

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM RECURSOS HÍDRICOS E SANEAMENTO  
AMBIENTAL

Luísa Vieira Lucchese

ESTUDO NUMÉRICO DA SEDIMENTAÇÃO EM  
CORRENTES DE TURBIDEZ COM EVOLUÇÃO DO RELEVO  
DE FUNDO

Porto Alegre  
2018



Luísa Vieira Lucchese

ESTUDO NUMÉRICO DA SEDIMENTAÇÃO EM  
CORRENTES DE TURBIDEZ COM EVOLUÇÃO DO RELEVO  
DE FUNDO

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-  
graduação em Recursos Hídricos e Saneamento  
Ambiental da Universidade Federal do Rio  
Grande do Sul, como requisito parcial à obtenção  
do grau de mestre(a).

Orientadora: Profa. Dra. Edith Beatriz Camaño Schettini

Coorientador: Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini

Porto Alegre  
2018



### CIP - Catalogação na Publicação

Lucchese, Luísa Vieira

Estudo numérico da sedimentação em correntes de turbidez com evolução do relevo de fundo / Luísa Vieira Lucchese. -- 2018.

123 f.

Orientadora: Edith Beatriz Camaño Schettini.

Coorientador: Jorge Hugo Silvestrini.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, BR-RS, 2018.

1. correntes de turbidez. 2. turbiditos. 3. DNS.  
I. Schettini, Edith Beatriz Camaño, orient. II.  
Silvestrini, Jorge Hugo, coorient. III. Título.



Luísa Vieira Lucchese

ESTUDO NUMÉRICO DA SEDIMENTAÇÃO EM CORRENTES DE TURBIDEZ COM  
EVOLUÇÃO DO RELEVO DE FUNDO

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial à obtenção do grau de mestre(a).

Aprovado em: Porto Alegre, 13 de março de 2018.

---

Profa. Dra. Edith Beatriz Camaño Schettini - UFRGS

Orientadora

---

Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini - PUCRS

Coorientador

---

Prof. Dr. Leandro Conceição Pinto - UFSM

Examinador

---

Prof. Dr. Rafael Manica - UFRGS

Examinador

---

Prof. Dr. Fernando Mainardi Fan - UFRGS

Examinador





## **APOIO**

Agradeço o apoio do CNPq, fornecido por meio da bolsa de mestrado.

Esta pesquisa foi desenvolvida com o auxílio do CENAPAD-SP (Centro Nacional de Processamento de Alto Desempenho em São Paulo), projeto UNICAMP / FINEP - MCT.

Esta pesquisa foi desenvolvida com o apoio do Núcleo Avançado de Computação de Alto Desempenho (NACAD) da COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ).

Agradeço à UFRGS e ao IPH pelo apoio a esta pesquisa.

Agradeço também à Propesq-UFRGS pelos auxílios-viagem fornecidos.



## AGRADECIMENTOS

À minha orientadora, prof<sup>a</sup> Beatriz, pelos ensinamentos e valiosíssimas discussões. Ao prof. Jorge Silvestrini, pela imensa ajuda prestada.

À prof<sup>a</sup> Daniela Sanagiotto, por ter me proporcionado a oportunidade de fazer Estágio Docência, com quem também aprendi muito.

Aos integrantes da banca de dissertação, por disporem de seu tempo para dar sugestões úteis para este trabalho.

À equipe de suporte do supercomputador Lobo Carneiro, pelo atendimento atencioso e auxílio na realização das simulações.

A todos colegas do NETT, que tenho o prazer de chamar de amigos, pelas trocas de informações, sempre muito úteis, e pelos cafezinhos pós-RU, às vezes com conversas hilárias, às vezes seríssimas. Ao Guilherme Vargas, pela amizade verdadeira e por seu inestimável apoio, ao Leonardo Monteiro, pelas parcerias na pesquisa e pela amizade. Ao Celso, amigo que está sempre disponível para ajudar. Ao Vinícios, pela parceria, ao Daniel, pelas ótimas conversas. Ao Leonardo Araujo, que foi meu primeiro amigo nesse grupo de pesquisa. Também ao Gabriel, parceiro do curso de LaTeX, e ao Huber, sempre presente.

Aos meus amigos que estão fora do mundo da pesquisa, mas me deram força durante o mestrado, e tentaram (às vezes sem sucesso!) me fazer desligar do trabalho.

Aos meus amados pais, Marco e Eliane, que me deram a vida e também toda a base para que eu pudesse escolher ser o que eu quisesse, me apoiando nas minhas escolhas, sendo não só alicerce como exemplo de vida.

Ao meu amado noivo, Guilherme, por acreditar em mim e me ajudar a acreditar também. Por encaixar os meus sonhos nos seus sonhos e na sua vida.



*“Na maior parte da História, Anônimo foi uma mulher”*

- Virginia Woolf



## RESUMO

Correntes de densidade são fluxos gravitacionais gerados pela diferença de densidade entre dois fluidos. Correntes de turbidez fazem parte de uma sub-classificação das correntes de densidade, na qual o fluido mais denso tem, na sua composição, partículas em suspensão. Muitos trabalhos numéricos já estudaram a dinâmica das correntes de turbidez, mas, nenhum dos encontrados aplicou mudanças de relevo concomitantes com a simulação, causadas pela sedimentação das próprias partículas da corrente e nem alterou o relevo após a passagem de cada evento em um domínio tridimensional. O presente trabalho pretende analisar a alteração no relevo de fundo causada por uma corrente de turbidez. No código *Incompact3d*, as equações de Navier-Stokes, Continuidade e Transporte e Difusão são resolvidas em uma malha cartesiana tridimensional. A condição inicial adotada é a de *Lock-Exchange*. As simulações realizadas utilizaram Simulação Numérica Direta (DNS). O código utiliza um esquema compacto centrado de sexta ordem, em diferenças finitas, para o esquema espacial, e Adams-Bashfort de terceira ordem para o esquema temporal. A validação do código foi realizada comparando-se com trabalhos experimental e numéricos. A análise das diferentes proporções granulométricas mostrou que quanto maior é a quantidade de material grosso na condição inicial, maior será seu depósito para um dado tempo. Em consequência, mais relevante se torna a consideração da alteração do relevo de fundo. Além disso, quanto maior o fator de compactação do sedimento, maior será o erro de não considerar a atualização de fundo. Os resultados também apontaram que os erros médios ao não considerar a atualização do fundo são da ordem de 4% da massa de depósito em 20 tempos adimensionais, para os parâmetros utilizados. Ao se propagar uma corrente de turbidez sobre o depósito de outra, os erros se mostram menores.

Palavras-chave: corrente de turbidez, turbidito, DNS





## **ABSTRACT**

Gravity currents are gravitational fluxes triggered by density difference between two fluids. A sub-classification of those are turbidity currents, in which the denser fluid is composed by the lighter fluid plus suspended particles. Many papers had shown turbidity currents dynamics, although none of the papers found had applied changes in the simulated topography due to deposit during the own simulation, neither they had altered a 3D domain topography after each flux, applying the changes caused by the previous current. The present dissertation aims to analyse the turbidity current dynamics alteration caused by the influence of its own deposit, altering the topography during the very simulation. The analysis is conducted in a polydispersed turbidity current. The Incompact3d code solves Navier-Stokes, continuity and transport-diffusion equation, in a tridimensional cartesian mesh. Lock-exchange was chosen to be the initial condition. Direct Numerical Simulations (DNS) are performed. Sixth order compact finite-difference schemes are used on the spatial domain, while third order Adams-Bashfort is applied for the temporal evaluation. Comparisons with numerical and experimental papers were performed for code verification. Results showed the coarser the particles on the starting lock-exchange, the higher its deposit is, and the more the terrain will be altered. Nevertheless, the bigger the compacting factor, the bigger the error of not considering bathymetry alteration. Results also point that the average errors of not considering the update are in order of 4% on the mass deposit, after 20 dimensionless times, for the used parameters. When a current propagates over the deposit of a previous one, these errors are smaller.

Keywords: turbidity current, turbidite, DNS



## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

1.1	Ilustração de corrente de turbidez. Fonte: TuMod - Integrated Turbidite Modeling, 2004 [58]. . . . .	1
1.2	Modelagem Física de Corrente de Turbidez, realizada no Núcleo de Estudos em Correntes de Densidade/NECOD (IPH-UFRGS) em 17/10/16. Foto da autora.	2
1.3	Simulação numérica de corrente de densidade (NECKER et al., 2002) [50] . . .	2
1.4	Esquematisação de uma Corrente de Turbidez e de um Turbidito. Adaptado de Pearson Prentice Hall, Inc. 2008. apud Learning Geology [27]. Tradução livre.	3
2.1	Definição das escalas turbulentas simuladas por DNS e modeladas por RANS e LES no espaço de Fourier. $k_c$ é o número de onda de corte para o método LES. Esquema elaborado pela autora. . . . .	9
2.2	Esquema representando uma simulação do tipo DNS e outra, do tipo LES. O vórtice mostrado é o menor vórtice possível para um determinado número de Reynolds, ou vórtice de Kolmogorov. Esquema elaborado pela autora. . . . .	9
2.3	Esquema de corrente de turbidez. Fonte: adaptado de Lepore (2012) [36] . . .	11
2.4	Lóbulos e fendas de uma frente de corrente de densidade, vistos de cima, em uma evolução temporal, da direita para a esquerda (HARTEL et al., 2000b) [22]	12
2.5	Depósito da corrente de turbidez, influenciado pelos lóbulos e fendas (ESPATH et al., 2015)[14]. . . . .	12
2.6	Esquematisação da ocorrência de correntes de turbidez de diferentes maneiras. Fonte: Meiburg e Kneller, 2010 [43] . . . . .	15
2.7	Turbidito existente em Pescadero Beach, California, Estados Unidos. Cada letra escrita em branco está sobre a fácies correspondente, da sequência de Bouma (1962) [5]. Neste caso, a fácies E é inexistente, o que é comum de acontecer pois a fácies E é formada de partículas muito finas, que podem ser transportadas pelos escoamentos subsequentes. Foto: Mike S. Clark. . . . .	17
2.8	Depósito de uma corrente de turbidez padrão, e outras duas, uma acrescida de finos e outra acrescida de grossos (GLADSTONE et al., 1998) [16]. . . . .	18
2.9	Corrente de densidade ( $\rho = 1097 \text{ kg/m}^3$ ) descendo uma rampa de inclinação $20^\circ$ , em um fluido estratificado. O fluido superior, mais esbranquiçado, é água doce, e o de baixo, mais transparente, água salgada (MONAGHAN et al, 1999) [45]. . . . .	19
2.10	Corrente de turbidez, propagando-se sobre um calombo no fundo do tanque (BURSIK; WOODS, 2000) [7]. . . . .	20
2.11	Depósito da corrente de turbidez que passa por um calombo (experimento 8-1), comparado ao depósito em fundo plano. (BURSIK; WOODS, 2000) [7]. . . .	20

2.12	Depósito de dez simulações sucessivas sobre rampa de inclinação 0.02. $Re = 2000$ e $u_s = 0.01$ (velocidade de queda adimensional) (HOFFMANN et al., 2015) [24]. . . . .	21
2.13	Depósito de cento e vinte (120) simulações sucessivas sobre rampa com ondulação no final. Cores mais amareladas indicam partículas finas, enquanto o azul-claro indica partículas mais grossas. O relevo sólido (não-erodível) está representado em preto (STRAUSS; GLINSKY, 2012) [63]. . . . .	22
2.14	Depósito total das partículas, visto de cima do domínio, com indicação do local do obstáculo (linha pontilhada branca). Simulação bidispersa com velocidades de queda adimensionalizadas de 0.035 (90% da concentração) e 0.0035 (10% da concentração). (NASR-AZADANI et al., 2013) [47]. . . . .	22
2.15	Condição inicial usada nas simulações de Nasr-Azadani e Meiburg (2014) [48]. À esquerda, se vê o <i>lock</i> , no qual se localiza o fluido mais denso, que, é formado por uma solução bidispersa. . . . .	23
2.16	Taxa de sedimentação em função do tempo para as simulações com fundo plano (linha pontilhada), calombo de 0,25 (linha tracejada) e calombo de 0,5 (linha cheia). $\dot{m}_d^1$ é a parcela de grossos e $\dot{m}_d^2$ é a parcela de finos. (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2014) [48]. . . . .	24
2.17	Alteração temporal ( $\Delta t = 0, 2$ , até o tempo $t = 20$ ) das instabilidades de lóbulos e fendas, ao longo do tempo, ao passar pelo calombo gaussiano de altura 0,5. $Re = 2000$ (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2014) [48]. . . . .	24
3.1	Condições iniciais e de contorno no domínio. . . . .	30
3.2	Localização do IBM e exemplo de relevo de fundo, uma superfície gaussiana. . . . .	39
3.3	Esquematização do local de aplicação da camada interna. . . . .	41
3.4	Esquematização da evolução do depósito em cada ponto $(x, z)$ . O volume depositado $\Gamma$ muda quando o plano de referência $\Psi$ é atualizado. $\tau$ é o intervalo de tempo entre duas atualizações do relevo. Quando o plano de referência é atualizado, a concentração de sedimentos que está na área de transição é contabilizada como depósito. . . . .	42
3.5	Exemplo de decomposição bidimensional de um domínio computacional, utilizando 16 núcleos de processamento. São mostrados os lápis na direção x, y e z, respectivamente. (LAIZET; LI, 2011) [33] . . . . .	43
4.1	Domínio para verificação das condições de contorno e repartição do mesmo nos dois sentidos. . . . .	48
4.2	Diferença entre os depósitos para as duas configurações. . . . .	48
4.3	Densidades de depósito ( $D_\delta$ ) de Gladstone et al. (1998) [16], Nasr-Azadani et al. (2013) [47], e resultados do presente trabalho. Erros previstos, descritos no trabalho experimental, estão plotados como caixas de bigodes. . . . .	50

4.4	Densidades de depósito ( $D_\delta$ ) para cada classe de partículas separadamente, comparando os presentes resultados, com atualização de fundo, com os de Gladstone et al. (1998) [16]. . . . .	51
4.5	Evolução da frente da corrente de densidade do presente trabalho e de Gladstone et al. (1998) [16]. . . . .	51
4.6	Evolução temporal das frentes de corrente para os dois diâmetros de partículas de uma simulação. Isolinhas de concentração de $\Phi_d = 0.125, 0.25,$ e $0.375,$ na fatia central do domínio em $z$ . . . . .	52
4.7	Comparação entre a taxa de depósito ao longo do tempo para o presente trabalho e para o trabalho de referência (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2014) [48]. . .	53
4.8	Comparação entre a posição da frente da corrente ao longo do tempo, para o presente trabalho e para o trabalho de referência (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2014) [48]. Em vermelho, marca-se a posição do centro da superfície gaussiana.	54
4.9	Densidade espectral de energia cinética (DE) das simulações G-1, G-2 e G-3 para $t = 20$ . . . . .	56
4.10	Campos de $\Phi$ da corrente de turbidez G-1 para os instantes $t = 0, t = 5, t = 10,$ $t = 15$ e $t = 20$ . . . . .	57
4.11	Campos de $\Phi$ da corrente de turbidez G-2 para os instantes $t = 0, t = 5, t = 10,$ $t = 15$ e $t = 20$ . . . . .	58
4.12	Campos de $\Phi$ da corrente de turbidez G-3 para os instantes $t = 0, t = 5, t = 10,$ $t = 15$ e $t = 20$ . . . . .	59
4.13	Evolução temporal da frentes da correntes de turbidez das simulações G-1, G-2 e G-3. . . . .	59
4.14	Vista superior da evolução das frentes das correntes de turbidez a) G-1, b) G-2, c) G-3. . . . .	60
4.15	Evolução temporal da percentagem de cada classe granulométrica de partículas no depósito para a) G-1, b) G-2 e c) G-3. . . . .	61
4.16	Camadas finais de depósito em $t = 20$ para a) G-1, b) G-2 e c) G-3. . . . .	61
4.17	Alteração máxima do relevo de fundo ( $t = 20$ ) em função do percentual de partículas grossas em cada simulação. . . . .	62
4.18	Curvas de nível do depósito final da simulação G-1. . . . .	62
4.19	Curvas de nível do depósito final da simulação G-2. . . . .	62
4.20	Curvas de nível do depósito final da simulação G-3. . . . .	63
4.21	Camadas de depósito em $t = 5, t = 10, t = 15$ e $t = 20,$ em um corte em $z = 0.75$ para a) G-1, b) G-2 e c) G-3. . . . .	64
4.22	Camadas de depósito em $t = 5, t = 10, t = 15$ e $t = 20,$ em um corte em $x = 5$ para a) G-1, b) G-2 e c) G-3. . . . .	64
4.23	Depósitos normalizados de G-1, G-2 e G-3. Corte em $z = 0.75$ . . . . .	65
4.24	Depósitos normalizados de G-1, G-2 e G-3. Corte em $z = 0.5$ . . . . .	65
4.25	Depósitos normalizados de G-1, G-2 e G-3. Corte em $x = 5$ . . . . .	66

4.26	Depósitos normalizados de G-1, G-2 e G-3. Corte em $x = 10$ .	67
4.27	Depósito final da simulação G-2, até $t = 30$ .	68
4.28	Gráfico de gradação e camadas temporais de depósito da simulação G-2, de 5 em 5 tempos, até $t = 30$ . Corte em $z = 0.75$ .	68
4.29	Camadas temporais de depósito da simulação G-2, de 5 em 5 tempos, até $t = 30$ . Corte em $x = 5$ .	68
4.30	Camadas temporais de depósito da simulação G-2, de 5 em 5 tempos, até $t = 30$ . Corte em $x = 10$ .	69
4.31	Frentes da corrente da simulação G-2, pra 7 tempos diferentes, de $t = 15$ até $t = 30$ .	69
4.32	Posição da frente da corrente de turbidez da simulação G-2 ao longo do tempo, até $t = 30$ .	69
4.33	Percentual de cada classe de partículas no depósito, para a simulação G-2, tempo 20 a 30.	70
4.34	Diferenças brutas entre os planos de depósito da simulação G-2 e da simulação F-2 (depósitos de G-2 menos os depósitos de F-2), para os tempos a) $t = 5$ , b) $t = 10$ , c) $t = 15$ e d) $t = 20$ .	72
4.35	Corte em $z = 0.75$ dos depósitos das simulações F-2 e G-2, nos tempos a) $t = 5$ , b) $t = 10$ , c) $t = 15$ e d) $t = 20$ .	73
4.36	Isosuperfícies de densidade adimensionalizada $\Phi = 0.4$ , para as simulações F-2 e G-2, nos tempos 10, 15 e 20. Vista superior.	74
4.37	Diferenças no campo de $\Phi$ , entre G-2 e F-2, para $y = 0.35$ , no tempo 20.	74
4.38	Superfície final de depósito ( $t = 15$ ) para as simulações a) C-0, b) C-05, c) C-1 e d) C-2.	75
4.39	Cortes dos depósitos finais das simulações C-0, C-05, C-1 e C-2, em a) $x = 3$ , b) $x = 5$ , c) $x = 7$ e d) $z = 0.6$ .	76
4.40	Erros médios relativos percentuais de depósito, para diferentes $\sigma$ .	78
4.41	Depósito final, em $t = 20$ , da simulação F-2, utilizado como base para a simulação A-2.	79
4.42	Isosuperfície de $\Phi = 0.4$ mostrando a propagação da corrente A-2 e posição da frente da corrente da simulação F-2, para cinco tempos igualmente espaçados. Vista superior.	79
4.43	Depósitos das simulações A-2 e S-2 nos tempos 5, 10, 15, e 20. Médias na direção $z$ .	80
4.44	Depósitos finais das simulações F-2 e G-2, e das simulações A-2 e S-2, propagadas sobre elas. Médias na direção $z$ .	81

## LISTA DE TABELAS

2.1	Trabalhos numéricos recentes envolvendo correntes de densidade. . . . .	13
4.1	Parâmetros das simulações iniciais. . . . .	49
4.2	Distribuição granulométrica inicial de cada simulação. . . . .	55
4.3	Diferenças no depósito entre F-2 e G-2. . . . .	72
4.4	Diferenças médias nas velocidades entre F-2 e G-2, no tempo 20. . . . .	73
4.5	Fator de compactação utilizado nas simulações C-0, C-05, C-1, e C-2. . . . .	75
4.6	Diferenças (em módulo) dos depósitos finais das simulações C-05, C-1 e C-2 com o depósito final da simulação C-0. . . . .	77
4.7	Diferenças no depósito entre A-2 e S-2. . . . .	80





## LISTA DE SÍMBOLOS

$C_r$	fração volumétrica de sedimentos na mistura
$d$	diâmetro da partícula
$D$	volume de depósito
$\Delta t$	intervalo de tempo
$\varepsilon$	campo matricial que representa o IBM
$\epsilon_{diss}$	taxa de dissipação turbulenta
$\vec{e}_g$	versor da gravidade
$\eta$	escala de Kolmogorov
$Fr$	número de Froude
$\tilde{F}u$	termo integrador temporal ligado ao método da projeção
$\Gamma$	superfície de integração temporal do depósito
$h$	altura do <i>lock-exchange</i>
$k_c$	número de onda de corte
$k'_c$	número de onda de corte modificado
$\kappa$	difusividade molecular
$L_x$	comprimento do domínio em x
$L_y$	comprimento do domínio em y
$L_z$	comprimento do domínio em z
$\nu$	viscosidade cinemática
$n_\Phi$	número de tamanhos de grão diferentes na mistura
$N_x$	número de malhas em x
$N_y$	número de malhas em y
$N_z$	número de malhas em z
$p$	pressão
$p_p$	porosidade
$\Psi$	superfície de referência de depósito
$\mu$	coeficiente de viscosidade dinâmico
$\Phi$	concentração de sedimentos
$\Phi_d$	concentração de sedimentos de um dado diâmetro
$\Pi$	termo relativo à correção de pressão
$Re$	número de Reynolds
$\rho$	massa específica
$Sc$	número de Schmidt
$S_{i,j}$	tensor taxa de deformação
$\sigma$	fator de compactação do sedimento ao depositar

$t$	tempo
$t_f$	tempo final da simulação
$\vec{u}$	velocidade
$u_b$	velocidade de flutuabilidade
$u_s$	velocidade de queda
$x$	coordenada horizontal na direção do escoamento da corrente
$y$	coordenada vertical
$z$	coordenada horizontal

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>CENAPAD</i>	Centro Nacional de Processamento de Alto Desempenho
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics (Fluidinâmica Computacional)
<i>DNS</i>	Direct Numerical Simulation (Simulação Numérica Direta)
<i>IBM</i>	Immersed Boundary Method (Método das Fronteiras Imersas)
<i>ILES</i>	Implicit Large Eddy Simulation (Simulação por Grandes Escalas Implícita)
<i>IPH</i>	Instituto de Pesquisas Hidráulicas
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation (Simulação por Grandes Escalas)
<i>LoboC</i>	Supercomputador Lobo Carneiro
<i>MEA</i>	Modified Equation Analysis (Análise de Equação Modificada)
<i>NECOD</i>	Núcleo de Estudos de Correntes de Densidade
<i>NETT</i>	Núcleo de Estudos em Transição e Turbulência
<i>RANS</i>	Reynolds Averaged Navier-Stokes
<i>SPH</i>	Smooth Particle Hydrodynamics
<i>SVV</i>	Spectral Vanishing Viscosity
<i>UFRGS</i>	Universidade Federal do Rio Grande do Sul
<i>UFRJ</i>	Universidade Federal do Rio de Janeiro
<i>UNICAMP</i>	Universidade Estadual de Campinas
<i>VIV</i>	Vibração Induzida por Vórtices



## SUMÁRIO

<b>Lista de Ilustrações</b>	<b>iv</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>viii</b>
<b>Lista de Símbolos</b>	<b>x</b>
<b>Lista de Abreviaturas e Siglas</b>	<b>xii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Contextualização . . . . .	1
1.2 Relevância . . . . .	3
1.3 Objetivos . . . . .	4
1.4 Estrutura do Trabalho . . . . .	5
<b>2 Revisão Bibliográfica</b>	<b>7</b>
2.1 Simulação numérica de fluxos turbulentos . . . . .	7
2.2 Fluxos gravitacionais de sedimentos e correntes de densidade . . . . .	10
2.3 Caracterização de correntes de turbidez . . . . .	14
2.4 Depósitos gerados por correntes de turbidez . . . . .	15
2.5 Correntes de densidade sobre relevos de fundo . . . . .	18
<b>3 Metodologia</b>	<b>27</b>
3.1 Modelo matemático . . . . .	27
3.1.1 Equações governantes do escoamento . . . . .	27
3.1.2 Formulações para volume de sedimentação . . . . .	29
3.1.3 Condições iniciais e de contorno . . . . .	30
3.1.4 Estimativa da Escala de Kolmogorov . . . . .	31
3.2 Modelo numérico . . . . .	32
3.2.1 Esquema espacial . . . . .	32
3.2.2 Esquema temporal . . . . .	35
3.2.3 Simulação Numérica Direta . . . . .	37
3.2.4 Definição do relevo de fundo . . . . .	39
3.2.5 Acúmulo do depósito . . . . .	40
3.2.6 Paralelização . . . . .	42
3.2.7 Precisão computacional . . . . .	43
3.3 Plano de Simulações . . . . .	43

---

<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>47</b>
4.1	Verificação das condições de contorno para sedimentação . . . . .	47
4.2	Verificações relativas ao depósito . . . . .	49
4.3	Simulações com alteração do relevo de fundo devido à sedimentação . . . . .	54
4.3.1	Influência da distribuição granulométrica . . . . .	54
4.3.2	Influência da alteração do fundo . . . . .	70
4.3.3	Influência do fator de compactação . . . . .	74
4.4	Simulação com alteração do relevo após cada simulação . . . . .	77
<b>5</b>	<b>Conclusões</b>	<b>83</b>
<b>6</b>	<b>Trabalhos Futuros</b>	<b>85</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>87</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo, introduzem-se as correntes de turbidez e sua ocorrência, apresentando o vocabulário e o contexto em que se apresentam. É também apresentada a relevância do estudo realizado para o presente trabalho, seus objetivos e etapas, e a estrutura do trabalho escrito.

### 1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO

Correntes de densidade ocorrem quando dois fluidos de densidades diferentes fluem um sob o outro por ação da gravidade. As correntes de densidade ocorrem na natureza por meio de diversos fenômenos, tais como tempestades de areia e avalanches (meio subaéreo), e também ocorrem submersas, como é o caso das correntes de turbidez (meio subaquático). Estas correntes de turbidez, ou turbidíticas, são um tipo específico de correntes de densidade, em que o fluido mais denso é uma mistura composta do fluido menos denso e sedimentos (Fig. 1.1). Estas partículas se depositam ao longo do tempo, gerando os depósitos denominados turbiditos.



Figura 1.1: Ilustração de corrente de turbidez. Fonte: TuMod - Integrated Turbidite Modelling, 2004 [58].

As correntes de turbidez apresentam interessante tema para estudo e análise em diferentes

áreas. Três abordagens consolidadas a respeito das correntes turbidíticas são a abordagem física (Fig. 1.2), ou seja, por meio de experimentos físicos em laboratório, a abordagem numérica (Fig. 1.3), feita com simulações numéricas utilizando equações que regem o escoamento, e a abordagem geológica, que estuda os turbiditos. A presente dissertação está inserida no contexto numérico, embora, por estudar os turbiditos, possua uma interface com a abordagem geológica do fenômeno. Entender sobre a ocorrência e formação dos turbiditos é especialmente importante para os geólogos estratigrafistas por causa da utilidade destas formações para indústria do petróleo.

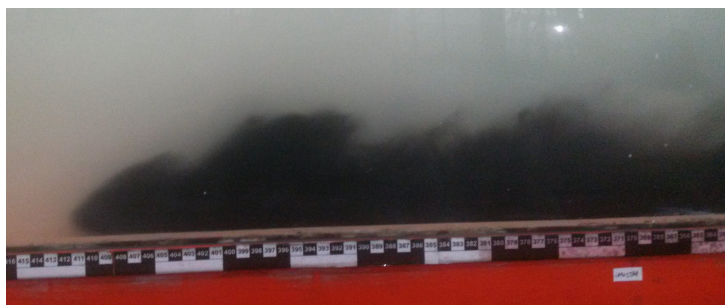


Figura 1.2: Modelagem Física de Corrente de Turbidez, realizada no Núcleo de Estudos em Correntes de Densidade/NECOD (IPH-UFRGS) em 17/10/16. Foto da autora.

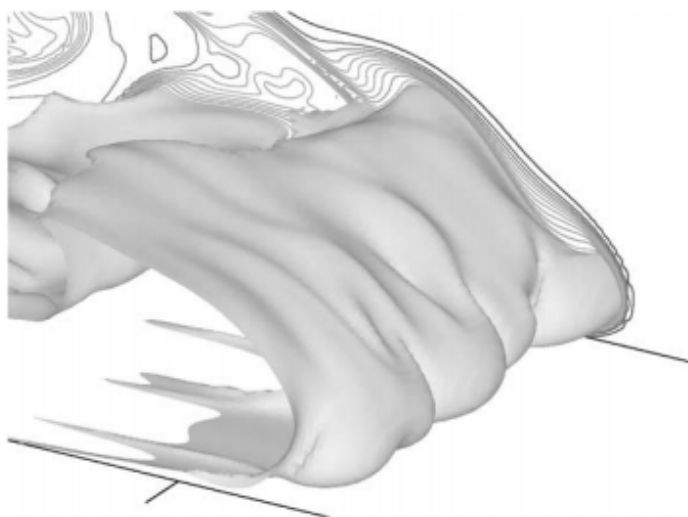


Figura 1.3: Simulação numérica de corrente de densidade (NECKER et al., 2002) [50]

As correntes de turbidez normalmente ocorrem em ambientes naturais, como no assoalho marinho, e são principalmente geradas por rupturas de solo na plataforma continental. Tais rupturas geram as correntes, que podem se propagar por quilômetros. Na Fig. 1.4, apresenta-se



a formação de leques submarinos, uma configuração comum para os depósitos submarinos de correntes de turbidez. Também é mostrada a gradação normal, que é a gradação geralmente encontrada nos depósitos das referidas correntes, representando os sedimentos de maior diâmetro se depositando antes dos de menor diâmetro, em cada evento de passagem de corrente de turbidez.

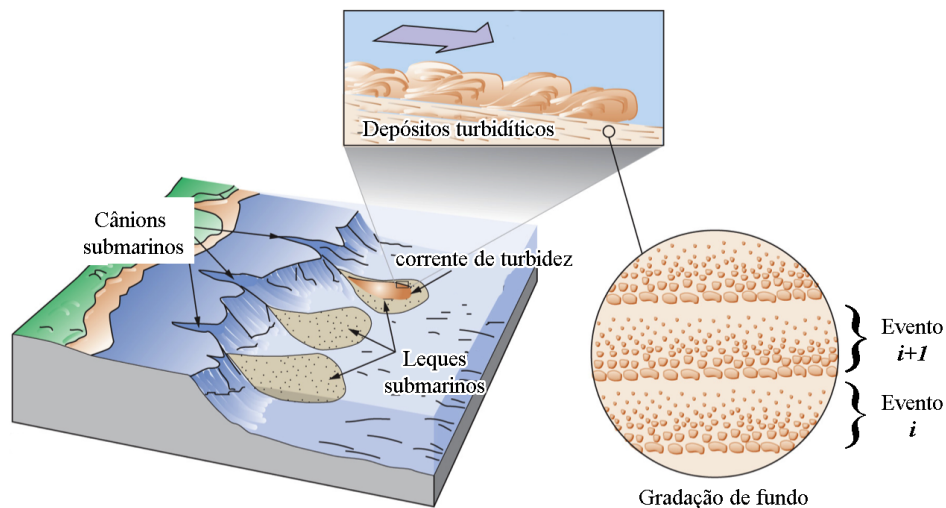


Figura 1.4: Esquemática de uma Corrente de Turbidez e de um Turbidito. Adaptado de Pearson Prentice Hall, Inc. 2008. apud Learning Geology [27]. Tradução livre.

## 1.2 RELEVÂNCIA

Quando a parte sólida da corrente de turbidez é composta principalmente por areias, o turbidito gerado tem alta porosidade, e, por este motivo, forma um possível reservatório para hidrocarbonetos em geral. Muitos campos de exploração petrolífera da camada pós-sal são turbiditos, formação que ocorre, por exemplo, no Brasil. Por isso, parte da relevância em estudar a propagação e o depósito dessas correntes está em localizar onde a prospecção de petróleo poderia ser realizada (MEIBURG; KNELLER, 2010 [43]; SYVITSKI et al., 1996 [64] ; SILVA et al, 2013 [60]). Por tal motivo, o interesse em estudar os turbiditos não está apenas no campo da geologia e estratigrafia, mas também na indústria petrolífera.

Estudos já foram feitos a respeito de correntes de turbidez e as formas de fundo provocadas por elas, por meio de simulação física. [7] [51] Porém, no âmbito de simulação numérica, em geral, considera-se que os canais onde se propagam as correntes de turbidez tenham fundo

plano, ou, então, fundo com relevo constante no tempo. Não foram encontrados trabalhos que quantificaram numericamente, em um domínio tridimensional, como a alteração do relevo de fundo, causada pelas partículas que formam a corrente de turbidez, influencia a própria corrente. Também não foram encontrados na literatura estudos indicando se considerar esta mudança no relevo é ou não é significativa. Isso implica que um dos avanços mais característicos do presente trabalho está na caracterização e simulação das correntes de turbidez e seus depósitos com uma ferramenta de âmbito numérico e computacional. Ambas modalidades de simulação numérica e simulação física de correntes de turbidez têm suas vantagens e desvantagens, e funcionam melhor em uma abordagem em que se complementam. Este fenômeno (a passagem de uma corrente de turbidez e a sedimentação de suas partículas) ocorre tão rapidamente na natureza que resulta difícil de ser observado. Normalmente, é possível estudar *in situ* apenas o depósito final. Portanto, o presente trabalho pretende contribuir no conhecimento sobre a formação dos turbiditos e nos processos-produtos (como os processos envolvidos mudam o produto, neste caso, o depósito). A simulação numérica também permite que se variem os parâmetros do escoamento de uma simulação para outra, e que se altere a geometria e o relevo de fundo com relação à condição inicial com certa facilidade.

### 1.3 OBJETIVOS

O objetivo principal da pesquisa realizada é analisar o efeito temporal causado na corrente de turbidez pela modificação do relevo de fundo em função da sedimentação dos sólidos que compõem a própria corrente.

Investigam-se as variáveis estudadas, em especial, o depósito, com uso da modelagem por meio da resolução de equações diferenciais numericamente. As equações de Navier-Stokes, da Continuidade e de Transporte-Difusão são resolvidas computacionalmente, e nenhum modelo de turbulência explícito é utilizado. O método Simulação Numérica Direta (DNS) será apresentado e discutido oportunamente. Este método confere alta precisão às simulações no que se refere à turbulência do escoamento.

As etapas principais da pesquisa são:

- implementar, simular e analisar uma corrente de turbidez polidispersa tridimensional,

- simular e analisar a sua propagação sobre topografias tridimensionais complexas \*,
- estudar a alteração no relevo em função do tempo, causada pelo depósito de sedimentos.

#### 1.4 ESTRUTURA DO TRABALHO

O primeiro e presente capítulo do trabalho corresponde à introdução, cujo propósito é mostrar a relevância, os objetivos e a estrutura do mesmo.

No segundo capítulo, apresenta-se uma revisão bibliográfica ligada ao tema da presente dissertação. Abordam-se os aspectos gerais da simulação numérica de escoamentos turbulentos, as classificações de correntes de turbidez, trabalhos publicados que envolvem correntes de densidade e turbiditos.

No terceiro capítulo, apresenta-se a metodologia utilizada na pesquisa, abrangendo metodologia matemática e numérica. São mostradas as equações diferenciais aplicadas, os métodos de discretização utilizados para resolvê-las, o cálculo do depósito e a paralelização do código.

No quarto capítulo, apresentam-se as verificações com os trabalhos de outros autores, e os resultados originais do trabalho.

---

\*A expressão “complexas” foi utilizada por Nasr-Azadani et al. (2013) [47], entre outros autores, para descrever relevos de fundo com superfícies gaussianas tridimensionais.



## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo, mostram-se as bases disponíveis na literatura acadêmica que alicerçam este trabalho. Revisam-se alguns conceitos a respeito da simulação numérica de escoamentos turbulentos, aborda-se o conhecimento atual sobre os temas de correntes de densidades, depósitos de correntes de turbidez, e os trabalhos numéricos e experimentais que simularam correntes de densidade se propagando sobre diferentes relevos de fundo.

### 2.1 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE FLUXOS TURBULENTOS

A natureza dos escoamentos turbulentos é estudada há mais de um século [57] [68]. Inicialmente, os escoamentos turbulentos eram considerados caóticos. Atualmente, se considera que há um certo nível de previsibilidade em seu comportamento (LESIEUR, 2008) [37]. Segundo Aref et al. (1999) [1], "Turbulência é o nome usualmente dado à classe de soluções caóticas, mal compreendidas, da equação de Navier-Stokes, nas quais muitos graus de liberdade são excitados". A resolução numérica das equações diferenciais para um escoamento turbulento permite descrever o comportamento do mesmo em determinada configuração.

Um dos principais parâmetros de simulação numérica de escoamentos turbulentos é o número de Reynolds ( $Re$ ), que é um adimensional que relaciona as forças inerciais com as viscosas. O  $Re$ , pode ser considerado uma medida da própria turbulência, na maior parte dos escoamentos, se mantidos constantes os demais parâmetros adimensionais. Em geral, quanto maior for seu valor, mais turbulento tende a ser o escoamento (LESIEUR, 2008) [37]. Um escoamento mais turbulento, por sua vez, implica na existência de vórtices em uma variedade maior de escalas turbulentas (TENNEKES, LUMLEY, 1972)[65]. A escala espacial do menor vórtice é uma medida muito relevante para a determinação do método de representação da turbulência a ser utilizado, e, por consequência, da malha computacional (TSINOBER, 2009) [67]. A escala deste menor vórtice é chamada de escala de Kolmogorov ( $\eta$ ), e o vórtice associado, de vórtice de Kolmogorov. Caso seja escolhido o método Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical*

*Simulation* - DNS), deve ser possível representar pela própria malha o vórtice de Kolmogorov, ou seja, o tamanho de malha deve ser inferior à escala de Kolmogorov (LESIEUR, 2008)[37]. A técnica DNS será abordada novamente no capítulo de Metodologia.

Como referido, o número de Reynolds é um dos fatores que determina a discretização que deve ser utilizada em um determinado domínio para obter uma simulação do tipo DNS. Com menores tamanhos de malha, são necessários mais pontos no domínio. Por consequência, em um esquema de diferenças finitas, cada ponto de malha adicionado é um ponto a mais onde devem ser resolvidas todas as equações diferenciais envolvidas no fenômeno. Ou seja, o custo computacional (que pode ser representado como o tempo que uma simulação demora para rodar, por exemplo) aumenta à medida que o número de pontos no domínio cresce. Por isso, o custo computacional de uma DNS costuma ser alto (LESIEUR et al., 2005) [38].

Para reduzir o custo computacional, é possível aumentar o tamanho de malha. Porém, um aumento da malha acima da escala de Kolmogorov sem nenhuma ação extra no sistema acarreta no desequilíbrio do espectro de potências do escoamento. As menores escalas de um escoamento turbulento são as mais dissipativas, portanto, ao não representá-las, a sua dissipação de energia é suprimida, e o escoamento tem um acúmulo de energia irreal. Por isso, quando se adotam malhas superiores à escala de Komogorov, deve-se modelar a atuação dos vórtices suprimidos no espectro de energia, representando sua atuação dissipativa (JIMENEZ, 2002) [26]. Isso pode ser feito de várias formas, que, em geral, dependem da discretização de malha adotada. Malhas com espaçamentos grandes, normalmente, precisam da aplicação de um modelo do tipo *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS), que modela grande parte das escalas turbulentas. Um meio-termo entre o DNS e o RANS é o *Large Eddy Simulation* (LES) (JIMENEZ, 2002) [26], mas existem inúmeros métodos, que representam uma gama de variações entre RANS e DNS, modelando e simulando diferentes parcelas da turbulência do escoamento. A Fig. 2.1 mostra a abrangência dos métodos DNS, LES e RANS no espaço de Fourier, em que  $k_c$  é o número de onda de corte (no caso, para LES), definido pelo tamanho da malha ( $k_c \geq 2\Delta x$ ). O número de onda de corte é o tamanho mínimo que uma variação (onda) deve ter no escoamento para que ela seja simulada pelo código.

A Fig. 2.2 representa de forma esquemática um vórtice da escala de Komogorov para um

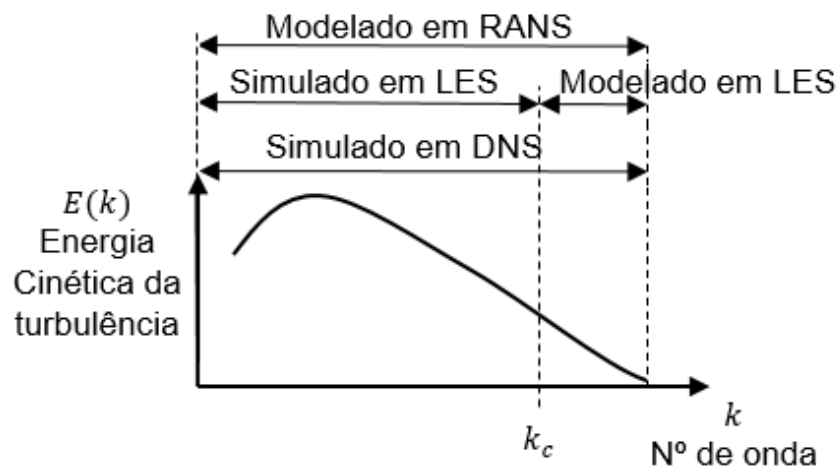


Figura 2.1: Definição das escalas turbulentas simuladas por DNS e modeladas por RANS e LES no espaço de Fourier.  $k_c$  é o número de onda de corte para o método LES. Esquema elaborado pela autora.

número de Reynolds genérico. Se a simulação realizada for uma DNS, este vórtice estará englobado em pelo menos três elementos de malha em cada direção. Se não for uma DNS, os menores vórtices devem ser menores que os espaçamentos de malha, e, além disso, vários vórtices podem estar contidos em uma só malha. Para representar corretamente o espectro de  $k$ , em alguns casos em que os espaçamentos de malha são grandes, a simulação deve usar modelos submalha, como é o caso de RANS e LES. Quando os vórtices estão contidos em uma malha e há um modelo submalha atuante, não é possível ver os vórtices, apenas seu efeito sobre o espectro de energia do caso simulado. No caso de DNS, a simulação, então, tem mais precisão, e nela é possível observar todas as escalas turbulentas do escoamento, das maiores às menores.

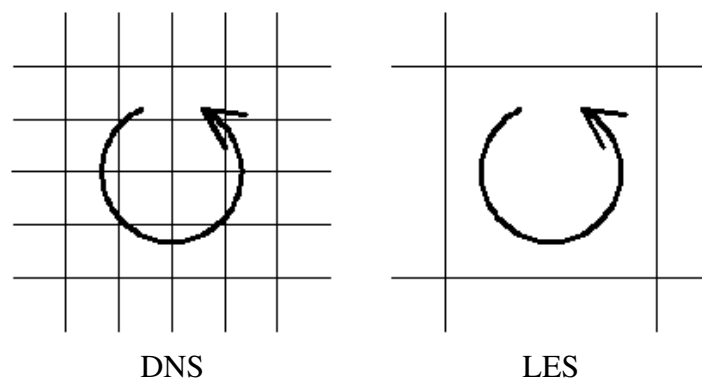


Figura 2.2: Esquema representando uma simulação do tipo DNS e outra, do tipo LES. O vórtice mostrado é o menor vórtice possível para um determinado número de Reynolds, ou vórtice de Kolmogorov. Esquema elaborado pela autora.

## 2.2 FLUXOS GRAVITACIONAIS DE SEDIMENTOS E CORRENTES DE DENSIDADE

Fluxos gravitacionais de sedimentos são fluxos gerados pela diferença de massa específica entre um fluido e o fluido ambiente que o rodeia. (PARSONS et al., 2007) [53] Segundo Huppert e Simpson (1980) [25], correntes de densidade ocorrem em qualquer situação em que se tenha um fluido mais denso se propagando sob um fluido menos denso (hiperpicnal), ou o contrário (hipopicnal), sendo que esse fluxo ocorre principalmente na direção horizontal, e podem se suceder na natureza ou por ação antrópica. Apesar dessa definição ser aceita e reproduzida por uma série de autores, existem muitas classificações diferentes de fluxos gravitacionais. Normalmente, a classificação "correntes de densidade", para a maior parte dos autores, engloba tanto as correntes conservativas, como as salinas, quanto as não-conservativas, como as de turbidez. A diferença principal entre esses casos é a conservação (ou não) da massa que forma a corrente: quando há sedimentação, a corrente perde massa, quando há erosão, ganha massa, portanto, é não-conservativa.

Outra classificação é a de fluxos gravitacionais hiperpicnais, hipopicnais e mesopicnais. Hiperpicnais são fluxos mais densos que o fluido ambiente, e, por esta razão, propagam-se embaixo deste. Fazem parte deste grupo as correntes de turbidez e os fluxos de detritos. Fluxos mesopicnais tem a mesma densidade do fluido ambiente, e os hipopicnais tem densidade menor, e tendem a se propagar na superfície livre. Um exemplo de fluxo hipopicnal ocorre no delta de um rio no mar: como a água do rio, dependendo de sua densidade, é menos densa que a água do mar, forma-se uma pluma hipopicnal sobre a superfície do mar (WARRICK; MILLIMAN, 2003) [69].

A corrente de turbidez tem uma estrutura definida, que pode ser vista na Fig. 2.3. À jusante, tem sua cabeça ou frente, que culmina no seu nariz, que é uma parte frontal que, na maioria das vezes, não encosta no fundo do canal. Atrás da cabeça, formam-se vórtices, que fazem a mistura do fluido ambiente com o fluido que forma a corrente. Passada a cabeça, temos o corpo da corrente, que se mantém com altura aproximadamente constante, e transporta grande parte do material em suspensão. Na área do corpo, as partes mais próximas do solo contém concentrações mais altas de material. Acima do corpo pode haver uma região de pluma, que são sólidos muito mais finos que a composição geral da corrente, mas que também são transportados



devido a passagem dela. A cauda é a região final da corrente de turbidez, que só existe caso a mesma tenha sido gerada por um pulso de sedimentos, como, por exemplo, uma ruptura de talude. A corrente de turbidez também possui estruturas tridimensionais, visíveis na frente, que são os lóbulos e fendas. As fendas são entranhamentos na corrente, os quais propiciam a mistura do fluido ambiente na mesma, e os lóbulos são projeções existentes entre uma fenda e outra.

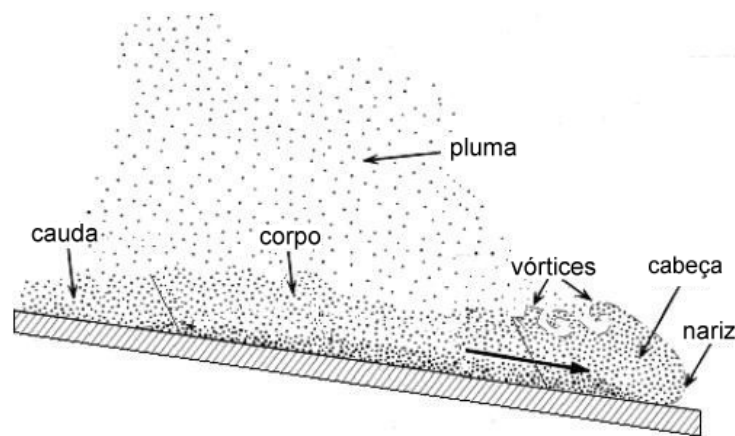


Figura 2.3: Esquema de corrente de turbidez. Fonte: adaptado de Lepore (2012) [36]

Para Simpson (1999) [61], correntes de turbidez são uma classe importante de correntes de densidade, cuja diferença de densidade se dá pela presença de sedimentos. Parte dos trabalhos pioneiros e que construíram os paradigmas da atualidade, no âmbito de correntes de densidade, foram feitos sem considerar a sedimentação, quiçá a dinâmica do depósito gerado. Hartel et al. (2000a) [23] simularam uma corrente de densidade sem utilizar velocidade de queda. Posteriormente, Necker et al. (2002) [50] realizaram simulações pioneiras, em que se considerou a sedimentação que ocorre nas correntes de turbidez, para um caso monodisperso. Com suas simulações, chegaram a resultados a respeito de energia, tensão de fundo, e comparações entre simulações 2D e 3D, que são utilizados e citados ainda hoje. A simulação de correntes de turbidez polidispersas remonta a Harris et al. (2002) [21], em que foram contabilizados, separadamente, os depósitos de duas classes de partículas, finas e grossas.

A formação de lóbulos e fendas foi descrita pelo trabalho de Hartel et al. (2000b) [22] (Fig. 2.4). Ratificou-se, através de simulação numérica, que estas estruturas são geradas pelo entranhamento do fluido mais denso no fluido menos denso, sendo que as fendas são regiões de

mistura entre os fluidos. Estes autores também fizeram uma análise de estabilidade na frente de uma corrente de densidade. No âmbito de simulação física, Britter e Simpson (1978) [6] já haviam estudado experimentalmente a dinâmica da cabeça de correntes de densidade.

Espath et al. (2015) [14] simularam numericamente e plotaram os mapas de depósito de correntes turbidíticas monodispersas para  $Re = 2236, 5000$  e  $10000$ , utilizando velocidade de queda adimensionalizada de  $0.02$ . As formas dos depósitos (Fig. 2.5) levam as marcas (linhas longitudinais) dos lóbulos e fendas, ligados a cabeça da corrente.

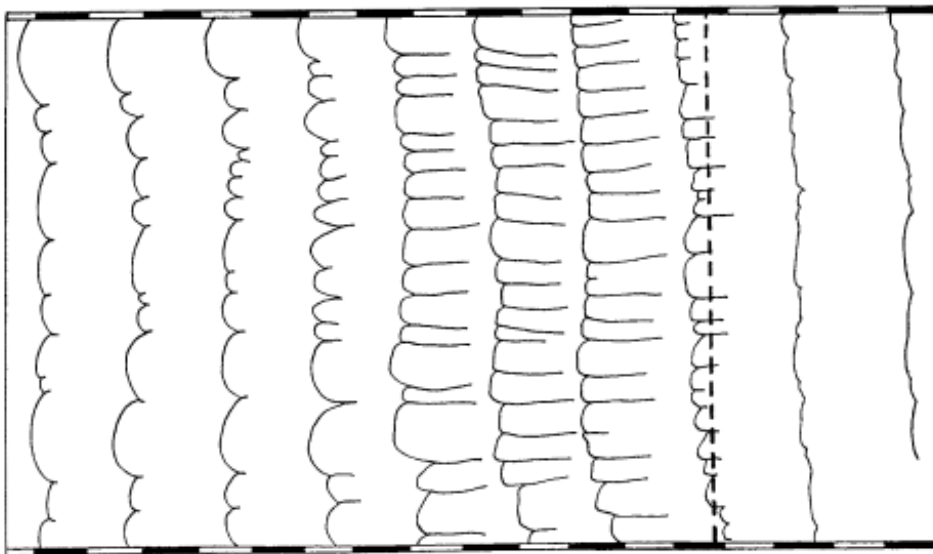


Figura 2.4: Lóbulos e fendas de uma frente de corrente de densidade, vistos de cima, em uma evolução temporal, da direita para a esquerda (HARTEL et al., 2000b) [22]

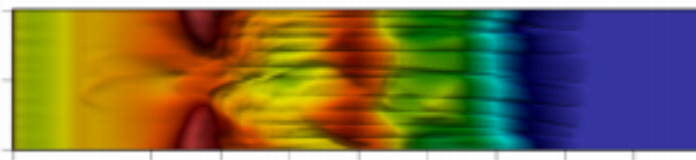


Figura 2.5: Depósito da corrente de turbidez, influenciado pelos lóbulos e fendas (ESPATH et al., 2015)[14].

Alguns trabalhos recentes se destacam no âmbito da simulação computacional de correntes de densidade. Seus métodos de cálculo, o foco de cada um, e demais informações importantes foram agrupados na Tab. 2.1, que apresenta os trabalhos publicados, cronologicamente.

Tabela 2.1: Trabalhos numéricos recentes envolvendo correntes de densidade.

autores	ano	método	domínio	DNS	foco
Hall et al. [19]	2008	análise de estabilidade linear	-	-	análise de estabilidade de fundo erodível
Gonzalez-Juez et al. [17]	2009	volumes finitos	2D	Sim	interação com cilindro
Lesshafft et al. [39]	2011	análise de estabilidade linear	-	-	análise de estabilidade no fundo do oceano
Nasr-Azadani et al. [47]	2013	ENO 3ª ordem	2D/3D	Sim	corrente de turbidez bidispersa, conformidade com experimentos
Guerra et al. [18]	2013	método dos elementos finitos com <i>residual-based variational multiscale</i> (RBVMS)	3D	Não	Emprego de métodos RANS e LES
Lucchese et al. [41]	2014	diferenças finitas de sexta ordem	2D	Sim	interação com cilindro
Parkinson et al. [52]	2014	método dos elementos finitos com malha auto-adaptável	3D	Sim	validação do método
Nasr-Azadani e Meiburg [48]	2014	ENO 3ª ordem	3D	Sim	relevo em forma de superfície gaussiana
Espath et al. [13]	2014	diferenças finitas de sexta ordem	2D/3D	Sim	números de Reynolds de até 10000
Kovárik et al. [30]	2015	método de fronteiras livres, sem malhas	2D	Não	validação do método
Traer et al. [66]	2015	modelo <i>depth-average</i>	1D	Não	propagação sobre relevos reais
Morigi et al. [46]	2016	diferenças finitas de sexta ordem	2D	Não	interação com cilindro em vibração induzida por vórtices (VIV)
Konopliv e Meiburg [29]	2016	diferenças finitas de sexta ordem, malha pseudoespectral na direção do escoamento	2D/3D	Sim	dupla difusividade
Espath et al. [12]	2016	diferenças finitas de sexta ordem	3D	Sim	<i>lock-exchange</i> não-simétrico
Biegert et al. [3]	2017	simulação de partículas	3D	Sim	apresentação do método
Francisco et al. [15]	2018	diferenças finitas de sexta ordem	3D	Sim	corrente em leque, velocidade de queda influencia lóbulos e fendas

### 2.3 CARACTERIZAÇÃO DE CORRENTES DE TURBIDEZ

Correntes de turbidez estão contidas no espectro de correntes de densidade, bem como correntes de densidade estão contidas no espectro de fluxos gravitacionais de sedimentos. Correntes de turbidez são, portanto, fluxos gravitacionais, nos quais as partículas são mantidas em suspensão, principalmente, pela turbulência do escoamento. Essa turbulência que sustenta as partículas em suspensão é, geralmente, gerada pelo movimento do fluido na parte inferior da corrente. Nas correntes de turbidez, ou turbidíticas, o fluido que forma a corrente é miscível ao fluido ambiente. As correntes de turbidez são não-conservativas por definição, ou seja, perdem parte de sua massa devido à deposição, ou ganham massa devido à erosão. (MEIBURG; KNELLER, 2010) [43]

Em correntes de turbidez de baixa concentração (com as partículas sólidas compondo até 7% [43] [42], ou, até 20% [59] do volume), que são as estudadas no presente trabalho, as interações entre partículas são desprezíveis e, para fins de modelagem numérica, a aproximação de Boussinesq é adequada (BAGNOLD, 1954) [2].

Devido à sua aparente similaridade, pode haver confusão entre dois tipos de fluxos gravitacionais de sedimentos, os fluxos de detritos e as correntes de turbidez. As diferenças principais entre os dois fluxos estão em sua reologia, mecanismo de suporte, mecanismo de sedimentação, e a gradação do depósito. Embora os fluxos de detritos possam evoluir para correntes de turbidez (HAMPTON, 1972) [20], os dois fluxos tem dinâmicas bem diferentes. Aborda-se, no presente trabalho, somente as correntes de turbidez, consideradas Newtonianas, e sustentadas principalmente pela turbulência do escoamento. Em contraste, estão os fluxos de detritos, que se suportam, em grande parte, pelas interações entre partículas, sejam elas colisões semi-elásticas ou a coesão de partículas argilosas.

A ocorrência das correntes de turbidez, na natureza, se dá de diversas maneiras (Fig. 2.6). O principal mecanismo conhecido é a ruptura de solo da plataforma continental, que cria uma corrente que se propaga por cânions submarinos, chegando ao assoalho marinho e se espalhando em forma de leques (*fans*). Outra possibilidade seria um rio com concentrações de sedimentos muito altas encontrar, em sua foz, um cânion submarino, e com isso, gerar uma corrente de turbidez. Porém, alguns geólogos afirmam que esta configuração não ocorre atualmente no

Brasil, devido a que a plataforma continental avança vários quilômetros mar adentro.

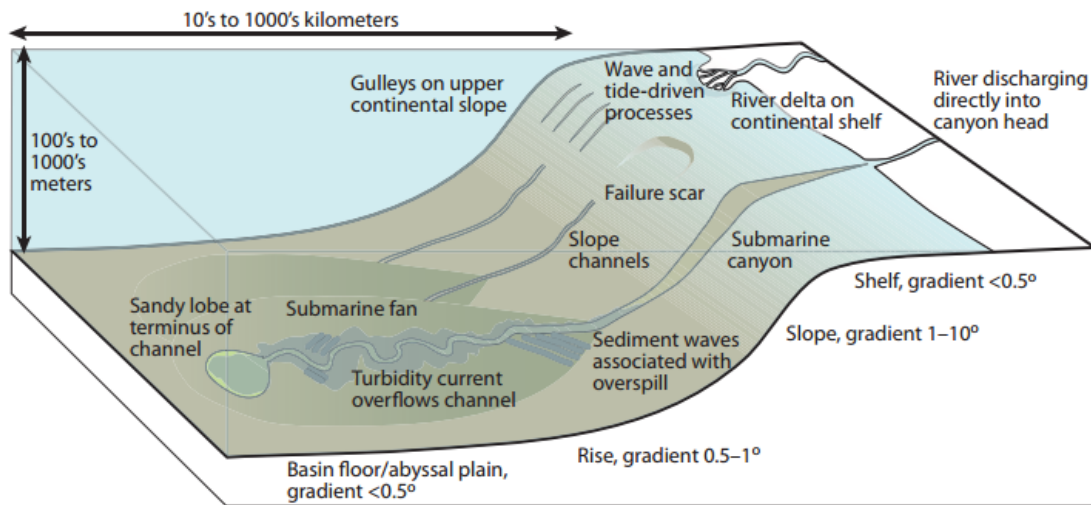


Figura 2.6: Esquemática da ocorrência de correntes de turbidez de diferentes maneiras.  
Fonte: Meiburg e Kneller, 2010 [43]

## 2.4 DEPÓSITOS GERADOS POR CORRENTES DE TURBIDEZ

Uma das abordagens de pesquisa multidisciplinar em engenharia e em geologia é a de processo-produto. Esta abordagem busca entender e relacionar os processos de depósito e a dinâmica do que acontece durante a sedimentação e o depósito sedimentar gerado pelo processo, sendo este consolidado ou não (PEAKALL; SUMNER, 2015) [54]. Neste contexto, o depósito gerado pelas correntes de turbidez é chamado de turbidito.

A caracterização processo-produto dos turbiditos foi feita, primeiramente, por Bouma (1962) [5], que observou a gradação do tipo normal para turbiditos, que representa os sedimentos finos sobre os grossos, para cada evento de corrente de turbidez. Ele também identificou fácies (camadas de sedimentos) nos turbiditos, gerando uma esquematização, que hoje é chamada de sequência de Bouma. A sequência de Bouma se caracteriza por fácies com nomes de A até E, explicadas a seguir:

- A: Camada de classificação massiva (granulometrias misturadas) ou normal, formada por areias finas a grossas, possivelmente com presença de clastos ou cascalho. Pode estar posicionada sobre uma parte erodida do solo basal.

- B: Camada formada por lâminas planas de areias finas a médias. Na base desta camada podem se encontrar marcas únicas, tais como sulcos.
- C: Lâminas onduladas de areia fina.
- D: Lâminas paralelas de silte.
- E: Camada de classificação massiva, argilosa, às vezes, com evidências de bioturbação (partes de fósseis de seres vivos). A fácies E, em alguns turbiditos, não existe, ou é difícil de ser diferenciada da fácies D.

A ordem dada é ligada à ordem de sedimentação, sendo que, no depósito consolidado, a fácies A fica embaixo e a fácies E é a mais superior. A Fig. 2.7 mostra a sequência de Bouma em um turbidito real. A camada inferior do turbidito costuma ser mais energética \* e formada por areias, é, por isso, rica em vazios, enquanto sua camada superior tem baixa porosidade, não deixando que o fluido armazenado no depósito escape com facilidade. No caso de reservatórios de petróleo, a camada superior pode atuar como um selante.

Bouma (1964) [4] também observou a similaridade dos turbiditos aflorados na superfície com a granulometria das areias oceânicas das plataformas continentais, o que corrobora com a formação de turbiditos submarinos e posterior afloração das rochas por processos geológicos.

Lowe (1982) [40] propôs uma representação em forma de sequência de depósito, para os depósitos de correntes de turbidez altamente concentradas. Stow e Shanmugam (1980) [62] propuseram uma outra sequência, para correntes de turbidez de baixa concentração formadas por partículas finas, em que se separam 8 fácies diferentes. Apesar destes estudos, muitas vezes, não é possível separar visivelmente quaisquer camadas de depósito, e só é possível ver a gradação, normal a massiva †, observada por Kuenen e Migliorini (1950) [31].

Parker et al. (1987) [51] realizaram experimentos a respeito de correntes de densidade sobre um fundo erodível (formado por partículas de sílica), e observaram a formação de formas

---

\*A denominação "energética" é de cunho estratigráfico. Fluxos de qualquer natureza, que tenham maior competência, acabam levando partículas e rochas de maior tamanho. Por isso, os geólogos especializados, ao observarem uma formação sedimentar, são capazes de determinar quantos eventos ocorreram e estimar a energia contida nos escoamentos que a geraram.

†A gradação normal representa partículas mais grossas sob partículas mais finas. A massiva, partículas finas e grossas misturadas no depósito. "Normal a massiva" pode ser qualquer gradação sedimentar que varie entre estes dois casos.



Figura 2.7: Turbidito existente em Pescadero Beach, California, Estados Unidos. Cada letra escrita em branco está sobre a fácies correspondente, da sequência de Bouma (1962) [5]. Neste caso, a fácies E é inexistente, o que é comum de acontecer pois a fácies E é formada de partículas muito finas, que podem ser transportadas pelos escoamentos subsequentes. Foto: Mike S. Clark.

de fundo após a passagem de certas correntes. As formas de fundo observadas são pequenas ondulações. As formas de fundo formadas por correntes de turbidez continuam sendo estudadas. Koller et al. (2017) [28] fizeram uma série de experimentos de correntes de turbidez, observaram as formas de fundo geradas e plotaram sobre alguns diagramas de formas de fundo empíricos e teóricos, indicando que a previsão *a priori* de quais formas de fundo serão geradas por uma corrente, em geral, não é precisa, por meio de diagramas.

Gladstone et al. (1998) [16] fizeram estudos experimentais sobre o depósito de sedimentos gerados por correntes com condição inicial de *lock-exchange* (configuração em que o fluido mais denso está separado do fluido menos denso por uma barreira, que é retirada instantaneamente no tempo inicial). Seu estudo se baseou no uso de partículas de carboneto de silício, de granulometrias aproximadamente uniformes. Os experimentos feitos foram monodispersos, bidispersos, e com misturas de até 5 tamanhos de grão diferentes. As metodologias e instru-

mentos utilizados conseguiram quantificar a granulometria do depósito com boa precisão (os erros de retirada e secagem foram inferiores a 2.3% e os erros de medição no contador de partículas eletrozônio variaram de 1 a 2%). Observou-se que, quanto maior a graduação de finos na corrente, mais longe ela se propaga. A quantidade de finos também influencia no transporte e distância média de depósito dos grossos que estão na composição da mesma corrente. A inclusão de mais finos ou mais grossos em uma corrente padrão gera alterações claras no depósito (Fig. 2.8). Como esperado, o depósito fica, em média, mais perto do *lock*, no caso do acréscimo de grossos, e ao contrário, o depósito, em média, se afasta mais da posição inicial, se há acréscimo de finos.

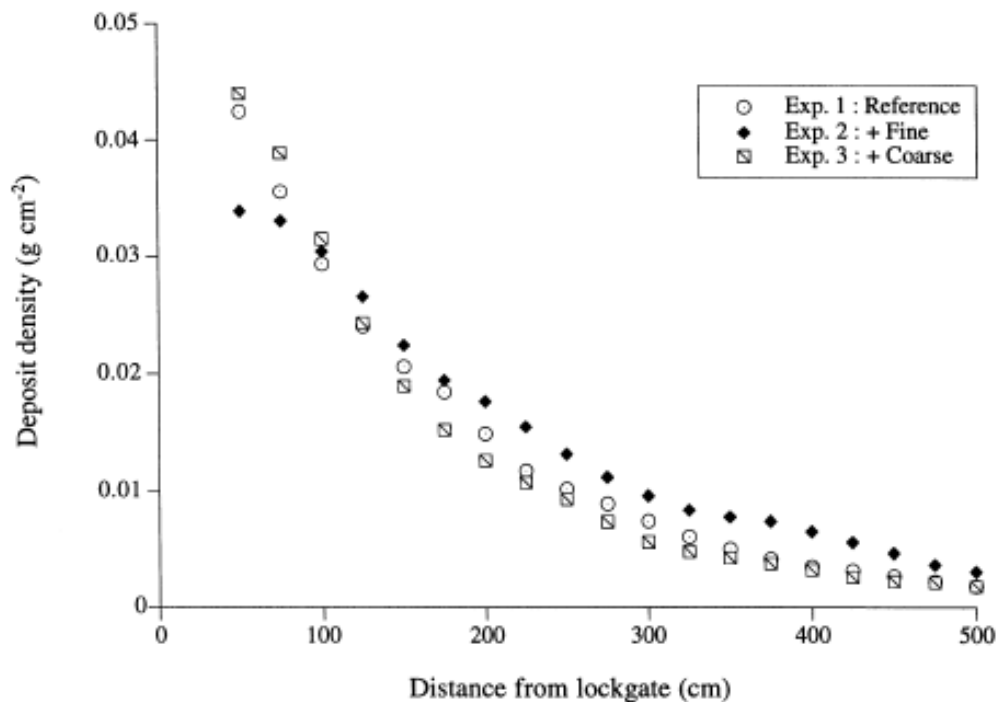


Figura 2.8: Depósito de uma corrente de turbidez padrão, e outras duas, uma acrescida de finos e outra acrescida de grossos (GLADSTONE et al., 1998) [16].

## 2.5 CORRENTES DE DENSIDADE SOBRE RELEVOS DE FUNDO

Monaghan et al. (1999) [45] trabalharam com correntes de turbidez que desciam uma rampa, ou entravam no tanque por meio de queda livre (equivalente a uma rampa de 90°). Os experimentos foram realizados em um tanque estratificado, em que o fluido superior desta estratifica-



ção era água limpa, e o fluido inferior, água salgada, de massa específica  $1031 \text{ kg/m}^3$ . Alguns dos experimentos realizados foram com correntes hiperpicnais, ou, como visto, correntes de densidade (Fig. 2.9), outras, com fluidos de densidade intermediária entre a água limpa e a água salgada, formando, então, correntes intrusivas. Para as correntes hiperpicnais, quando ocorre o choque com a interface entre os dois fluidos que compõem a estratificação, ondas de grande amplitude são geradas, relacionadas com a massa específica do fluido que compõe a corrente. Faz-se também uma reflexão a respeito dos fluxos piroclásticos (em geral, fluxos gerados por lava de erupção vulcânica) em ambiente marinho, visto que eles podem gerar ondas de alta amplitude (e até desencadear tsunamis) ao chocarem-se com interfaces de fluidos estratificados. Observou-se, adicionalmente, que o movimento e a intensidade turbulenta na cabeça da corrente de densidade é mais elevada quanto maior o ângulo da rampa colocada no tanque.

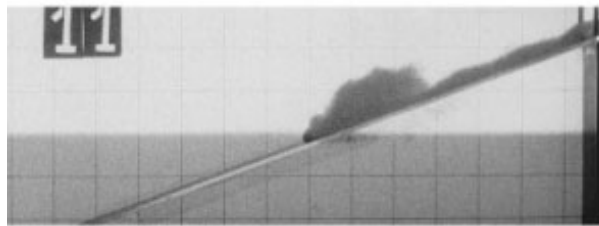


Figura 2.9: Corrente de densidade ( $\rho = 1097 \text{ kg/m}^3$ ) descendo uma rampa de inclinação  $20^\circ$ , em um fluido estratificado. O fluido superior, mais esbranquiçado, é água doce, e o de baixo, mais transparente, água salgada (MONAGHAN et al, 1999) [45].

No mesmo trabalho (MONAGHAN et al., 1999) [45] também foram realizadas simulações numéricas, utilizando o método *Smooth Particle Hydrodynamics* (SPH), que discretiza o domínio com uma abordagem lagrangiana, de forma que o fluido passa a ser formado por um número de partículas que representam volumes de fluido. Essa abordagem foi utilizada por, na época, fornecer uma boa aproximação para as ondas de superfície e para a estratificação no tanque. As simulações numéricas corroboraram com os experimentos feitos em laboratório, e mostraram que o fluido ambiente entranha-se na corrente de densidade através do vórtice da cabeça da corrente de densidade, por causa da mistura que este provoca.

Bursik e Woods (2000) [7] fizeram simulações físicas de correntes de turbidez que se propagavam sobre fundos com relevo. Entre os relevos, está um "cume", uma elevação bidimensional

em forma de calombo, medindo  $1.4\text{ cm}^{\ddagger}$  (Fig. 2.10). Observou-se que, após o calombo, há uma depressão na altura da corrente de turbidez, provavelmente causada pelo obstáculo ao fluxo. Em tempos mais avançados, o escoamento atinge um estado estacionário, em que, a montante do calombo, tem-se escoamento subcrítico ( $Fr < 1$ ), e, a jusante, escoamento supercrítico ( $Fr > 1$ ), então há troca de regime. Isso é facilmente observável, visto que a altura da corrente antes do calombo é substancialmente maior que depois. O depósito tem um decaimento aproximadamente linear no domínio estudado, e não passa por alterações significativas na passagem pelo calombo de  $1.4\text{ cm}$ . Para outro calombo, mais alto  $^{\S}$ , há diferenças na sedimentação. Isso porque, por ser maior, ele retém parte do escoamento e devolve uma onda de reflexão, associada ao choque da corrente com o relevo. Por isso, antes do pico do calombo, o depósito é maior, tendo uma queda abrupta após este pico (Fig. 2.11).

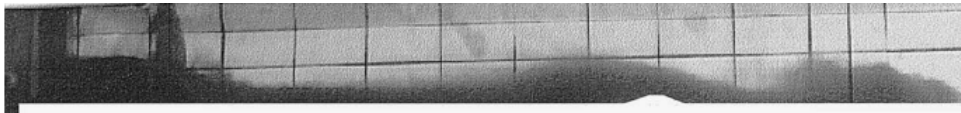


Figura 2.10: Corrente de turbidez, propagando-se sobre um calombo no fundo do tanque (BURSIK; WOODS, 2000) [7].

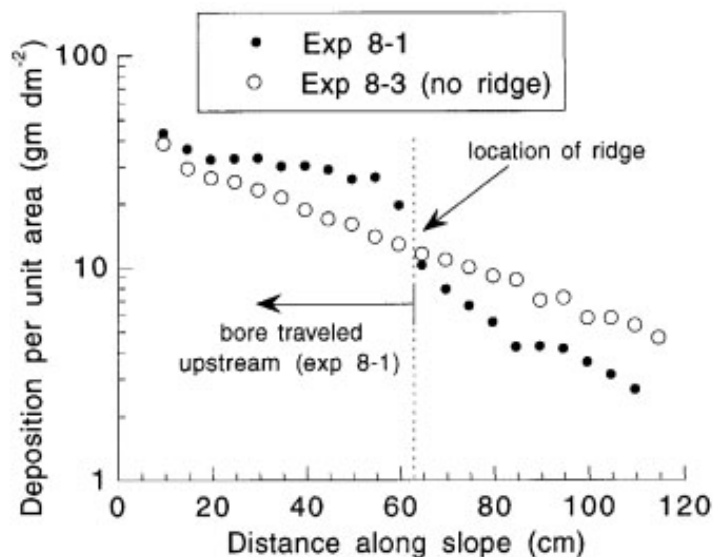


Figura 2.11: Depósito da corrente de turbidez que passa por um calombo (experimento 8-1), comparado ao depósito em fundo plano. (BURSIK; WOODS, 2000) [7].

$\ddagger$ O domínio mede  $3\text{ m}$  de comprimento,  $20\text{ cm}$  de largura e foi preenchido com fluido até  $50\text{ cm}$  de altura.

$\S$ O tamanho deste calombo maior, em questão, não está presente no trabalho de Bursik e Woods (2000).

Bursik e Woods (2000) [7] também analisaram os efeitos de um alargamento pontual no canal, e, com isso, chegaram a conclusão que esta particularidade não diminui a densidade do depósito por área. Outro caso analisado foi um degrau no fundo: na parte inferior dele, logo depois da descontinuidade, o depósito foi maior, decrescendo logo em seguida.

Pinto et al. (2013) [55] simularam numericamente uma corrente de turbidez que se propagava sobre uma rampa. Hoffmann et al. (2015) [24] simularam, assim como Pinto et al. (2013), utilizando Simulação Numérica Direta, uma configuração semelhante e mostraram os perfis de depósito sobre a rampa, com um detalhe importante: os perfis de depósito de uma simulação atualizavam o relevo de fundo da próxima, e assim por diante, até rodarem-se 10 simulações sucessivas (Fig. 2.12). Hoffmann et al. (2015) [24] chamaram seus depósitos de "onda de sedimentos", que mudaram em função da velocidade de queda adotada para os sedimentos, formando formas de fundo diferenciadas. Porém, o trabalho em questão não utilizou polidispersão, o que pode ser considerada uma abordagem muito distante da realidade. Apesar disso, o objetivo de observar a formação do depósito foi atingido.

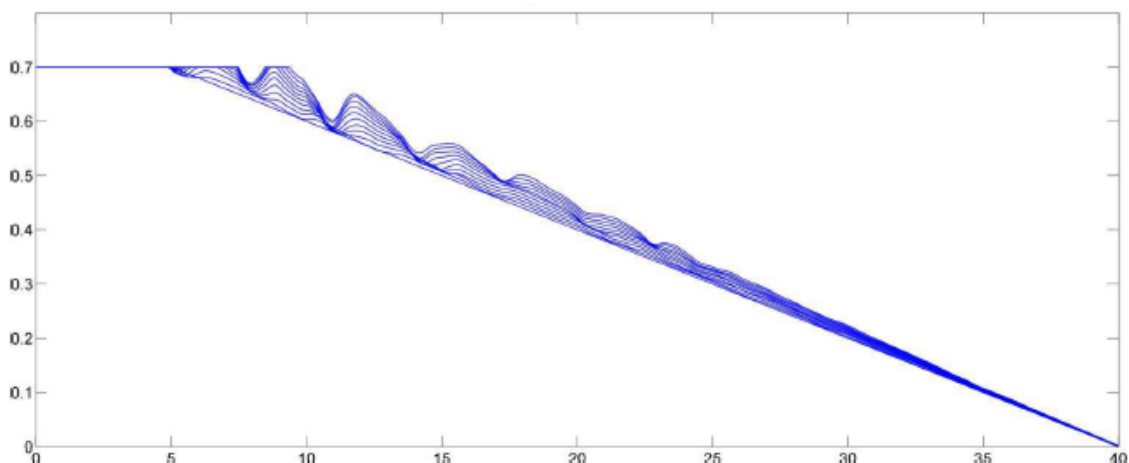


Figura 2.12: Depósito de dez simulações sucessivas sobre rampa de inclinação 0.02.  $Re = 2000$  e  $u_s = 0.01$  (velocidade de queda adimensional) (HOFFMANN et al., 2015) [24].

Strauss e Glinksky (2012) [63] trabalharam numericamente com correntes de turbidez em uma rampa descendente com uma pequena elevação no fim. Seus depósitos foram contabilizados levando em conta o depósito da corrente anterior. Na Fig. 2.13, são apresentados os depósitos que resultaram após a passagem de cento e vinte correntes sucessivas. As simula-

ções realizadas foram polidispersas, com cinco diâmetros de partículas, espaçados igualmente, e variados de 300 a 700  $\mu\text{m}$ . A contrapartida do trabalho de Strauss e Glinsky (2012) está no modelo utilizado, que é um modelo de profundidade média (*depth-average*).

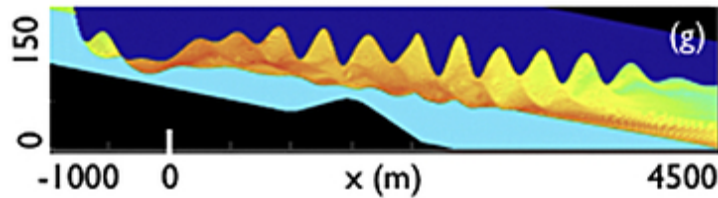


Figura 2.13: Depósito de cento e vinte (120) simulações sucessivas sobre rampa com ondulação no final. Cores mais amareladas indicam partículas finas, enquanto o azul-claro indica partículas mais grossas. O relevo sólido (não-erodível) está representado em preto (STRAUSS; GLINSKY, 2012) [63].

Nasr-Azadani et al. (2013) [47] simularam correntes turbidíticas bidispersas se propagando sobre uma superfície gaussiana tridimensional. Os resultados fornecidos pelo código TURBINS (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2011) [49], que faz Simulação Numérica Direta, foram comparados com diversos trabalhos experimentais e numéricos, obtendo concordância. Na Fig. 2.14, apresenta-se o mapa de depósito total das partículas, com o domínio visto de cima e a indicação da localização da superfície gaussiana. As anormalidades no depósito são visíveis na região a jusante da mesma, onde a forma do depósito de sedimentos se assemelha com a região de recirculação gerada atrás do obstáculo.

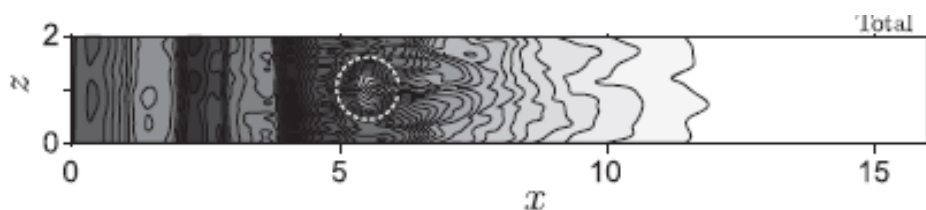


Figura 2.14: Depósito total das partículas, visto de cima do domínio, com indicação do local do obstáculo (linha pontilhada branca). Simulação bidispersa com velocidades de queda adimensionalizadas de 0.035 (90% da concentração) e 0.0035 (10% da concentração). (NASR-AZADANI et al., 2013) [47].

O trabalho de Nasr-Azadani e Meiburg (2014) [48] também foca na propagação e depósito de correntes de turbidez sobre uma gaussiana (Fig. 2.15). Novamente, se emprega bidispersão. O código utilizado resolve diretamente as Equações de Navier-Stokes sobre uma malha não-

uniforme (com *stretching*<sup>¶</sup>). Foram simuladas três configurações diferentes: uma com fundo plano, uma com um calombo medindo 0,25 unidades adimensionais e outra com um calombo com o dobro da altura, 0,5 unidades adimensionais. Uma quarta simulação foi realizada, com as mesmas configurações da terceira, porém, alterando o tipo de corrente de turbidez para corrente conservativa, ou corrente salina, em que a velocidade de queda é nula. Ao interagir com o obstáculo, a corrente salina consegue manter mais a sua velocidade e chega mais longe, se comparada à corrente de turbidez em questão.

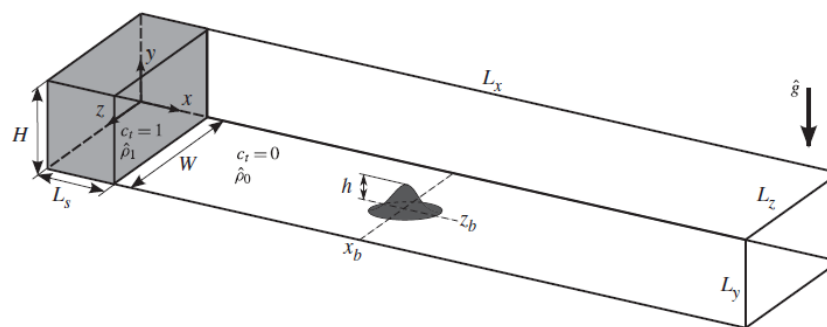


Figura 2.15: Condição inicial usada nas simulações de Nasr-Azadani e Meiburg (2014) [48]. À esquerda, se vê o *lock*, no qual se localiza o fluido mais denso, que, é formado por uma solução bidispersa.

Como esperado, as partículas finas demoraram mais para sedimentarem completamente, e suas taxas foram substancialmente menores que as das grossas (Fig. 2.16). Na Fig. 2.16, também se vê que o relevo de fundo parece fazer pouca diferença para o depósito. Com a perda de grande parte de sua massa, a partir de, aproximadamente, o tempo  $t = 15$ , as correntes começam a desacelerar. A partir do tempo  $t = 50$ , todas as partículas grossas já sedimentaram, e restam apenas algumas finas. O obstáculo influencia as instabilidades de lóbulos e fendas: sem o obstáculo, formam-se vários lóbulos e fendas, em um total de 12 estruturas. Ao passar pelo obstáculo, as instabilidades são fortemente alteradas, passando a ser cinco ou seis. Na Fig. 2.17, mostra-se a evolução temporal da instabilidade de lóbulos e fendas, para  $Re = 2000$ , onde se observa a perturbação causada pelo calombo gaussiano de altura 0.5.

Simulações adicionais foram feitas por Nasr-Azadani e Meiburg (2014) [48], mostrando que, para alturas de calombo gaussiano acima de 0.9, a corrente de turbidez não consegue cobrir

<sup>¶</sup>O *stretching* é uma forma de refinar localmente a malha em alguns pontos que mantém a forma cartesiana e estruturada da malha.

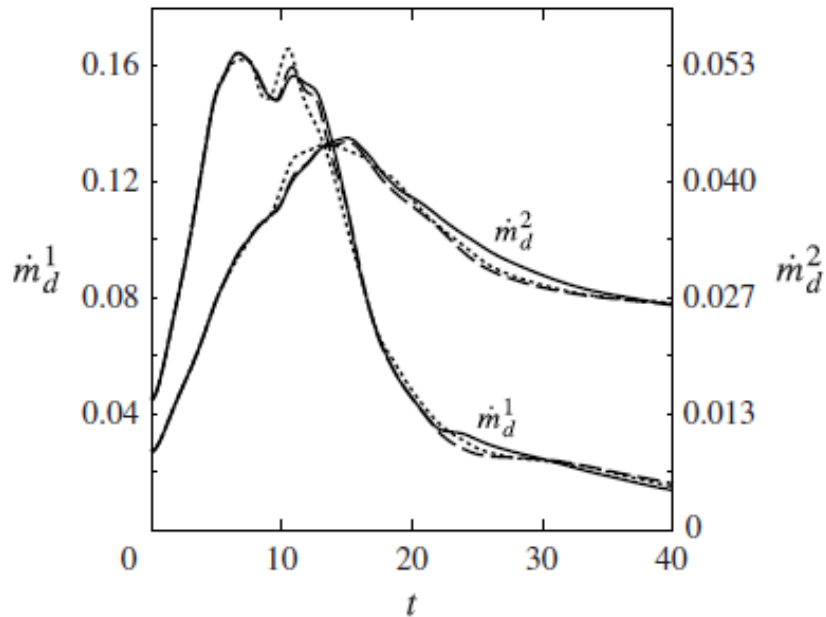


Figura 2.16: Taxa de sedimentação em função do tempo para as simulações com fundo plano (linha pontilhada), calombo de 0,25 (linha tracejada) e calombo de 0,5 (linha cheia).  $\dot{m}_d^1$  é a parcela de grossos e  $\dot{m}_d^2$  é a parcela de finos. (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2014) [48].

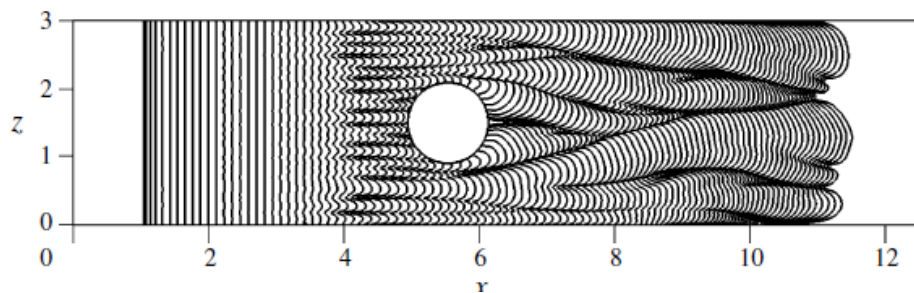


Figura 2.17: Alteração temporal ( $\Delta t = 0, 2$ , até o tempo  $t = 20$ ) das instabilidades de lóbulos e fendas, ao longo do tempo, ao passar pelo calombo gaussiano de altura 0,5.  $Re = 2000$  (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2014) [48].

totalmente o obstáculo. Ainda assim, para alturas de calombo de 0,5, o calombo influencia significativamente o escoamento.

Os trabalhos existentes no âmbito de simulação de correntes de turbidez se concentraram principalmente em duas diferentes abordagens: o efeito de relevos de fundo constantes, existentes desde os tempos iniciais, sobre o escoamento e sobre o depósito turbidítico; e o efeito do depósito no relevo de fundo, aplicando a mudança devido ao depósito de cada evento como relevo inicial para a simulação seguinte, em simulações bidimensionais. O presente trabalho é uma combinação de ambos fatores: tem a atualização do relevo de fundo, esta atualização é

feita durante a simulação, e geram-se topografias complexas devido à sedimentação. Apresenta-se, portanto, uma evolução frente ao conhecimento que foi gerado na área até o momento, utilizando-se da bibliografia existente como embasamento para os estudos realizados.





### 3 METODOLOGIA

Neste capítulo, se aborda a metodologia do presente trabalho, separando em modelo matemático, que aborda o equacionamento e as condições iniciais e de contorno, e em modelo numérico, que trata da parte de solução numérica das equações e condições dadas.

#### 3.1 MODELO MATEMÁTICO

Nesta seção, são apresentadas as equações que governam o escoamento tridimensional destas correntes. Também são apresentadas as equações da sedimentação e contabilização do depósito, e as expressões referentes às condições iniciais e de contorno utilizadas nas simulações.

##### 3.1.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES DO ESCOAMENTO

Primeiramente, serão mostradas as equações básicas utilizadas no presente trabalho, sendo que todas elas respeitam a aproximação de Boussinesq ( $\Delta\rho/\rho \ll 1$ ). Elas são válidas para correntes de turbidez de baixa concentração, e consideram que os sedimentos estão uniformemente dispersos dentro de cada elemento da malha. As equações apresentadas a seguir, de Navier-Stokes, Transporte e Difusão, e da Continuidade, são válidas para fluidos incompressíveis. As simulações realizadas são feitas com o auxílio de adimensionais, isto é, todos os seus parâmetros são adimensionalizados com base em parâmetros dimensionais de referência, a serem apresentados e discutidos após a explicitação das equações que regem o escoamento nas correntes de turbidez simuladas. As equações foram adimensionalizadas e são apresentadas abaixo diretamente na forma adimensional. A equação da continuidade utilizada é para fluidos incompressíveis e com a aproximação de Boussinesq:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.1)$$

em que  $\vec{u}$  é o campo vetorial de velocidade. A equação de Navier-Stokes adimensionalizada, utilizada no presente trabalho, é:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla \Pi + \sum_{d=1}^{n_\phi} \Phi_d \vec{e}_g + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u} + \vec{f} \quad (3.2)$$

em que  $\Pi$  é a pressão,  $\vec{e}_g = (0, -1, 0)$  é o versor na direção da aceleração da gravidade.  $\vec{f}$  é o campo de forças externas imposto através do Método de Fronteiras Imersas (apresentado no final deste capítulo) afim de garantir a condição de não-deslizamento na superfície do fundo.

A concentração adimensionalizada é obtida da expressão:

$$\Phi_d = \frac{\rho_d - \rho_{min}}{\rho_{max} - \rho_{min}}, \quad (3.3)$$

sendo  $\rho_d$  a massa específica do fluido, para cada diâmetro de sedimento e cada posição no domínio,  $\rho_{max}$  a massa específica máxima, e  $\rho_{min}$  a massa específica mínima no domínio, na condição inicial. Desta forma,  $\Phi_d$  é uma grandeza adimensional que sempre varia entre 0 e 1. No caso de ter uma fração granulométrica, a concentração dentro do *lock-exchange* vale  $\Phi = 1$ , e fora,  $\Phi = 0$  no tempo inicial. No caso de haver várias frações, as concentrações de cada classe de diâmetro de partículas  $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \dots$  devem, juntas, somar 1. Então, no caso polidisperso, o valor de  $\Phi_d$  na condição inicial denota a parcela volumétrica que a classe de partículas tem, na curva granulométrica discretizada de sedimentos.

A equação de Transporte e Difusão é utilizada devido à presença de sedimentos no fluido. A equação abaixo se refere ao caso que os sedimentos possuem velocidade de queda ( $u_{s,d}$ ):

$$\frac{\partial \Phi_d}{\partial t} + (\vec{u} + u_{s,d} \vec{e}_g) \cdot \nabla \Phi_d = \frac{1}{ReSc} \nabla^2 \Phi_d, \quad d = 1, 2, 3, [\dots], n_\phi \quad (3.4)$$

em que  $\frac{\partial \Phi_d}{\partial t}$  é um termo de variação temporal,  $(\vec{u}) \cdot \nabla \Phi_d$  é o termo advectivo,  $(u_{s,d} \vec{e}_g) \cdot \nabla \Phi_d$  é o termo de depósito e  $\frac{1}{ReSc} \nabla^2 \Phi_d$  é o termo difusivo. O cálculo da equação 3.4 é realizada uma vez para cada uma das  $n_\phi$  classes de sedimentos, representadas nas equações por  $d$ . Ao adimensionalizar, surgem os grupos adimensionais, como o número de Reynolds. A definição

deste adimensional, para o presente trabalho, está dada por:

$$Re = \frac{u_b h}{\nu} \quad (3.5)$$

sendo  $u_b = \sqrt{g' \tilde{h}}$  a velocidade de fluabilidade.  $g'$  é a gravidade modificada, dada por  $g' = g C_r \frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a}$ , sendo  $\rho_p$  a massa específica de grão da partícula,  $\rho_a$  a massa específica do fluido ambiente,  $c_r$  a fração volumétrica de sedimentos, e  $g$  a aceleração da gravidade local.  $\tilde{h}$  é a altura dimensional do *lock-exchange* (barreira da condição inicial).  $h$  é a versão adimensionalizada da altura do *lock-exchange*, e  $\nu$  a viscosidade cinemática do escoamento.  $u_b$  e  $h$  são, respectivamente, a velocidade e o comprimento de referência. Outro adimensional presente nas equações que regem o escoamento é o número de Schmidt:

$$Sc = \frac{\nu}{\kappa} \quad (3.6)$$

em que  $\kappa$  é a difusividade molecular.

### 3.1.2 FORMULAÇÕES PARA VOLUME DE SEDIMENTAÇÃO

Existem muitas opções para representar a sedimentação das partículas no domínio. Por considerar que a velocidade de sedimentação de partículas com um determinado diâmetro seja constante ao longo do tempo, a lei de sedimentação adotada é a lei de Stokes, a seguir:

$$\tilde{u}_{s,d} = \frac{1}{18} \tilde{d}_{p,d} \frac{(\tilde{\rho}_{p,d} - \tilde{\rho}_w)}{\tilde{\mu}_w}, \quad (3.7)$$

em que as variáveis com til representam grandezas dimensionais,  $\tilde{d}_p$  é o diâmetro de cada partícula,  $\tilde{\mu}_w$  é o coeficiente de viscosidade dinâmico do fluido ambiente,  $\tilde{\rho}_p$  é a massa específica do grão (representou-se por  $\tilde{\rho}_{p,d}$  porque cada classe de sedimentos simulada pode ter uma massa específica do grão diferente), e  $\tilde{\rho}_w$  é a massa específica do fluido ambiente. As velocidades dimensionais de queda  $\tilde{u}_{s,d}$  são adimensionalizadas com a velocidade de fluabilidade  $u_b$ .

Para deduzir a lei de Stokes, considera-se que as partículas sedimentam durante todo o trajeto com a velocidade terminal de sedimentação  $u_s$ . Essa velocidade ocorre quando o equilíbrio

entre as forças atuantes na partícula é atingido. As forças sobre a partícula são: força peso ( $\vec{P}$ ), força de empuxo ( $\vec{E}$ ), e a força de arrasto ( $\vec{A}$ ). A força peso é calculada com a massa específica do grão e o volume da esfera. A força de empuxo também é função do volume da esfera, logo, de seu diâmetro.

A lei de Stokes é imprecisa para alguns tipos de sedimentos, mas, para areias, costuma fornecer uma boa aproximação. Para argilas e sedimentos especiais tais como lodo de estações de tratamento, existem outras leis de sedimentação [8] [44] [70], que levam em conta floculação, coesão entre partículas, entre outros fenômenos. Entretanto, como as partículas que se deseja modelar estão na faixa de classificação das areias, e as areias não floculam e não formam uma matriz coesiva, se adota a lei de Stokes.

### 3.1.3 CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

Para poder resolver as equações 3.1, 3.2 e 3.4, são necessárias condições iniciais e condições de contorno.

A condição inicial adotada é a condição típica, a mais comum aplicada às correntes de densidade, conhecida como *lock-exchange*, em que se mantém o fluido mais denso separado do fluido ambiente por uma barreira (imaginária), que é retirada instantaneamente no tempo inicial (Fig. 3.1). A altura do fluido mais denso na condição inicial é  $h$ , que é um dos parâmetros utilizados na adimensionalização. A condição inicial para a velocidade é  $\vec{u} = \vec{0}$  em todo o domínio.

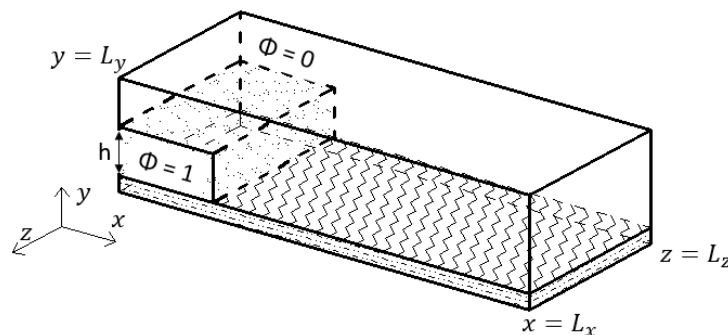


Figura 3.1: Condições iniciais e de contorno no domínio.

Sobre o relevo de fundo, aplica-se a condição interna de não-deslizamento (*no-slip*), que consiste em zerar as velocidades nas três direções, inferindo, assim, a existência de um corpo

rombudo ( $u_{\perp} = 0$ ,  $u_{\parallel} = 0$ ). A condição de deslizamento livre (*free-slip*), aplicada nas demais fronteiras, considera que a velocidade perpendicular à face em que se aplica a condição é zerada ( $u_{\perp} = 0$ ), e as demais velocidades têm as derivadas zeradas ( $\frac{\partial u_{\parallel}}{\partial x_i} = 0$ ).

As condições de contorno para as concentrações  $\Phi_d$  são, em todos os contornos, menos no relevo de fundo, a derivada de  $\Phi_d$  em relação ao sentido perpendicular ao da face é nula ( $\frac{\partial \Phi}{\partial x_{\perp}} = 0$ ). No relevo de fundo, a condição de sedimentação surge naturalmente, já que as velocidades  $\vec{u}$  são zeradas, e, com isso, restam apenas o efeito das velocidades de queda  $u_s$  e a difusão. Porém, testes indicaram que a presença de difusão não influencia significativamente as concentrações dentro do relevo de fundo. Da equação 3.4, chega-se a:

$$\frac{\partial \Phi_d}{\partial t} + u_{s,d} \vec{e}_g \frac{\partial \Phi_d}{\partial y} - \frac{1}{ReSc} \frac{\partial^2 \Phi_d}{\partial y^2} = 0 \quad (3.8)$$

que é a condição de sedimentação no relevo de fundo. O termo difusivo pode ser considerado suficientemente pequeno, para a gama de números de Reynolds utilizados, assim que o termo se torna desprezível. Esta aproximação torna-se conveniente, visto que retirá-lo da equação de depósito incorreria em um gasto alto computacional.

### 3.1.4 ESTIMATIVA DA ESCALA DE KOLMOGOROV

A escala de Kolmogorov é a menor escala dos vórtices de um escoamento. Ela foi inicialmente definida para escoamentos com turbulência isotrópica e homogênea, mas pode-se fazer uma extensão aos demais escoamentos, com o argumento de que a turbulência das pequenas escalas assemelha-se a da isotrópica e homogênea.

Quanto mais turbulento for um escoamento, maior será a escala física de seu maior vórtice, e menor será a de seu menor vórtice (TENNEKES; LUMLEY, 1972) [65]. Números de Reynolds maiores significam escoamentos mais turbulentos, em que o vórtice da escala de Kolmogorov tende a ser menor. É possível fazer estimativas do tamanho deste menor vórtice para determinado escoamento. No caso, as estimativas são feitas, no presente trabalho, utilizando os campos vetoriais de velocidade retirados de uma simulação que já foi rodada. Estas estimativas são especialmente importantes porque ajudam a estimar se os tamanhos de malha referentes a

uma simulação são da ordem da escala de Kolmogorov, o que deve ser verdadeiro se é uma DNS.

A Escala de Kolmogorov  $\eta$  foi estimada com:

$$\eta \approx \left( \frac{\nu^3}{\epsilon_{diss}} \right)^{\frac{1}{4}} = \left( \frac{1}{\epsilon_{diss} Re^3} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (3.9)$$

e a taxa dissipativa  $\epsilon_{diss}$  foi estimada:

$$\epsilon_{diss} \equiv 2\nu \overline{S_{ij} S_{ij}} = \frac{2}{Re} \overline{S_{ij} S_{ij}}, \quad (3.10)$$

resultando em

$$\eta \approx \left( \frac{1}{2Re^2 \overline{S_{ij} S_{ij}}} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (3.11)$$

sendo  $S_{ij}$  o tensor taxa de deformação, definido pela expressão

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

## 3.2 MODELO NUMÉRICO

Nesta seção, abordam-se o esquema espacial de diferenças finitas usado pelo código *Incompact3d* (LAIZET; LAMBALLAIS, 2009 [32]; LAIZET; LI, 2011 [33]), o esquema temporal de Adams-Bashfort de terceira ordem, o esquema do Método de Fronteiras Imersas (IBM), usado para definir o fundo do canal, os métodos usados para a contabilização do volume de depósito e para a atualização do relevo de fundo, como é feita a paralelização do código, e a precisão computacional usada.

### 3.2.1 ESQUEMA ESPACIAL

O esquema espacial utilizado pelo código *Incompact3d* [33] é o esquema compacto centrado (LELE, 1992) [35], de sexta ordem, e precisão quase-espectral. O esquema utilizado é tridiagonal do tipo Padé. É um esquema implícito, no qual se resolve um sistema linear tridiagonal

para obter as derivadas nos pontos. A forma geral do esquema é:

$$\beta f'_{i-2} + \alpha f'_{i-1} + f'_i + \alpha f'_{i+1} + \beta f'_{i+2} = a \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2h} + b \frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{4h} + c \frac{f_{i+3} - f_{i-3}}{6h} \quad (3.13)$$

em que  $h$  é o espaçamento entre malhas. Nota-se que, para ter um esquema tridiagonal,  $\beta = 0$ , pois, caso  $\beta \neq 0$ , o sistema seria pentadiagonal.

Para realizar a dedução dos coeficientes para o esquema de diferenças finitas, deve-se levar em conta as relações necessárias entre os coeficientes para se obter uma aproximação de sexta ordem (LELE, 1992 [35]):

$$a + b + c = 1 + 2\alpha + 2\beta \quad (3.14)$$

$$a + 2^2b + 3^2c = 2 \frac{3!}{2!} (\alpha + 2^2\beta) \quad (3.15)$$

$$a + 2^4b + 3^4c = 2 \frac{5!}{4!} (\alpha + 2^4\beta) \quad (3.16)$$

Devido a que o sistema formado tem três equações e cinco incógnitas, assume-se valores  $\beta = 0$  e  $c = 0$  para obter um sistema de equações fechado. Assim, a solução do sistema fornece:

$$\alpha = \frac{1}{3}, \quad a = \frac{14}{9}, \quad b = \frac{1}{9}. \quad (3.17)$$

Nos contornos, são adotadas, no primeiro e no último nó em cada sentido, uma aproximação deslocada de terceira ordem, e no segundo e no penúltimo nó, uma aproximação semi-deslocada de quarta ordem. No primeiro nó:

$$f'_1 + \alpha f'_2 = \frac{af_1 + bf_2 + cf_3}{h} \quad (3.18)$$

No último nó:

$$f'_i + \alpha f'_{i-1} = \frac{-af_i - bf_{i-1} - cf_{i-2}}{h} \quad (3.19)$$

Nas Eqs. 3.18 e 3.19, os coeficientes são:

$$\alpha = 2, \quad a = -\frac{5}{2}, \quad b = 2, \quad c = \frac{1}{2}. \quad (3.20)$$

No segundo nó, o esquema de quarta ordem utilizado é:

$$\alpha f'_1 + f'_2 + f'_3 = a \frac{f_3 - f_1}{2h} \quad (3.21)$$

E no penúltimo nó:

$$\alpha f'_{i-2} + f'_{i-1} + f'_i = a \frac{f_i - f_{i-2}}{2h} \quad (3.22)$$

Nos esquemas das Eqs. 3.21 e 3.22, os coeficientes são:

$$\alpha = \frac{1}{4}, \quad a = \frac{3}{2}. \quad (3.23)$$

Da mesma forma que é feita a dedução para a primeira derivada, assim é feita para a derivada segunda, chegando no esquema final:

$$\alpha f''_{i-1} + f''_i + \alpha f''_{i+1} = a \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{h^2} + b \frac{f_{i+2} - 2f_{i+1} + f_i - 2f_{i-1} + f_{i-2}}{4h^2} \quad (3.24)$$

com os coeficientes:

$$\alpha = \frac{2}{11}, \quad a = \frac{12}{11}, \quad b = \frac{3}{11}. \quad (3.25)$$

É aplicado um esquema de terceira ordem descentrado para as derivadas nos contornos do domínio, compreendendo o primeiro e o último nós. Para o primeiro nó:

$$f''_1 + \alpha f''_2 = \frac{af_1 + bf_2 + cf_3 + df_4}{h^2}. \quad (3.26)$$

Para o último nó:

$$f''_i + \alpha f''_{i-1} = \frac{af_i + bf_{i-1} + cf_{i-2} + df_{i-3}}{h^2}. \quad (3.27)$$



Nas equações 3.26 e 3.27, os coeficientes são:

$$\alpha = 11, \quad a = 13, \quad b = -27, \quad c = 15, \quad d = -1. \quad (3.28)$$

No segundo e no penúltimo pontos, bem como na derivada primeira, também na derivada segunda aplica-se um esquema de quarta ordem centrado para as derivadas nos pontos vizinhos aos contornos do domínio. No segundo ponto:

$$\alpha f_1'' + f_2'' + \alpha f_3'' = a \frac{f_3 - 2f_2 + f_1}{2h^2} \quad (3.29)$$

No penúltimo nó:

$$\alpha f_{i-2}'' + f_{i-1}'' + \alpha f_i'' = a \frac{f_i - 2f_{i-1} + f_{i-2}}{2h^2} \quad (3.30)$$

Para as Eqs. 3.29 e 3.30, os coeficientes adotados são:

$$\alpha = \frac{1}{10}, \quad a = \frac{6}{5}. \quad (3.31)$$

A malha computacional é cartesiana, estruturada, e com espaçamento constante. Na malha computacional, as velocidades e a concentração são avaliadas sobre os nós da malha, enquanto a pressão, nos centros das células da malha. Isso melhora a estabilidade do método computacional com relação à pressão.

### 3.2.2 ESQUEMA TEMPORAL

O esquema temporal de Adams-Bashfort de terceira ordem é utilizado para as simulações tridimensionais com o código Incompact3d, a partir do terceiro passo temporal ( $t = 2\Delta t$ ). No segundo passo de tempo ( $t = \Delta t$ ), é utilizado o esquema de segunda ordem, e, no primeiro ( $t = 0$ ), o esquema de Euler. Nas formulações dos métodos usados, mostra-se a velocidade não-corrigida  $\tilde{u}_i^{t+\Delta t}$ . Esse termo é usado posteriormente, no código, para calcular a velocidade corrigida  $u_i^{t+\Delta t}$ , através do Método da Projeção (CHORIN, 1968) [9].

### ESQUEMA DE EULER EXPLÍCITO

Este método é utilizado para inicializar o código, no primeiro passo de tempo ( $t = 0$ ). Sua expressão é:

$$\tilde{u}_i^{t+\Delta t} = u_i^t + \Delta t F_{u,i}^t, \quad (3.32)$$

### ESQUEMA DE ADAMS-BASHFORT 2ª ORDEM

Este método é utilizado no segundo passo de tempo do código ( $t = \Delta t$ ). Para o cálculo do avanço temporal ( $t + \Delta t$ ), utiliza-se o tempo atual  $t$  e o tempo anterior ( $t - \Delta t$ ). Sua precisão é de segunda ordem ( $O(\Delta t^2)$ ). A equação que o define é:

$$\tilde{u}_i^{t+\Delta t} = u_i^t + \frac{\Delta t}{2} (3F_{u,i}^t - F_{u,i}^{t-\Delta t}). \quad (3.33)$$

No tempo inicial, não é possível usar este esquema pois o termo  $F_{u,i}^{t-\Delta t}$  não existe, por isso, o método de Euler explícito é usado.

### ESQUEMA ADAMS-BASHFORT 3ª ORDEM

Este método é utilizado para a evolução temporal a partir do terceiro passo de tempo ( $t = 2\Delta t$ ). Como o esquema de Adams-Bashfort adotado é de terceira e não segunda ordem, adiciona-se mais um termo referente ao tempo  $t - 2\Delta t$ , e a equação fica:

$$\tilde{u}_i^{t+\Delta t} = u_i^t + \frac{\Delta t}{12} (23F_{u,i}^t - 16F_{u,i}^{t-\Delta t} + 5F_{u,i}^{t-2\Delta t}). \quad (3.34)$$

### MÉTODO DA PROJEÇÃO

É utilizado o método da Projeção (CHORIN, 1968) [9] para o cálculo da equação de Navier-Stokes, no código *Incompact3d*. O que o método faz é produzir um passo de tempo intermediário entre dois passos de tempo sucessivos no código, em que a progressão do tempo já foi realizada, mas a correção relativa à pressão, ainda não. Por isso, primeiramente se faz a evolução temporal, como nas equações 3.32, 3.33 e 3.34, chamada também de passo preditor, e, depois, com o auxílio do método da Projeção, corrige-se as velocidades do domínio, o que

também é chamado de passo projetor. O método da Projeção utiliza como princípio para sua formulação a decomposição de Helmholtz-Hodge na equação de Navier-Stokes.

Dessa forma, o termo  $\vec{F}u$  apresentado nas equações 3.32, 3.33 e 3.34 é uma transformação da equação de Navier-Stokes (Eq. 3.2), e é dado por:

$$\vec{F}u = -(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u} + \frac{1}{Re}\nabla^2\vec{u} + \Phi_d\vec{e}_g. \quad (3.35)$$

Como mencionado, esse método calcula o avanço temporal por meio de dois sub-passos de tempo. No primeiro, calcula-se  $\vec{F}u$ , e depois, considera-se o avanço temporal por um dos esquemas descritos. No segundo, o passo projetor, calcula-se a correção relativa à pressão, aqui explicitada em forma de passo de tempo:

$$\frac{\vec{u}^{t+\Delta t} - \tilde{\vec{u}}^t}{\Delta t} = -\nabla\Pi, \quad (3.36)$$

do qual se pode deduzir, levando em consideração a equação 3.1, que indica que a divergência das velocidades corrigidas deve tender a zero:

$$\nabla^2\Pi = \frac{\nabla \cdot (1 - \varepsilon)\tilde{\vec{u}}^t}{\Delta t}. \quad (3.37)$$

sendo que o  $\varepsilon$  é a matriz que indica a posição do relevo de fundo, discutido posteriormente na seção "Definição do Relevo de Fundo". A eq. 3.37, chamada Equação de Poisson, é resolvida no espaço espectral, o que diminui o custo computacional de sua solução comparada com o método tradicional, ao mesmo tempo que tende a melhorar a precisão dos resultados.

### 3.2.3 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA

Para simular turbulência, alguns tipos de metodologia são possíveis. Os pioneiros são *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS), que modela todas as escalas turbulentas, Simulação de Grandes Escalas (*Large-Eddy Simulation*, ou LES), que simula as grandes escalas e modela as menores, e a Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation*, ou DNS), que simula todas as escalas da turbulência. Na DNS, a equação de Navier-Stokes é resolvida

para cada nó de malha, e esta é refinada até além da escala de Kolmogorov, ou seja, é refinada o suficiente para simular até o menor vórtice existente para um dado número de Reynolds  $Re$ . Quanto maior for  $Re$ , menor deve ser o elemento de malha para captá-lo, visto que o  $Re$  é uma medida da amplitude de escalas turbulentas existentes em um escoamento.

Para utilizar DNS, resolvem-se as equações diferenciais que regem o escoamento em cada um dos nós de malha presentes em um domínio. Se a malha computacional está suficientemente refinada, não é necessária mais nenhuma modelagem, e o método DNS é realizado.

Lamballais et al. (2011) [34] propôs uma metodologia de hiperviscosidade, que aumenta a dissipação numérica unicamente nas pequenas escalas. No esquema compacto de sexta ordem de Lele (1992) [35], o número de onda modificado segundo no corte da malha  $k_c''$  toma a forma natural de  $k_c''\Delta x^2 = \frac{48}{7\pi^2}$ . No esquema de Lamballais et al. (2011) [34], este valor pode ser escolhido, e, com o uso de hiperviscosidade, os coeficientes descritos na Eq. 3.25, e o coeficiente  $c$ , que era nulo no esquema original, devem ser alterados. Esta metodologia aplicada para gerar os coeficientes se chama Análise de Equação Modificada (*Modified Equation Analysis - MEA*), e consiste em alterar as equações de um esquema numérico, de forma que a solução contínua siga se aproximando da solução discreta do algoritmo numérico correspondente ao esquema numérico (DAIRAY, 2017) [11]. Os coeficientes do esquema espacial tornam-se:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{272 - 45k_c''\Delta x^2}{416 - 90k_c''\Delta x^2}, & a &= \frac{48 - 135k_c''\Delta x^2}{1664 - 360k_c''\Delta x^2}, \\ b &= \frac{528 - 81k_c''\Delta x^2}{208 - 45k_c''\Delta x^2}, & c &= \frac{-432 + 63k_c''\Delta x^2}{1664 - 360k_c''\Delta x^2}. \end{aligned} \quad (3.38)$$

Neste trabalho, utilizamos DNS mesmo aplicando hiperviscosidade, já que todas as escalas turbulentas são representadas pelas simulações. A hiperviscosidade é usada somente como ferramenta para suprimir oscilações espúrias, não-físicas, tais como *wiggles*\*. O número de onda de corte adotado nas simulações do presente trabalho é de  $k_c''\Delta x^2 = 4\pi^2$ . A única exceção é a simulação feita para validação com o trabalho de Gladstone et al. (1998) [16], apresentada no capítulo Resultados, em que a hiperviscosidade tem um papel importante na dissipação das

---

\*Oscilações numéricas com comprimentos de onda curtos. (POINSOT; VEYNANTE, 2005) [56]

pequenas escalas turbulentas.

### 3.2.4 DEFINIÇÃO DO RELEVO DE FUNDO

A definição do relevo de fundo é feita usando o método das Fronteiras Imersas (*Immersed Boundary Method* - IBM). Este método aplica a condição de não deslizamento sobre corpos rígidos, utilizando a proposição de que, nestes corpos rígidos, não há velocidade de fluidos. A variante de IBM utilizada zera a velocidade nos limites do objeto inserido no escoamento. O IBM não altera a malha, como acontece em outros métodos de definição de geometrias, que modificam a malha de acordo com o formato do objeto.

No caso do presente trabalho, a malha se mantém cartesiana, com formato paralelepípedo e espaçamento constante, independentemente do relevo de fundo. Os pontos que pertencem ao objeto tem as suas velocidades zeradas, exceto as velocidades de sedimentação  $u_{s,d}$ . Na Fig. 3.2, exemplifica-se um relevo de fundo com superfície gaussiana, definido pelo IBM. Nota-se que há um fundo de pontos pertencentes a um domínio não-físico, que ocupa um certo espaço. Este fundo também é definido pelo IBM, e é nele que se localiza a condição de sedimentação, a ser discutida na próxima subseção. O fundo formado por IBM é usado, também, para definir a condição de não-deslizamento sobre o fundo.

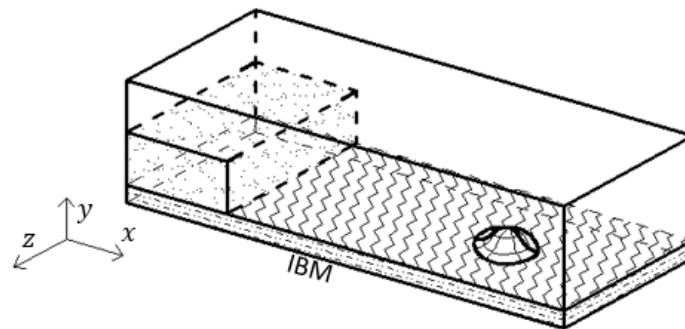


Figura 3.2: Localização do IBM e exemplo de relevo de fundo, uma superfície gaussiana.

A matriz tridimensional  $\varepsilon$  que representa o IBM no *Incompact3d* é uma matriz booleana (com valores do tipo verdadeiro ou falso), com as dimensões do domínio computacional. Os pontos onde o IBM está presente recebem o valor booleano *verdadeiro*, enquanto os demais recebem o valor *falso*. Para gerá-la, compõe-se a mesma com valores *verdadeiro*, de  $y = 0$  até a cota do plano real de depósito, arredondado para ser múltiplo de  $\Delta y$ , repetindo esse processo

para cada coordenada  $(x, z)$ . Os demais pontos de  $\varepsilon$  são preenchidos com valor *falso*. Resulta disso uma matriz que indica a presença de IBM em cada um dos pontos do domínio.

O termo de forçagem devido à presença do relevo de fundo mostrado na Eq. 3.2, é definido como:

$$\vec{f} = \varepsilon \left( -23F_{u,i}^t + 16F_{u,i}^{t-\Delta t} - 5F_{u,i}^{t-2\Delta t} + \nabla \Pi^t + \frac{\vec{u}_r - \vec{u}^t}{\Delta t} \right) \quad (3.39)$$

em que  $\vec{u}_r$  é a velocidade-alvo, definida como  $\vec{0}$  para o presente trabalho.

O IBM pode gerar problemas de falta de definição dos objetos, porque, da maneira como foi implementado, cada objeto tem, no limite, a definição referente aos tamanhos de malha. Para malhas com baixo refinamento, como nos casos de RANS, isso é um problema, porque o objeto será mal definido. Nestes casos, é preciso apelar para métodos de definição que suavizem a IBM, como, por exemplo, interpolações bilineares e polinômios de Lagrange. Porém, nos casos estudados, a malha espacial é bastante refinada, e, em consequência, o relevo também será.

### 3.2.5 ACÚMULO DO DEPÓSITO

Neste trabalho, foi desenvolvido um método para contabilização e acúmulo do depósito de forma Euleriana. A abordagem sobre o acúmulo do depósito foi desenvolvida pela presente autora especialmente para o presente trabalho, bem como sua subsequente programação no código Incompact3d.

Como visto anteriormente, abaixo da fronteira imersa que define o relevo de fundo, as velocidades do vetor  $\vec{u}$  são nulas e a única velocidade que atua é a de sedimentação  $u_s$  (somente na direção  $-\vec{j}$ ) para cada diâmetro  $d$  de partículas. Porém, para que a concentração não se acumule indefinidamente na parte inferior do domínio, visto que não há saída de sedimentos na fronteira computacional inferior, uma camada interna, que assemelha-se a uma camada esponja que absorve os sedimentos, é aplicada, atuando como um sumidouro. Essa camada interna utiliza a função tangente hiperbólica, que decresce a concentração até zero, na fronteira do domínio. A tangente hiperbólica tem resultados melhores do que simplesmente zerar a concentração nesta parte, porque permite uma transição mais suave. A camada interna é aplicada nos 60% inferiores do fundo de IBM (Fig. 3.3), então os cálculos referentes ao depósito devem ser feitos nos 40% superiores desse fundo, onde as concentrações  $\Phi$  não são afetadas pela camada interna. O

limite destes 60% é determinado ponto-a-ponto para cada coordenada  $(x, z)$ . O valor de 60% foi escolhido convenientemente para que a transição seja suave, ao mesmo tempo que evita que a camada interna afete os cálculos de depósito.

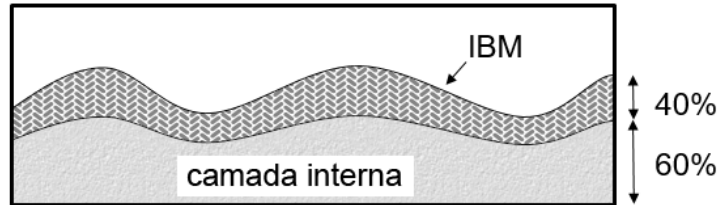


Figura 3.3: Esquematização do local de aplicação da camada interna.

O depósito é contabilizado segundo a equação 3.8 na primeira célula superior do IBM para cada  $(x, z)$  no domínio. A integração do volume de depósito feita foi da forma:

$$D(x, z, t) = \int_0^t \sum_{d=1}^{n_\Phi} u_s(d) \Phi(x, z, d, \tau) d\tau \quad (3.40)$$

no qual é aplicado um fator  $\sigma$  que considera a compactação dos grãos ao se depositarem, para a modificação do fundo.  $t$  é o tempo atual. O fator de compactação é definido pelos adimensionais  $C_r$ , que é a fração volumétrica de sedimentos, e  $p_p$ , que é a porosidade do depósito compactado, segundo a expressão:

$$\sigma = \frac{C_r}{1 - p_p} \quad (3.41)$$

O depósito é integrado temporalmente a cada passo de tempo, e acumulado em uma superfície de depósito ( $\Gamma$ ). A cada intervalo de salvamento (que podem ser 100, 200, 500 iterações) a superfície que forma o relevo de fundo é atualizada (Fig. 3.4). Como o relevo de fundo é posteriormente definido por IBM, há diferença entre o valor de cota real que o relevo deveria ter, e o valor de cota que ele, de fato, assume (múltiplo de  $\Delta y$ ). Para levar em conta essa diferença e evitar arredondamentos grosseiros, a superfície  $\Gamma$  é ajustada a cada vez que se altera o relevo de fundo. Se houver deslocamento do topo do IBM para uma dada coordenada  $(x, z)$ , o referencial modifica-se, logo,  $\Gamma$  deve ser modificada também, para não considerar duas vezes o mesmo volume de sedimentos na integração de volume do depósito.

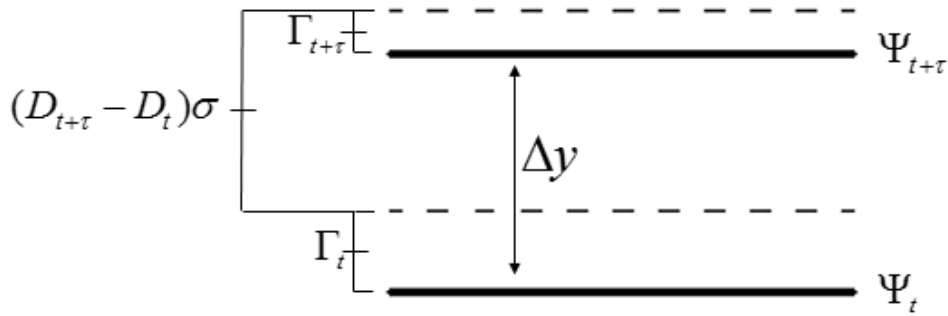


Figura 3.4: Esquemática da evolução do depósito em cada ponto  $(x, z)$ . O volume depositado  $\Gamma$  muda quando o plano de referência  $\Psi$  é atualizado.  $\tau$  é o intervalo de tempo entre duas atualizações do relevo. Quando o plano de referência é atualizado, a concentração de sedimentos que está na área de transição é contabilizada como depósito.

Uma representação em formato matemático do esquema utilizado está descrita abaixo:

$$\Gamma_{t+\tau} = \begin{cases} \Gamma_t + (D_{t+\tau} - D_t)\sigma, & \text{se } \Gamma_t + (D_{t+\tau} - D_t)\sigma < \Delta y \\ \Gamma_t + (D_{t+\tau} - D_t)\sigma - \Delta y, & \text{se } \Gamma_t + (D_{t+\tau} - D_t)\sigma > \Delta y \end{cases} \quad (3.42)$$

### 3.2.6 PARALELIZAÇÃO

A paralelização do código utilizada pelo método Message Passing Interface (MPI) bidimensional. A biblioteca básica utilizada é 2Decomp&FFT, distribuída conjuntamente com o código Incompact3d (LAIZET; LI, 2011) [33]. No tipo de paralelização empregado, o domínio é separado em lápis, regiões em que somente se podem realizar cálculos unidimensionais, pois os domínios nas demais direções estão fatiados (Fig. 3.5). Quando se quer fazer um cálculo no código que envolve variáveis que se alteram por exemplo, conforme a direção  $x$ , esse cálculo deve ser feito no respectivo lápis. Fazer esse cálculo em outro lápis acarreta que o resultado será inesperado, provavelmente causando erros. O erro mais comum nesse caso é a repetição do cálculo feito para uma parte do domínio em todo o domínio, gerando estruturas simétricas e repetitivas, em geral facilmente observáveis nos arquivos de saída. Se o cálculo em questão a ser feito deve ser em várias direções diferentes, deve-se separar as partes que dependem de uma direção, calculá-las no seu lápis, transpor a matriz para outro lápis, fazer os cálculos respectivos a esse lápis, e assim por diante. A transposição de matrizes tridimensionais é um processo que acarreta em perda da dinamicidade computacional, ou seja muito custo computacional, por isso



deve ser empregada com cuidado por parte de quem está desenvolvendo o código e implementando novas funcionalidades, no caso, a presente autora.

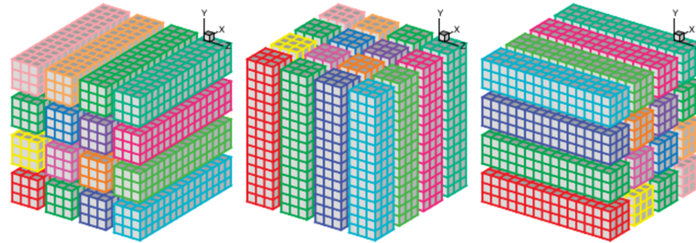


Figura 3.5: Exemplo de decomposição bidimensional de um domínio computacional, utilizando 16 núcleos de processamento. São mostrados os eixos na direção x, y e z, respectivamente. (LAIZET; LI, 2011) [33]

Como a transposição só pode ser realizada com o auxílio da biblioteca 2Decomp&FFT e esta biblioteca não dispõe de transposições para matrizes N-dimensionais, a transposição de matrizes 4D, tais como a concentração de sedimentos, deve ser feita  $n_\phi$  vezes, sendo que  $n_\phi$  é a quantidade de classes de diâmetros de sedimentos que existem.

### 3.2.7 PRECISÃO COMPUTACIONAL

Em grande parte das simulações realizadas, foi optado pela utilização de precisão dupla nas variáveis. Isso não implica em um custo de processamento extra dado que os processadores utilizados sejam de 64bits, mas implica em arquivos de salvamento de tamanho físico maior. Mesmo assim, considerou-se que a precisão, para vários dos cálculos realizados, era importante para evitar flutuações desnecessárias de algumas variáveis ao longo da simulação, visto que para algumas variáveis, magnitudes da ordem do erro de máquina da precisão simples (cerca de  $10^{-6}$ ) são relevantes.

Os esquemas numéricos utilizados tiveram a estabilidade analisada previamente para os parâmetros simulados, de forma que as simulações mostradas neste trabalho são todas estáveis e convergentes.

## 3.3 PLANO DE SIMULAÇÕES

Neste trabalho, foram realizadas simulações numéricas para analisar diferentes aspectos ligados à atualização do relevo de fundo devido ao depósito. Algumas simulações não são

passíveis de serem executadas em computadores comuns devido à demanda de memória, sendo necessária a utilização de supercomputadores. Tipicamente, simulações com aproximadamente 7 milhões de pontos, como a simulação C-1, rodam em cerca de 5 dias, usando 48 núcleos, no equipamento SGI-Altix ICE 8400 LX do CENAPAD-SP (UNICAMP). Para outras simulações, como a G-1, que tem aproximadamente 26 milhões de pontos, são necessários cerca de 14 dias, em 768 núcleos, no supercomputador SGI ICE X do Lobo Carneiro (UFRJ). Simulações mais simples, tais como a simulação de verificação das condições de contorno, com pouco mais de 1 milhão de pontos, finaliza em cerca de 1 dia, utilizando-se 8 núcleos em um computador de mesa do NETT, que tem processadores de 800MHz, e 16Gb de memória RAM.

As simulações realizadas foram listadas abaixo:

- Verificação das condições de contorno:
  - Domínio quadrado
  - $\frac{1}{4}$  do domínio
- Verificações relativas ao depósito:
  - Comparação de Gladstone et al. (1998) [16]
  - Observação da formação das estruturas de uma corrente de turbidez
  - Comparação com Nasr-Azadani e Meiburg (2014) [48]
- Influência da distribuição granulométrica
  - G-1: granulometria uniforme
  - G-2: maior teor de grossos
  - G-3: maior teor de finos
- Influência da alteração do fundo
  - F-2: semelhante à G-2, sem atualização do relevo de fundo
- Influência do Fator de Compactação
  - C-0:  $\sigma = 0$

- C-05:  $\sigma = 0.5$
- C-1:  $\sigma = 1$
- C-2:  $\sigma = 2$
  
- Alteração do relevo após cada simulação
  - A-2: sem atualização do relevo, propaga-se sobre o depósito de F-2
  - S-2: com atualização do relevo, propaga-se sobre o depósito de G-2

resultando em um total de 15 simulações.



## 4 RESULTADOS

Nesse capítulo, mostram-se os resultados da pesquisa. Estes incluem verificações e validações com os resultados de outros autores e verificações do código. São apresentadas simulações em que se considera a atualização do relevo de fundo durante uma simulação, analisando diferentes aspectos tais como a distribuição granulométrica inicial e o fator de compactação, e comparando com um caso de fundo plano constante. Ainda é apresentado um caso de dois eventos subsequentes no mesmo local, com atualização do relevo entre as duas simulações.

### 4.1 VERIFICAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA SEDIMENTAÇÃO

Uma verificação relativa às condições de contorno de sedimentação foi feita no código, para se certificar que elas não provocam erros. No caso, foi feito um domínio especialmente para essa verificação, que é um domínio quadrado que tem uma concentração inicial de sedimentos somente no centro. Na Fig. 4.1 há um esquema em planta desse domínio. A condição de contorno de livre deslizamento está aplicada em todos os lugares, exceto no contato com a plataforma sólida. Para verificar ambas as laterais quanto às condições de contorno, o domínio foi repartido nos dois sentidos e um quarto dele foi simulado separadamente. Essa repartição está marcada na Fig. 4.1 com linha tracejada. O domínio completo mede  $L_x = 1$ ,  $L_y = 1.1$  (sendo 0.1 de IBM),  $L_z = 1$  e tem malha  $N_x = 101$ ,  $N_y = 101$ ,  $N_z = 101$ . Um quarto do domínio mede  $L_x = 0.5$ ,  $L_y = 1.1$  (0.1 de IBM),  $L_z = 0.5$  e tem malha  $N_x = 51$ ,  $N_y = 101$ ,  $N_z = 51$ . Pode-se notar que as discretizações em todas as direções foram mantidas. É como se fosse realmente o mesmo domínio, porém repartido. A ideia desse teste é que, como o domínio é simétrico, e, nesse caso, não é aplicada nenhuma perturbação na condição inicial, os depósitos devem ser os mesmos. Qualquer diferença no depósito pode ser causada, nesse caso, pelas condições de contorno. Para poder detectar pequenas mudanças no depósito, essas simulações foram realizadas com precisão dupla.

As simulações foram realizadas até  $t = 1$ , e a matriz de depósitos da simulação com domínio

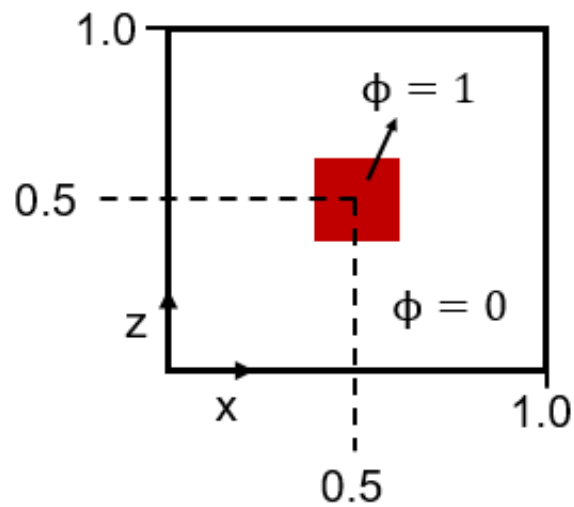


Figura 4.1: Domínio para verificação das condições de contorno e repartição do mesmo nos dois sentidos.

foi recortada convenientemente para permitir a comparação com os resultados referentes a um quarto do domínio. A diferença entre um e outro foi calculada e está mostrada na Fig. 4.2. Como se pode perceber, tratam-se de magnitudes muito baixas, na ordem de  $10^{-15}$ . O erro, portanto, é da ordem do erro de máquina.

Então, considera-se que, virtualmente, as condições de contorno não provocam nenhum erro na sedimentação e depósito das partículas.

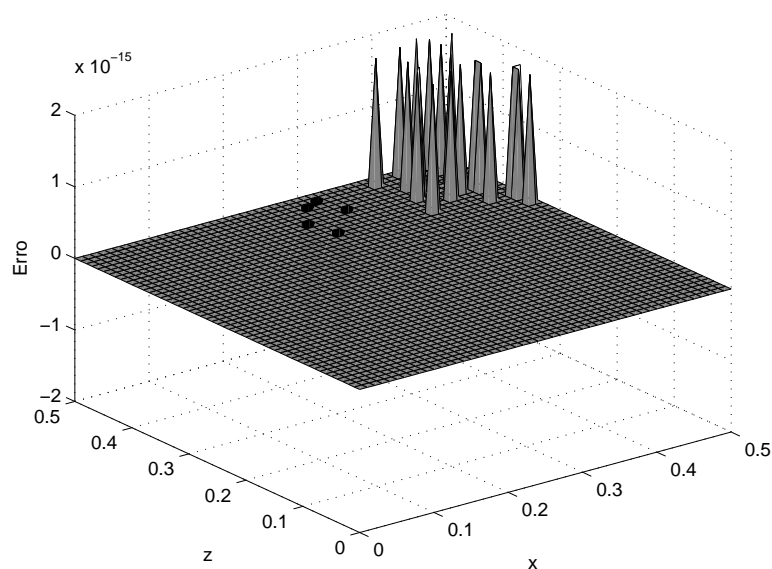


Figura 4.2: Diferença entre os depósitos para as duas configurações.

## 4.2 VERIFICAÇÕES RELATIVAS AO DEPÓSITO

O código foi verificado com relação ao depósito de sedimentos com três trabalhos, sendo dois numéricos [47] [48] e um experimental [16]. As simulações iniciais realizadas têm seus parâmetros descritos na Tab. 4.1 (ver Fig. 3.1). Os passos temporais utilizados nestas simulações são da ordem de  $O(10^{-5})$ .

Tabela 4.1: Parâmetros das simulações iniciais.

Simulação	$L_x$	$L_y$	$L_z$	$N_x$	$N_y$	$N_z$	$Re$	fundo	obstáculo
1	14.25	1.1	0.5	1153	193	97	40000	0.1	Não
2	20	2.2	1	769	97	55	4000	0.2	Não
3	20	2.2	3	1025	129	97	2000	0.2	Superfície gaussiana

O depósito de sedimentos foi comparado com o trabalho experimental de Gladstone et al. (1998) [16] (Figura 4.3). A unidade de comprimento  $h$ , utilizada para adimensionalização, foi considerada de  $0.4 m$  para o caso simulado. O domínio e a discretização da Simulação 1 está descrito na Tab. 4.1. O valor da gravidade modificada  $\tilde{g}' = 7.6 cm/s^2$  é dado no artigo original, e isso resulta em  $\tilde{u}_b = 0.1744 m/s$ . As velocidades de queda das duas classes de partículas foram estimadas por Gladstone et al. (1998) [16], e seus valores, adimensionalizados, são de  $u_{s,1} = 0.0333$  and  $u_{s,2} = 0.0043$ . Na condição inicial, cada partícula é 50% da massa de sedimentos no lock-exchange, seguindo a proporção adotada pelo experimento D, descrito no trabalho experimental. O número de Reynolds calculado para esse caso foi de 69140, embora, por causa do alto custo computacional, o valor foi simplificado para  $Re = 40000$ . Foi empregada a metodologia de hiperviscosidade ([34]), com o intuito de resolver as pequenas escalas turbulentas da simulação, emulando o modelo Spectral Vanishing Viscosity (SVV) que realiza Large Eddy Simulation (LES), em que a potência do operador hiperviscoso usada foi de  $n = 50$ . A simulação empregou o método de retroalimentação do depósito, criado neste trabalho. A porosidade empregada foi de 0.35, o que resultou em um fator de compactação de  $\sigma = \frac{Cr}{1-0.35} = 0.005369$ . No final de 55 tempos, a máxima mudança de fundo foi de  $1\Delta y$ . Bem como no caso experimental, amostras circulares de depósito, com raio  $r = 0.104$ , foram retiradas da superfície de depósito final, e as densidades de depósito média para cada amostra foram

calculadas. As amostras circulares foram retiradas a cada 0.625 unidades de comprimento adimensional, a partir do final do lock-exchange, localizado em  $x = 0.5$ . Os erros estimados para os instrumentos usados, foram apresentados no trabalho de Gladstone et al. (1998) [16], resultando em um erro estimado total de 6.9% em cada medição.

Nasr-Azadani et al. (2013) [47] já havia simulado numericamente um caso semelhante ao que foi simulado para o presente trabalho, porém, bidimensional, e sem a mudança de fundo devido ao depósito. Na Fig. 4.3, mostram-se os resultados do presente trabalho, conjuntamente com os dados experimentais de Gladstone et al. (1998) [16] e os numéricos de Nasr-Azadani et al. (2013) [47]. Considera-se que há uma boa concordância entre as densidades de depósito encontradas e os resultados experimentais, mesmo que, em alguns pontos, as densidades encontradas ultrapassem a linha dos erros experimentais estimados. De qualquer forma, os resultados numéricos produzidos pelo código empregado no presente trabalho com a metodologia de acúmulo de depósito implementada, estão mais próximos dos resultados experimentais que os resultados encontrados por Nasr-Azadani et al. (2013) [47].

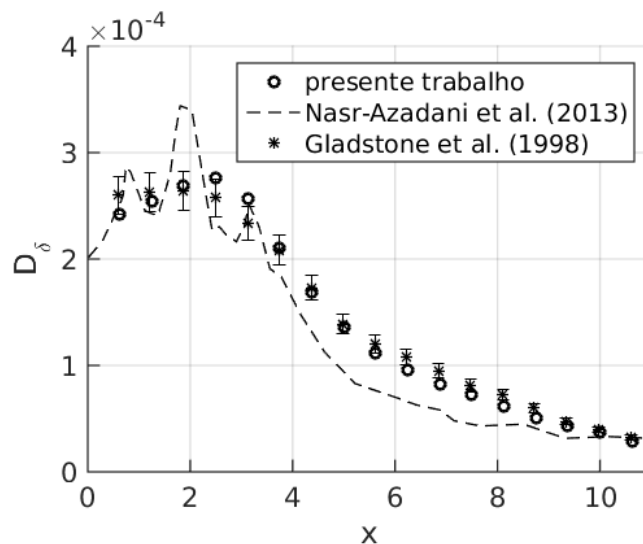


Figura 4.3: Densidades de depósito ( $D_\delta$ ) de Gladstone et al. (1998) [16], Nasr-Azadani et al. (2013) [47], e resultados do presente trabalho. Erros previstos, descritos no trabalho experimental, estão plotados como caixas de bigodes.

Além de apresentar o depósito total, apresentam-se também os depósitos das partículas grossas e finas, separadamente (Fig. 4.4). Como pode ser visto, a maior parte dos erros estão ligados ao diâmetro menor, o que pode ter sido causado pela discretização adotada no caso, ou ainda pelo fato de não ter sido levado em conta o transporte de fundo, que pode ser um fenômeno



importante nesse caso.

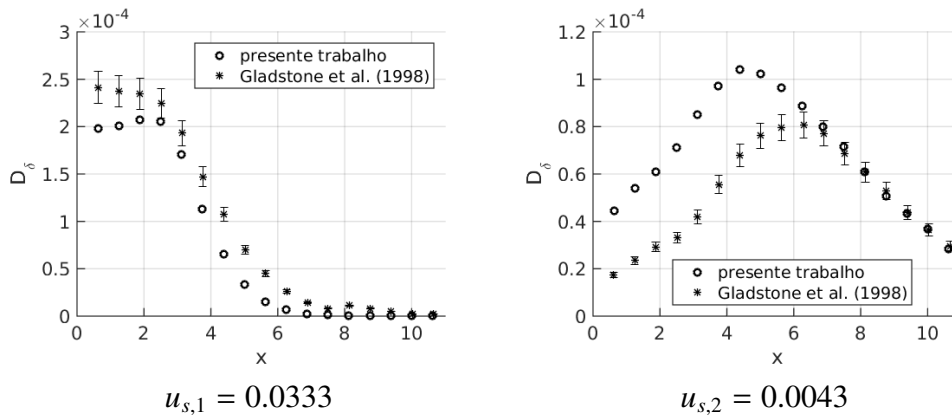


Figura 4.4: Densidades de depósito ( $D_s$ ) para cada classe de partículas separadamente, comparando os presentes resultados, com atualização de fundo, com os de Gladstone et al. (1998) [16].

A posição da frente da corrente de turbidez também foi medida ao longo do tempo. Os dados obtidos a partir do artigo de Gladstone et al. (1998) [16] foram adimensionalizados e plotados conjuntamente com os resultados gerados para o presente trabalho, na Fig. 4.5. Como é possível observar, as correntes experimental e numérica evoluíram de maneira similar ao longo do tempo. Em geral, é possível considerar que a validação com o artigo experimental de Gladstone et al. (1998) [16] obteve êxito.

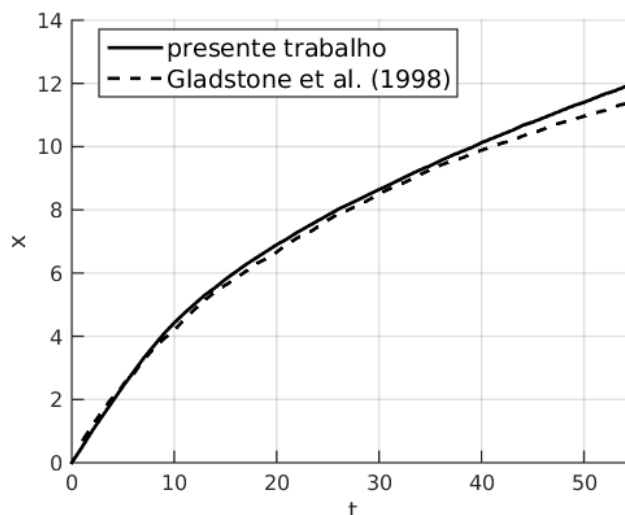


Figura 4.5: Evolução da frente da corrente de densidade do presente trabalho e de Gladstone et al. (1998) [16].

A Simulação 2 (Tab. 4.1) foi realizada em um domínio com fundo plano constante, formado por IBM. Seu foco foi observar a formação da frente da corrente de turbidez em um caso bidis-

perso (Fig. 4.6). Se observa que, qualitativamente, a corrente tem os padrões de escoamento esperados. A cabeça da corrente adquire a forma esperada, com o nariz levemente separado do fundo. No corpo da corrente, podem ser vistas instabilidades de Kelvin-Helmholtz, causadas pela camada de mistura criada devido à diferença de densidade e de velocidade entre os fluidos. Como esperado, no tempo  $t = 15$ , os sedimentos com maior velocidade de queda depositaram-se em maior quantidade que os com menor velocidade de queda, ainda com altas concentrações presentes no corpo da corrente. As instabilidades de lóbulos e fendas também puderam ser observadas, para esta simulação.

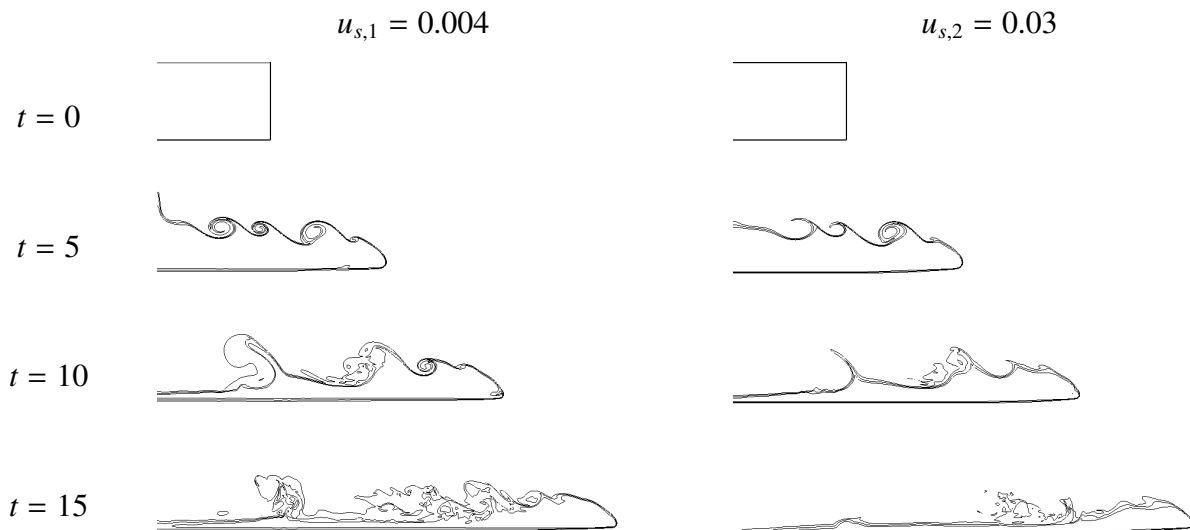


Figura 4.6: Evolução temporal das frentes de corrente para os dois diâmetros de partículas de uma simulação. Isolinhas de concentração de  $\Phi_d = 0.125, 0.25,$  e  $0.375$ , na fatia central do domínio em  $z$ .

Também foi realizada uma verificação (Simulação 3 da Tab. 4.1) com o trabalho de Nasr-Azadani e Meiburg (2014) [48], no caso de uma corrente de turbidez bidispersa se propagando sobre um relevo de fundo com uma superfície gaussiana, formada por IBM. Este caso foi escolhido para a comparação pois também utiliza nele o IBM, na área da superfície gaussiana. Os autores citados utilizaram a condição de não-deslizamento na fronteira inicial ( $L_x = 0$ ) do domínio, então esta condição foi utilizada na simulação de verificação. Para impedir o fluxo de sedimentos para dentro do domínio, foi aplicada a condição de contorno de fluxo nulo para escalares, proposta por Dairay et al. (2014) [10]. Por causa de limitações computacionais referentes a processamento, não foi possível adotar a mesma discretização de domínio utilizada por Nasr-

Azadani e Meiburg (2014) [48]. Esta simulação de comparação foi rodada com  $N_x = 1025$ ,  $N_y = 129$ ,  $N_z = 97$ , e o domínio foi de  $L_x = 20$ ,  $L_y = 2.2$  (sendo que o fundo falso é de 0.2 e a região útil mede 2), e  $L_z = 3$ , tendo sido diminuído na direção  $x$  (o domínio original de Nasr-Azadani e Meiburg, 2014, mede  $L_x = 38$ ), também por questões de processamento. A superfície gaussiana mede 0.25 de altura e seu centro está localizado em  $x = 5.5$  e  $z = 1.5$ .

A variável analisada é a taxa de depósito, ou seja:

$$D^*(\mathbf{d}, t) = \int_1^{N_z} \int_1^{N_x} u_s(\mathbf{d}) \Phi(x, z, \mathbf{d}, t) dx dz. \quad (4.1)$$

A diferença máxima da taxa de depósito para as partículas com  $u_{s,1} = 0.03$  foi de 6%, e para as partículas com  $u_{s,2} = 0.006$ , foi de 26% (Fig. 4.7). Uma hipótese é que esta diferença nos finos pode ter sido causada pela menor discretização aplicada no presente trabalho. A partir de  $t = 25$ , a concordância entre as taxas de depósito das simulações analisadas é grande.

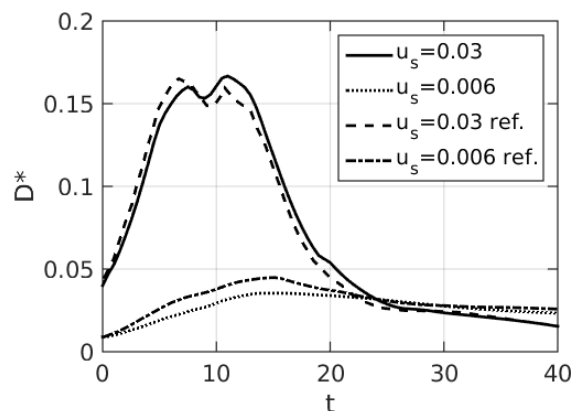


Figura 4.7: Comparação entre a taxa de depósito ao longo do tempo para o presente trabalho e para o trabalho de referência (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2014) [48].

Na Fig. 4.8, observa-se a comparação entre a posição da frente da corrente para a simulação de referência e para a simulação do presente trabalho, com grande concordância. Mesmo que, com o avanço dos tempos, as curvas se afastem, é possível ver que houve uma mudança na velocidade de propagação e ela ocorreu no mesmo tempo para ambas as simulações, que foi por volta de  $t = 15$ . A localização da superfície gaussiana também está marcada na figura.

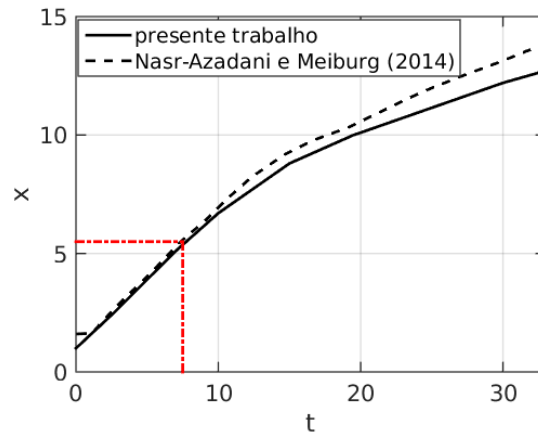


Figura 4.8: Comparação entre a posição da frente da corrente ao longo do tempo, para o presente trabalho e para o trabalho de referência (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2014) [48]. Em vermelho, marca-se a posição do centro da superfície gaussiana.

### 4.3 SIMULAÇÕES COM ALTERAÇÃO DO RELEVO DE FUNDO DEVIDO À SEDI-MENTAÇÃO

#### 4.3.1 INFLUÊNCIA DA DISTRIBUIÇÃO GRANULOMÉTRICA

Para analisar a influência da distribuição granulométrica no depósito formado, três simulações foram feitas. Os parâmetros foram mantidos entre as simulações, exceto a concentração de sedimentos inicial de cada classe de diâmetro de sedimentos. Os parâmetros comuns às simulações são:

- $L_x = 15, L_y = 1.5, L_z = 1.5$
- $\Delta_x = 0.013, \Delta_y = \Delta_z = 0.010$
- $\Delta t = 10^{-4}$
- $Re = 2000$
- Lock-exchange com  $Y_f: 1.0$  e  $X_f: 2.0$
- Tempo final  $t = 20$
- Fator de compactação  $\sigma = 0.5$
- Altura da plataforma sólida inicial: 0.3
- Frequência de atualização do relevo: a cada 0.01 tempos

Foram estabelecidos três cenários, com diferentes distribuições iniciais de frações granulométricas (Tab. 4.2).

Tabela 4.2: Distribuição granulométrica inicial de cada simulação.

<b>Simulação</b>	$u_s = 0.01$	$u_s = 0.003$	$u_s = 0.001$	
<b>G-1</b>	0.33	0.34	0.33	uniforme
<b>G-2</b>	0.70	0.20	0.10	+grossos
<b>G-3</b>	0.10	0.20	0.70	+finos

As Escalas de Kolmogorov resultantes para cada simulação foram calculadas, resultando em  $\eta_{Sim1} \approx 0.0130$ ,  $\eta_{Sim2} \approx 0.0130$ ,  $\eta_{Sim3} \approx 0.0131$ , todas próximas da maior discretização  $\Delta x = 0.0130$ .

Também foram calculados os espectros espaciais de energia cinética ( $E_k \propto \bar{u}^2$ ) para os campos de velocidade no tempo final ( $t = 20$ ). O pós-processamento do espectro foi calculado espacialmente, considerando a direção  $x$  como principal. Para o cálculo, foram utilizados os campos de velocidades nas três direções, que posteriormente foram processados convenientemente para gerar o módulo da velocidade em cada nó. O processamento, incluindo a transformada de Fourier e a geração da figura foram realizados no software MATLAB 2015a.

Os espectros das simulações G-1, G-2, e G-3, estão descritos na Fig. 4.9. Como é possível ver, as maiores escalas seguem a tendência de  $DE \propto k^{-5/3}$ , como era esperado para as escalas inerciais. A partir de um certo ponto, que em uma escala espacial, seria um tamanho de vórtice de 0.1, o comportamento muda para dissipativo, e, como esperado, nas pequenas escalas do escoamento,  $DE \propto k^{-7}$ . Esse gráfico mostra que as três simulações simularam com sucesso as escalas inerciais e dissipativas do escoamento, o que leva a conclusão que, de fato, foram realizadas Simulações Numéricas Diretas.

As Figs. 4.10, 4.11 e 4.12 mostram os campos de densidade adimensionalizada  $\Phi$ , em cinco instantes diferentes da simulação, com intervalos de 5, sendo o primeiro tempo a condição inicial. A concentração, aqui mostrada, é a soma das massas específicas adimensionalizadas de todas as  $n_\Phi = 3$  classes de partículas envolvidas. Se observa, nas três simulações, as instabilidades de Kelvin-Helmholtz, na parte superior da corrente de turbidez, onde há uma camada de mistura. A partir de  $t = 5$ , elas já são visíveis nas três simulações analisadas. A cauda da corrente de turbidez é visível nestes campos a partir de  $t = 10$ , e tende a diminuir em espessura ao longo do tempo. O formato da cabeça da corrente sofre uma mudança gradual, e se torna

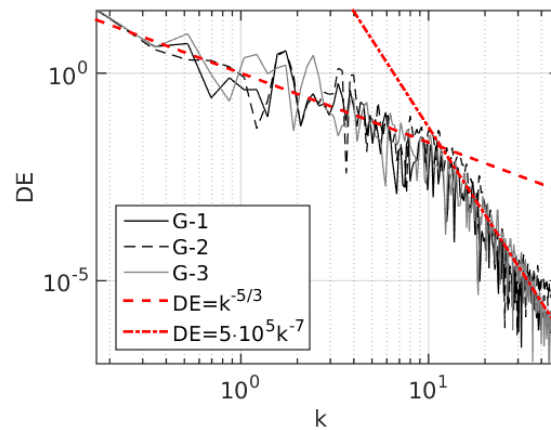


Figura 4.9: Densidade espectral de energia cinética (DE) das simulações G-1, G-2 e G-3 para  $t = 20$ .

bem mais alongado em  $t = 20$  do que em  $t = 5$ . A corrente G-2, que contém mais grossos, tem visivelmente menos concentração de sólidos suspensos em  $t = 20$  que as correntes G-1 e G-3, o que pode ser causado pelo depósito mais acelerado que as partículas dessa corrente tendem a ter.

Observando-se nas Figs. 4.10, 4.11 e 4.12, as correntes parecem evoluir com a mesma velocidade. Para confirmar essa observação, foram medidas as localizações das frentes das correntes de turbidez das simulações G-1, G-2 e G-3 ao longo do tempo, o qual foi plotado no gráfico da Fig. 4.13. As três correntes se propagam em velocidades muito similares entre si, apesar da diferença em sua constituição granulométrica. Acredita-se que o comportamento de evolução e propagação da frente esteja conectado com o número de Reynolds (como propunha Härtel et al. 2000b [22]), e como  $Re = 2000$  para os três casos, as frentes das correntes propagaram-se similarmente. Ainda assim, a partir de  $t = 17$  começa a aparecer uma certa discrepância entre as posições das três correntes. Isso pode se dar ao fato de que as correntes perdem massa a taxas diferentes, e as correntes que perdem mais massa tendem a diminuir sua velocidade de propagação.

A propagação das correntes também pode ser vista por outra ótica. Na Fig. 4.14, mostram-se vistas superiores das frentes das correntes de turbidez G-1, G-2 e G-3, respectivamente. As frentes estão representadas por isocontornos de  $\Phi$  de 0.4, e estão representadas para nove instantes diferentes, de  $t = 0$  até  $t = 20$ , com espaçamento temporal de 2.5. Nas frentes, é possível observar a formação das instabilidades de lóbulos e fendas, em cada uma das simulações. Nas

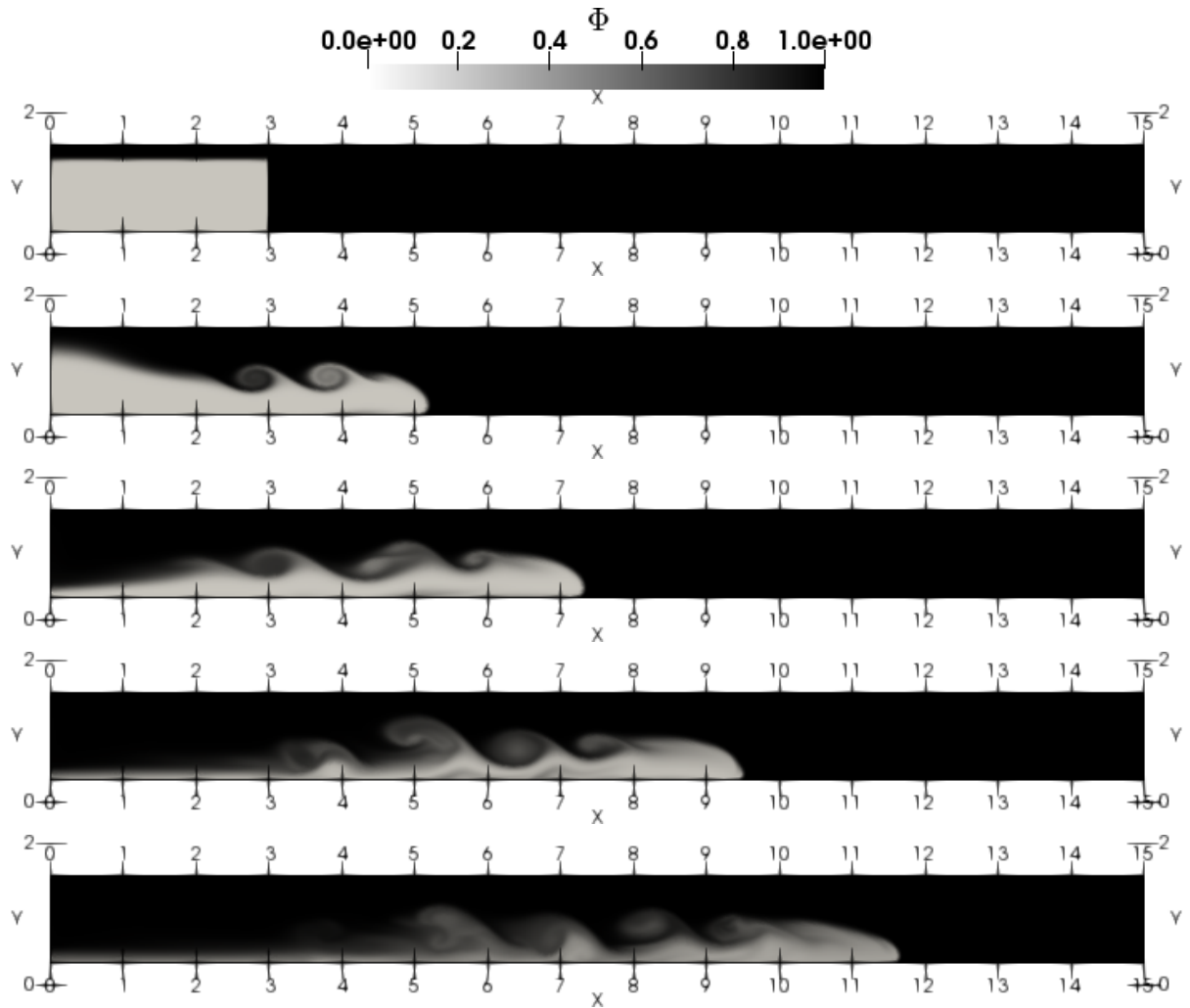


Figura 4.10: Campos de  $\Phi$  da corrente de turbidez G-1 para os instantes  $t = 0$ ,  $t = 5$ ,  $t = 10$ ,  $t = 15$  e  $t = 20$ .

três simulações, as instabilidades tridimensionais começaram a aparecer entre  $t = 2.5$  e  $t = 5$ , evoluindo, mais tarde, por volta de  $t = 10$ , para instabilidades de lóbulos e fendas desenvolvidas. Para  $t = 10$ , as formações na frente das correntes parece muito similar para os três casos. Em  $t = 12.5$ , as instabilidades são menores e mais numerosas, o que muda com o tempo. Nas simulações G-1 e G-3, existem três lóbulos no tempo final, enquanto na simulação G-2, rica em grossos, tem quatro. Na simulação G-3, que contém mais finos, desde  $t = 17.5$  já haviam apenas três lóbulos, já na simulação G-1, dois lóbulos fundiram-se entre os tempos 17.5 e 20, e o número total de lóbulos na frente diminuiu de quatro para três. Logo, a distribuição granulométrica de uma corrente de turbidez altera suas instabilidades de lóbulos e fendas, o que está em concordância com o que Francisco et al. (2018) [15] havia encontrado para uma configuração diferente de canal, em que o sedimento se deposita em forma de leque. No presente

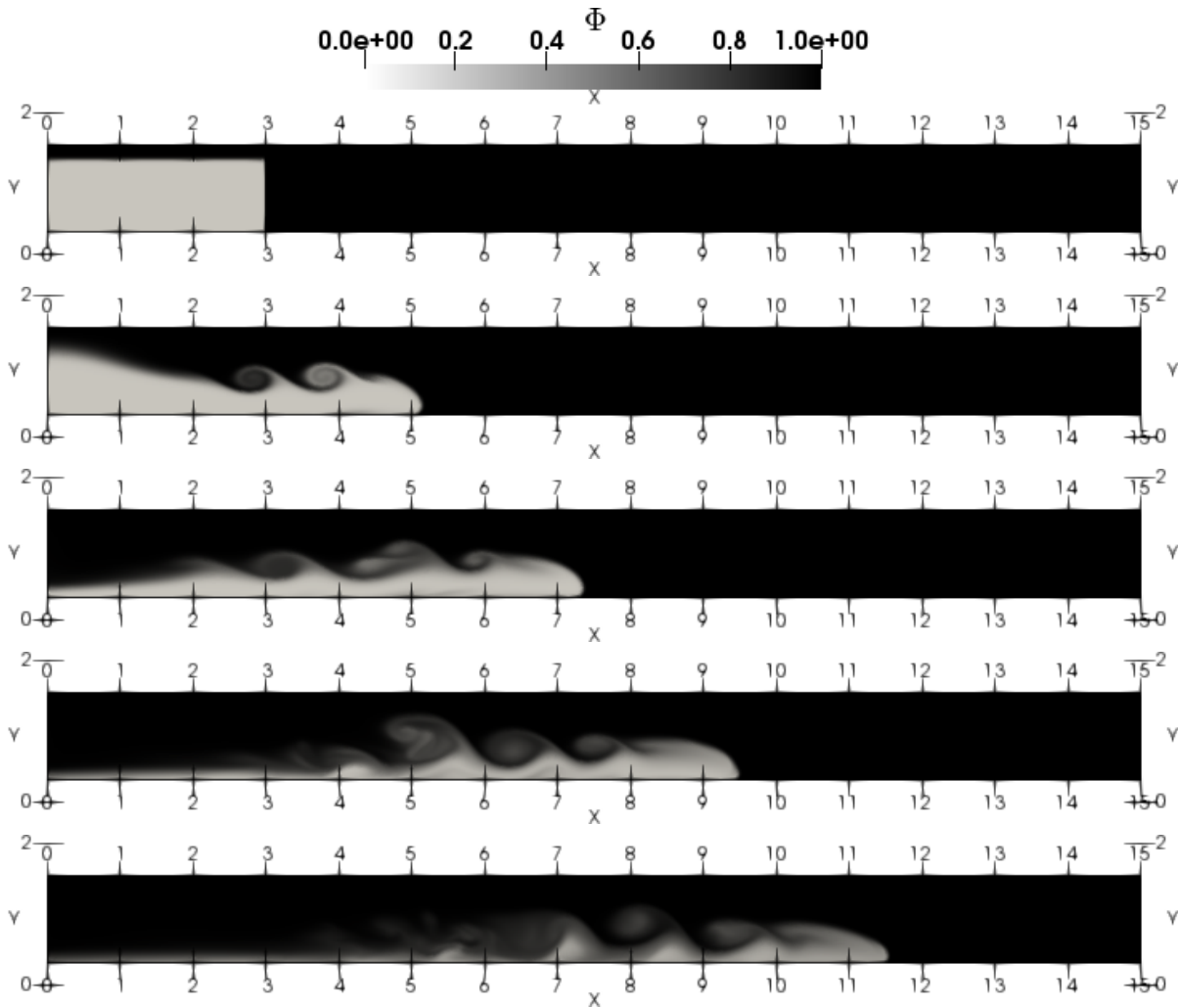


Figura 4.11: Campos de  $\Phi$  da corrente de turbidez G-2 para os instantes  $t = 0$ ,  $t = 5$ ,  $t = 10$ ,  $t = 15$  e  $t = 20$ .

trabalho, chega-se a conclusão que, para esta configuração de canal, correntes mais ricas em grossos tendem a ter um número maior de lóbulos menores, mantidos os demais parâmetros.

Analisou-se também, para as três simulações envolvidas nesta comparação, o depósito e sua distribuição granulométrica. O depósito instantâneo foi salvo durante a simulação, para cada diâmetro de partículas. Esses dados ajudam a compor informações a respeito de composição granulométrica, taxa de depósito e gradação. Na Fig. 4.15, se apresenta a composição do depósito instantâneo, em percentual, ao longo do tempo. Na Simulação G-1, mostrada na Fig. 4.15a, que inicia com um terço de cada granulometria compondo sua concentração, os grãos mais grossos dominaram o depósito durante toda a simulação, constituindo cerca de 70% do depósito gerado até o tempo 20. Porém, em tempos mais avançados, entre  $t = 15$  e  $t = 20$ , pode se ver uma tendência de atenuação. Isso pode ser devido ao declínio da existência de



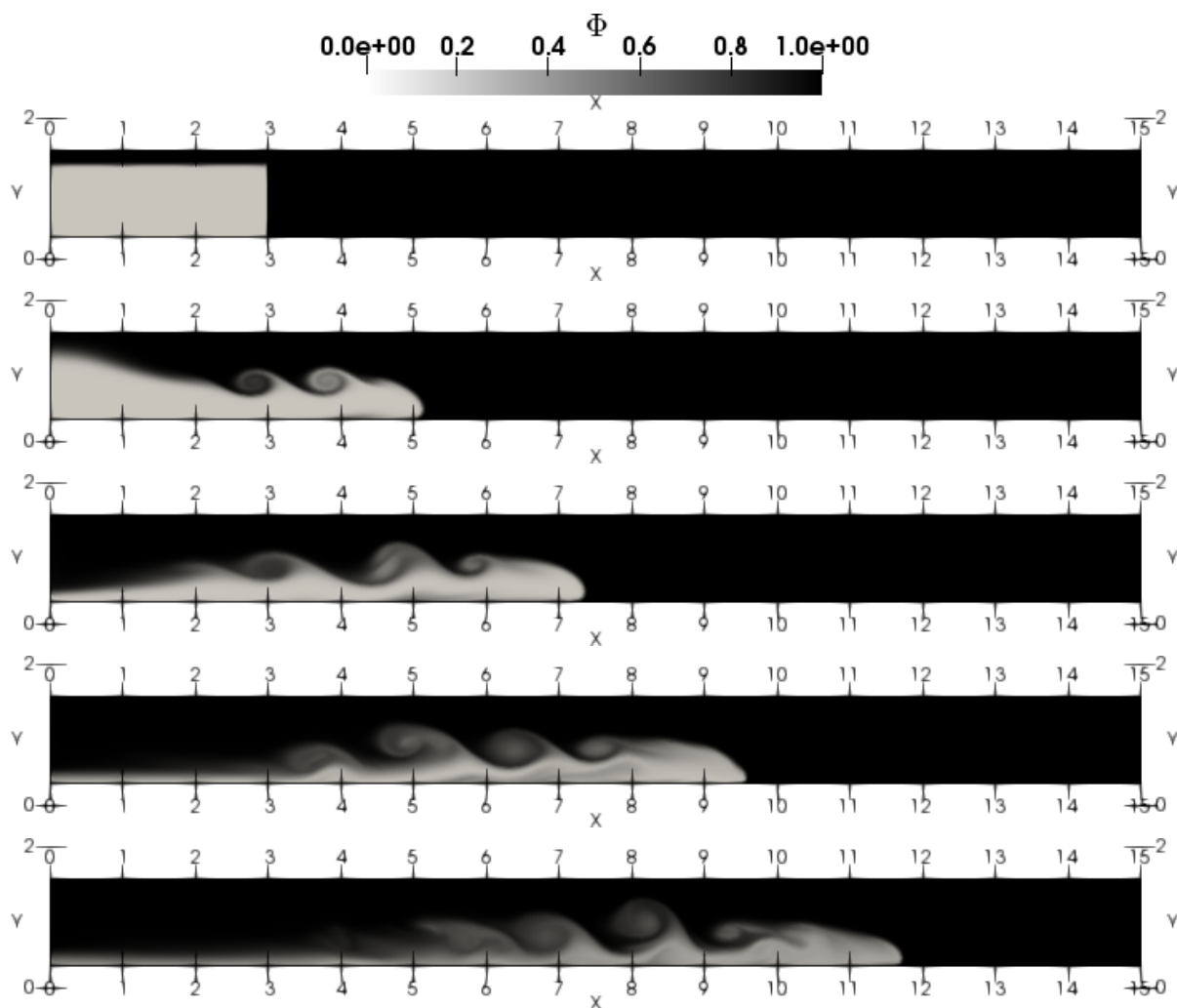


Figura 4.12: Campos de  $\Phi$  da corrente de turbidez G-3 para os instantes  $t = 0$ ,  $t = 5$ ,  $t = 10$ ,  $t = 15$  e  $t = 20$ .

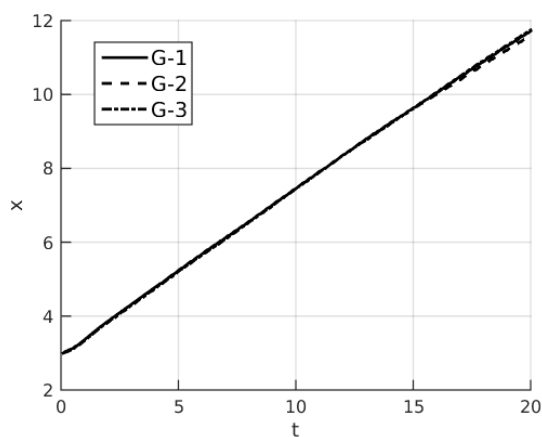


Figura 4.13: Evolução temporal da frentes da correntes de turbidez das simulações G-1, G-2 e G-3.

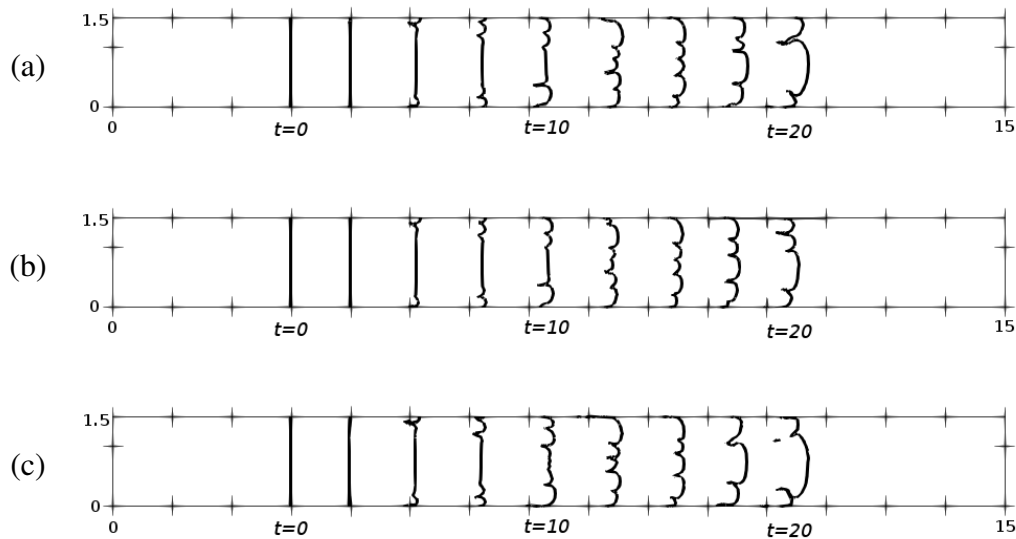


Figura 4.14: Vista superior da evolução das frentes das correntes de turbidez a) G-1, b) G-2, c) G-3.

partículas mais grossas em suspensão. Ou seja, as partículas mais grossas, porque se depositam mais rápido, passam a ter concentrações menores dentro da corrente de turbidez. Como consequência, sua presença no depósito também diminui ao longo do tempo. Na Simulação G-2, observada na Fig. 4.15b, sua curva granulométrica inicial, que contém mais grossos, acentuou o comportamento de dominância da classe granulométrica de  $u_s = 0.01$  sobre as outras duas. A simulação G-3, ao contrário, contém em sua condição inicial, mais finos que grossos. As partículas com  $u_s = 0.01$  eram apenas 10% do total inicial. Mesmo assim, por causa de sua velocidade de queda, estas partículas são as que mais se depositam no intervalo de tempo analisado. Outro fenômeno interessante é que, assim como na simulação G-1, se vê uma diminuição suave na parcela da partícula mais grossa no depósito, perto do final do intervalo analisado. Provavelmente, o motivo é o mesmo, a diminuição da parcela dessas partículas dentro da própria corrente de turbidez.

Na Fig. 4.16, se observa uma visão 3D do depósito final de sedimentos para as simulações G-1, G-2 e G-3. Embora os formatos dos depósitos sejam parecidos à primeira vista, há que se perceber que as magnitudes são muito diferentes. A simulação G-2, com maior teor de grossos em sua composição inicial, obtém uma magnitude de depósito muito maior que as outras duas. Da mesma forma, a simulação G-3, que é rica em finos, atinge uma altura máxima

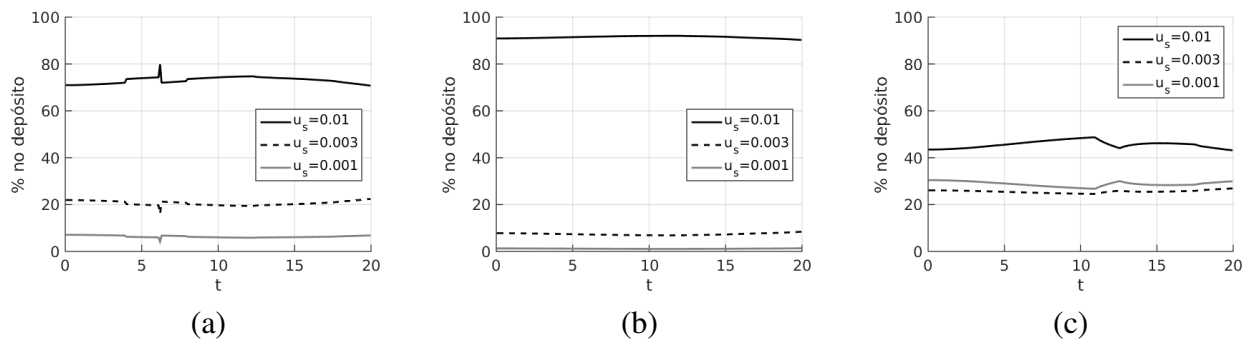


Figura 4.15: Evolução temporal da percentagem de cada classe granulométrica de partículas no depósito para a) G-1, b) G-2 e c) G-3.

de depósito inferior à da simulação G-1. Isso pode ser porque, como foi visto na Fig. 4.15, cerca de 90% das partículas que se depositam desta corrente de turbidez tem velocidade de queda 0.01. Sedimentos com maiores velocidades de queda implicam em sólidos que depositam mais rapidamente. Via de regra, as simulações que iniciam com maior proporção destas partículas atingem maiores alturas de depósito para um determinado tempo. Isso também implica que maiores teores de grossos na condição inicial geram maiores alterações no relevo de fundo, o que foi confirmado. Na simulação G-1, a máxima mudança no fundo do canal foi de  $4\Delta y$ . Na simulação G-2, que tem mais grossos, foi de  $7\Delta y$  e na G-3, que tem mais finos, foi de  $2\Delta y$  (Fig. 4.17). A evolução da altura máxima de alteração dos pontos, em função da quantidade de grossos na condição inicial, tem um comportamento aparentemente linear.

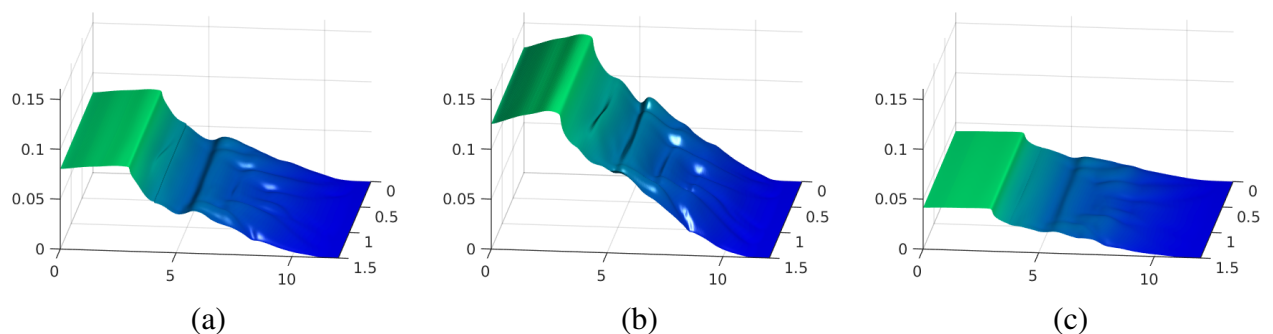


Figura 4.16: Camadas finais de depósito em  $t = 20$  para a) G-1, b) G-2 e c) G-3.

Também foram elaboradas curvas de nível para os depósitos finais das simulações G-1 (Fig. 4.18), G-2 (Fig. 4.19) e G-3 (Fig. 4.20). Nos três casos, se observa a presença das instabilidades de lóbulos e fendas a partir de  $x = 6$ . A influência é notada pelo fato de os contornos não serem linhas retas, e sim onduladas com os formatos das instabilidades. Isso condiz com a informação

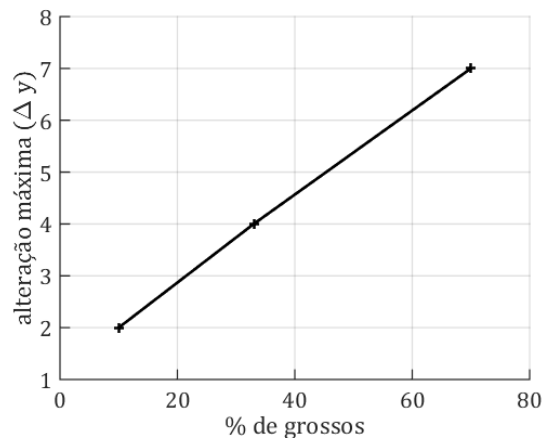


Figura 4.17: Alteração máxima do relevo de fundo ( $t = 20$ ) em função do percentual de partículas grossas em cada simulação.

da Fig. 4.14, a corrente passa por  $x = 6$  aproximadamente no tempo 10, e é nesse tempo que as instabilidades de lóbulos e fendas se consolidam. O formato do depósito parece estar intimamente relacionado com os lóbulos e fendas, como previu Espath et al. (2015) [14]. Nas simulações G-1 e G-3, que contém mais finos, estas instabilidades parecem influenciar mais no formato do depósito do que na simulação G-2.

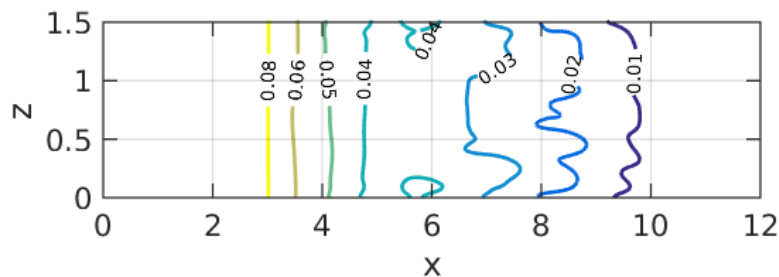


Figura 4.18: Curvas de nível do depósito final da simulação G-1.

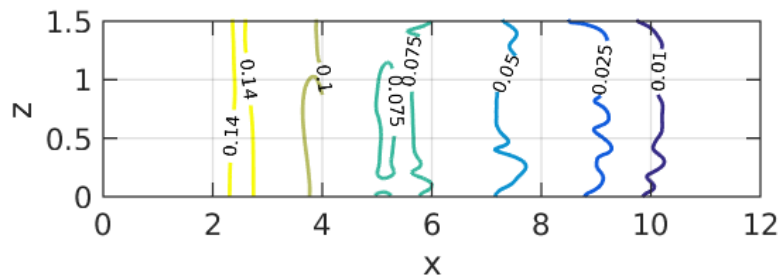


Figura 4.19: Curvas de nível do depósito final da simulação G-2.

Além de mostrar o depósito final, é possível separar o depósito em camadas, salvas durante a simulação. Assim, além de ter a informação sobre o depósito final, temos informações deta-

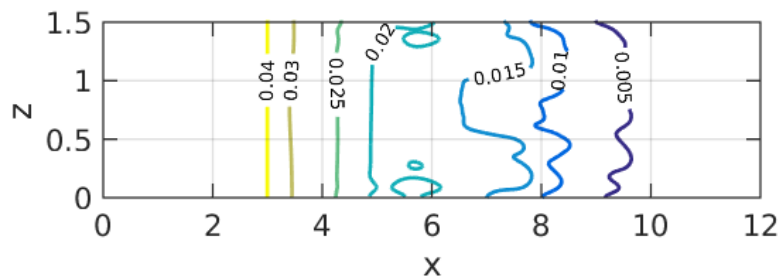


Figura 4.20: Curvas de nível do depósito final da simulação G-3.

lhadas sobre qual parte do depósito ocorreu em qual intervalo de tempo. Podemos saber o local e a composição granulométrica do depósito que ocorreu em cada período de tempo. Aqui, foi escolhido separar estes depósitos pelos períodos de tempo em que ocorreram. Um depósito que ocorreu de um determinado instante até outro instante é chamado, neste trabalho, de *camada temporal de depósito*. Essa separação é útil para analisar a gradação dos depósitos gerados, e para ajudar a esclarecer como os depósitos se formam, visto que no campo de estudo da estratigrafia, somente é possível ver os depósitos já consolidados (como se fosse só o depósito final). Na Fig. 4.21, mostram-se cortes das camadas temporais de depósito até  $t = 5$ , até  $t = 10$ , até  $t = 15$  e até  $t = 20$ , para G-1, G-2 e G-3, em um corte longitudinal no plano  $z = 0.75$ , ou exatamente a metade do domínio. Para cada uma dessas camadas, foi calculada a granulometria média do depósito, representada pela velocidade média de queda que tinham as partículas que se depositaram em cada período. Até  $t = 10$ , os depósitos de G-1, G-2 e G-3 seguem um formato sem oscilações, muito influenciado pela localização do *lock-exchange*, guardando a memória de seu formato retangular. A variação de granulometria entre a camada referente a  $t = 5$  e a referente a  $t = 10$  foi que as partículas aumentaram em diâmetro, levemente, entre uma camada e outra. Bouma (1962) [5] prevê esse comportamento, que pode ser a representação da fácies A, de gradação massiva (vários diâmetros de partículas misturados desordenadamente) mas com predominância de grossos. A partir da camada referente a  $t = 15$ , começam a surgir ondulações, referentes às instabilidades turbulentas na corrente, que também ganham força nos campos espaciais da simulação. A influência da turbulência, seja por meio de instabilidades de Kelvin-Helmholtz, formadas na camada de mistura entre os fluidos envolvidos, seja por meio das instabilidades de lóbulos e fendas, formadas na frente da corrente, se torna mais clara à medida que a simulação evolui no tempo. O depósito formado entre o tempo 15 e o tempo 20,

tem granulometria ligeiramente mais fina que os depósitos anteriores, nas três simulações analisadas. Isso pode indicar o início da formação da gradação normal. O depósito, para esse tempo, mostra oscilações mais claramente, indicando a forte influência das instabilidades turbulentas nessa etapa do processo de depósito.

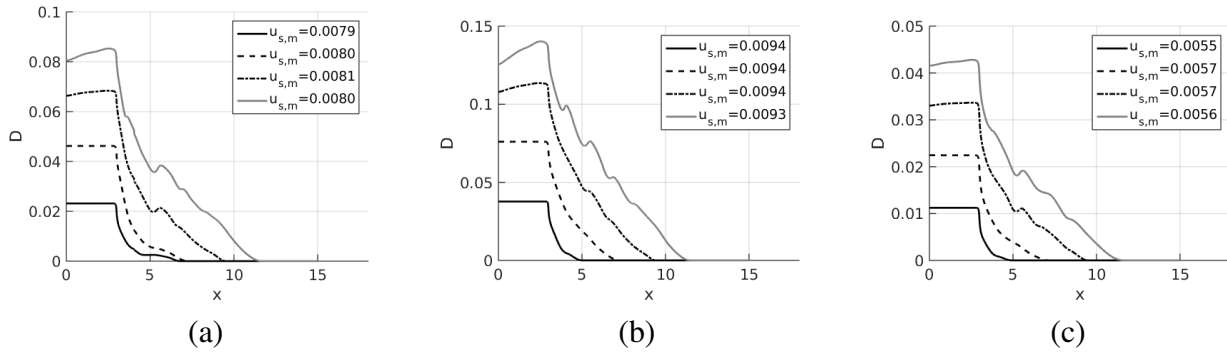


Figura 4.21: Camadas de depósito em  $t = 5$ ,  $t = 10$ ,  $t = 15$  e  $t = 20$ , em um corte em  $z = 0.75$  para a) G-1, b) G-2 e c) G-3.

As camadas temporais de depósito também foram cortadas no sentido transversal, em  $x = 5$ , dando origem aos gráficos da Fig. 4.22. Nestes, é possível observar a influência das instabilidades de lóbulos e fendas no depósito, que é mais clara nas laterais do domínio. Esta influência parece ser maior na camada temporal de depósito do tempo 15.

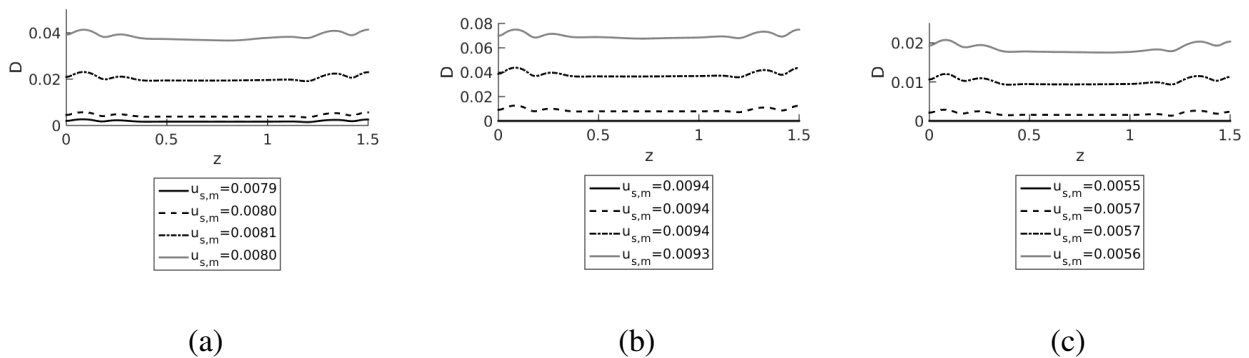


Figura 4.22: Camadas de depósito em  $t = 5$ ,  $t = 10$ ,  $t = 15$  e  $t = 20$ , em um corte em  $x = 5$  para a) G-1, b) G-2 e c) G-3.

A Fig. 4.21 e a Fig. 4.22 mostram semelhança entre os formatos dos depósitos gerados pelas simulações G-1, G-2 e G-3. Devido a que as magnitudes dos depósitos não permitem uma comparação direta, foi feita uma normalização, com o valor médio espacial dos mesmos, para cada uma das simulações. Estes planos normalizados de depósito foram graficados nas Figs. 4.23, 4.24, 4.25 e 4.26. As simulações G-1 e G-3, que tem, respectivamente, 33% e 10%

da partícula com maior velocidade de queda,  $u_s = 0.01$ , apresentam um comportamento muito parecido nos cortes em  $z = 0.75$  e  $z = 0.5$ . Ao se observar o depósito normalizado da simulação G-2, se vê algumas diferenças importantes. Isso corrobora com a análise realizada previamente neste trabalho, de que a proporção da classe granulométrica mais grossa é o que mais influencia o depósito. G-2 apresenta um pico relativo de depósito menor na área que pertencia ao lock-exchange. Por outro lado, depositou-se relativamente mais em torno de  $x = 5$ .

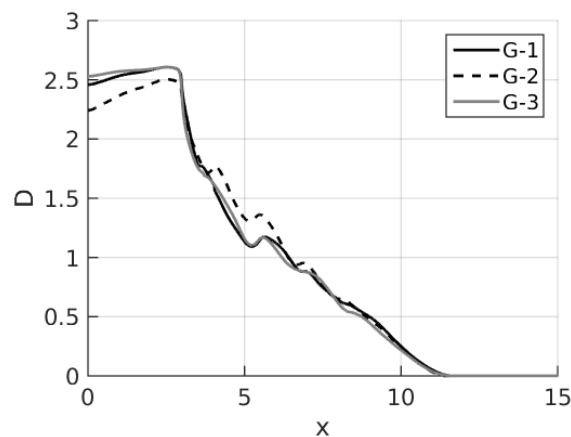


Figura 4.23: Depósitos normalizados de G-1, G-2 e G-3. Corte em  $z = 0.75$ .

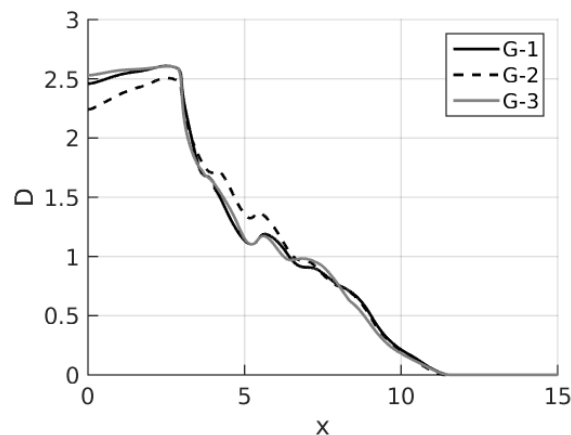


Figura 4.24: Depósitos normalizados de G-1, G-2 e G-3. Corte em  $z = 0.5$ .

A Fig. 4.25 apresenta um corte transversal em  $x = 5$  dos depósitos normalizados. Proporcionalmente, a simulação G-2, que contém mais grossos, depositou-se mais que as outras duas nessa região. Já em  $x = 10$  (Fig. 4.26), esta situação muda, a simulação G-1 apresenta um depósito normalizado maior que a simulação G-2. A simulação G-3 foi a que menos depositou, nesses dois cortes. Isso segue a tendência descrita por Gladstone et al. (1998) [16], correntes

com mais finos tendem a se propagar até distâncias maiores, e a gerar depósitos mais longe do ponto de origem. Em  $x = 5$ , a uma distância de 3 unidades adimensionais da barreira inicial, a simulação com mais grossos (G-2) depositou-se proporcionalmente mais que a simulação G-1, que, por sua vez, também teve maior depósito normalizado que a simulação G-3, rica em finos. Por outro lado, em  $x = 10$ , a simulação G-1 ultrapassa a G-2 no depósito final normalizado. Esperaria-se que, para tempos de simulação mais longos e para maiores comprimentos de canal simulado, a simulação G-3 vá, eventualmente, ultrapassar as outras duas no depósito normalizado, visto que se prevê que ela se propague e se deposite mais longe do ponto inicial. Outro ponto interessante para ser observado nesses cortes transversais de depósito normalizado é a influência da turbulência. Em  $x = 5$ , se vê o efeito de instabilidades turbulentas no depósito, em locais mais próximos às paredes do domínio. Já em  $x = 10$ , o comportamento se inverte e os depósitos passam a ser mais altos no centro do que próximo às laterais. O efeito dos lóbulos e fendas é visto claramente no depósito, que toma a forma dessas instabilidades. Essa mudança de comportamento pode ser causada pelo fato de que a frente da corrente passa por  $x = 5$  quando as instabilidades ainda não estão bem desenvolvidas, ao contrário de quando passa pela coordenada  $x = 10$ .

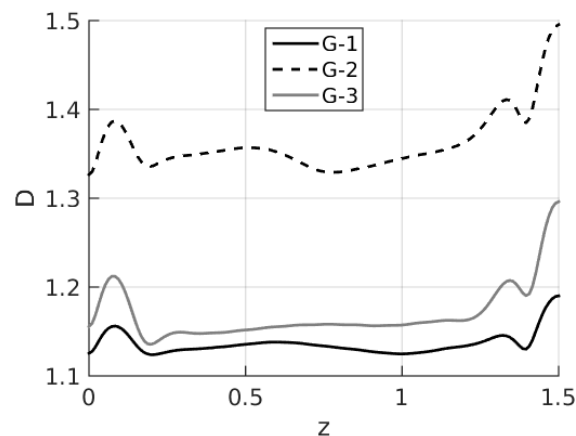


Figura 4.25: Depósitos normalizados de G-1, G-2 e G-3. Corte em  $x = 5$ .

A simulação G-2 foi posteriormente estendida, tendo chegado a  $t = 30$ . A Fig. 4.27 mostra a superfície de depósito da simulação G-2 até o tempo 30. Para observação das camadas temporais de depósito referentes a  $t = 25$  e  $t = 30$ . Nessa superfície, ainda se nota o efeito das instabilidades de lóbulos e fendas, mas as ondulações longitudinais, resultado das instabilidades



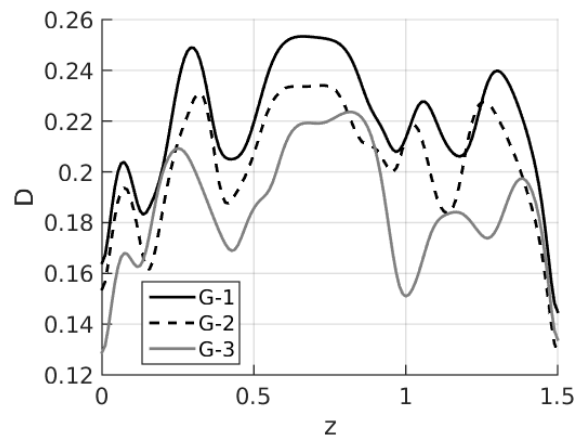


Figura 4.26: Depósitos normalizados de G-1, G-2 e G-3. Corte em  $x = 10$ .

de Kelvin-Helmholtz, destacam-se. Nas camadas temporais, no corte longitudinal da Fig. 4.28, é possível ver estas ondulações, causadas pela acumulação de fluido denso em alguns pontos por causa das instabilidades de Kelvin-Helmholtz, visível na Fig. 4.11,  $t = 20$ . As ondulações no depósito eram previstas por Bouma (1962) [5] na fácies C. Nesta imagem, também é mostrado um gráfico de gradação do depósito. A velocidade de queda média das partículas que se depositaram inicialmente se mantém aproximadamente estável, o que pode caracterizar uma camada massiva (fácies A de Bouma [5]), e, depois de  $t = 15$ , o diâmetro das partículas tende a diminuir gradativamente, ou seja, as partículas que se depositam em tempos mais adiantados têm granulometria média cada vez menor, o que gera a conhecida gradação normal dos depósitos. Na Fig. 4.29, mostra-se o mesmo corte transversal em  $x = 5$ , mostrado na Fig. 4.22, mas com as camadas temporais referentes a  $t = 25$  e  $t = 30$ . Nesse corte, as camadas destes tempos são mais finas. Porém, como é possível ver na Fig. 4.30, que mostra um corte em  $x = 10$ , as camadas temporais de  $t = 25$  e  $t = 30$  são a maior parte do depósito acumulado nessa localização.

Como se vê na Fig. 4.31, as instabilidades de lóbulos e fendas se alteraram, diminuíram em quantidade e aumentaram em tamanho, seguindo a tendência do que já havia acontecido com as simulações G-1 e G-3. Isso leva a crer que nas correntes em canais fechados com maior teor de grossos também, eventualmente, o número de lóbulos e fendas existentes tende a diminuir à medida que os grossos se depositam.

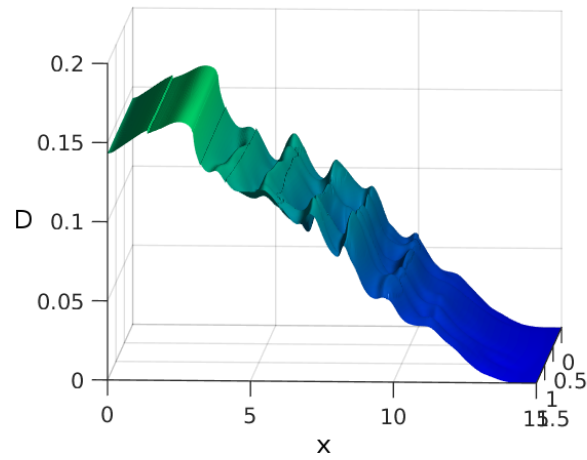


Figura 4.27: Depósito final da simulação G-2, até  $t = 30$ .

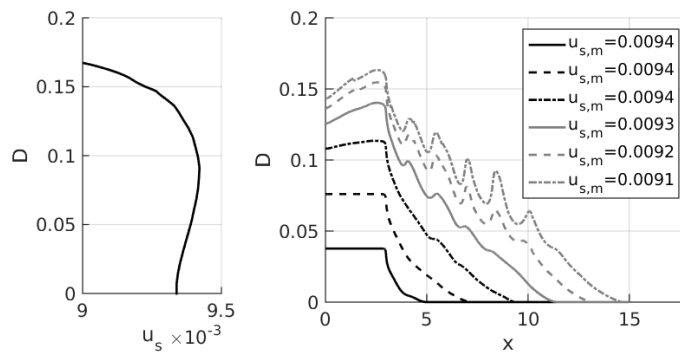


Figura 4.28: Gráfico de graduação e camadas temporais de depósito da simulação G-2, de 5 em 5 tempos, até  $t = 30$ . Corte em  $z = 0.75$ .

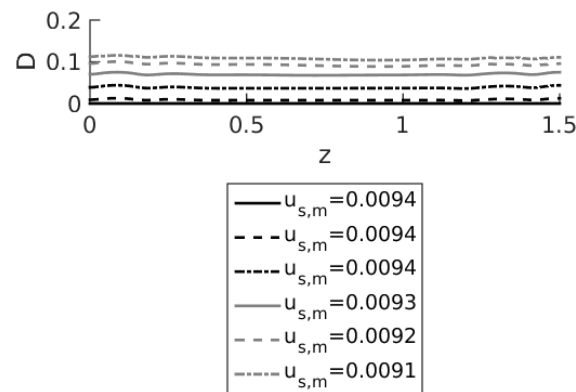


Figura 4.29: Camadas temporais de depósito da simulação G-2, de 5 em 5 tempos, até  $t = 30$ . Corte em  $x = 5$ .

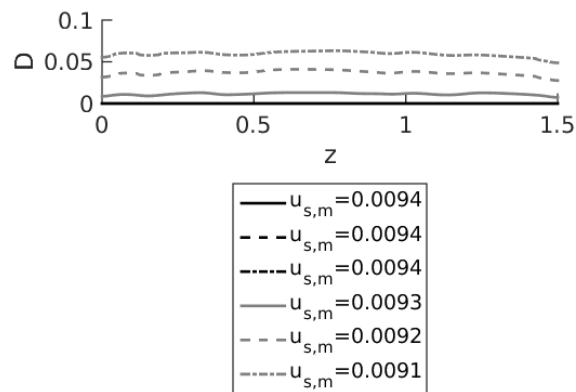


Figura 4.30: Camadas temporais de depósito da simulação G-2, de 5 em 5 tempos, até  $t = 30$ . Corte em  $x = 10$ .

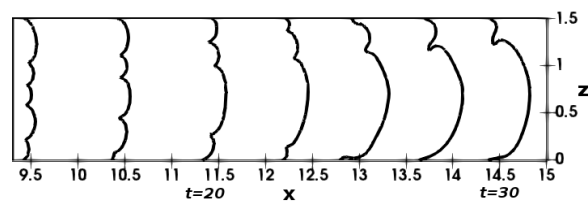


Figura 4.31: Frentes da corrente da simulação G-2, pra 7 tempos diferentes, de  $t = 15$  até  $t = 30$ .

A Fig. 4.32 mostra a evolução da frente da corrente de turbidez ao longo do tempo, para a simulação G-2 estendida. Com o tempo, principalmente após  $t = 20$ , a corrente desacelera levemente, o que é esperado, visto que ela perde grande parte de sua massa e energia.

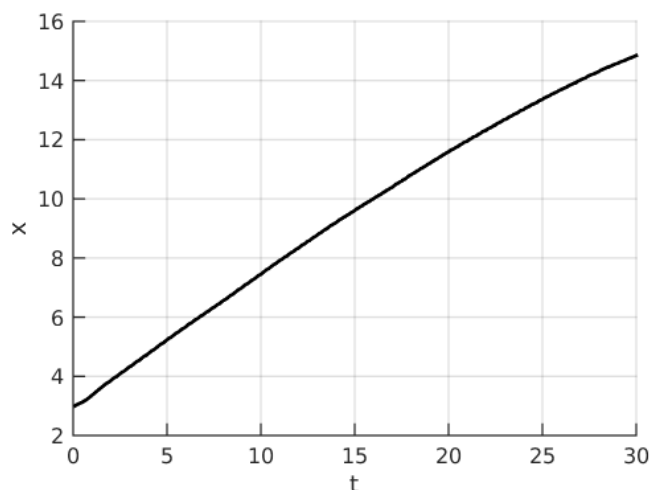


Figura 4.32: Posição da frente da corrente de turbidez da simulação G-2 ao longo do tempo, até  $t = 30$ .

Após 30 tempos, o máximo de alteração do relevo de fundo foi de  $8\Delta y$ , somente um a mais que os  $7\Delta y$  que haviam se modificado até  $t = 20$ . A porção de partículas grossas, com  $u_s = 0.01$ , no depósito, diminui progressivamente ao longo do tempo (Fig. 4.33), ao mesmo tempo que a partícula intermediária, com  $u_s = 0.003$ , começa a ser uma parte maior do depósito.

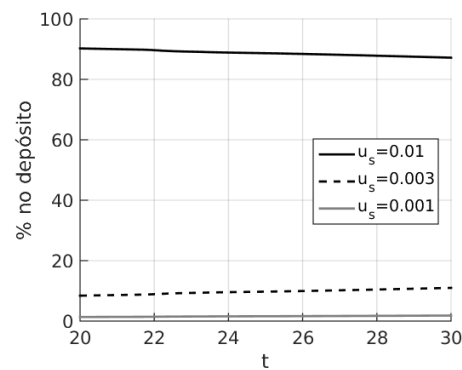


Figura 4.33: Percentual de cada classe de partículas no depósito, para a simulação G-2, tempo 20 a 30.

Em  $t = 30$ , se mantêm em suspensão 37.3% das partículas que existiam no início da simulação. A distribuição das frações granulométricas é: 27.5% das partículas com  $u_s = 0.01$ , 57.0% das partículas com  $u_s = 0.003$ , e 66.7% das que tem  $u_s = 0.001$ . Assim, a maior parte dos sedimentos já foi depositada, porém, dois terços das partículas mais finas continuam em suspensão. Isso mostra que a eficiência de transporte das partículas de diâmetro menor é superior às de diâmetro maior. Se as partículas finas continuam em suspensão, em tempos posteriores, as frações granulométricas menores se depositariam acima dos depósitos atuais, gerando uma gradação normal.

#### 4.3.2 INFLUÊNCIA DA ALTERAÇÃO DO FUNDO

Analisou-se as mudanças no depósito e nas variáveis globais que ocorrem ao se considerar a mudança do relevo de fundo ao longo da simulação, devido ao depósito. Para tal, foi realizada uma simulação análoga à Simulação G-2, mas sem atualizar o relevo de fundo durante a simulação, sendo que o fundo continua plano durante toda a simulação. A esta simulação, foi dado o nome F-2 (F de *flat*, liso). A configuração granulométrica referente a G-2 foi escolhida pois resultou em maiores depósitos e alterações do relevo até o tempo 20, que é também a duração da simulação F-2.

Os depósitos da simulação F-2 foram salvos, tal qual os depósitos da simulação G-2. Como a única diferença entre as duas é a presença da funcionalidade de mudança do relevo de fundo, uma comparação direta é possível. Na Fig. 4.34, mostra-se a diferença bruta entre os campos de depósito para os tempos  $t = 5$ ,  $t = 10$ ,  $t = 15$  e  $t = 20$  e na Fig. 4.35 são mostrados os cortes destes depósitos, em  $z = 0.75$ , para ambas as simulações, F-2 e G-2. É possível ver que, ao longo do tempo, as diferenças brutas aumentam em magnitude. As maiores diferenças em  $t = 5$  e  $t = 10$  ocorreram na região de propagação, próximo à frente da corrente. No tempo 10, a simulação G-2 depositou mais em todos os locais onde a corrente passou. Também é possível ver que, para  $t = 10$  o formato tridimensional da corrente é diferente. Em  $t = 15$ , a diferença se torna menos pontual, e começa a se desenvolver, inclusive no formato do depósito. O depósito da corrente que altera o fundo devido à sedimentação se altera mais por causa das instabilidades de lóbulos e fendas. No tempo 20, as diferenças entre as simulações são ainda mais complexas. Na simulação G-2, o início do domínio acumulou menos depósito que na simulação F-2. Essa relação se inverte a partir de  $x = 5$ , quando a simulação G-2, em que há alteração do relevo de fundo, deposita-se mais. A implementação do modelo que considera a alteração do fundo pode transportar, em média, o depósito para mais longe do *lock-exchange*. Em geral, os depósitos gerados por modelos numéricos de correntes de turbidez tendem a ficar com o formato inicial do *lock-exchange*, se concentrando principalmente na porção inicial do domínio, o que pode ser irreal. A implementação deste novo modelo proposto pode atenuar esse efeito, visto que os depósitos passam a ocorrer em locais mais afastados do *lock*. As diferenças médias e máximas são apresentadas na Tab. 4.3. Outro aspecto interessante é que a diferença, tanto bruta quanto relativa, entre os depósitos das duas simulações, aumenta ao longo do tempo. Ou seja, quanto mais longo for um evento que se deseja simular, mais importância tem a mudança do relevo de fundo.

Os impactos da alteração do relevo de fundo devido ao depósito não se restringem ao próprio depósito, variáveis globais do sistema também tiveram largas alterações. Comparando-se as velocidades da simulação F-2 com a G-2, no tempo 20, obteve-se os resultados apresentados na Tab. 4.4. A evolução do fundo fez com que a presença de sedimentos dentro do domínio físico em  $t = 20$  fosse menor. Na simulação F-2, no tempo 20, estão em suspensão 0.56% a mais das

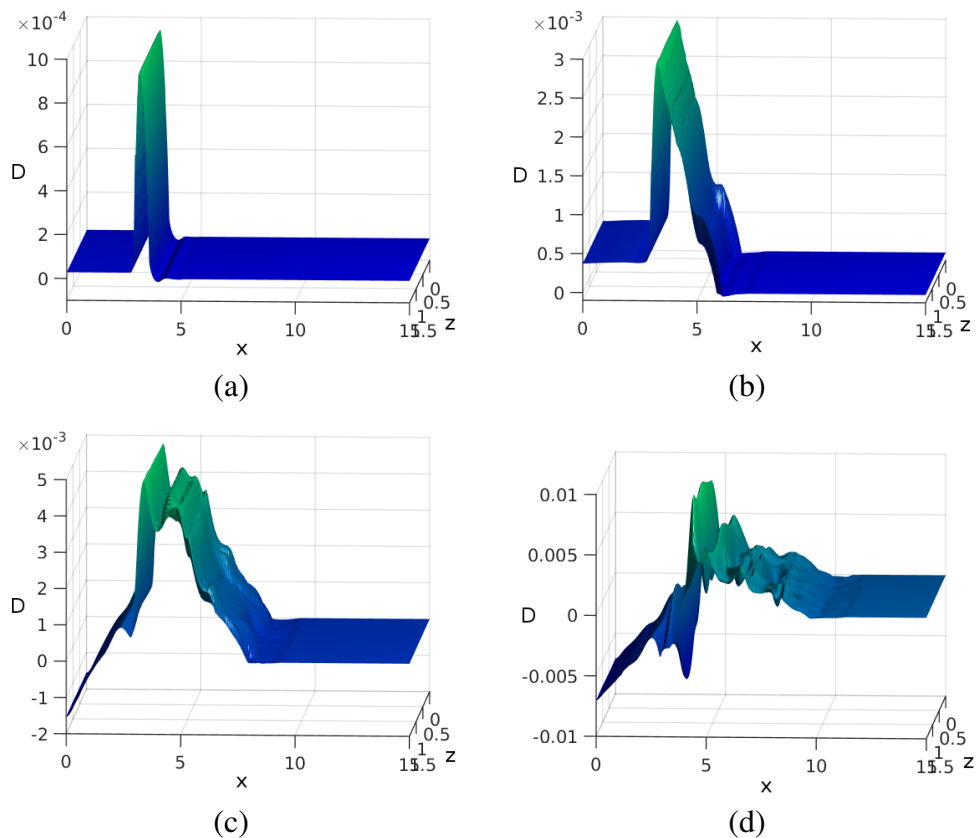


Figura 4.34: Diferenças brutas entre os planos de depósito da simulação G-2 e da simulação F-2 (depósitos de G-2 menos os depósitos de F-2), para os tempos a)  $t = 5$ , b)  $t = 10$ , c)  $t = 15$  e d)  $t = 20$ .

Tabela 4.3: Diferenças no depósito entre F-2 e G-2.

tempo	média	média relativa	máxima	máxima relativa
$t = 5$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	0.43%	$9.4 \cdot 10^{-4}$	4.71%
$t = 10$	$3.7 \cdot 10^{-4}$	1.77%	$3.0 \cdot 10^{-3}$	5.88%
$t = 15$	$9.9 \cdot 10^{-4}$	2.64%	$5.1 \cdot 10^{-3}$	6.21%
$t = 20$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	3.58%	$9.1 \cdot 10^{-3}$	10.75%

partículas com  $u_s = 0.01$ , 0.34% mais das com  $u_s = 0.003$  e 0.30% mais das com  $u_s = 0.001$ . Isso pode ser devido à interface com o relevo de fundo ficar em posições mais altas ao longo do tempo na simulação G-2, o que traz a condição de não-deslizamento mais para perto do corpo da corrente de turbidez, provocando mais sedimentação. Ou seja, a mudança do relevo favorece a sedimentação, mudando profundamente não só o depósito, como também outras variáveis envolvidas.

Isocontornos de densidade adimensionalizada foram plotados para as simulações F-2 e G-2,

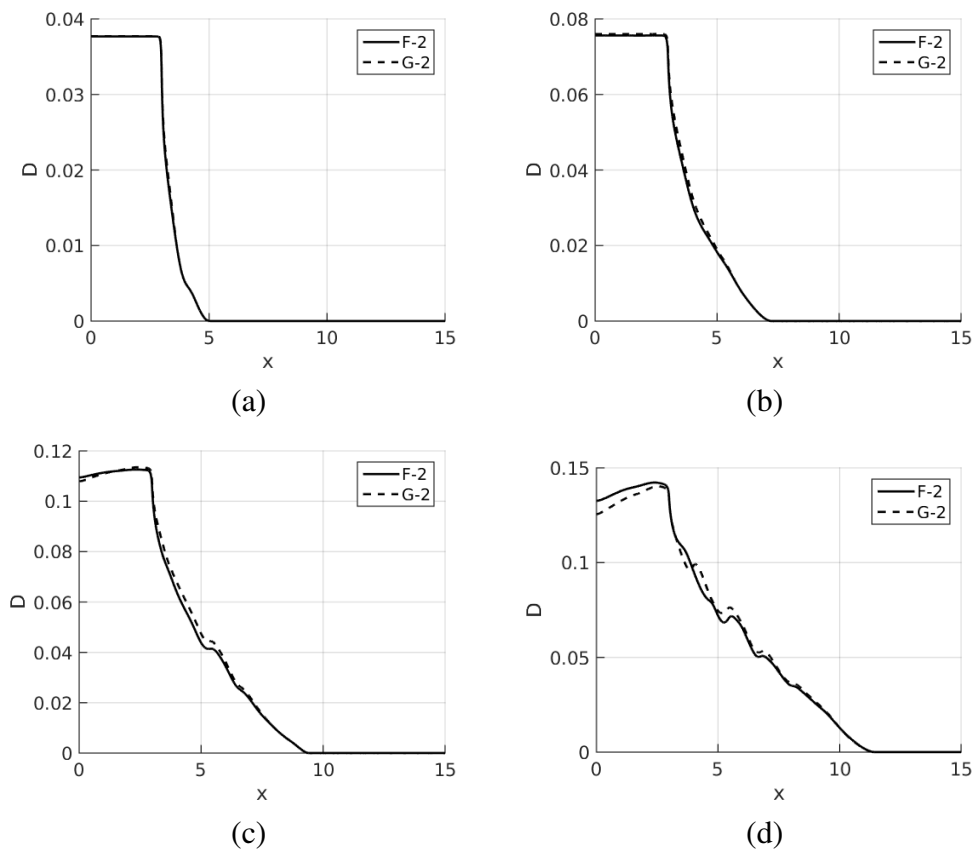


Figura 4.35: Corte em  $z = 0.75$  dos depósitos das simulações F-2 e G-2, nos tempos a)  $t = 5$ , b)  $t = 10$ , c)  $t = 15$  e d)  $t = 20$ .

Tabela 4.4: Diferenças médias nas velocidades entre F-2 e G-2, no tempo 20.

variável	média	média relativa
$u_x$	0.0187	17.62%
$u_y$	0.0148	50.13%
$u_z$	0.0090	65.54%

nos tempos 10, 15 e 20 (Fig. 4.36). As frentes das correntes, nos três tempos, são similares, não havendo diferença em sua localização ou formato dos lóbulos e fendas. Isso pode se dever ao fato de que as frentes de ambas as correntes não encontram obstáculos em seu caminho, já que a mudança de fundo causada pelo depósito sempre ocorre em locais do domínio onde a frente da corrente já passou. A frente sempre se propaga sobre terreno totalmente plano. As diferenças mais marcantes entre as simulações estão na área relativa ao corpo da corrente de turbidez, e são mais marcantes no tempo 20. De fato, pode-se calcular as diferenças ponto-a-ponto nos mapas de concentração entre uma simulação e outra (Fig. 4.37), confirmando

que as maiores disparidades localizam-se na região do corpo da corrente, embora observem-se diferenças também na cabeça da corrente, principalmente relativas à localização dos lóbulos e fendas.

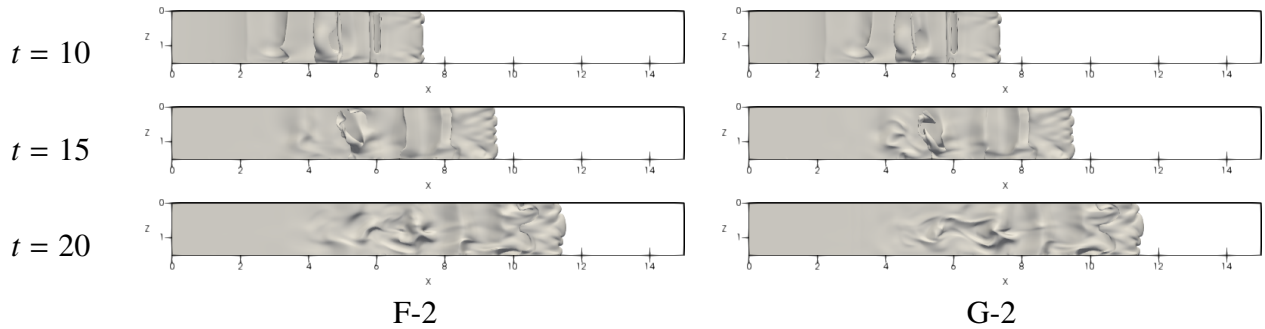


Figura 4.36: Isosuperfícies de densidade adimensionalizada  $\Phi = 0.4$ , para as simulações F-2 e G-2, nos tempos 10, 15 e 20. Vista superior.

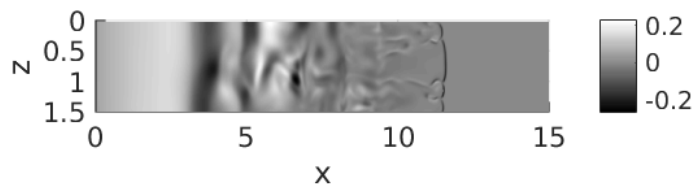


Figura 4.37: Diferenças no campo de  $\Phi$ , entre G-2 e F-2, para  $y = 0.35$ , no tempo 20.

### 4.3.3 INFLUÊNCIA DO FATOR DE COMPACTAÇÃO

Outro aspecto desta metodologia que carece de análises é o fator de compactação  $\sigma$ . Nesta subseção, ele é foco de uma análise em que se simularam diversas correntes, bidispersas, com  $u_{s,1} = 0.01$  e  $u_{s,2} = 0.001$ , inicialmente cada uma representando 50% dos sedimentos, sendo que a única mudança entre uma simulação e outra é o fator de compactação. Realizou-se uma simulação com fundo plano constante também, a C-0, para usar como base para as comparações.

As simulações realizadas tem  $L_x = 10$ ,  $L_y = 1.3$ ,  $L_z = 1.2$ , em uma malha cartesiana isoespacia de  $\Delta x = 0.0130$ ,  $\Delta y = 0.0135$  e  $\Delta z = 0.0125$ . O número de Reynolds foi fixado em 3000. O tamanho físico do lock-exchange é 2 na direção  $x$  e 1 na direção vertical  $y$ . A plataforma inicial de IBM tem 0.2 de altura. As simulações e seus respectivos fatores de compactação estão listados na Tab. 4.5. A simulação C-2 é uma extrapolação feita à título de curiosidade, visto que é muito improvável na natureza um sedimento que se expanda duas vezes o seu volume ao se depositar.



Tabela 4.5: Fator de compactação utilizado nas simulações C-0, C-05, C-1, e C-2.

Simulação	C-0	C-05	C-1	C-2
$\sigma$	0.0	0.5	1.0	2.0

Foram plotadas as superfícies final de depósito, para as quatro simulações realizadas, na Fig. 4.38. Na corrente de C-05, o resultado de depósito é mais suave que em C-0, apresentando menos marcas relativas aos lobos e fendas. Já em C-1, novamente as marcas das instabilidades de lobos e fendas no depósito se tornam mais aparentes. Em C-2, as marcas dos lobos e fendas são mais leves, e percebem-se algumas mudanças abruptas horizontais no depósito, provavelmente causadas pelas mudanças frequentes e irreais do relevo de fundo. Portanto, pode ser dito que a simulação C-2 não representa bem a realidade, como já era esperado.

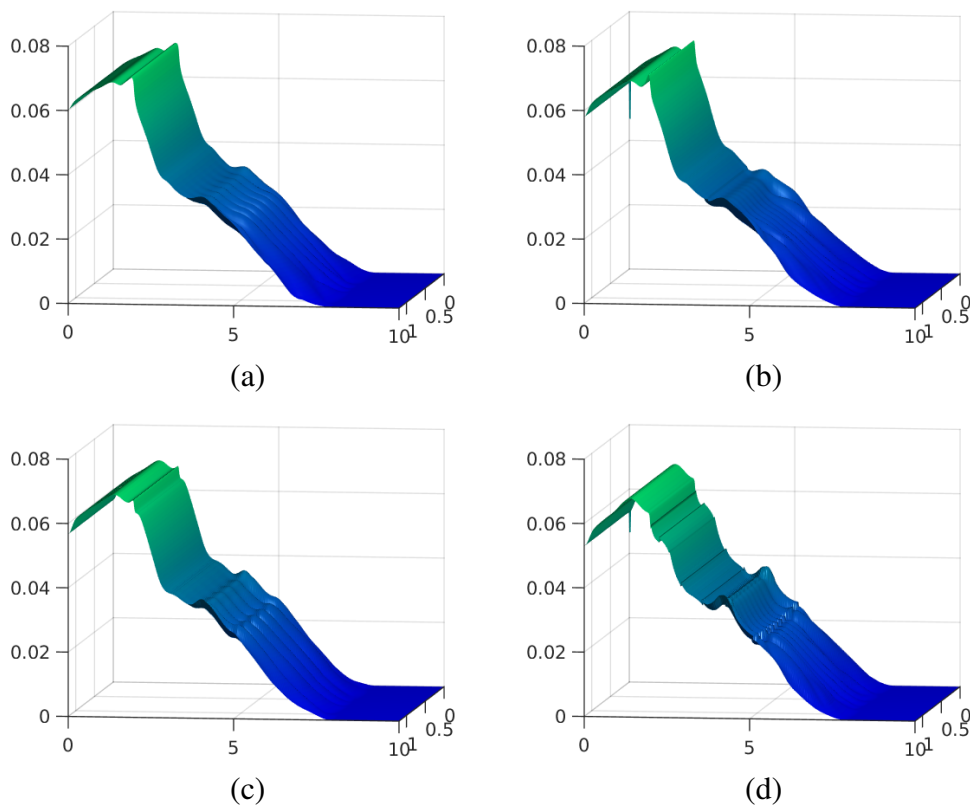


Figura 4.38: Superfície final de depósito ( $t = 15$ ) para as simulações a) C-0, b) C-05, c) C-1 e d) C-2.

Também comparamos diretamente os depósitos finais das simulações C-0, C-05, C-1 e C-2 por meio de cortes (Fig. 4.39). No corte em  $x = 3$ , se observa os depósitos de C-0 e C-05 muito semelhantes, já o de C-1, muito acima, e o de C-2, maior ainda. Nesse ponto, claramente

se vê que, em  $x = 3$ , o fator de compactação influencia na altura do depósito. Nesse corte, as diferenças estão na ordem de 5%. Em  $x = 5$ , as ondulações vistas são efeitos das instabilidades de lobos e fendas no depósito. As ondulações das simulações C-05 e C-2 parecem estar praticamente em fase, enquanto as das simulações C-1 e C-0 parecem estar fora de fase entre si e com as outras. Os lobos e fendas de C-1 e C-0 geraram claramente oscilações maiores no depósito. No corte em  $x = 7$ , novamente se percebe uma certa semelhança entre C-05 e C-2, e discrepância das duas demais. No corte na outra direção, que passa exatamente no centro do domínio, se vê uma progressão entre os diferentes fatores de compactação. C-2 depositou-se menos na região do lock-exchange, mas teve uma elevação maior na região em torno de  $x = 4$ . C-1 seguiu a tendência, porém com menos intensidade. C-05 também depositou um pouco menos que C-0 no começo do domínio, mas se manteve muito semelhante a C=0 nas demais localizações.

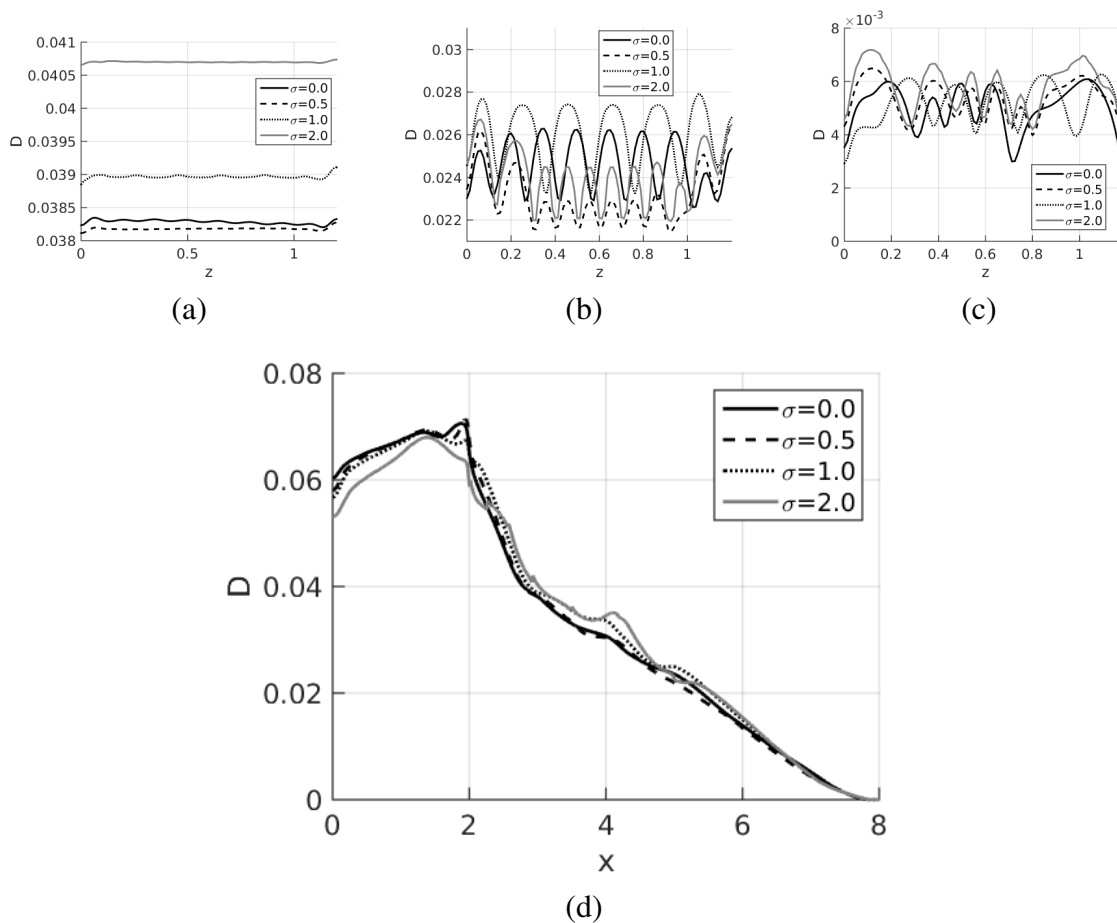


Figura 4.39: Cortes dos depósitos finais das simulações C-0, C-05, C-1 e C-2, em a)  $x = 3$ , b)  $x = 5$ , c)  $x = 7$  e d)  $z = 0.6$ .

Foram calculadas as diferenças em valor absoluto, entre os depósitos das simulações com

$\sigma \neq 0$  com o depósito final de C-0 (Tab. 4.6). As diferenças médias são calculadas fazendo-se a diferença entre os depósitos de uma dada simulação com a simulação C-0, ponto-a-ponto, aplicando o módulo nessa diferença, e fazendo a média dessas diferenças. Para calcular a média percentual, divide-se a diferença média pelo depósito médio de C-0. As diferenças médias no depósito tendem a aumentar quanto maior for o fator de compactação  $\sigma$ . A diferença máxima é o maior valor absoluto da diferença entre o depósito de uma simulação e da simulação C-0. A diferença máxima relativa é a diferença máxima, dividida pelo valor do depósito de C-0 no local onde a diferença máxima ocorre. As diferenças máximas absolutas tenderam a aumentar com o fator de compactação, mantendo as diferenças máximas relativas na faixa de 20 a 30%.

Tabela 4.6: Diferenças (em módulo) dos depósitos finais das simulações C-05, C-1 e C-2 com o depósito final da simulação C-0.

Simulação	Média	Média relativa	Máxima	Máxima relativa
<b>C-05</b>	$7.3051e - 04$	2.66%	0.0030	20.74%
<b>C-1</b>	0.0014	4.97%	0.0056	28.15%
<b>C-2</b>	0.0020	7.34%	0.0069	24.01%

Com os resultados obtidos, ajustando-se uma curva, é possível prever o erro percentual do depósito para um dado fator de compactação. Na Fig. 4.40 estão plotados os valores dos erros médios percentuais E em função do fator de compactação  $\sigma$ . Ajustou-se uma curva logaritmica, que pode ajudar a prever o percentual de erro que se tem quando adota-se um fundo plano e constante em uma situação, de acordo com as características do material que se deseja simular. Como esperado, quanto menor for o fator de compactação, menores são os erros médios. Por exemplo, se um erro médio de 1% no depósito em 15 tempos adimensionais é o máximo tolerável, os sedimentos envolvidos no processo devem ter fator de compactação igual ou inferior a 0.15.

#### 4.4 SIMULAÇÃO COM ALTERAÇÃO DO RELEVO APÓS CADA SIMULAÇÃO

Em oposição à adaptação do relevo de fundo durante a simulação, uma metodologia em que se simularia uma corrente, salvaria-se seu depósito final, e aplicaria-se esse depósito como relevo de fundo para a próxima corrente pode ser proposta. Dado que gerem resultados seme-

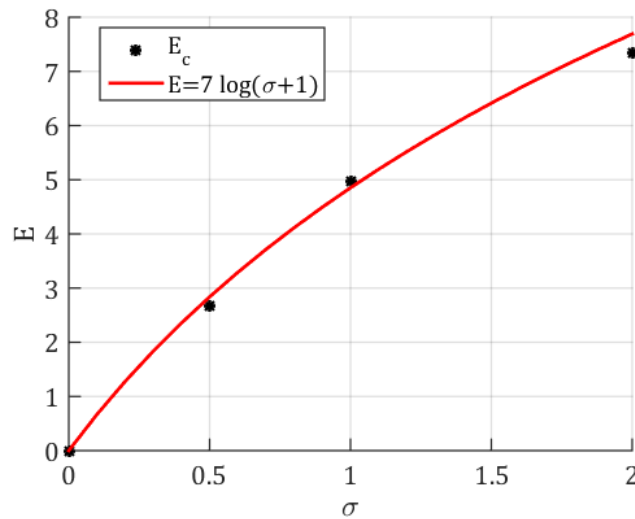


Figura 4.40: Erros médios relativos percentuais de depósito, para diferentes  $\sigma$ .

lhantes, a vantagem de alterar o relevo apenas entre uma simulação e outra seria contornar o fato de que alguns códigos de simulação CFD não permitem a alteração de suas malhas, ou objetos imersos, durante a simulação. Nesta subseção, analisa-se essa possibilidade como alternativa ao trabalho desenvolvido e apresentado na seção anterior.

A simulação A-2 tem configuração inicial semelhante às simulações G-2 e F-2. Seu relevo de fundo não se altera com o tempo, e seu relevo inicial foi gerado pelo depósito final da simulação F-2 (Fig. 4.41), que tem fundo plano e constante durante a simulação. A altura de depósito inicial máxima resultou em  $6\Delta y$ . Essa altura foi compensada no lock-exchange, para que ele mantivesse a altura adimensional de 1.

A frente da corrente da simulação A-2 propagou-se de forma um pouco mais lenta e com um formato diferente que as frentes das simulações G-2 e F-2. Na Fig. 4.42, mostramos isosuperfícies de densidade adimensionalizada da simulação A-2, juntamente com o isocontorno que representa a frente da corrente da simulação F-2, para os tempos de  $t = 0$  (início da simulação) até  $t = 20$ , com intervalos de 5 em 5. Comparar com a frente de F-2 é exatamente igual a comparar com a frente de G-2, já que elas são coincidentes para todos os tempos simulados. Por outro lado, as frentes de A-2 e F-2 são visivelmente diferentes em todos os tempos a partir de  $t = 10$ . As instabilidades de lóbulos e fendas não ocorrem nos mesmos locais e nem em mesmo número, se compararmos as duas simulações. A propagação de A-2 é mais lenta, o que pode ser consequência de a frente ter que superar obstáculos (as rugosidades do depósito já

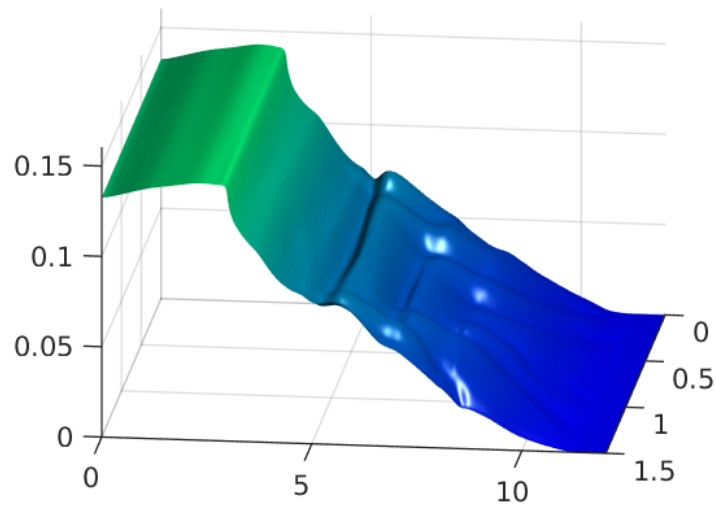


Figura 4.41: Depósito final, em  $t = 20$ , da simulação F-2, utilizado como base para a simulação A-2.

consolidado), e perder energia em razão disto.

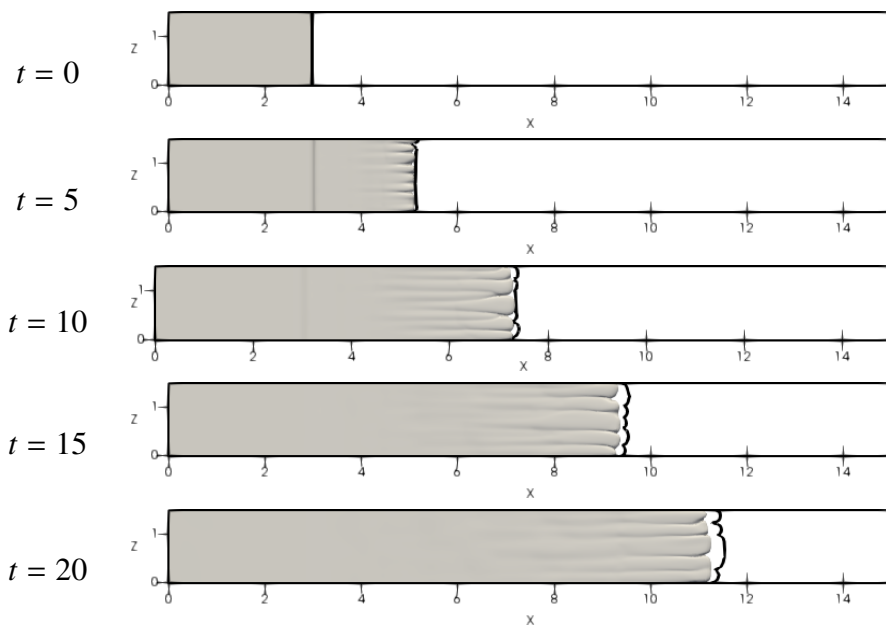


Figura 4.42: Isosuperfície de  $\Phi = 0.4$  mostrando a propagação da corrente A-2 e posição da frente da corrente da simulação F-2, para cinco tempos igualmente espaçados. Vista superior.

Então, para fazer uma comparação adequada com essa outra metodologia, rodou-se a simulação S-2, que é a propagação de uma corrente de turbidez sobre o depósito final da simulação G-2, com a alteração de fundo durante a simulação. Ou seja, temos dois casos: um em que uma corrente que altera o fundo durante a simulação se propaga sobre o depósito de uma corrente que mudou o fundo durante a sua simulação, e outro caso em que uma corrente não altera o

fundo durante sua propagação, o relevo é alterado apenas após cada evento. Na Fig. 4.43, é possível ver as médias na direção  $z$  para os depósitos formados por A-2 e S-2, somente durante as suas simulações, lembrando que S-2 altera o fundo e A-2 não. Como podemos ver, o efeito é progressivo, quanto mais tempo se passa, maiores as diferenças no formato do depósito. As diferenças absolutas médias entre os depósitos acumulados nas duas simulações estão presentes na Tab. 4.7. Assim como observado nas correntes que se propagaram inicialmente sobre fundo plano, as diferenças médias aumentam com o tempo.

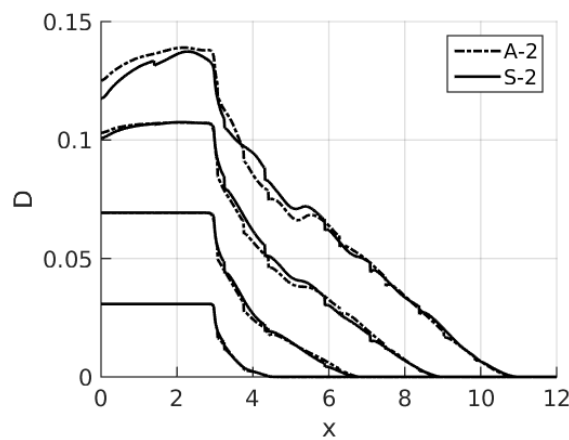


Figura 4.43: Depósitos das simulações A-2 e S-2 nos tempos 5, 10, 15, e 20. Médias na direção  $z$ .

Tabela 4.7: Diferenças no depósito entre A-2 e S-2.

tempo	média	média relativa	máxima	máxima relativa
$t = 5$	$4.3 \cdot 10^{-5}$	0.63%	$2.9 \cdot 10^{-3}$	14.92%
$t = 10$	$3.6 \cdot 10^{-4}$	1.97%	$5.1 \cdot 10^{-3}$	10.31%
$t = 15$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	3.31%	$8.7 \cdot 10^{-3}$	26.55%
$t = 20$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	4.70%	$1.1 \cdot 10^{-2}$	13.62%

Além disso, deve-se lembrar que esse depósito está ocorrendo sobre o depósito prévio de outras simulações. Então, como saber se estas diferenças que ocorrem entre A-2 e S-2 estão atenuando ou reforçando as diferenças no depósito que ocorreram no evento anterior (F-2 ou G-2)? A abordagem escolhida foi somar os depósitos de S-2 e A-2 aos de suas predecessoras (Fig. 4.44). É possível ver que a propagação de uma segunda corrente sobre o depósito da corrente anterior amplifica os erros em alguns locais. Por exemplo, na área entre  $x = 0$  a  $x = 2$ ,

a diferença de depósito aumenta com a propagação da segunda corrente. Pode-se depreender disso que a propagação de várias correntes, uma após a outra, não necessariamente atenua os erros devidos a não-consideração da alteração do relevo ao longo do tempo em todos os locais. Porém, a diferença média do depósito em cada ponto, após os dois eventos, é de 0.036, que representa 3.32% do depósito total. É uma diferença média relativa levemente menor que as encontradas entre F-2 e G-2 (3.58%) e A-2 e S-2 (4.70%), indicando que ocorre uma leve atenuação das diferenças. Porém, para obter uma resposta definitiva a respeito da atenuação dos erros pela propagação de outros eventos subsequentes, seria necessário a realização de mais simulações de correntes sobrepostas a S-2 e A-2.

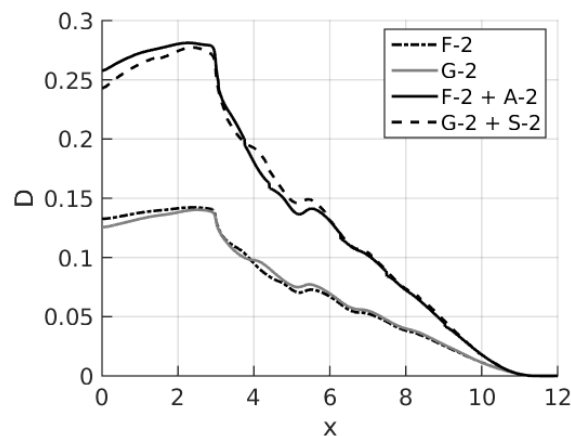


Figura 4.44: Depósitos finais das simulações F-2 e G-2, e das simulações A-2 e S-2, propagadas sobre elas. Médias na direção z.

Com a metodologia aqui apresentada de sobreposição de séries de depósitos de correntes que se propagam sobre um mesmo local, pode-se utilizar a simulação numérica de correntes de turbidez para criar modelos estratigráficos, ou mesmo para replicar e entender a formação de turbiditos reais. Neste âmbito, há espaço para evolução dos modelos numéricos de simulações de correntes de turbidez, com o intuito de estudar a formação de turbiditos reais.





## 5 CONCLUSÕES

Foi apresentada, neste trabalho, uma metodologia que considera a alteração do relevo de fundo em correntes de turbidez gerada por sua passagem, devido à sedimentação de partículas. O trabalho foi desenvolvido numericamente, utilizando um código de alta ordem, que foi comparado com sucesso a trabalhos numéricos e experimentais. Seus resultados indicaram que há alterações em várias variáveis, devidas à mudança do relevo de fundo. Principalmente, a atualização do relevo de fundo com a retroalimentação do depósito, utilizando-se o fator de compactação  $\sigma = 0.5$ , gera diferenças no depósito. Ou seja, simulações em que os sedimentos tenham esse fator de compactação, ou superior, e não considerarem a mudança no relevo causada pela sedimentação, possivelmente estarão cometendo um erro de cerca de 2 – 5% em sua aproximação de depósito. Para simulações RANS, provavelmente o erro tolerável seja superior a esse valor, por isso, é possível que não haja maiores problemas em não considerar a alteração do fundo do domínio, a menos que a simulação seja longa. Porém, para metodologias LES e DNS, que prezam pela exatidão dos resultados, não considerar essa mudança no fundo do domínio nas simulações numéricas pode incorrer em erros elevados. Se o modelo utilizado não considera a mudança do relevo com a sedimentação, mas ainda assim se deseja obter uma boa aproximação do depósito final, outras possibilidades são utilizar uma concentração de sedimentos muito pequena, que implica em baixos  $\sigma$ , ou usar sedimentos mais finos e simular apenas os tempos iniciais, visto que foi mostrado que, quanto mais finos os sedimentos, menor é a altura do depósito nos tempos iniciais. No estudo feito, para duas correntes que se propagam uma sobre o depósito da outra, os erros relativos não crescem linearmente, ou mesmo exponencialmente, como se poderia pensar. Os erros relativos tendem a um leve decréscimo, mostrando que os erros de cada simulação independente se compensam. São necessários mais estudos, com séries de correntes se propagando sobre o mesmo local. Porém, de acordo com os resultados obtidos, pode-se esperar que, dado que se simulem muitas correntes uma sobre a outra, e só se deseje a altura final, ou a massa final de depósito, em alguns casos, os erros

ligados à abordagem de não considerar as mudanças de relevo durante uma simulação podem ser tolerados.

O presente trabalho também pode ser usado como base para a criação de modelos estratigráficos, com base nos eventos de correntes de turbidez que os geraram. Simulando-se a propagação de uma série de correntes sobre o mesmo terreno, atualizando o depósito durante e após cada evento, podemos ter uma visão tridimensional total dos depósitos, em termos de massa, volume, forma do relevo de fundo, gradação, entre outras variáveis de interesse. Esse modelo ainda pode ser estendido ao estudo de outros fenômenos que envolvam sedimentos e alteração do relevo.

## 6 TRABALHOS FUTUROS

Acredita-se que o presente trabalho tenha atingido seus objetivos iniciais. Para dar continuidade a esta linha de pesquisa, algumas sugestões são apresentadas:

- Simular a superposição de correntes de turbidez e o depósito de sedimentos, com o intuito de analisar a gradação;
- Implementar e validar um modelo erosivo de alteração de fundo;
- Fazer simulações físicas para auxiliar na validação de modelos;
- Definir o relevo de fundo por meio de outro método que seja menos custoso e mais preciso;
- Simular a evolução de relevos de fundo em fozes de rios, com superfície livre.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] AREF, H., BOYLAND, P., STREMLER, M., AND VAINCHTEIN, D. Turbulent statistical dynamics of a system of point vortices. In *Fundamental problematic issues in turbulence*. Springer, 1999, pp. 151–161.
- [2] BAGNOLD, R. A. Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* (1954), vol. 225, The Royal Society, pp. 49–63.
- [3] BIEGERT, E., VOWINCKEL, B., OUILLOIN, R., AND MEIBURG, E. High-resolution simulations of turbidity currents. *Progress in Earth and Planetary Science* (2017).
- [4] BOUMA, A. Turbidites. *Developments in sedimentology* 3 (1964), 247–256.
- [5] BOUMA, A. H. *Sedimentology of some flysch deposits: a graphic approach to facies interpretation*. Elsevier Pub. Co., 1962.
- [6] BRITTER, R., AND SIMPSON, J. Experiments on the dynamics of a gravity current head. *Journal of Fluid Mechanics* 88, 02 (1978), 223–240.
- [7] BURSIK, M. I., AND WOODS, A. W. The effects of topography on sedimentation from particle-laden turbulent density currents. *Journal of Sedimentary Research* 70, 1 (2000).
- [8] CHO, S., COLIN, F., SARDIN, M., AND PROST, C. Settling velocity model of activated sludge. *Water research* 27, 7 (1993), 1237–1242.
- [9] CHORIN, A. J. Numerical solution of the navier-stokes equations. *Mathematics of computation* 22, 104 (1968), 745–762.
- [10] DAIRAY, T., FORTUNÉ, V., LAMBALLAIS, E., AND BRIZZI, L. LES of a turbulent jet impinging on a heated wall using high-order numerical schemes. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 50 (2014), 177–187.

- [11] DAIRAY, T., LAMBALLAIS, E., LAIZET, S., AND VASSILICOS, J. C. Numerical dissipation vs. subgrid-scale modelling for large eddy simulation. *Journal of Computational Physics* 337 (2017), 252–274.
- [12] ESPATH, L., FRANCISCO, E., MOSER, C., LAIZET, S., AND SILVESTRINI, J. Particle-laden gravity currents in non-axisymmetric lock-exchange configurations. In *Second Conference on Forward Modelling of Sedimentary Systems* (2016).
- [13] ESPATH, L., PINTO, L., LAIZET, S., AND SILVESTRINI, J. Two-and three-dimensional direct numerical simulation of particle-laden gravity currents. *Computers & Geosciences* 63 (2014), 9–16.
- [14] ESPATH, L., PINTO, L., LAIZET, S., AND SILVESTRINI, J. High-fidelity simulations of the lobe-and-cleft structures and the deposition map in particle-driven gravity currents. *Physics of Fluids (1994-present)* 27, 5 (2015), 056604.
- [15] FRANCISCO, E., ESPATH, L., LAIZET, S., AND SILVESTRINI, J. Reynolds number and settling velocity influence for finite-release particle-laden gravity currents in a basin. *Computers and Geosciences* 110 (2018), 1–9.
- [16] GLADSTONE, C., PHILLIPS, J., AND SPARKS, R. Experiments on bidisperse, constant-volume gravity currents: propagation and sediment deposition. *Sedimentology* 45, 5 (1998), 833–844.
- [17] GONZALEZ-JUEZ, E., MEIBURG, E., AND CONSTANTINESCU, G. The interaction of a gravity current with a circular cylinder mounted above a wall: Effect of the gap size. *Journal of Fluids and Structures* 25, 4 (2009), 629–640.
- [18] GUERRA, G. M., ZIO, S., CAMATA, J. J., ROCHINHA, F. A., ELIAS, R. N., PARAIZO, P. L., AND COUTINHO, A. L. Numerical simulation of particle-laden flows by the residual-based variational multiscale method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 73, 8 (2013), 729–749.
- [19] HALL, B., MEIBURG, E., AND KNELLER, B. Channel formation by turbidity currents: Navier–stokes-based linear stability analysis. *Journal of Fluid Mechanics* 615 (2008), 185–210.

- [20] HAMPTON, M. A. The role of subaqueous debris flow in generating turbidity currents. *Journal of Sedimentary Research* 42, 4 (1972).
- [21] HARRIS, T. C., HOGG, A. J., AND HUPPERT, H. E. Polydisperse particle-driven gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics* 472 (2002), 333–371.
- [22] HÄRTEL, C., CARLSSON, F., AND THUNBLOM, M. Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. part 2. the lobe-and-cleft instability. *Journal of Fluid Mechanics* 418 (2000), 213–229.
- [23] HÄRTEL, C., MEIBURG, E., AND NECKER, F. Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. part 1. flow topology and front speed for slip and no-slip boundaries. *Journal of Fluid Mechanics* 418 (2000), 189–212.
- [24] HOFFMANN, G., NASR-AZADANI, M. M., AND MEIBURG, E. Sediment wave formation caused by erosional and depositional turbidity currents: A numerical investigation. *Procedia IUTAM* 15 (2015), 26–33.
- [25] HUPPERT, H. E., AND SIMPSON, J. E. The slumping of gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics* 99, 04 (1980), 785–799.
- [26] JIMENEZ, J. *An introduction to turbulence*. Jimenez ©, 2002.
- [27] KHATTAK, O., AND QASIM, M. Learning geology. <http://geologylearn.blogspot.com.br/>, 2015.
- [28] KOLLER, D. K., BORGES, A. L. D. O., PUHL, E., AND MANICA, R. Prediction of the bedforms generated by density currents based on fluvial phase diagrams. *RBRH* 22 (2017).
- [29] KONOPLIV, N., AND MEIBURG, E. Double-diffusive lock-exchange gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics* 797 (2016), 729–764.
- [30] KOVÁŘÍK, K., MUŽÍK, J., MASAROVÍČOVÁ, S., AND SITÁNYIOVÁ, D. A local boundary integral method for two-dimensional particle-driven gravity currents simulation. *Engineering Analysis with Boundary Elements* 56 (2015), 119–128.

- [31] KUENEN, P. H., AND MIGLIORINI, C. Turbidity currents as a cause of graded bedding. *The Journal of Geology* (1950), 91–127.
- [32] LAIZET, S., AND LAMBALLAIS, E. High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. *Journal of Computational Physics* 228, 16 (2009), 5989–6015.
- [33] LAIZET, S., AND 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* 67, 11 (2011), 1735–1757.
- [34] LAMBALLAIS, E., FORTUNÉ, V., AND LAIZET, S. Straightforward high-order numerical dissipation via the viscous term for direct and large eddy simulation. *Journal of Computational Physics* 230, 9 (2011), 3270–3275.
- [35] LELE, S. K. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *Journal of computational physics* 103, 1 (1992), 16–42.
- [36] LEPORE, S. Mathematics can explain the end of pompeii. science on the net: the italian research in the world. <http://www.scienceonthenet.eu/content/article/mathematics-can-explain-end-pompeii>, 2012.
- [37] LESIEUR, M. Turbulence in fluids, fluid mechanics and its applications, 2008.
- [38] LESIEUR, M., MÉTAIS, O., AND COMTE, P. *Large-eddy simulations of turbulence*. Cambridge University Press, 2005.
- [39] LESSHAFFT, L., HALL, B., MEIBURG, E., AND KNELLER, B. Deep-water sediment wave formation: linear stability analysis of coupled flow/bed interaction. *Journal of Fluid Mechanics* 680 (2011), 435–458.
- [40] LOWE, D. R. Sediment gravity flows: Ii depositional models with special reference to the deposits of high-density turbidity currents. *Journal of Sedimentary Research* 52, 1 (1982).



- [41] LUCCHESI, L. V., SILVA, V., SCETTINI, E. B., AND SILVESTRINI, J. H. Análise da interação entre correntes de densidade e estruturas cilíndricas utilizando simulação numérica direta. In *Conference: IX Escola de Primavera de Transição e Turbulência* (2014).
- [42] MANICA, R. *Geração de correntes de turbidez de alta densidade: condicionantes hidráulicos e deposicionais*. PhD thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, 2009.
- [43] MEIBURG, E., AND KNELLER, B. Turbidity currents and their deposits. *Annual Review of Fluid Mechanics* 42 (2010), 135–156.
- [44] MIGNIOT, C. Tassement et rhéologie des vases. *La Houille Blanche*, 1 (1989), 11–29.
- [45] MONAGHAN, J., CAS, R., KOS, A., AND HALLWORTH, M. Gravity currents descending a ramp in a stratified tank. *Journal of Fluid Mechanics* 379 (1999), 39–69.
- [46] MORIGI, V. P., LUCCHESI, L. V., CAMPO, G. N., AND SCETTINI, E. B. C. Simulação numérica da interação entre corrente de densidade e cilindro fixo ou em vibração induzida por vórtices. In *Conference: X Escola de Primavera de Transição e Turbulência* (2016).
- [47] NASR-AZADANI, M., HALL, B., AND MEIBURG, E. Polydisperse turbidity currents propagating over complex topography: comparison of experimental and depth-resolved simulation results. *Computers & Geosciences* 53 (2013), 141–153.
- [48] NASR-AZADANI, M., AND MEIBURG, E. Turbidity currents interacting with three-dimensional seafloor topography. *Journal of Fluid Mechanics* 745 (2014), 409–443.
- [49] NASR-AZADANI, M. M., AND MEIBURG, E. Turbines: an immersed boundary, Navier-Stokes code for the simulation of gravity and turbidity currents interacting with complex topographies. *Computers & Fluids* 45, 1 (2011), 14–28.
- [50] NECKER, F., HÄRTEL, C., KLEISER, L., AND MEIBURG, E. High-resolution simulations of particle-driven gravity currents. *International Journal of Multiphase Flow* 28, 2 (2002), 279–300.

- [51] PARKER, G., GARCIA, M., FUKUSHIMA, Y., AND YU, W. Experiments on turbidity currents over an erodible bed. *Journal of Hydraulic Research* 25, 1 (1987), 123–147.
- [52] PARKINSON, S., HILL, J., PIGGOTT, M., AND ALLISON, P. Direct numerical simulations of particle-laden density currents with adaptive, discontinuous finite elements. *Geoscientific Model Development* 7, 5 (2014), 1945–1960.
- [53] PARSONS, J. D., FRIEDRICHS, C. T., TRAYKOVSKI, P. A., MOHRIG, D., IMRAN, J., SYVITSKI, J. P., PARKER, G., PUIG, P., BUTTLES, J. L., AND GARCIA, M. H. The mechanics of marine sediment gravity flows. *Continental Margin Sedimentation: From Sediment Transport to Sequence Stratigraphy*, C. Nittrouer, J. Austin, M. Field, J. Syvitski, and P. Wiberg, eds., Blackwell, Oxford, UK (2007), 275–333.
- [54] PEAKALL, J., AND SUMNER, E. J. Submarine channel flow processes and deposits: A process-product perspective. *Geomorphology* 244 (2015), 95–120.
- [55] PINTO, L., ESPATH, L., LAIZET, S., SILVESTRINI, J., ET AL. High-resolution simulations of turbulent plumes in a channel flow with a ramp bottom configuration. In *AGU Spring Meeting Abstracts* (2013), vol. 1, p. 05.
- [56] POINSOT, T., AND VEYNANTE, D. *Theoretical and numerical combustion*. RT Edwards, Inc., 2005.
- [57] POISEUILLE, J. L. *Recherches expérimentales sur le mouvement des liquides dans les tubes de très-petits diamètres*. Imprimerie Royale, 1844.
- [58] TU MOD - INTEGRATED TURBIDITE MODELLING. <https://www.nr.no/nb/TuMod>, 2004.
- [59] SHANMUGAM, G. 50 years of the turbidite paradigm (1950s—1990s): deep-water processes and facies models—a critical perspective. *Marine and petroleum Geology* 17, 2 (2000), 285–342.
- [60] SILVA, D. B., PUHL, E., MANICA, R., VIANA, A. R., AND BORGES, A. L. O. Comportamento de um fluxo hiperpicnal gerado em simulação física: uma comparação entre fluxo confinado e não confinado. *Pesquisas em Geociências* (2013).

- [61] SIMPSON, J. E. Gravity currents in the environment. *PROCEEDINGS-INDIAN NATIONAL SCIENCE ACADEMY PART A* 65 (1999), pp. 1–26.
- [62] STOW, D. A., AND SHANMUGAM, G. Sequence of structures in fine-grained turbidites: comparison of recent deep-sea and ancient flysch sediments. *Sedimentary Geology* 25, 1-2 (1980), 23–42.
- [63] STRAUSS, M., AND GLINSKY, M. E. Turbidity current flow over an erodible obstacle and phases of sediment wave generation. *Journal of Geophysical Research: Oceans* 117, C6 (2012).
- [64] SYVITSKI, J. P., ALEXANDER, C. R., FIELD, M. E., GARDNER, J. V., ORANGE, D. L., AND YUN, J. W. Continental-slope sedimentation: the view from northern California. *The Oceanography Society* 9 (1996), 163–167.
- [65] TENNEKES, H., AND LUMLEY, J. L. *A first course in turbulence*. MIT press, 1972.
- [66] TRAER, M., FILDANI, A., MCHARGUE, T., AND HILLEY, G. Simulating depth-averaged, one-dimensional turbidity current dynamics using natural topographies. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* 120, 8 (2015), 1485–1500.
- [67] TSINOBER, A. *An informal conceptual introduction to turbulence*, vol. 483. Springer, 2009.
- [68] VON KARMAN, T. Progress in the statistical theory of turbulence. *Proceedings of the National Academy of Sciences* 34, 11 (1948), 530–539.
- [69] WARRICK, J. A., AND MILLIMAN, J. D. Hyperpycnal sediment discharge from semiarid southern california rivers: Implications for coastal sediment budgets. *Geology* 31, 9 (2003), 781–784.
- [70] WINTERWERP, J. C. On the dynamics of high-concentrated mud suspensions. *Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering* (1999).