity currents laden with poorly sorted sediment. **Journal of hydraulic engineering**, American Society of Civil Engineers, v. 120, n. 11, p. 1240–1263, 1994.
- GAUTIER, R.; LAIZET, S.; LAMBALLAIS, E. A DNS study of jet control with microjets using an immersed boundary method. **International Journal of Computational Fluid Dynamics**, Taylor & Francis, v. 28, n. 6-10, p. 393–410, 2014.
- HAGER, G.; WELLEIN, G. **Introduction to high performance computing for scientists and engineers**. [S.l.]: CRC Press, 2010.
- HARRIS, T. C.; HOGG, A. J.; HUPPERT, H. E. Polydisperse particle-driven gravity currents. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge Univ Press, v. 472, p. 333–371, 2002.
- HENNIGER, R.; KLEISER, L. Simulation of gravity-driven flows using an iterative high-order accurate Navier–Stokes solver. In: **Direct and Large-Eddy Simulation VII**. [S.l.]: Springer, 2010. p. 117–123.

- HENNIGER, R.; KLEISER, L. Temporal evolution, morphology, and settling of the sediment plume in a model estuary. **Physics of Fluids**, v. 24, n. 8, p. 86601, 2012. ISSN 10706631.
- HENNIGER, R.; KLEISER, L.; MEIBURG, E. Direct numerical simulations of particle transport in a model estuary. **Journal of Turbulence**, Taylor & Francis, v. 11, n. 11, p. N39, 2010. ISSN 1468-5248.
- HERMANNNS, M. Parallel programming in Fortran 95 using OpenMP. **Universidad Politecnica de Madrid, Spain**, 2002.
- HOGG, A. J.; UNGARISH, M.; HUPPERT, H. E. Particle-driven gravity currents: asymptotic and box model solutions. **European Journal of Mechanics - B/Fluids**, v. 19, p. 139–165, 2000.
- HORNER-DEVINE, A. R.; HETLAND, R. D.; MACDONALD, D. G. Mixing and Transport in Coastal River Plumes. **Annual Review of Fluid Mechanics**, n. September 2014, p. 569–594, 2015. ISSN 0066-4189.
- JULIEN, P. Y. **River mechanics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2002. 16 p.
- LAIZET, S.; LAMBALLAIS, E. High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 228, n. 16, p. 5989–6015, 2009.
- LAIZET, S.; LI, N. Incompact3d: A powerful tool to tackle turbulence problems with up to  $O(10^5)$  computational cores. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, Wiley Online Library, v. 67, n. 11, p. 1735–1757, 2011.
- LAMB, M. P.; MCELROY, B.; KOPRIVA, B.; SHAW, J.; MOHRIG, D. Linking river-flood dynamics to hyperpycnal-plume deposits: Experiments, theory, and geological implications. **Geological Society of America Bulletin**, Geological Society of America, v. 122, n. 9-10, p. 1389–1400, 2010.
- LAMB, M. P.; MOHRIG, D. Do hyperpycnal-flow deposits record river-flood dynamics? **Geology**, v. 37, n. 12, p. 1067–1070, 2009. ISSN 00917613.
- LEE, H.-Y.; YU, W.-S. Experimental Study of Reservoir Turbidity Current. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 123, n. 6, p. 520–528, 1997. ISSN 0733-9429.
- LELE, S. K. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 103, n. 1, p. 16–42, 1992.
- LUSK, E.; HUSS, S.; SAPHIR, B.; SNIR, M. **MPI: A message-passing interface standard**. 2009. Disponível em: <<http://www.mpi-forum.org/docs/docs.html>>.
- MANICA, R. **Geração de Correntes de Turbidez de Alta Densidade: Condicionantes Hidráulicos e Depositionais**. Tese (Doutorado) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2009.
- MCCOOL, W. W.; PARSONS, J. D. Sedimentation from buoyant fine-grained suspensions. **Continental Shelf Research**, Elsevier, v. 24, n. 10, p. 1129–1142, 2004. ISSN 02784343.



MEIBURG, E.; KNELLER, B. Turbidity currents and their deposits. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Annual Reviews, v. 42, p. 135–156, 2010.

MOSER, C. **Calcul direct du son rayonné par une couche de mélange en développement spatial: étude des effets du nombre de Mach et de l'anisothermie**. Tese (Doutorado) — Poitiers, 2006.

MULDER, T.; ALEXANDER, J. The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits. **Sedimentology**, v. 48, p. 269–299, 2001.

MULDER, T.; SYVITSKI, J. P. M.; MIGEON, S.; FAUGERES, J.-C.; SAVOYE, B. Marine hyperpycnal flows: initiation, behavior and related deposits. A review. **Marine and Petroleum Geology**, Elsevier, v. 20, n. 6, p. 861–882, 2003.

NASA. **Earth Sciences and Image Analysis Laboratory, NASA Johnson Space Center**. 2003. Acessado em 22/07/2015. Disponível em: <<http://eol.jsc.nasa.gov/scripts/sseop/photo.pl?mission=ISS006{&}roll=E{&}frame>>.

NASR-AZADANI, M. M.; HALL, B.; MEIBURG, E. Polydisperse turbidity currents propagating over complex topography: Comparison of experimental and depth-resolved simulation results. **Computers and Geosciences**, Elsevier, v. 53, n. 1998, p. 141–153, 2013. ISSN 00983004. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.cageo.2011.08.030>>.

NECKER, F.; HÄRTEL, C.; KLEISER, L.; MEIBURG, E. High-resolution simulations of particle-driven gravity currents. **International Journal of Multiphase Flow**, Elsevier, v. 28, n. 2, p. 279–300, 2002.

PARKER, G.; TONIOLO, H. Note on the Analysis of Plunging of Density Flows. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 133, n. 6, p. 690–694, 2007. ISSN 0733-9429.

ROOIJ, F. D.; DALZIEL, S. Time-and space-resolved measurements of deposition under turbidity currents. **Particulate Gravity Currents, Wiley, New York**, p. 207–215, 2009.

SILVESTRINI, J. H. Simulação numérica direta e de grandes escalas de escoamentos transicionais e turbulentos. **Coleção Cadernos de Turbulência. Associação Brasileira de Ciências Mecânicas–ABCM**. Rio de Janeiro, v. 2, p. 1–81, 2003.

SIMPSON, J. E. **Gravity Currents: In the Environment and the Laboratory**. Nova Iorque: Cambridge University Press, 1999.

TRAER, M.; HILLEY, G.; FILDANI, A.; MCHARGUE, T. The sensitivity of turbidity currents to mass and momentum exchanges between these underflows and their surroundings. **Journal of Geophysical Research: Earth Surface**, Wiley Online Library, v. 117, n. F1, 2012.

TRENBERTH, K. E.; SMITH, L.; QIAN, T.; DAI, A.; FASULLO, J. Estimates of the Global Water Budget and Its Annual Cycle Using Observational and Model Data. **Journal of Hydrometeorology**, v. 8, n. 4, p. 758–769, 2007. ISSN 1525-755X.

UOL.COM. **Lama das barragens em Mariana-MG chega ao mar na costa do Espírito Santo**. 2015. Acessado em 03/01/2016. Disponível em: <<http://noticias.uol.com.br/meio-ambiente/album/2015/11/23/lama-das-barragens-em-mariana-mg-chega-ao-mar-na-costa-do-es.htm>>.

WIRED.COM. **The Origin of Submarine Canyons — Ideas From the 1930s.** 2011. Acessado em 03/01/2016. Disponível em: <<http://www.wired.com/2011/11/ideas-about-the-origin-of-submarine-canyons-from-the-1930s/>>.

## Apêndices

## A. Adimensionalização da equação de quantidade de movimento

A equação de quantidade de movimento, em sua forma dimensional, é dada como

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{t}} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} = -\frac{1}{\tilde{\rho}_a} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}_i} + \tilde{\nu} \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j \partial \tilde{x}_j} - \frac{\tilde{c}_t}{\tilde{\rho}_a} \tilde{F}_d. \quad (\text{A.1})$$

Definindo a força de arraste  $\tilde{F}_d$ , velocidade de sedimentação  $\tilde{u}^s$  e gravidade reduzida  $\tilde{g}'$  como

$$\tilde{F}_d = 3\pi\tilde{\mu}\tilde{d}_p\tilde{u}^s e_i^g, \quad (\text{A.2a})$$

$$\tilde{u}^s = \frac{1}{18} \tilde{d}_p^2 \tilde{g} \frac{(\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a)}{\tilde{\mu}_a}, \quad (\text{A.2b})$$

$$\tilde{g}' = \pi \frac{(\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a)}{6\tilde{\rho}_a} \tilde{c}_{t0} \tilde{d}_p^3 \tilde{g}, \quad (\text{A.2c})$$

substituindo (A.2b) e (A.2c) em (A.2a) resulta em

$$\tilde{F}_d = \frac{\tilde{\rho}_a}{\tilde{c}_{t0}} \tilde{g}' e_i^g. \quad (\text{A.3})$$

Cada termo da Equação A.1 é adimensionalizado da seguinte forma

- $u = \frac{\tilde{u}}{\tilde{U}}$ ;
- $u^s = \frac{\tilde{u}^s}{\tilde{U}}$ ;
- $t = \frac{\tilde{U}\tilde{t}}{\tilde{h}}$ ;
- $x = \frac{\tilde{x}}{\tilde{h}}$ ;
- $p = \frac{\tilde{p}}{\tilde{\rho}_a \tilde{u}_b^2}$ ;
- $c_t = \frac{\tilde{c}_t}{\tilde{c}_{t0}}$ .

Substituindo cada termo da Equação A.1 pelo fator de adimensionalização e por (A.3)

$$\frac{\tilde{U}^2}{\tilde{h}} \frac{\partial u_i}{\partial t} - u_j \frac{\tilde{U}^2}{\tilde{h}} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\tilde{\rho}_a} \frac{\tilde{\rho}_a \tilde{U}^2}{\tilde{h}} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \tilde{\nu} \frac{1}{\tilde{U} \tilde{h}} \frac{\tilde{U}^2}{\tilde{h}} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\tilde{c}_t}{\tilde{\rho}_a \tilde{c}_{t0}} \tilde{g}' e_i^g, \quad (\text{A.4})$$

e multiplicando por  $\tilde{h}/\tilde{U}^2$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} - u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{U} \tilde{h}} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\tilde{h}}{\tilde{U}^2} \tilde{g}' c_t e_i^g. \quad (\text{A.5})$$

Definindo o número de Reynolds  $Re$  e de Richardson  $Ri$

$$Re = \frac{\tilde{U} \tilde{h}}{\tilde{\nu}}, \quad (\text{A.6a})$$

$$Ri = \frac{\tilde{g}' \tilde{h}}{\tilde{U}^2}, \quad (\text{A.6b})$$

e substituindo em (A.5), tem-se a equação de quantidade de movimento em sua forma adimensional

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + c_t Ri e_i^g. \quad (\text{A.7})$$