

ESCOLA POLITÉCNICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DE  
MATERIAIS  
MESTRADO EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS

GUILHERME TORRES MARQUES VIDAL

**SIMULAÇÕES DE CORRENTES DE TURBIDEZ BI-DISPERSAS NA  
CONFIGURAÇÃO LOCK-RELEASE COM VALORES DIFERENTES DE  
SCHMIDT**

Porto Alegre  
2021

PÓS-GRADUAÇÃO - *STRICTO SENSU*



Pontifícia Universidade Católica  
do Rio Grande do Sul

**PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO RIO GRANDE DO SUL  
ESCOLA POLITÉCNICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DOS MATERIAIS**

**SIMULAÇÕES DE CORRENTES  
DE TURBIDEZ BI-DISPERSAS  
NA CONFIGURAÇÃO  
LOCK-RELEASE COM  
VALORES DIFERENTES DE  
SCHMIDT**

**GUILHERME TORRES MARQUES  
VIDAL**

Dissertação apresentada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre em Engenharia e Tecnologia dos Materiais na Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul.

Orientador: Prof. Rubem Mário Figueiró Vargas  
Co-Orientador: Prof. Jorge Hugo Silvestrini

**Porto Alegre  
2021**

## Ficha Catalográfica

V648s Vidal, Guilherme Torres Marques

Simulações de correntes de turbidez bi-dispersas na configuração lock-release com valores diferentes de Schmidt / Guilherme Torres Marques Vidal. – 2021.

82.

Dissertação (Mestrado) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais, PUCRS.

Orientador: Prof. Dr. Rubem Mário Figueiró Vargas.

Co-orientador: Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini.

1. Correntes de densidade. 2. Correntes de turbidez. 3. Simulação numérica direta. 4. Simulação de grandes escalas. I. Vargas, Rubem Mário Figueiró. II. Silvestrini, Jorge Hugo. III. Título.

Elaborada pelo Sistema de Geração Automática de Ficha Catalográfica da PUCRS com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Bibliotecária responsável: Clarissa Jesinska Selbach CRB-10/2051



## **SIMULAÇÕES DE CORRENTES DE TURBIDEZ BI-DISPERSAS NA CONFIGURAÇÃO LOCK-RELEASE COM VALORES DIFERENTES DE SCHMIDT**

**CANDIDATO: GUILHERME TORRES MARQUES VIDAL**

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

*Rubem Mário F. Vargas*

---

**DR. RUBEM MÁRIO FIGUEIRÓ VARGAS - ORIENTADOR**

---

**DR. JORGE HUGO SILVESTRINI - COORIENTADOR**

### **BANCA EXAMINADORA**

---

**DR. BARDO ERNST JOSEF BODMANN - PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
ENGENHARIA MECÂNICA - UFRGS**

---

**DR. FELIPE DALLA VECCHIA - PGETEMA - PUCRS**

“I don’t want to believe. I want to know.”  
(Carl Sagan)

## AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer aos meus falecidos pais Cláudio Ribeiro Vidal e Maria Angelita Pimentel Torres por terem-me dado vida e de toda a base do que eu sou como pessoa. Aos meus outros familiares, meu irmão Luiz Cláudio Torres Marques Vidal, minha tia Fernanda Ribeiro Vidal e a minha avó Maria Alice de Almeida Vidal, por todo apoio e suporte durante todos esses anos.

Ao professor Rubem Mário Figueiró Vargas por me aceitar como seu orientando e por toda ajuda que me proporcionou durante todo esse mestrado.

Ao professor Jorge Hugo Silvestrini por me abrir as portas do Laboratório de Simulação de Escoamentos Turbulentos (LASET) e por ter-me ensinado muita coisa sobre correntes de densidade ao longo de toda essa jornada.

A todos os colegas do LASET que tive o privilégio de conhecer e interagir ao longo de todo esse tempo. Muito obrigado pelo companheirismo e pela ajuda quando necessitei.

Ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia dos Materiais (PGE-TEMA) da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul (PUCRS) por essa oportunidade de mestrado assim como a todo o corpo docente do programa com que eu tive o privilégio de ter tido aula.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo suporte através do Programa de Suporte à Pós-Graduação de Instituições de Ensino Particulares (PROSUP).

À Petrobras S. A. pelo suporte financeiro por meio do programa SINAPSE, termo de cooperação N° 5900.0110995.19.9.

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

# SIMULAÇÕES DE CORRENTES DE TURBIDEZ BI-DISPERSAS NA CONFIGURAÇÃO LOCK-RELEASE COM VALORES DIFERENTES DE SCHMIDT

## RESUMO

Correntes de densidade, ou correntes gravitacionais, são escoamentos gerados pelo gradiente de densidade entre dois fluidos de massas específicas diferentes. Correntes de turbidez é um tipo de corrente de densidade onde a diferença de densidade é causada pela presença de sedimentos mantidos em suspensão pela turbulência do escoamento. O estudo desse tipo de corrente possui grande relevância tanto por motivos acadêmicos como econômicos. Por exemplo, para a indústria de extração de óleo e gás há um grande interesse na compreensão desse fenômeno físico, porque correntes de turbidez formam depósitos, chamados de turbiditos, que quando são compostos principalmente por areias finas possuem alto potencial de se tornarem reservatórios de hidrocarbonetos. Para o estudo de correntes de densidade há diversos tipos de abordagem, uma delas, e a que foi adotada neste trabalho, é pela resolução numérica das equações que regem o fenômeno. Este trabalho é um estudo numérico de correntes de densidade bi-dispersas na configuração conhecida na literatura como *Lock-release*. O objetivo é entender qual o efeito da variação do número de Reynolds e do Schmidt na dinâmica do escoamento e na formação do seu depósito. Utilizou-se simulação numérica direta e simulação de grandes escalas. O código *Incompact3D* foi empregado para resolver as equações de Navier-Stokes e a equação do transporte e difusão para fluidos incompressíveis utilizando a aproximação de Boussinesq. O número de Reynolds definido para as simulações variou entre 5000 e 70000. Para o número de Schmidt se considerou dois casos: (i) 1 para as duas frações granulométricas e (ii) valor 3 para o grão com diâmetro mais grosso, enquanto se mantém valor unitário para a outra partícula. Para análise do fenômeno foram mensuradas a variação temporal de algumas quantidades associadas à corrente como a posição e velocidade da frente,

massa suspensa, taxa de sedimentação e altura do depósito. Também foi calculada a evolução temporal do balanço de energia. Os resultados obtidos estão de acordo com o que está disponível na literatura. Analisando o efeito do número de Reynolds, observou-se que quanto maior for o valor desse parâmetro mais a simulação se aproxima do experimento de referência. Ao observar o efeito da dupla difusividade constata-se que ele é mais significativo para as simulações com número de Reynolds 5000 e conforme se aumenta o valor do Reynolds, menos se observa uma diferença entre as simulações para os dois casos considerados de Schmidt.

**Palavras-Chave:** correntes de densidade, correntes de turbidez, simulação numérica direta, simulação de grandes escalas.



# **SIMULATION OF BI-DISPERSE TURBIDITY CURRENTS ON LOCK-RELEASE CONFIGURATION WITH DIFFERENT VALUES OF SCHMIDT NUMBER**

## **ABSTRACT**

Density current flows is the phenomenon of one fluid propagate through another fluid with a different density due to the gradient of density. Turbidity currents is the name for flows when this difference is caused by suspended sediments due to the turbulent flow. The study of this kind of flow own great relevance for academic and economic issues. For example, there is a great interest for the industry of oil and gas to understand better this phenomenon, because deposits create by sedimentation of turbidity currents flows with a great concentration of fine particles have a great potential to become hydrocarbon reservoirs. There are many kinds of approaches for the study of density current flows, one of them is through the computational simulation by a numerical scheme. This work is a numerical study of bi-disperse density currents flows on lock-release configuration. The goal is understand the effect of Reynolds and Schmidt number variation on the flow dynamic as well as the deposit formation. Simulations using direct numerical simulation approach as well as implicit large eddy simulations are performed. The code *Incompact3D* was used to solve the Navier-Stokes equations and transport equation under the Boussinesq approximation. Values between 5000 and 70000 are performed for the Reynolds number. For the Schmidt number, two cases are considered: (i) 1 for the two particles fractions and (ii) value 3 for the particle fraction with bigger grain diameter, while we keep unitary value for the other particle fraction. In order to quantify our experiments we calculated some features of the flow as position and velocity of front, suspended mass, sedimentation rate and deposit height. We also calculated the temporal evolution of the energy budget of our simulations. Our results agree with literature. Analyzed the effect of Reynolds number, it notices that the simulations with greater values of Reynolds are more closely to reference. For the double mass diffusiv-

ity effect, we see it is more significant for simulations with Reynolds 5000 and decreasing in relevance for bigger values of Reynolds.

**Keywords:** density currents, turbidity currents, direct numerical simulation, large eddy simulation.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Exemplos de correntes de densidade de origem natural ou causada pelo homem: (a) tempestade de areia (Fonte: G1), (b) avalanche de neve (Fonte: ESA), (c) foz do rio doce como resultado do rompimento da barragem em Mariana - MG (Fonte: BBC Brasil) e (d) fabricação de chapas de vidro (Fonte: KOG). . . . .	23
Figura 1.2 – Ilustração de uma corrente de turbidez. Fonte: Lucchese (2018). . . . .	23
Figura 1.3 – Representação de uma corrente de turbidez e de um turbidito. Fonte: Lucchese (2018). . . . .	24
Figura 1.4 – Isosuperfície do campo de concentração para uma simulação numérica de uma corrente de densidade. Fonte: Necker et al. (2005). . . . .	25
Figura 3.1 – Classificação de fluxos de gravidade de sedimentos. Fonte: Manica (2009). . . . .	28
Figura 3.2 – Esquema contendo o contexto da formação de correntes de turbidez na marge continental e intracontinental. Imagem adaptada de Meiburg e Kneller (2010). . . . .	29
Figura 3.3 – Tipos de correntes de densidade. $\rho_f$ densidade da corrente; $\rho_w$ , densidade do fluido ambiente ( $\rho_{w_1}$ e $\rho_{w_2}$ , densidade da água num corpo estratificado). Fluxo hipopical: $\rho_f < \rho_w$ ; fluxo homopical: $\rho_f = \rho_w$ ; fluxo hiperpical: $\rho_f > \rho_w$ ; e fluxo mesopical $\rho_{w_1} < \rho_f < \rho_{w_2}$ . Imagem adaptada de Mulder e Alexander (2001). . . . .	31
Figura 3.4 – Representação dos mecanismos de iniciação de correntes de densidade: remobilização não-instantânea de material (a) e remobilização não-instantânea de material (b). Fonte: Farenzena (2020). . . . .	31
Figura 3.5 – Desenho esquemático de uma corrente de turbidez e um esquema do seu funcionamento. Observa-se a indicação das regiões correspondente a cabeça, corpo e cauda. Fonte: Manica (2009). . . . .	32
Figura 3.6 – Vista superior da evolução temporal da formação de lobos e fendas de uma corrente de densidade da esquerda para a direita. Cada isolinha corresponde a um momento instantâneo de tempo. Fonte: Simpson (1972). . . . .	32
Figura 3.7 – Visualização instantânea para uma simulação DNS de número de Reynolds 750. Fonte: Härtel et al. (2000). . . . .	33

Figura 3.8 – Um desenho de uma corrente de turbidez observada nos experimentos de Postma et al. (1988). Observa-se a bipartição do escoamento, entre uma região menos turbulenta ao fundo e uma outra região mais turbulenta na parte superior, com a presença de grãos com um diâmetro maior ao longo da interface entre as duas camadas. ....	34
Figura 3.9 – Evolução temporal da velocidade da frente das simulações realizadas por Cantero et al. (2007) comparadas com casos experimentais. Na mesma figura também são incluídas taxas previstas para cada fase do escoamento. ....	35
Figura 3.10 – Representação esquemática da sequência de Bouma para as camadas de A até E. Fonte: Peakall et al. (2020). ....	37
Figura 3.11 – Resultados dos experimentos de Gladstone et al. (1998): (a) Densidade do depósito para uma corrente poli-dispersa em função da distância. (b) Distância máxima percorrida pelo escoamento em função da concentração de grãos finos na mistura inicial. ....	38
Figura 3.12 – Exemplos de (a) um experimento físico e (b) uma simulação numérica. A imagem (a) foi tirada pelo autor desse trabalho durante uma aula no Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH) da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS) onde uma corrente de densidade foi gerada ao inserir uma mistura de carvão com água dentro de um tanque preenchido com água. Na imagem (b) pode-se ver as isosuperfícies para o campo de concentração $c_t = 0.1$ para um determinado instante de tempo de uma simulação bi-dispersa realizada com o código <i>Incompact3d</i> para um número de Reynolds 35000 e com número de Schmidt unitário para cada fração granulométrica. Isosuperfície azul corresponde aos grãos com maior diâmetro de grão, enquanto os grãos mais finos são representados pela isosuperfície de cor verde. ....	40
Figura 3.13 – Representação esquemática de uma configuração <i>lock-release</i> para uma corrente de turbidez interagindo com uma topografia gaussiana. Fonte: Nasr-Azadani et al. (2016). $L_{x_1}$ , $L_{x_2}$ e $L_{x_3}$ denotam o comprimento do domínio nas três dimensões espaciais, $L_{x_0}$ é o comprimento em x da região preenchida inicialmente com a mistura (região hachurada). $c_t$ é a concentração em cada ponto do domínio. $h$ denota a altura da superfície gaussiana. $g$ corresponde ao vetor da aceleração gravitacional. ....	40
Figura 3.14 – Esquema representando uma simulação utilizando uma abordagem DNS na esquerda e da direita um esquema representando uma abordagem LES. O vórtice mostrado é o vórtice para escala de Kolmogorov para um Reynolds genérico. Fonte: Lucchese (2018). ....	42

Figura 3.15 – Exemplo da distribuição de energia cinética $E(\kappa)$ em função do número de onda associado às escalas do escoamento $\kappa$ . Sendo $\kappa_c$ o número de corte, $\kappa_\eta$ é o número de onda associado a escala de Kolmogorov e a área preenchida corresponde à quantidade de energia não resolvida pela abordagem LES. Fonte: Farenzena (2020). . . . .	42
Figura 4.1 – Representação esquemática da configuração <i>lock-release</i> . Considere-se inicialmente dentro do <i>lock</i> (região escura) concentração igual a 1 e fora do <i>lock</i> a concentração inicial é 0. Adaptado de Francisco et al. (2017). . . . .	45
Figura 4.2 – Isosuperfícies tridimensional da enstrofia de um escoamento turbulento gerado por um fractal, simulação feita usando o código Incompact3d. Fonte: Laizet e Li (2010). . . . .	48
Figura 4.3 – Decomposição bidimensional do domínio usando $4 \times 3$ processadores MPI. Orientação em (a) x; (b) y; (c) z. Fonte: Laizet e Li (2010). . . . .	49
Figura 5.1 – Isosuperfícies em diferentes instantes de tempo do campo de concentração para as simulações com valor unitário para o número de Schmidt e número de Reynolds de 5000, 10000, 35000 e 70000. Superfície com cor azul representa partículas com maior velocidade de queda, enquanto a superfície com cor verde representa partículas com menor velocidade de queda. Para todas as figuras usou-se o valor de $c_l = 0.1$ para se determinar as isosuperfícies. . . . .	57
Figura 5.2 – Isosuperfícies em diferentes instantes de tempo do campo de concentração para as simulações com dupla difusividade e número de Reynolds 5000, 10000, 35000 e 70000. Superfície com cor azul representa partículas com maior velocidade de queda, enquanto a superfície com cor verde representa partículas com menor velocidade de queda. Para todas as figuras usou-se o valor de $c_l = 0.1$ para se determinar as isosuperfícies. . . . .	58
Figura 5.3 – Corte lateral na posição $x_3 = 0.25$ para o campo de concentração tanto para as partículas grossas como finas, no tempo $t = 10$ , para as simulações com número de Schmidt unitário e número de Reynolds 5000, 10000, 35000 e 70000. . . . .	59
Figura 5.4 – Corte lateral na posição $x_3 = 0.25$ para o campo de concentração tanto para as partículas grossas como finas, no tempo $t = 10$ , para as simulações com dupla difusividade e número de Reynolds 5000, 10000, 35000 e 70000. . . . .	60
Figura 5.5 – Evolução temporal para posição da frente para todas as simulações comparadas com os resultados experimentais de Gladstone et al. (1998). . . . .	61

Figura 5.6 – Posição da frente no tempo $t = 86$ para cada simulação em função do número de Reynolds. Círculos representam simulações com valor unitário para o número de Schmidt, triângulo representa simulações com valor 3 do número de Schmidt para a partícula mais grossa e quadrado representa a simulação em que se utiliza a abordagem DNS. . . . .	62
Figura 5.7 – Evolução temporal para velocidade da frente em escala logarítmica para o número de Reynolds de (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000. Também se plotou a taxa correspondente para cada fase do escoamento, como visto na seção 3.2.2. . . . .	63
Figura 5.8 – Material suspenso em função do tempo: (a) partículas grossas, (b) partículas finas e (c) total de material suspenso (a+b). Todas as curvas foram normalizadas pelo total de material suspenso no tempo $t = 0$ . . . . .	65
Figura 5.9 – Taxa de sedimentação em função do tempo: (a) partículas grossas e (b) partículas finas. . . . .	66
Figura 5.10 – Perfil médio da altura do depósito final para as simulações com número de Reynolds de (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000 comparadas com os resultados de Gladstone et al. (1998). Todas as curvas foram normalizadas pelo volume do depósito ao final da simulação, $t = 90$ . Considerou-se a posição inicial $x_1 = 0$ como a posição do <i>gate</i> . . . . .	67
Figura 5.11 – Evolução temporal das isolinhas do fundo do domínio para o campo de concentração total, ( $c_t = 0.1$ ), para as simulações (a) <i>LES4</i> e (b) <i>LES8</i> . Ambas as simulações possuem o número de Reynolds de 70000, porém a simulação <i>LES4</i> possui valor unitário para o número de Schmidt enquanto a simulação <i>LES8</i> possui o valor 3 para a partícula com maior diâmetro de grão. . . . .	68
Figura 5.12 – Evolução temporal da composição do depósito, em percentual, para as simulações com número de Reynolds (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000. Curvas com cor vermelha correspondem a porcentagem de grãos com diâmetro mais grosso que compõem o depósito ao longo do tempo, enquanto as curvas com cor azul correspondem a porcentagem de partículas finas no depósito. Curvas pontilhadas correspondem a simulações usando a abordagem DNS, curvas tracejadas correspondem a simulações com número de Schmidt unitário e abordagem com LES implícito, enquanto curvas sólidas correspondem a simulações com número de Schmidt 3 para as partículas com maior diâmetro de grão usando a abordagem de LES implícito. . . . .	69

Figura 5.13 – Evolução temporal do balanço de energia para as simulações com número de Reynolds (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000. Curvas pontilhadas correspondem a simulações usando a abordagem DNS, curvas tracejadas correspondem a simulações com número de Schmidt unitário e abordagem com LES implícito, enquanto curvas sólidas correspondem a simulação com dupla difusividade usando a abordagem de LES implícito. Todas as curvas foram normalizadas pela energia total no início da simulação ( $E_{t_0}$ ). . . . . 71

Figura 5.14 – Evolução temporal para os termos dissipativos  $E_{s_t}/E_{t_0}$ ,  $E_{m_t}/E_{t_0}$  e  $E_{f_t}/E_{t_0}$  para simulações com número de Reynolds (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000. Curvas pontilhadas correspondem a simulações usando a abordagem DNS, curvas tracejadas correspondem a simulações com número de Schmidt unitário e abordagem com LES implícito, enquanto curvas sólidas correspondem a simulação com dupla difusividade usando a abordagem de LES implícito. Todas as curvas foram normalizadas pela energia total no início da simulação ( $E_{t_0}$ ). . . . . 73

## LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Parâmetros globais das simulações, em cada coluna se vêem: (i) o nome dado a simulação; (ii) o número de pontos para os eixos $x_1$ , $x_2$ e $x_3$ para cada simulação; (iii) o número de Reynolds de cada simulação; (iv) o número de Schmidt para as duas frações granulométricas; (v) o valor definido para a dissipação numérica para o campo de velocidade; (vi) a dissipação numérica definida para o campo de concentração. . . . .	55
--	----



## **LISTA DE SIGLAS**

CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior

DNS – Direct Numerical Simulation

IPH – Instituto de Pesquisas Hidráulicas

LAD – Laboratório de Alto Desempenho da PUCRS

LASET – Laboratório de Simulação de Escoamentos Turbulentos

LES – Large Eddy Simulation

MPI – Message Passing Interface

PGETEMA – Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia dos Materiais

PROSUP – Programa de Suporte à Pós-Graduação de Instituições de Ensino Particulares

PUCRS – Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul

UFRGS – Universidade Federal do Rio Grande do Sul

## LISTA DE SÍMBOLOS

- $\sim$  – As grandezas com o til são dimensionais e as demais são adimensionais
- $c_l$  – Campo de concentração para cada fração granulométrica
- $c_t$  – Campo de concentração total
- $\bar{c}_t$  – Concentração total média em  $x_1$
- $c_{t_0}$  – Concentração total inicial dentro do *lock*
- $c_{w_l}$  – Campo de concentração no fundo do domínio ( $x_2 = 0$ ) para cada fração granulométrica
- $D_l$  – Altura média do depósito para cada fração granulométrica em  $x_1$
- $D_t$  – Altura média total do depósito em  $x_1$
- $E_d$  – Perda total de energia por efeitos macroscópicos
- $E_{f_l}$  – Perda de energia devido ao processo de sedimentação para cada fração granulométrica
- $E_{f_t}$  – Perda total de energia devido ao processo de sedimentação
- $E_{m_l}$  – Perda de energia por difusão mássica para cada fração granulométrica
- $E_{m_t}$  – Perda total de energia por difusão mássica
- $E_{p_t}$  – Energia potencial total do escoamento
- $E_{p_0}$  – Energia potencial total do escoamento no início da simulação ( $t = 0$ )
- $E_{s_t}$  – Perda total de energia devido aos efeitos microscópicos
- $E_t$  – Energia mecânica total
- $E_{t_0}$  – Energia mecânica total no início da simulação ( $t = 0$ )
- $e_i^g$  – Vetor unitário na direção da aceleração gravitacional
- $\tilde{g}'$  – Aceleração gravitacional reduzida
- $\tilde{g}$  – Aceleração da gravidade
- $I_{LES}$  – Dissipação total gerada pelo esquema numérico
- $k$  – Energia cinética total do escoamento
- $k$  – Energia cinética total do escoamento no início da simulação ( $t = 0$ )
- $k_B$  – Constante de Boltzmann
- $k_l$  – Coeficiente de difusão para cada fração granulométrica
- $\tilde{k}_l$  – Coeficiente de difusividade mássica para cada fração granulométrica
- $L_{x_1}$  – Comprimento do domínio em  $x_1$
- $L_{x_2}$  – Comprimento do domínio em  $x_2$
- $L_{x_3}$  – Comprimento do domínio em  $x_3$

$m_{p_l}$  – Material suspenso para cada fração granulométrica  
 $m_{p_1}$  – Material suspenso para partículas com diâmetro de grão mais grosso  
 $m_{p_2}$  – Material suspenso para partículas com diâmetro de grão mais fino  
 $m_{p_t}$  – Total de material suspenso  
 $m_{p_{t_0}}$  – Total de material suspenso no início da simulação ( $t = 0$ )  
 $\dot{m}_{s_l}$  – Taxa de sedimentação para cada fração granulométrica  
 $\dot{m}_{s_1}$  – Taxa de sedimentação para partículas com diâmetro de grão mais grosso  
 $\dot{m}_{s_2}$  – Taxa de sedimentação para partículas com diâmetro de grão mais finos  
 $N$  – Número total de frações granulométricas que compõem a mistura  
 $p$  – Campo de pressão  
 $Re$  – Número de Reynolds  
 $r_l$  – Raio para cada fração granulométrica  
 $Sc$  – Número de Schmidt  
 $T$  – Temperatura absoluta  
 $u_b$  – Velocidade de flutuação  
 $u_f$  – Velocidade da frente  
 $u_i$  – Campo de velocidade  
 $u_i^s$  – Velocidade de queda para cada fração granulométrica  
 $x_f$  – Posição da frente  
 $\Delta x$  – Resolução da malha computacional  
 $\epsilon$  – Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta  
 $\epsilon_d$  – Taxa de dissipação causada pela turbulência  
 $\epsilon_{f_l}$  – Fluxo total de perda de massa devido ao processo de sedimentação para cada fração granulométrica  
 $\epsilon_{f_t}$  – Fluxo total de perda de massa devido ao processo de sedimentação  
 $\epsilon_{m_l}$  – Taxa total de difusão mássica para cada fração granulométrica  
 $\epsilon_{m_t}$  – Taxa total de difusão mássica  
 $\epsilon_{s_t}$  – Taxa de dissipação devido ao efeito de suspensão das partículas  
 $\eta_k$  – Escala de Kolmogorov  
 $\eta_b$  – Escala de Batchelor  
 $\kappa$  – Escalas do escoamento  
 $\kappa_c$  – Número de corte  
 $\kappa_\eta$  – Número de onda associado a escala de Kolmogorov  
 $\mu$  – Viscosidade dinâmica

$\nu$  – Viscosidade cinemática do fluido

$\tilde{\rho}_p$  – Densidade da mistura

$\tilde{\rho}_0$  – Densidade do fluido ambiente

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	<b>22</b>
<b>2</b>	<b>OBJETIVOS</b> .....	<b>26</b>
<b>3</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> .....	<b>27</b>
3.1	CORRENTES DE TURBIDEZ .....	27
3.1.1	DEFININDO UMA CORRENTE DE TURBIDEZ .....	27
3.1.2	HISTÓRICO E RELEVÂNCIA .....	29
3.1.3	CLASSIFICANDO UMA CORRENTE DE TURBIDEZ .....	30
3.2	ENTENDENDO UMA CORRENTE DE TURBIDEZ .....	30
3.2.1	ESTRUTURA DE UMA CORRENTE DE TURBIDEZ: CABEÇA, CORPO E CAUDA .....	30
3.2.2	DINÂMICA DE UMA CORRENTE DE TURBIDEZ .....	34
3.3	DEPÓSITOS GERADOS POR CORRENTES DE TURBIDEZ .....	36
3.4	SIMULANDO UMA CORRENTE DE TURBIDEZ .....	38
3.4.1	ABORDAGEM FÍSICA E ABORDAGEM NUMÉRICA .....	38
3.4.2	SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA E DE GRANDES ESCALAS .....	40
3.4.3	A RELEVÂNCIA DA DIFUSIVIDADE .....	43
<b>4</b>	<b>METODOLOGIA</b> .....	<b>45</b>
4.1	EQUAÇÕES GOVERNANTES .....	45
4.2	CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO .....	47
4.3	SOFTWARES .....	48
4.3.1	DISSIPANDO ENERGIA ACUMULADA PELA RESOLUÇÃO DA MALHA .....	49
4.4	PÓS-PROCESSAMENTO .....	49
4.4.1	POSIÇÃO E VELOCIDADE DA FRENTE .....	50
4.4.2	MASSA SUSPENSA, TAXA DE SEDIMENTAÇÃO E DEPÓSITO .....	51
4.4.3	BALANÇO DE ENERGIA .....	52
4.5	PARÂMETROS GLOBAIS .....	54
<b>5</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES</b> .....	<b>56</b>
5.1	VISUALIZAÇÃO .....	56
5.2	POSIÇÃO E VELOCIDADE DA FRENTE .....	60

5.3	MATERIAL SUSPENSO E TAXA DE SEDIMENTAÇÃO .....	64
5.4	DEPÓSITO .....	66
5.5	BALANÇO DE ENERGIA .....	70
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES .....</b>	<b>74</b>
<b>7</b>	<b>TRABALHOS FUTUROS .....</b>	<b>76</b>
	<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>77</b>

## 1. INTRODUÇÃO

Correntes de densidade, ou correntes de gravidade, são escoamentos criados quando há um gradiente de pressão entre dois fluidos, devido à diferença de massa específica entre eles. Quando esse gradiente está na direção horizontal, um fluido irá escoar horizontalmente através do outro. A diferença de densidade pode ser originada por uma diferença de temperatura, salinidade ou pela suspensão de partículas num líquido. Estes tipos de escoamento estão presentes em muitas situações naturais e fenômenos criados pelo homem. Alguns exemplos (ver Figura 1.1) são tempestades atmosféricas, ventos catabáticos, correntes submarinas, fluxos piroclásticos, tempestades de areia, avalanches de neve e brisas marítimas. Nos oceanos esse tipo de fenômeno é gerado por inhomogeneidades de temperatura ou salinidade, ou pela suspensão de lama e areia, nesse caso essas correntes recebem o nome de correntes de turbidez. Correntes de densidade possuem importantes aplicações na segurança da aviação, entomologia, controle de pestes e no espalhamento de poluentes em rios, lagos e na atmosfera. Num contexto industrial, se observa esse tipo de escoamento durante o processo de fabricação de placas de vidro. Dentro da área de engenharia, esse tipo de corrente possui alto poder destrutivo, podendo danificar tubos e cabos submarinos (Ellison e Turner, 1959; Simpson, 1982).

Correntes de turbidez, ou turbidíticas, são um tipo de corrente de densidade onde partículas são suspensas devido a turbulência do escoamento. Nesse caso a turbulência é gerada pelo movimento da corrente sobre o fundo do domínio. Correntes de turbidez são não conservativas, devido que esse tipo de escoamento pode trocar material com o fundo do domínio através de deposição ou ressuspensão de sedimentos, também pode ocorrer a troca de material com o fluido ambiente devido ao entranhamento ou detranhamento. Normalmente o processo de sedimentação faz com que a corrente perca muito material por deposição, o que reduz o gradiente de densidade entre o escoamento e o fluido ambiente. Isso faz com que esse tipo de corrente possua um comportamento diferente de correntes conservativas, onde o movimento é causado pela diferença de temperatura ou salinidade (Meiburg e Kneller, 2010).

Na natureza, correntes de turbidez acontecem em meio subaquático (Figura 1.2) e são um importante mecanismo de transporte de sedimentos de águas rasas para águas profundas (Meiburg e Kneller, 2010). Esse tipo de escoamento geralmente ocorre pela ruptura do solo na plataforma continental e a corrente gerada por essa ruptura pode se propagar por quilômetros (Talling et al., 2007). Quando as partículas que compõem esse tipo de escoamento se depositam, formam depósitos chamados de turbiditos. Na Figura 1.3 pode-se ver a formação de um leque submarino, também se vê a gradação normal, sequência onde grãos de diâmetro mais fino se depositaram sobre os grãos de maior diâmetro, que é a gradação geralmente encontrada para depósitos formados por esse tipo de corrente.

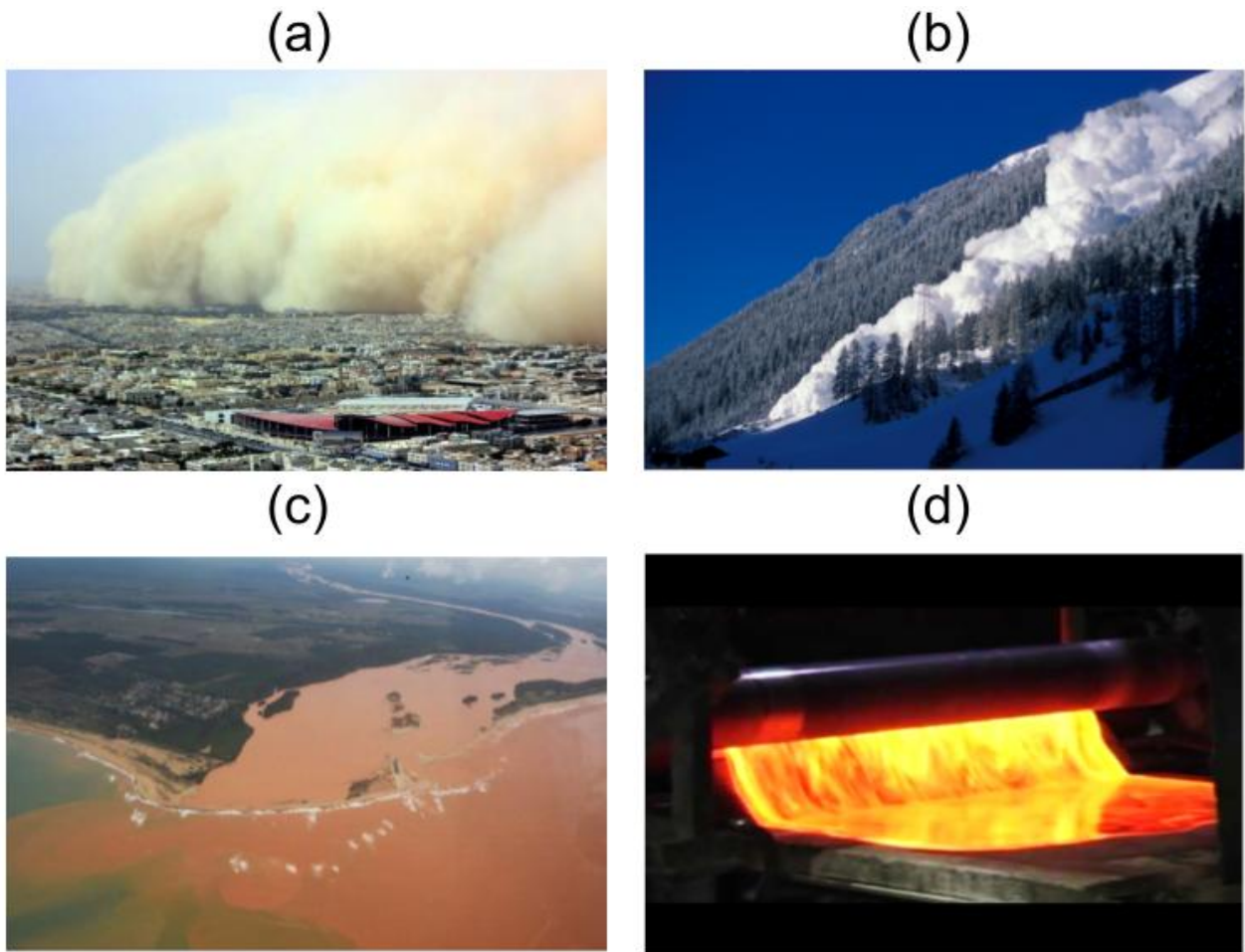


Figura 1.1 – Exemplos de correntes de densidade de origem natural ou causada pelo homem: (a) tempestade de areia (Fonte: G1), (b) avalanche de neve (Font: ESA), (C) foz do rio doce como resultado do rompimento da barragem em Mariana - MG (Fonte: BBC Brasil) e (d) fabricação de chapas de vidro (Fonte: KOG).



Figura 1.2 – Ilustração de uma corrente de turbidez. Fonte: Lucchese (2018).



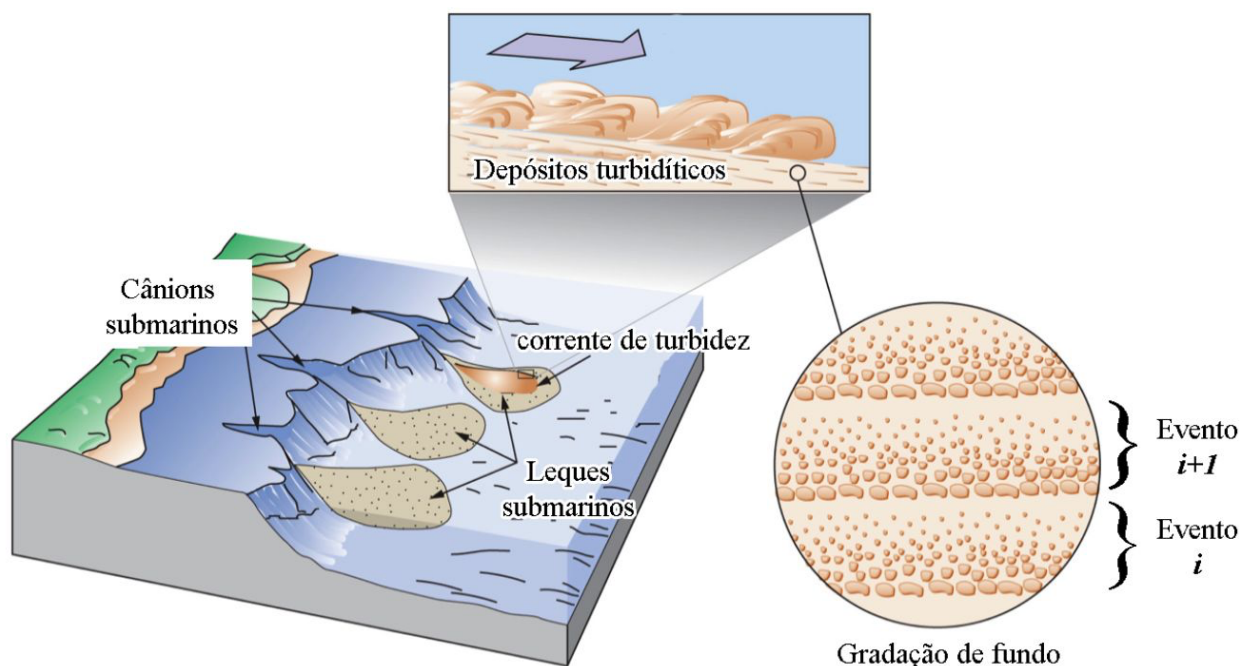


Figura 1.3 – Representação de uma corrente de turbidez e de um turbidito. Fonte: Lucchese (2018).

Quando os sedimentos que formam uma corrente de turbidez são compostos por areias, o turbidito gerado tem alta porosidade e por isso tem alto potencial de se tornar futuramente um reservatório de hidrocarbonetos. É desse fato que vem muito do interesse econômico sobre esse tipo de corrente, por exemplo no Brasil muitos dos campos presentes no pós-sal estão em turbiditos. Por esse motivo é importante estudar e compreender a dinâmica desses escoamentos (Lucchese, 2018).

Existem diversas formas de abordar e estudar esse fenômeno. Uma delas, e que é seguida neste trabalho, é por meio da simulação numérica de uma corrente de densidade a partir da resolução das equações que governam o escoamento por um esquema numérico. Na Figura 1.4 pode-se ver a imagem da isosuperfície do campo de concentração de uma corrente simulada pelo código *Incompact3d*.

O principal interesse deste trabalho é estudar a influência do número de Reynolds e de Schmidt em correntes de turbidez dentro de um contexto numérico e qual o impacto desses parâmetros na dinâmica do escoamento e na formação do seu depósito. Para isso foram realizadas simulações numérica direta e simulações de grandes escalas de correntes de densidade bi-dispersas na configuração *lock-release* para diferentes números de Reynolds e Schmidt. Usou-se o código livre *Incompact3d* para resolver as equações de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis e a equação do transporte e difusão usando a aproximação de Boussinesq. O estudo levou em consideração apenas o processo de deposição, ignorando erosão e ressuspensão. Para analisar o fenômeno foram medidas certas características do escoamento, como a posição e velocidade da frente, o material suspenso,

a taxa de sedimentação e a altura do depósito. Também se calculou a evolução temporal do balanço de energia com base na metodologia descrita em Espath et al. (2014). Como experimento de referência utilizou-se os resultados obtidos por Gladstone et al. (1998).

Para simular todas as escalas envolvidas no escoamento foi realizado uma simulação numérica direta para o número de Reynolds de 5000 e número de Schmidt unitário para as duas frações granulométricas. Devido ao alto custo computacional dessa abordagem utilizou-se de simulações de grandes escalas para simular escoamentos com número de Reynolds maiores, até o valor de 70000. Também para as simulações utilizando essa abordagem considerou-se dois casos para o número de Schmidt: (i) 1 para as duas frações granulométricas e (ii) valor 3 para o grão com diâmetro mais grosso, enquanto se mantém valor unitário para a outra partícula. O motivo dessa escolha será melhor discutido num capítulo posterior.

No capítulo 2 será abordado os objetivos presentes deste estudo. No capítulo 3 será apresentado uma explanação dos conceitos teóricos que dão sustentação ao objeto deste estudo, assim como será apresentado uma revisão da literatura. No capítulo 4 mostram-se as equações governantes e o detalhamento da configuração usada nas simulações, bem como a descrição do tratamento usado no pós-processamento dos dados. Por fim, no capítulo 5 serão apresentados e discutidos os resultados dos nossos experimentos.

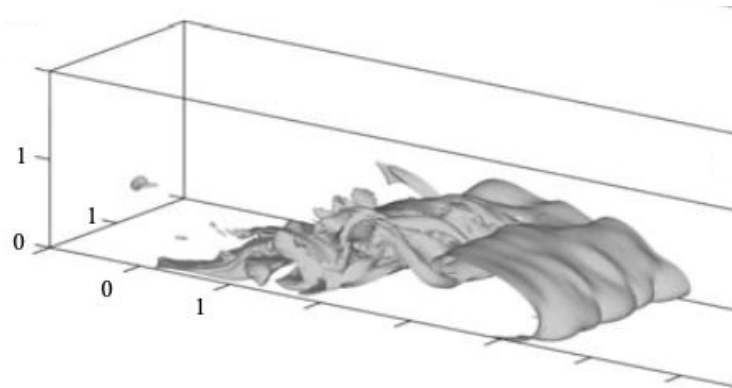


Figura 1.4 – Isosuperfície do campo de concentração para uma simulação numérica de uma corrente de densidade. Fonte: Necker et al. (2005).

## 2. OBJETIVOS

O objetivo principal desse estudo é analisar o efeito do número de Reynolds e do Schmidt tanto na dinâmica como na formação do depósito de uma corrente de turbidez.

Para condução desse estudo alguns objetivos foram definidos:

- Adimensionalizar a configuração utilizada nos experimentos do estudo de referência a fim de tornar as simulações comparáveis com a referência.
- Configurar, implementar, simular e analisar correntes de turbidez bi-dispersas tridimensionais.
- Avaliar se os resultados estão de acordo com a literatura.
- Testar se há uma similaridade entre os resultados das duas abordagens numéricas.
- Analisar qual o efeito que a variação do número de Reynolds produz no escoamento.
- Verificar se há algum efeito significativo produzido pela variação do número de Schmidt e se esse efeito é relevante para cada número de Reynolds testado.

### 3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo, descreve-se a literatura que este trabalho utilizou como base, assim como alguns conceitos chave para a compreensão do estudo. Primeiramente serão introduzidos algumas definições assim como uma contextualização da relevância das correntes de turbidez. Em seguida se fará uma descrição da estrutura e da dinâmica desse tipo de escoamento. Na parte seguinte se falará um pouco sobre os depósitos gerados por esse tipo de corrente. Por fim, será apresentado alguns aspectos da simulação de uma corrente de densidade, como também serão introduzidos o significado de alguns parâmetros adimensionais.

#### 3.1 Correntes de turbidez

##### 3.1.1 Definindo uma corrente de turbidez

Como foi mencionado anteriormente, uma corrente de densidade é o movimento de um fluido através de outro com uma massa específica diferente devido ao gradiente de densidade. A diferença de massa específica entre dois fluidos pode ser causada, por exemplo, por uma diferença tanto de temperatura ou de salinidade. Em algumas situações o escoamento pode ser gerado pela presença de partículas em suspensão, nomeadas como correntes de alta concentração de sedimentos.

Em Middleton e Hampton (1973) se introduziu o termo correntes de gravidade de sedimentos, que é definido como escoamentos constituídos de sedimentos que se movem paralelo ao fundo do domínio pela ação da gravidade. Segundo os autores, nesse tipo de corrente o movimento do fluido intersticial é gerado pelo movimento dos sedimentos devido a ação da gravidade. Os autores ainda dividem uma corrente de gravidade de sedimentos em quatro grupos de acordo com o mecanismo de suporte de grãos, são eles: (i) correntes de turbidez, onde as partículas são suspensas principalmente pela turbulência do escoamento, (ii) fluxo de grãos, onde os sedimentos são suportados pela interação grão a grão, (iii) fluxo de sedimentos fluidizados, em que os sedimentos são mantidos suspensos pelo movimento vertical do fluido que passa entre os grãos devido ao processo de sedimentação e (iv) fluxo de detritos, onde os grãos maiores são sustentados por uma mistura de fluido intersticial e partículas finas. Na Figura 3.1 pode-se ver um esquema para classificação de fluxos de gravidade de sedimentos.

Shanmugam (1996) realizou uma revisão da literatura do uso do termo correntes de turbidez e apontou o uso equivocado desse termo em escoamentos de alta concentração

de sedimentos, mas que não necessariamente era a turbulência o mecanismo de transporte dos sedimentos. Para evitar esse problema ele sugere o termo fluxo de detritos arenosos para correntes onde os sedimentos são mantidos suspensos pela matriz coesiva, a pressão dispersiva e o empuxo (*buoyant lift*).

Visto a confusão com o uso do termo corrente de turbidez, Kneller e Buckee (2000) definiram uma corrente suspensa como um escoamento induzido pela ação da gravidade sobre uma mistura de um fluido com sedimentos suspensos, devido à diferença de densidade entre a mistura e o fluido ambiente. Assim uma corrente de turbidez seria definida como uma corrente suspensa em que o fluido intersticial seria um líquido, geralmente água. Mulder e Alexander (2001) definiram o termo correntes de turbidez como sendo um escoamento em que a turbulência é o principal mecanismo de transporte dos sedimentos. Para uma maior profundidade dessa discussão sugere-se a leitura da revisão desse assunto presente em Manica (2009).

Correntes de turbidez são correntes não conservativas, devido ao fato delas trocarem material com o fundo do domínio devido a processos de sedimentação e erosão, o escoamento também pode trocar material através do entranhamento e detranhamento com o fluido ambiente. A perda de material causada pela deposição dos sedimentos reduz o gradiente de densidade entre a corrente e o fluido ambiente. Essa característica faz com que uma corrente de turbidez tenha um comportamento bem diferente de um escoamento quando a diferença de massa específica é causada por uma diferença de salinidade ou temperatura, nesse caso chamado de correntes conservativas (Meiburg e Kneller, 2010).

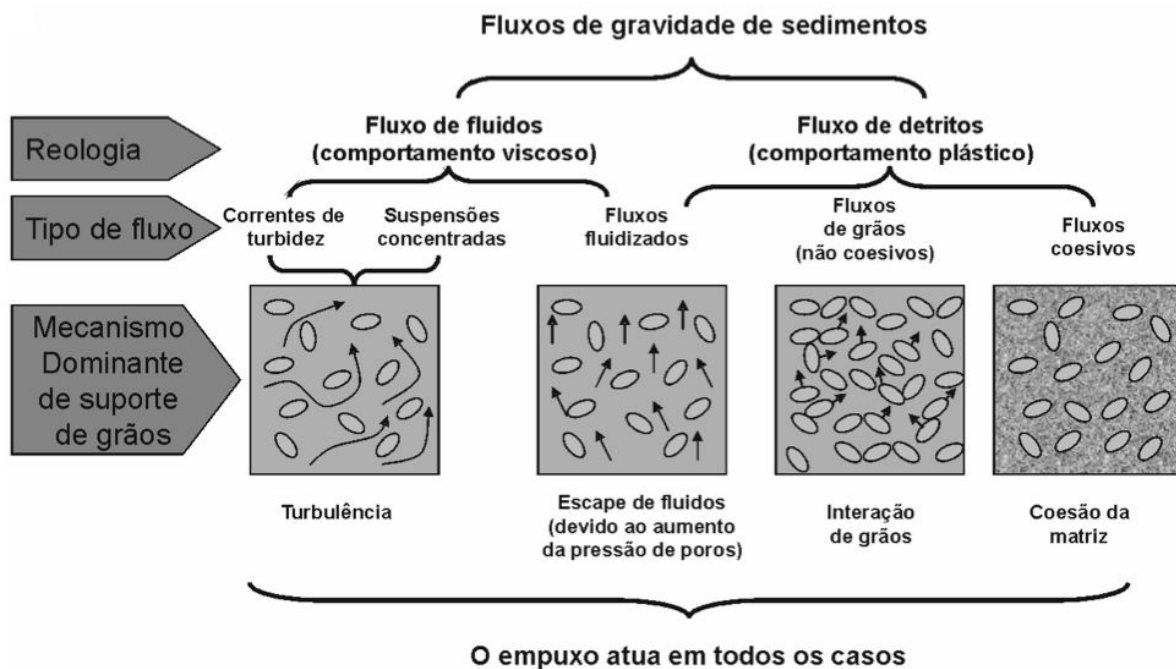


Figura 3.1 – Classificação de fluxos de gravidade de sedimentos. Fonte: Manica (2009).

### 3.1.2 Histórico e relevância

Os primeiros registros de observação de uma corrente de turbidez remontam o final do século XIX, com o relato de tais escoamentos ocorrendo abaixo do Rio Ródano e entrando no Lago Gênova, na Suíça (Forel, 1885). Anos depois, após a construção de grandes reservatórios no sudoeste dos Estados Unidos, engenheiros passaram a se preocupar com correntes de densidade formadas em rios ao entrarem nos reservatórios. Essas correntes de densidade são originadas devido a alta densidade presente nos rios. Em meio submarino muitas correntes de turbidez são originadas em cânions submarinos. Neste caso um exemplo notório que despertou muito o interesse no estudo de correntes de turbidez foi a ocorrência desse tipo de escoamento no abismo laurenciano devido ao terremoto Grand Banks em 1929 na costa do Oceano Atlântico Norte, onde vários cabos submarinos foram rompidos.

Num contexto geofísico, o estudo de correntes de turbidez é de grande importância visto que é um dos grandes mecanismos de transporte de sedimentos em meios subaquáticos, como em lagos e oceanos (veja Figura 3.2). Na plataforma continental, correntes de turbidez, assim como deslizamentos submarinos, são os principais mecanismos de transporte de sedimentos entre águas rasas e profundas. Quando os sedimentos de uma corrente de turbidez se depositam eles formam depósitos chamados de turbiditos, que quando são formados predominantemente por grãos de areia são altamente porosos e portanto possuem alto potencial de serem reservatórios de hidrocarbonetos. Correntes de turbidez no oceano também podem danificar e destruir cabos submarinos (Meiburg e Kneller, 2010).

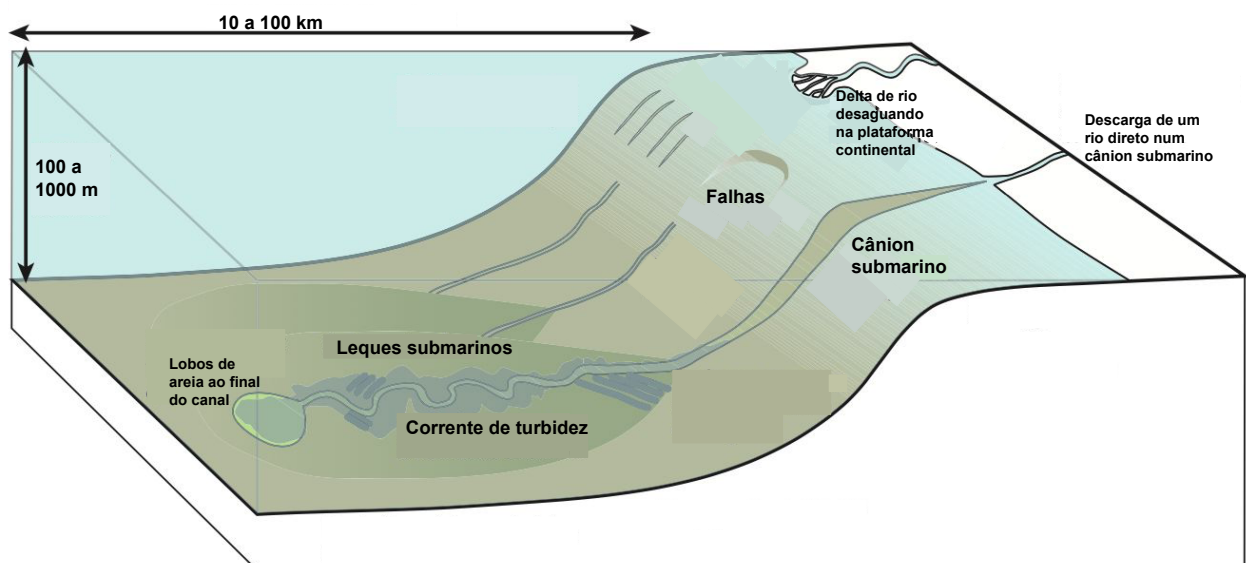


Figura 3.2 – Esquema contendo o contexto da formação de correntes de turbidez na margem continental e intracontinental. Imagem adaptada de Meiburg e Kneller (2010).

### 3.1.3 Classificando uma corrente de turbidez

Correntes de turbidez submarinas podem ser classificadas de acordo com a diferença de massa específica entre o fluido que compõem o escoamento ( $\rho_f$ ) e o fluido ambiente ( $\rho_w$ ) (Mulder e Alexander, 2001). A partir dessa característica pode-se dividir o escoamento em quatro grupos: (i) fluxo hipopical quando  $\rho_f < \rho_w$ , (ii) fluxo homopical se  $\rho_f = \rho_w$ , (iii) fluxo hiperpical se  $\rho_f > \rho_w$  e fluxo mesopical se  $\rho_f$  ficar entre duas camadas de uma coluna de água estratificada  $\rho_{w_1} < \rho_f < \rho_{w_2}$ . Na Figura 3.3 pode-se ver um esquema representando um fluxo hipopical, homopical, hiperpical e mesopical.

Outra forma de classificar uma corrente de turbidez é pelo mecanismo de inicialização (ver Figura 3.4), nesse caso pode-se fazer a divisão em dois grupos: (i) remobilização instantânea de material e (ii) remobilização não-instantânea de material, também referida na literatura como *quasi-steady flow* (Kneller, 1995). Escoamentos gerados por uma remobilização instantânea de material são eventos de curta duração em que uma quantidade finita de material é deslocado, são gerados por fontes instantâneas ou por superfícies inclinadas. Este tipo de evento se comporta como um pulso quando analisado através do tempo. Num evento de remobilização não-instantânea de material a alimentação da corrente ocorre por um longo período de tempo, permitindo uma maior duração do deslocamento da corrente.

## 3.2 Entendendo uma corrente de turbidez

### 3.2.1 Estrutura de uma corrente de turbidez: cabeça, corpo e cauda

A estrutura de uma corrente de turbidez pode ser dividida em três partes bem distintas: cabeça, corpo e cauda (Figura 3.5).

A cabeça é a região correspondente a parte mais a jusante do escoamento. A cabeça geralmente é a parte mais alta da corrente, isso ocorre devido a ser essa a região que sofre a maior parte da resistência do fluido ambiente quanto ao avanço do escoamento. Enquanto as outras partes que ficam mais atrás sofrem apenas com a resistência do fundo e da interface ao movimento do escoamento. O ponto mais frontal da cabeça é muitas vezes chamado de nariz, que normalmente é um ponto que fica um pouco acima do fundo do canal, não havendo um contato entre esse ponto e a parte inferior.

Middleton (1966) fez um dos primeiros estudos experimentais sobre a cabeça de uma corrente de turbidez. Nele foram investigados quais os efeitos da declividade sobre a velocidade e a forma da corrente. Os resultados do estudo indicaram que para baixos ângulos ( $< 2.3^\circ$ ) a velocidade da cabeça é independente da declividade.

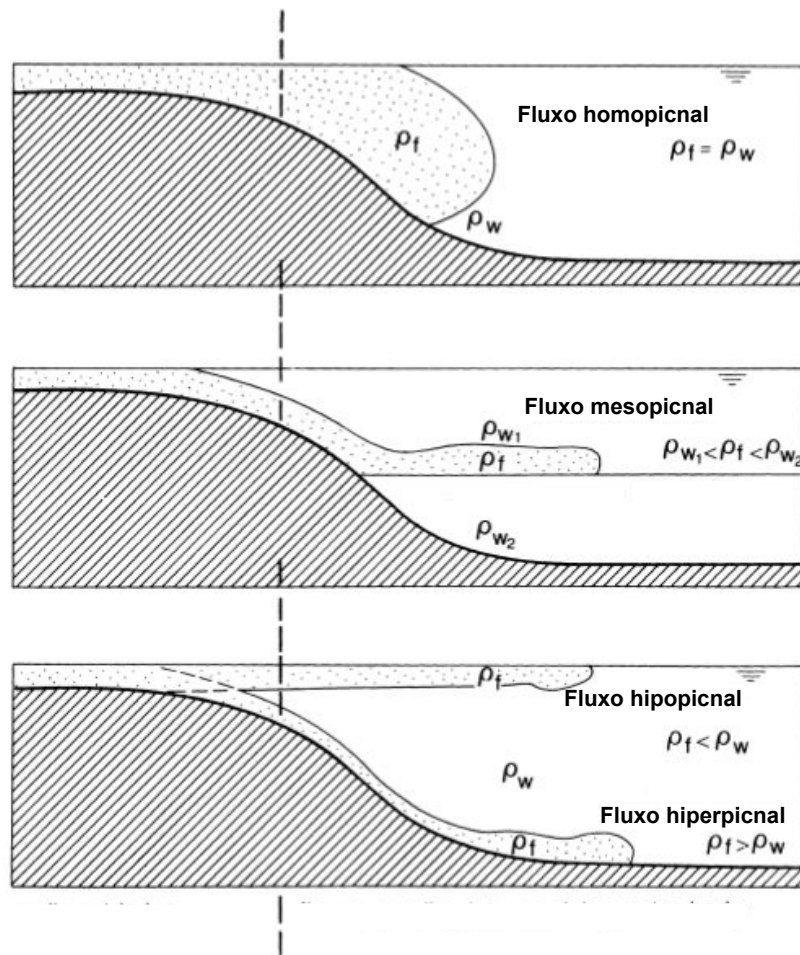


Figura 3.3 – Tipos de correntes de densidade.  $\rho_f$  densidade da corrente;  $\rho_w$ , densidade do fluido ambiente ( $\rho_{w_1}$  e  $\rho_{w_2}$ , densidade da água num corpo estratificado). Fluxo hipopical:  $\rho_f < \rho_w$ ; fluxo homopical:  $\rho_f = \rho_w$ ; fluxo hiperpical:  $\rho_f > \rho_w$ ; e fluxo mesopical  $\rho_{w_1} < \rho_f < \rho_{w_2}$ . Imagem adaptada de Mulder e Alexander (2001).

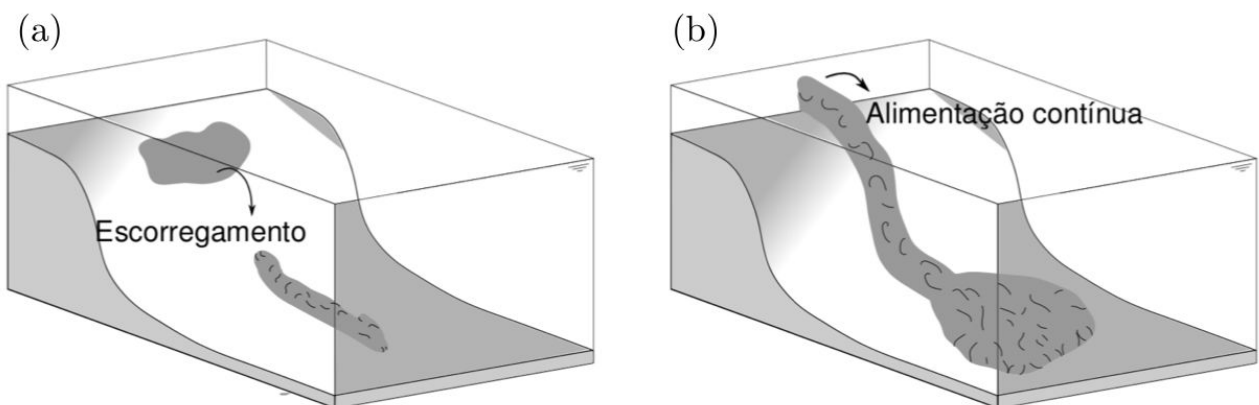


Figura 3.4 – Representação dos mecanismos de iniciação de correntes de densidade: remobilização não-instantânea de material (a) e remobilização não-instantânea de material (b). Fonte: Farenzena (2020).

É na cabeça da corrente a região onde se observa a formação de estruturas como lobos e fendas (veja Figura 3.6). Essas estruturas são heterogeneidades na parte frontal



da corrente gerada por instabilidades devido ao entranhamento do fluido ambiente com o fluido mais denso que compõem a corrente e são consequência da natureza tridimensional do escoamento. Estas estruturas caracterizam uma alternância de regiões de baixo e alto contraste de massa específica entre o fundo do domínio e o nariz da corrente favorecendo a circulação de fluido ambiente na parte inferior da corrente. Esses tipos de estruturas foram observados em Simpson (1972) onde se mediu o avanço da cabeça de uma corrente de densidade em experimentos realizados com um tanque de água na qual um líquido mais denso era liberado. O estudo concluiu que a interação da corrente com o fundo do domínio exerce forte influência na formação dessas estruturas, assim como há uma correlação entre a altura do nariz e da largura dos lobos com o número de Reynolds.

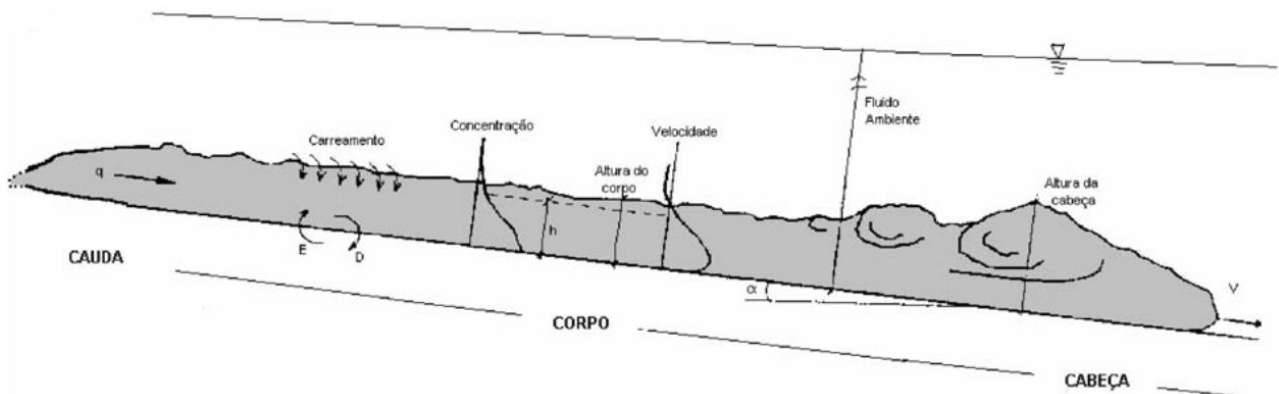


Figura 3.5 – Desenho esquemático de uma corrente de turbidez e um esquema do seu funcionamento. Observa-se a indicação das regiões correspondente a cabeça, corpo e cauda. Fonte: Manica (2009).

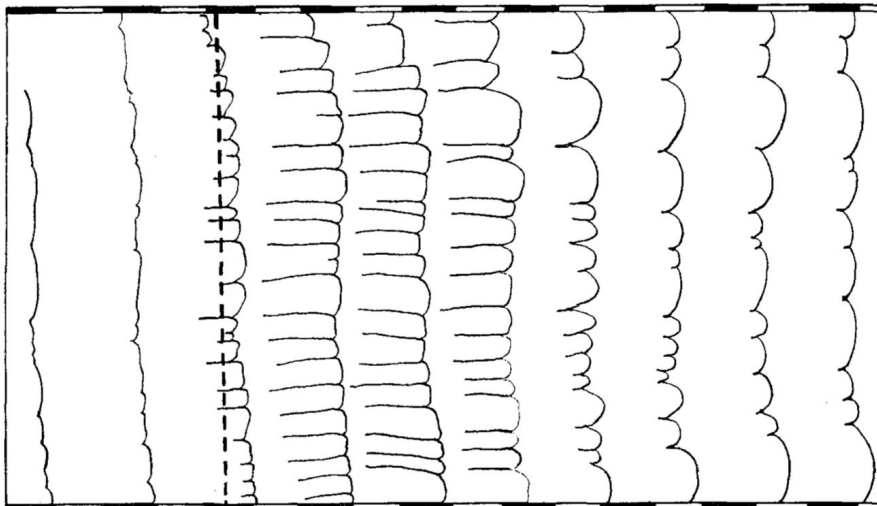


Figura 3.6 – Vista superior da evolução temporal da formação de lobos e fendas de uma corrente de densidade da esquerda para a direita. Cada isolinha corresponde a um momento instantâneo de tempo. Fonte: Simpson (1972).

A topologia da frente de uma corrente de densidade foi estudada por Härtel et al. (2000) por meio de simulações numéricas. No estudo foram realizadas simulações tridimensionais para o Reynolds de 750 e simulações bidimensionais para diferentes valores de Reynolds. Para as simulações tridimensionais conseguiu-se reproduzir com êxito a formação de estruturas como lobos e fendas. Em Härtel et al. (2000) foi feita uma análise da estabilidade linear da frente de simulações numéricas bidimensionais com objetivo de entender o mecanismo de instabilidade que formam estruturas como lobos e fendas (veja Figura 3.7). Os resultados indicam que as instabilidades assim como a largura de lobos e fendas é fortemente dependente do número de Reynolds.

A região que fica logo atrás da cabeça da corrente é chamada de corpo, essa região se caracteriza por possuir uma velocidade maior que a parte mais a jusante. Ainda pode-se separar a região do corpo em duas regiões distintas, uma mais densa ao fundo e outra que fica acima onde ocorre a mistura com o fluido ambiente. Essa estratificação bipartida foi observada em simulações de correntes de alta densidade feitas por Postma et al. (1988) (Figura 3.8). Neste trabalho, uma mistura com alta concentração de sedimentos, 30 – 40% em volume sólido, era liberada dentro de um tanque preenchido com água com uma inclinação de 25°. Os experimentos apontaram a formação de duas camadas: (i) uma camada densa formada por seixos e areia no fundo do escoamento, chamada pelo autor de fluxo laminar (*laminar inertial flow layer*); (ii) enquanto acima dessa região há uma camada turbulenta com baixa concentração, essa camada superior seria a responsável por manter o movimento da camada inferior a uma maior velocidade.

A parte que fica mais atrás da corrente é chamada de cauda. Essa região se caracteriza por possuir velocidades baixíssimas e por ser uma zona que vai se afinando e se tornando mais diluída, depositando os sedimentos finos assim que o escoamento vai desacelerando.

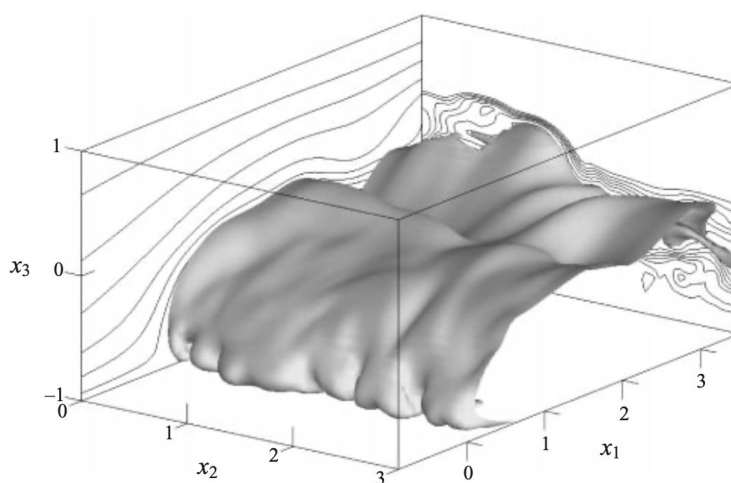


Figura 3.7 – Visualização instantânea para uma simulação DNS de número de Reynolds 750. Fonte: Härtel et al. (2000).

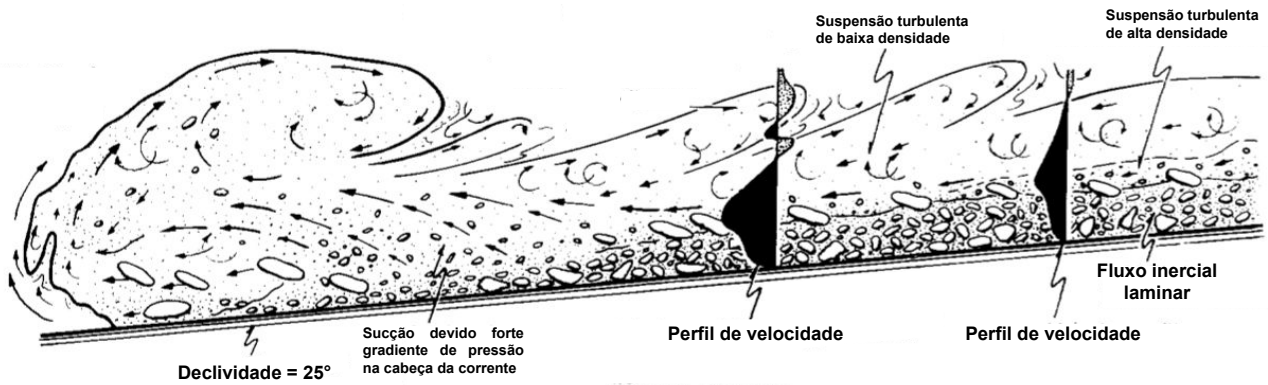


Figura 3.8 – Um desenho de uma corrente de turbidez observada nos experimentos de Postma et al. (1988). Observa-se a bipartição do escoamento, entre uma região menos turbulenta ao fundo e uma outra região mais turbulenta na parte superior, com a presença de grãos com um diâmetro maior ao longo da interface entre as duas camadas.

### 3.2.2 Dinâmica de uma corrente de turbidez

Huppert e Simpson (1980) realizaram experimentos físicos no qual um volume fixo de um fluido homogêneo era liberado dentro de um tanque com um líquido de massa específica diferente. Como resultado desses experimentos foram identificadas três fases distintas que ocorrem ao longo do escoamento: (i) uma fase inicial onde a corrente se move a uma velocidade constante, chamada de *slumping phase*, (ii) seguida por uma fase onde o escoamento se move pelo balanço de forças de flutuação ou inerciais e (iii) por fim uma fase final onde os efeitos viscosos dominam a corrente.

Huppert (1982) estudou o movimento de uma corrente de densidade sobre uma superfície sólida. O resultado dos experimentos realizados por esse estudo indicaram que a posição ( $x_f$ ) e velocidade ( $u_f$ ) da frente para uma corrente de densidade planar durante a fase inercial são proporcionais a

$$x_f \propto t^{2/3} \quad (3.1)$$

$$u_f \propto t^{-1/3}, \quad (3.2)$$

enquanto para a fase viscosa o autor encontrou que essas grandezas são proporcionais a

$$x_f \propto t^{1/5} \quad (3.3)$$

$$u_f \propto t^{-4/5}. \quad (3.4)$$

Motivado pelo crescimento da indústria de extração de hidrocarbonetos em águas profundas, e por consequência maior probabilidade de acidentes de vazamento de óleo, Hout (1972) estudou o fenômeno de espalhamento de um volume fixo de óleo ao ser liberado em água. Em seus estudos ele encontrou proporções similares a Huppert (1982) de  $x_f$  e  $u_f$  para a fase inercial, porém para a fase viscosa ele encontrou para a posição e velocidade da frente as seguintes proporções

$$x_f \propto t^{3/8} \quad (3.5)$$

$$u_f \propto t^{-5/8}. \quad (3.6)$$

Cantero et al. (2007) estudaram o tempo em que ocorre a transição entre cada uma dessas três fases, assim como a influência que o efeito da tridimensionalidade e do número de Reynolds possuem na duração de cada fase. No estudo foram realizadas simulações numéricas bidimensionais e tridimensionais de correntes de densidade para as configurações planar e cilíndrica considerando diferentes números de Reynolds. Os resultados obtidos foram comparados com dados experimentais, assim como a taxa correspondente a cada fase prevista disponível em dados da literatura (Figura 3.9). O estudo concluiu que dependendo do número de Reynolds e do volume inicial liberado a corrente pode transacionar da fase de *slumping* para a fase inercial ou diretamente para a fase viscosa sem passar pela fase inercial.

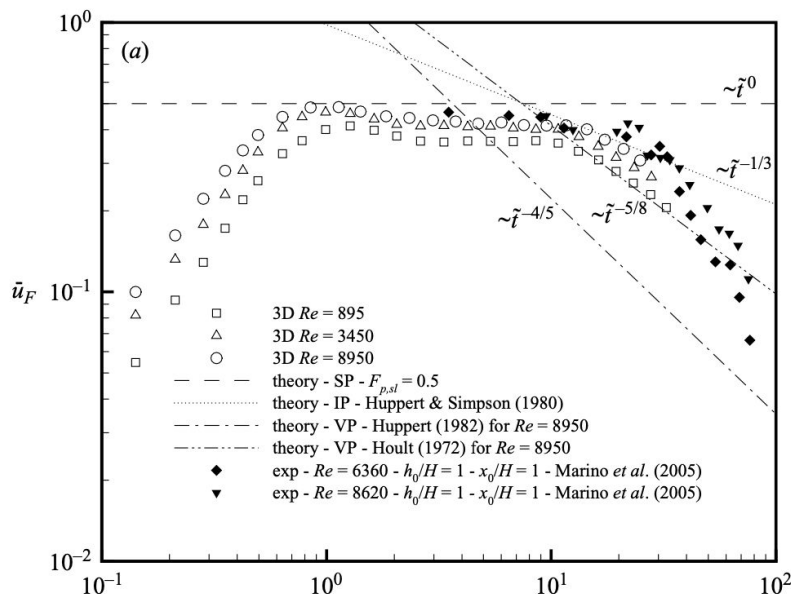


Figura 3.9 – Evolução temporal da velocidade da frente das simulações realizadas por Cantero et al. (2007) comparadas com casos experimentais. Na mesma figura também são incluídas taxas previstas para cada fase do escoamento.

Para reduzir a incerteza e diminuir o erro na medição da evolução temporal da posição da frente numa simulação numérica, Farenzena e Silvestrini (2021) testaram diferentes metodologias para medição dessa característica. O estudo concluiu que erros na medição da posição da frente estão relacionados à discretização espacial, amostra temporal e no método numérico usado para a primeira derivada. Esses erros podem ser contornados usando uma interpolação para o método de aquisição da posição da frente ou usando um método considerando um referencial móvel proposto no estudo.

### **3.3 Depósitos gerados por correntes de turbidez**

O processo e dinâmica de sedimentação assim como o depósito gerado por uma corrente de turbidez foram estudados por Bouma (1962) que identificou a graduação normal para esse tipo de processo, ou seja, os grãos finos se depositando sobre os grãos mais grossos para cada evento da corrente de turbidez. Ele também observou fácies (camadas de sedimentos) nos turbiditos, para a qual ele criou uma esquematização - que ficou conhecida como sequência de Bouma (ver Figura 3.10). A sequência de Bouma é caracterizada por fácies nomeadas de A até E:

- A: Camada de classificação massiva (granulometrias misturadas) ou normal, formada por areias finas a grossas, possivelmente com presença de clastos ou cascalho.
- 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.

Em Gladstone et al. (1998) foi analisado o efeito da concentração inicial de cada diâmetro de grão para uma corrente poli-dispersa a partir de uma abordagem experimental. Esse estudo teve como resultado que quanto maior for a concentração inicial de grãos finos na mistura maior será a velocidade do escoamento, isso ocorre porque os grãos finos ficam suspensos por mais tempo, o que mantém a diferença de densidade entre a mistura e o fluido ambiente por um período maior de tempo. Assim a distância na qual os grãos grossos são transportados é aumentada significativamente pela maior presença de grãos mais finos (ver Figura 3.11).

A interação entre uma corrente de turbidez e a formação do seu depósito com uma topografia tridimensional foi estudada por Kubo (2004). Nesse estudo foram realizados tanto experimentos em laboratório como simulações numéricas de um arranjo consistindo de uma rampa seguido de várias ondulações dispostos numa superfície horizontal. Os resultados tanto experimentais como numéricos indicam que a topografia exerce forte influência na distribuição do depósito, sendo que há uma preferência por deposição no final da rampa, assim como na subida de cada ondulação.

Lucchese (2018) levou em consideração em suas simulações numéricas a alteração do relevo de fundo devido a propagação de uma corrente de turbidez. No estudo foram feitas simulações poli-dispersas, onde se analisou, em diversos cenários, o efeito da alteração e compactação do relevo de fundo na formação do depósito que foi gerado pelo processo de sedimentação da corrente de turbidez. Entre os casos considerados se levou em conta a situação em que o fundo era modificado a cada passo da simulação, assim como o caso em que o relevo só era alterado ao final da simulação. Também foi testado o caso em que o escoamento se propagava sobre um depósito gerado por uma simulação anterior, assim como diferentes valores para o fator de compactação. Os resultados do estudo indicaram que se não for levado em consideração a modificação do relevo de fundo, o erro na aproximação para o depósito pode chegar até a 4%. Também foi observado que quanto menor for o fator de compactação menor é o erro quando se quer determinar o depósito formado.

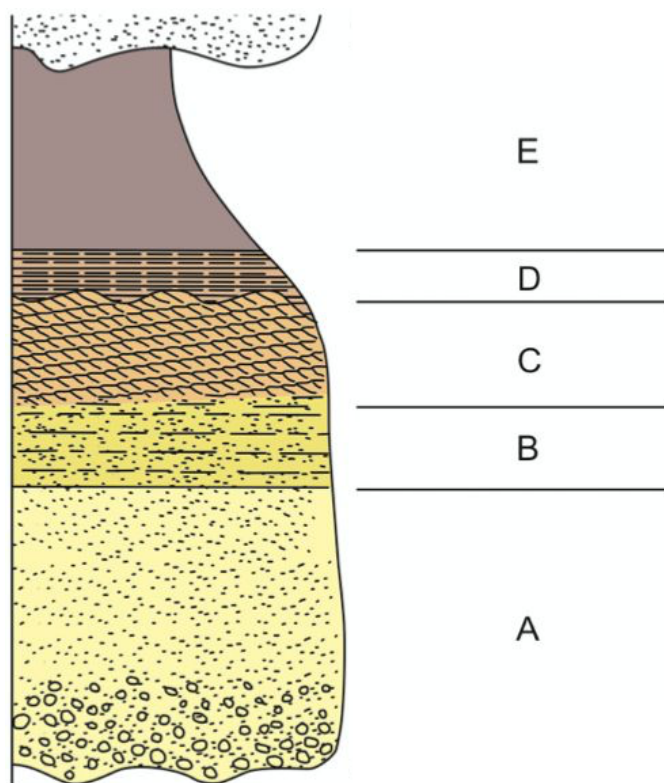


Figura 3.10 – Representação esquemática da sequência de Bouma para as camadas de A até E. Fonte: Peakall et al. (2020).

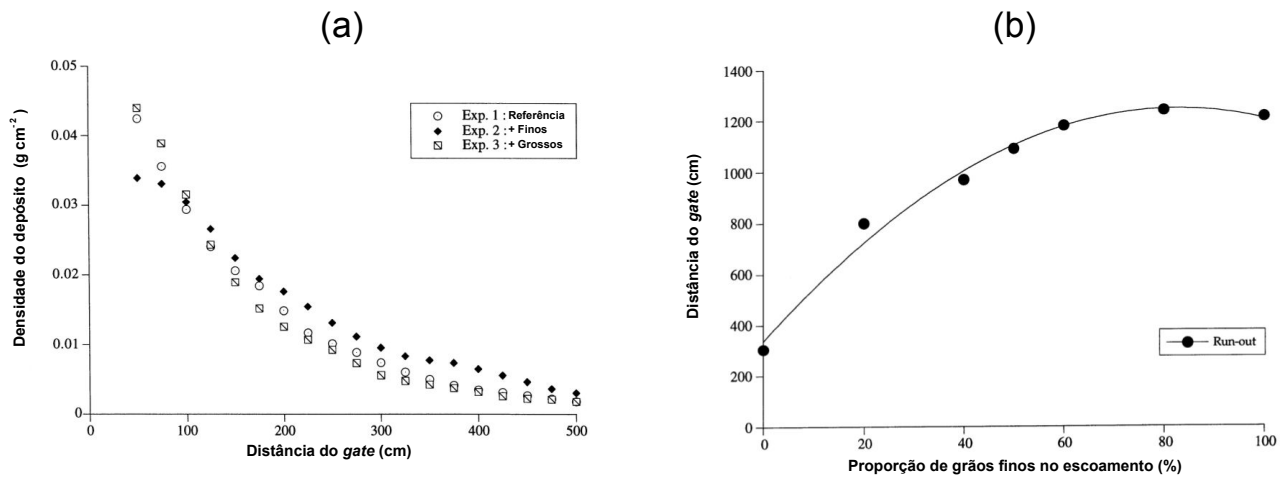


Figura 3.11 – Resultados dos experimentos de Gladstone et al. (1998): (a) Densidade do depósito para uma corrente poli-dispersa em função da distância. (b) Distância máxima percorrida pelo escoamento em função da concentração de grãos finos na mistura inicial.

### 3.4 Simulando uma corrente de turbidez

#### 3.4.1 Abordagem física e abordagem numérica

Há décadas vários autores e trabalhos vêm discutindo e tentando modelar o comportamento de uma corrente de densidade. Um trabalho definitivamente pioneiro nessa área foi o de Von Kármán (1940). Nele o autor fez uma análise de diversos problemas de não-linearidade na matemática e engenharia, incluindo problemas da dinâmica de fluidos incompressíveis. Em Brooke Benjamin (1968) a teoria de fluidos invíscidos foi aplicada para o estudo de correntes de densidade de fluxo constante e para diversos problemas relacionados a esse fenômeno.

Há diversas formas de abordar e estudar o comportamento de uma corrente de densidade. Uma abordagem é por meio da modelagem matemática de equações governantes que regem o comportamento do escoamento. Outra alternativa seria reproduzir esse fenômeno numa escala mais reduzida em laboratório, geralmente enchendo um tanque com água e gerando uma corrente ao inserir dentro do tanque um outro líquido de massa específica diferente, tentando emular as condições na qual esse fenômeno ocorre na natureza. Alguns exemplos de estudos usando esta forma de abordagem são Middleton (1966), Simpson (1972), Huppert e Simpson (1980), Gladstone et al. (1998) e Manica (2009). Também pode-se compreender a dinâmica de uma corrente de gravidade por meio de uma abordagem numérica, onde o modelo matemático, constituído pelas equações que governam o movimento da corrente, é resolvido por algum esquema numérico. Alguns estudos que seguem essa linha são Kubo (2004), Necker et al. (2005), Espath et al. (2014),

Nasr-Azadani et al. (2016), Francisco et al. (2017) e Lucchese (2018). Na Figura 3.12 pode-se ver um exemplo de abordagem (a) física experimental e (b) numérica.

Necker et al. (2005) investigaram o comportamento de uma corrente de densidade não conservativa num canal plano utilizando uma abordagem computacional. O objetivo da investigação era entender melhor como ocorre o processo de mistura entre a corrente e o fluido ambiente assim como a evolução temporal do balanço de energia. Para o processo de mistura se concluiu que a mistura entre os dois fluidos será mais intensa quanto maior for a velocidade de queda. Para o balanço de energia foi feita a divisão de dois componentes para os efeitos dissipativos: um devido ao movimento convectivo do fluido em macroescala, enquanto o outro é causado pelo fluxo de Stokes ao redor de cada partícula. O estudo obteve que ambas as componentes são importantes para o processo de dissipação.

Nasr-Azadani et al. (2013) realizaram simulações de correntes de turbidez usando o software TURBINS para os casos mono, bi e poli-disperso interagindo com complexas topografias. Para o caso mono-disperso foram feitos testes com as condições de contorno e os resultados tiveram boa concordância com a literatura. As simulações bi-dispersas foram comparadas com os resultados prévios de Gladstone et al. (1998) e as simulações com uma superfície gaussiana foram comparadas com os experimentos de Kubo (2004), para ambos os casos os resultados estiveram de acordo com as referências utilizadas.

Em Espath et al. (2014) foram realizadas simulações numéricas bidimensionais e tridimensionais de correntes de gravidade mono-dispersas para diferentes números de Reynolds até o valor de 10000 para investigar as principais características do escoamento como posição da frente, taxa de sedimentação e perfil do depósito final. No estudo, também foi proposta uma metodologia para o cálculo completo do balanço de energia da corrente. Os resultados dos experimentos indicam que as simulações bidimensionais não são capazes de reproduzir todas as características observadas nas simulações tridimensionais. Também se conclui que o número de Reynolds pode influenciar a posição da frente.

A interação de uma corrente de turbidez com uma superfície tridimensional foi estudada por Nasr-Azadani et al. (2016) (ver Figura 3.13). Neste trabalho, foram feitas simulações numéricas com a adição de uma superfície gaussiana no fundo do domínio. Os resultados das simulações indicam que a topografia causa uma amplificação da turbulência assim como um aumento da dissipação.

Francisco et al. (2017) realizaram simulações numéricas bidimensionais e tridimensionais de correntes bi-dispersas com um número de Reynolds de 4000 para investigar os efeitos de diferentes diâmetros de grãos nas principais características do escoamento. O estudo também realizou o cálculo completo do balanço de energia do escoamento. Os resultados do estudo indicaram que cada uma das características do escoamento que foram medidas ao longo do tempo são diretamente afetadas pela composição da mistura inicial.



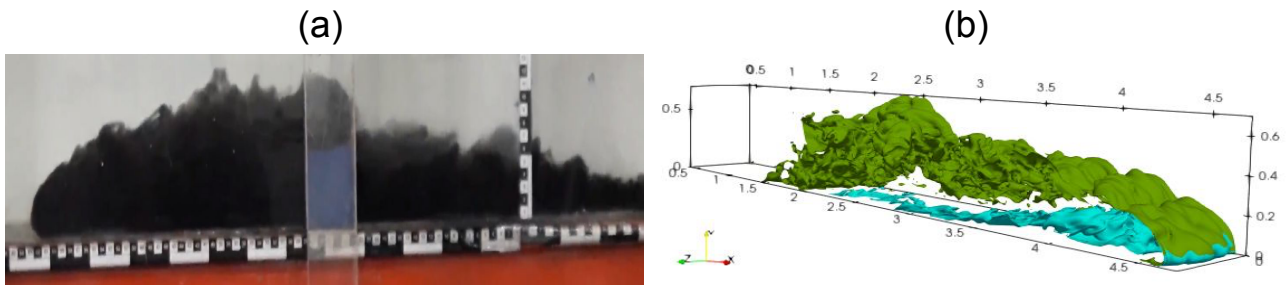


Figura 3.12 – Exemplos de (a) um experimento físico e (b) uma simulação numérica. A imagem (a) foi tirada pelo autor desse trabalho durante uma aula no Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH) da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS) onde uma corrente de densidade foi gerada ao inserir uma mistura de carvão com água dentro de um tanque preenchido com água. Na imagem (b) pode-se ver as isosuperfícies para o campo de concentração  $c_t = 0.1$  para um determinado instante de tempo de uma simulação bi-dispersa realizada com o código *Incompact3d* para um número de Reynolds 35000 e com número de Schmidt unitário para cada fração granulométrica. Isosuperfície azul corresponde aos grãos com maior diâmetro de grão, enquanto os grãos mais finos são representados pela isosuperfície de cor verde.

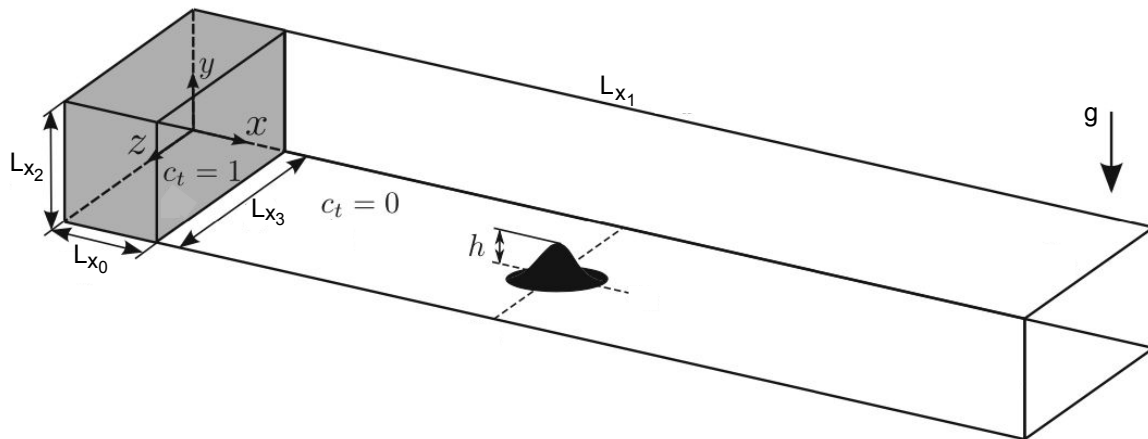


Figura 3.13 – Representação esquemática de uma configuração *lock-release* para uma corrente de turbidez interagindo com uma topografia gaussiana. Fonte: Nasr-Azadani et al. (2016).  $L_{x_1}$ ,  $L_{x_2}$  e  $L_{x_3}$  denotam o comprimento do domínio nas três dimensões espaciais,  $L_{x_0}$  é o comprimento em  $x$  da região preenchida inicialmente com a mistura (região hachurada).  $c_t$  é a concentração em cada ponto do domínio.  $h$  denota a altura da superfície gaussiana.  $g$  corresponde ao vetor da aceleração gravitacional.

### 3.4.2 Simulação numérica direta e de grandes escalas

Uma característica presente em escoamentos nas mais diversas aplicações é a turbulência. Para muitos, a turbulência em fluidos é considerada um dos problemas mais difíceis na física. Sobre esse assunto Richard Feynman uma vez declarou que "turbulência é o último grande problema não resolvido da física clássica". De acordo com Aref et al. (1999) turbulência é o nome usualmente dado para um entendimento imperfeito de um

grupo de soluções caóticas da equação de Navier-Stokes quando vários graus de liberdade são excitados. Em Farenzena (2020) turbulência também pode ser interpretada como uma componente rotacional do escoamento que atua em grande espectro de escalas de comprimento e tempo. Os grandes vórtices estão associados às baixas frequências enquanto os pequenos vórtices às altas frequências. Os grandes vórtices são instáveis e podem se reduzir a pequenos vórtices, que podem se reduzir a vórtices menores ainda e assim sucessivamente.

Um dos parâmetros mais importantes para simulação de uma corrente de densidade é uma grandeza adimensional conhecida como número de Reynolds  $Re$ , que relaciona as forças inerciais com as viscosas. Muitas vezes se encara o Reynolds como a própria turbulência do escoamento, mantendo-se os outros parâmetros constantes um Reynolds maior produzirá uma corrente mais turbulenta, que por sua vez implica a existência de vórtices numa maior variabilidade de escalas turbulentas (Lucchese, 2018). Para definição do tamanho de malha de uma simulação numérica é importante se definir como deve-se tratar as escalas do escoamento, seja todas elas ou uma parte delas. A menor escala que um vórtice pode ter num escoamento é definido pela escala de Kolmogorov  $\eta_k$ , dada por

$$\eta_k \approx \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.7)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido e  $\epsilon$  é taxa de dissipação de energia cinética turbulenta.

Duas abordagens possíveis para resolver numericamente as equações de Navier-Stokes no avanço do tempo são a simulação numérica direta (do inglês *Direct Numerical Simulation* DNS) e simulação de grandes escalas (do inglês *Large Eddy Simulation* LES). Uma DNS é uma solução numérica da equação da mecânica dos fluidos onde todas as escalas de vórtices do escoamento são reproduzidas. Por outro lado uma LES é uma técnica que consiste em eliminar as menores escalas do escoamento por meio de um filtro passa-baixa (Lesieur et al., 2005). Para que uma DNS possa reproduzir as menores escalas de vórtices de uma corrente de densidade a resolução da malha  $\Delta x$  deve ser próximo da escala de Kolmogorov  $\Delta x \approx \eta_k$ , o que seria suficiente para assegurar a acurácia do modelo. Uma LES, por outro lado, o tamanho da malha deve ser aproximadamente o tamanho do filtro  $\Delta$ , ou seja,  $\Delta x \approx \Delta$  (Dairay et al., 2017). Na Figura 3.14 vê-se um esquema da representação do tamanho da malha tanto de uma DNS como de uma LES comparadas com o tamanho do menor vórtice. Todavia, as menores escalas são as mais dissipativas o que acarreta um acúmulo de energia ao não representá-las (Figura 3.15). Por isso deve-se modelar a atuação dos vórtices suprimidos no espectro de energia. Uma simulação DNS permite uma alta precisão ao simular todas as escalas do escoamento, porém isso exige um número de pontos muito maior quando comparada a uma LES, o que por consequência implica um custo computacional maior. Devido a isso, quando se quer usar um valor muito

alto de Reynolds para uma simulação, o alto custo de uma DNS torna mais vantajoso o uso de um método LES.

Quanto a acurácia de uma LES frente à precisão de uma DNS, Frantz et al. (2021) analisaram o potencial do uso de uma abordagem baseada na dissipação viscosa espectral (*spectral vanishing viscosity*) para simulações de correntes de gravidade para altos valores de número de Reynolds. O método consiste em inserir uma dissipação para as pequenas escalas ao alterar a discretização da segunda derivada para o termo viscoso da equação de Navier-Stokes. No estudo foram realizadas simulações LES utilizando essa abordagem, assim como simulações DNS. Os resultados indicam que uma simulação LES com 0.4% do número de pontos de uma simulação DNS, pode reproduzir com bastante fidelidade as características de uma corrente de densidade.

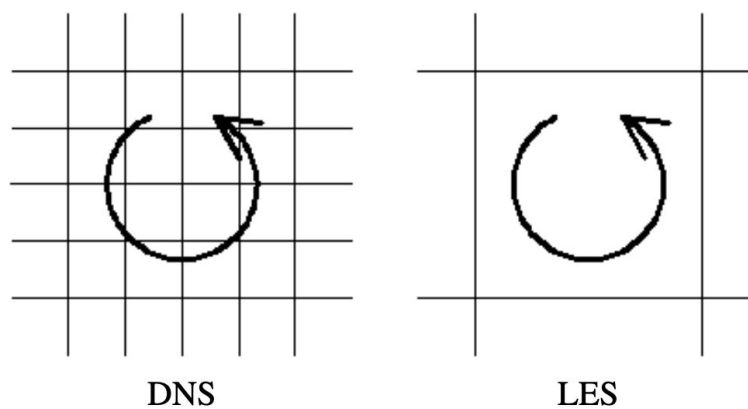


Figura 3.14 – Esquema representando uma simulação utilizando uma abordagem DNS na esquerda e da direita um esquema representando uma abordagem LES. O vórtice mostrado é o vórtice para escala de Kolmogorov para um Reynolds genérico. Fonte: Lucchese (2018).

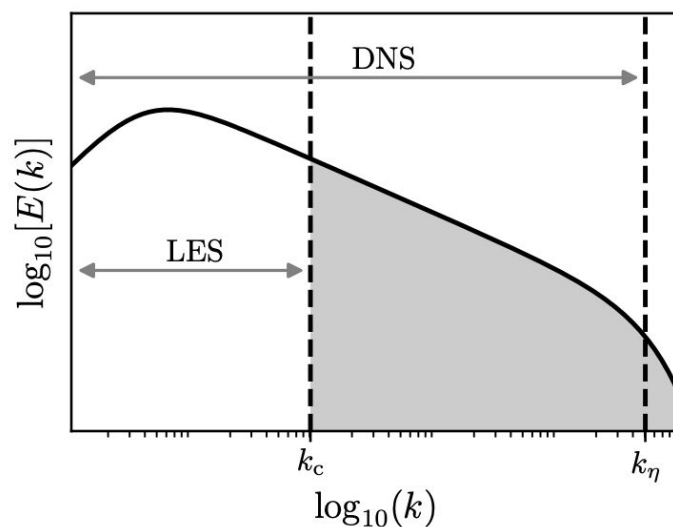


Figura 3.15 – Exemplo da distribuição de energia cinética  $E(\kappa)$  em função do número de onda associado às escalas do escoamento  $\kappa$ . Sendo  $\kappa_c$  o número de corte,  $\kappa_\eta$  é o número de onda associado a escala de Kolmogorov e a área preenchida corresponde à quantidade de energia não resolvida pela abordagem LES. Fonte: Farenzena (2020).

### 3.4.3 A relevância da difusividade

O grau com que o fluido mais denso se mistura com o fluido menos denso é um aspecto importante para a estrutura e dinâmica de uma corrente de densidade. Nas maiores escalas a mistura ocorre devido a instabilidades na interface entre os dois fluidos, enquanto a mistura na escala microscópica é controlada por efeitos de difusividade. O parâmetro adimensional da equação para mecânica dos fluidos que está relacionada aos efeitos difusivos é chamado de número de Schmidt  $Sc$ . Esse parâmetro possui grande importância para entender como ocorre a mistura no escoamento em escala molecular. Conforme o valor do número de Schmidt aumenta, a difusão perde relevância e o momento passa a ser o mecanismo preponderante no mecanismo de transporte de massa (Bonometti e Balachandar, 2008; Marshall et al., 2021).

Numa simulação numérica de uma corrente de densidade o número de Reynolds controla as menores escalas associadas ao campo de velocidade, enquanto o termo  $ScRe$  controla as menores escalas associadas com o campo de concentração. Para valores de número de Schmidt superior a 1 as menores escalas associadas com a mistura dentro do escoamento não são mais regidas pela escala de Kolmogorov, mas pela escala de Batchelor  $\eta_b$ , que é dada por

$$\eta_b = \eta_k Sc^{-1/2}. \quad (3.8)$$

Dessa forma para valores maiores de número de Schmidt mais refinada deve ser a malha computacional para que se possa obter um resultado mais acurado, que implica num maior custo computacional para simular o escoamento. Esse é um motivo porque em muitos estudos não são usados valores maiores que 10 para esse parâmetro. Porém em situações reais a difusividade pode variar radicalmente dependendo do meio que se está utilizando. Por exemplo, no ar o número de Schmidt é inferior a 1, na água esse valor pode variar entre 1 e 10. Por outro lado, numa mistura de água com sal esse parâmetro chega a valores na ordem de  $O(10^2)$ , numa mistura de água e sedimentos esse valor depende fortemente do diâmetro do grão (por exemplo para uma partícula de areia com um diâmetro na ordem de  $\mu m$  a mistura possui um número de Schmidt na ordem de  $O(10^9)$ ). No caso de uma mistura imiscível, como água e óleo, o valor do Schmidt tende a valores muito grandes, com a mistura só ocorrendo na macroescala devido a instabilidades na interface entre os dois líquidos e a turbulência.

Apesar de todas essas situações físicas, onde o valor para o número de Schmidt pode variar de valores muito baixos até muito altos, é comum em vários estudos se considerar o valor de 1 em seus experimentos. Necker et al. (2005) realizaram vários testes para determinar a influência do Schmidt em suas simulações e se encontrou que para valores não muito menores que 1 a corrente é independente desse parâmetro. Birman et al. (2005)

avaliaram a influência do número de Schmidt em simulações numéricas para valores entre 0.2 e 5, eles obtiveram que para esse intervalo a influência do Schmidt é muito pequena.

Bonometti e Balachandar (2008) investigaram a influência do número de Schmidt para a estrutura e dinâmica de uma corrente de densidade. Para tal tarefa os pesquisadores testaram diferentes valores tanto para o número de Schmidt como de Reynolds. Os resultados do estudo demonstram que para valores de Reynolds acima de 10000 há pouca influência do Schmidt para o tamanho da região de mistura. Porém para valores de Reynolds abaixo desse valor observou-se uma forte dependência do Schmidt para a espessura da região de mistura, sendo ela proporcional a  $(ScRe)^{-1/2}$ . Para velocidade da frente constatou-se que a diferença entre as simulações com baixa e alta difusividade diminui conforme se aumenta o Reynolds.

Em Marshall et al. (2021) simulações numéricas diretas tridimensionais foram realizadas para investigar qual o efeito do número de Reynolds e do Schmidt na estrutura e a dinâmica de uma corrente de densidade. Testou-se valores de Reynolds entre 100 e 3000 com Schmidt 1 e os casos onde se estudou o efeito do Schmidt se considerou os casos de  $(Re, Sc) = (100, 10)$ ,  $(100, 100)$  e  $(500, 10)$ . O estudo encontrou que algumas estruturas do escoamento são independentes do Schmidt, como exemplo a velocidade da corrente, enquanto algumas propriedades mostraram ter um efeito perceptível do Schmidt, mesmo quando se aumentava o número de Reynolds, como é o caso da ocorrência das estruturas de lobos e fendas na frente da cabeça. O estudo ainda encontrou que para algumas características o efeito do Schmidt perde relevância quando se aumenta o valor do Reynolds, como é o caso da altura da corrente.

## 4. METODOLOGIA

Este estudo é focado em simulações computacionais de correntes de densidade bi-dispersas dentro de um canal fechado. Para o esquema numérico, optou-se por usar a configuração *lock-release* (Figura 4.1) que consiste num estado inicial em que o líquido mais denso, a mistura de água e sedimentos, é confinado dentro de uma subárea do domínio (chamada de *lock* em inglês), que é representada pela região hachurada na imagem, separado do fluido externo por uma barreira (chamada de *gate* em inglês). A simulação começa quando a barreira é removida e o fluido mais denso forma uma corrente de gravidade. Dois mecanismos principais governam o movimento do fluxo: (i) o primeiro é a conversão da energia potencial em cinética e (ii) o segundo é o movimento advectivo gerado pelo gradiente de densidade entre a mistura e o fluido ambiente.

Neste capítulo do trabalho, serão descritas as equações governantes assim como as condições iniciais e de contorno empregadas no esquema numérico. Também será explanado o tratamento dado no pós-processamento dos resultados das simulações.

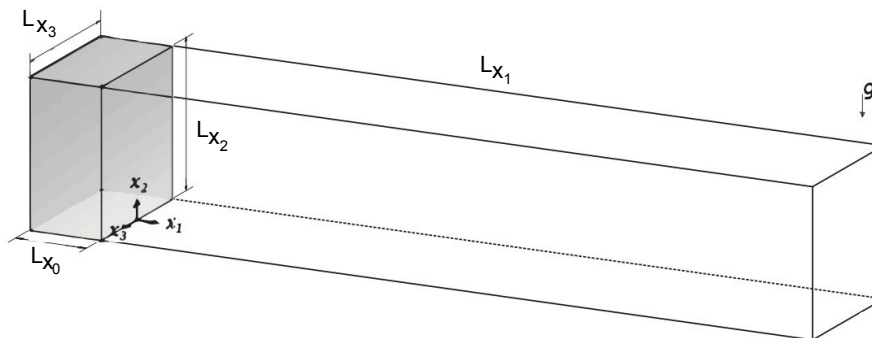


Figura 4.1 – Representação esquemática da configuração *lock-release*. Considera-se inicialmente dentro do *lock* (região escura) concentração igual a 1 e fora do *lock* a concentração inicial é 0. Adaptado de Francisco et al. (2017).

### 4.1 Equações governantes

Para a realização dos experimentos foram resolvidas numericamente as equações de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis e para o transporte escalar usando a aproximação de Boussinesq. Para adimensionalizar essas equações foi usada a altura do domínio  $L_{x_2}$  como altura característica  $\tilde{h}$  (sendo que o símbolo  $\tilde{\cdot}$  denota grandezas dimensionais e as demais são adimensionais),  $\tilde{h} = L_{x_2}$ , e a velocidade de flutuação  $u_b$  (do inglês *buoyancy velocity*) dada por

$$\tilde{u}_b = \sqrt{\tilde{g}'\tilde{h}} \quad (4.1)$$

onde  $\tilde{g}'$  é a aceleração gravitacional reduzida, definida por

$$\tilde{g}' = \frac{\tilde{g} (\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_0) c_{t_0}}{\tilde{\rho}_0} \quad (4.2)$$

onde  $\tilde{g}$  é a aceleração da gravidade,  $\tilde{\rho}_p$  é a densidade da mistura,  $\tilde{\rho}_0$  a densidade do fluido ambiente e  $c_{t_0}$  a concentração total inicial dentro do *lock*.

Ao adimensionalizar as equações de Navier-Stokes, assim como a equação para o transporte escalar, aparecem alguns parâmetros adimensionais. São eles o número de Reynolds e o número de Schmidt, definidos respectivamente por

$$Re = \frac{\tilde{u}_b \tilde{h}}{\tilde{\nu}} \quad (4.3)$$

$$Sc_l = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{k}_l} \quad l = 1, \dots, N \quad (4.4)$$

onde  $\tilde{\nu}$  é a viscosidade cinemática,  $\tilde{k}_l$  e  $Sc_l$  são respectivamente o coeficiente de difusividade mássica e o número de Schmidt associado a cada fração granulométrica,  $l$  é o índice para cada diâmetro de partícula.  $N$  é o número total de frações granulométricas que compõem a mistura, no caso bi-disperso, abordado neste estudo,  $N = 2$  é adotado em todos os casos.

Em sua forma adimensional as equações de Navier-Stokes e a equação do transporte escalar podem ser escritas da forma

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0 \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + c_t e_i^g \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial c_l}{\partial t} + (u_j + u_j^s e_j^g) \frac{\partial c_l}{\partial x_j} = \frac{1}{Sc_l Re} \frac{\partial^2 c_l}{\partial x_j \partial x_j} \quad l = 1, \dots, N \quad (4.7)$$

onde  $u_i$  e  $p$  são respectivamente o campo de velocidade e pressão,  $i$  e  $j$  são índices para cada coordenada espacial.  $c_l$  e  $u_j^s$  são respectivamente o campo de concentração e a velocidade de queda para cada fração de partícula.  $e_j^g = (0, -1, 0)$  é o vetor unitário na direção da aceleração gravitacional.

A concentração total em qualquer ponto do domínio,  $c_t$ , pode ser obtido pela soma da concentração de cada fração granulométrica,

$$c_t = \sum_{l=1}^N c_l \quad l = 1, \dots, N. \quad (4.8)$$

Na configuração *lock-release* para o caso mono-disperso, quando só há uma fração granulométrica, a concentração em cada ponto dentro do *lock*, no início da simulação, é igual a 1. Para o caso poli-disperso, com mais de uma partícula, a soma da concentração de cada fração granulométrica  $c_1, c_2, \dots, c_N$  em cada ponto do *lock* deve ser igual a 1.

Como foi mencionado na sessão 3.4.3 o número de Schmidt pode chegar a valores muito grandes em alguns situações naturais, o que seria muito custoso de simular computacionalmente. Para contornar esse problema, optou-se por seguir uma aproximação baseada no coeficiente de difusão de cada partícula, considerando a equação de Einstein-Stokes (Bird et al., 2004) dada por

$$k_f = \frac{k_B T}{6\pi\mu r_f} \quad (4.9)$$

onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $T$  é a temperatura absoluta,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica,  $k_f$  e  $r_f$  são o coeficiente de difusão e o raio para cada partícula, respectivamente.

Fazendo a razão entre o número de Schmidt das duas partículas e aplicando a Equação (4.9) obtêm-se uma relação entre a razão do número de Schmidt e dos raios das partículas,

$$\frac{Sc_1}{Sc_2} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{r_1}{r_2}. \quad (4.10)$$

Foram considerados, para o raio das partículas grossas e finas, os valores de  $69 \mu m$  e  $25 \mu m$ , respectivamente, que eram os mesmos valores usados no estudo de Gladstone et al. (1998). Aplicando a Equação (4.10) para estes valores foi obtido a razão de  $Sc_1/Sc_2 \approx 3$ . Neste estudo, foi proposto seguir essa razão nas simulações quando se estiver usando diferentes valores de número de Schmidt para cada fração granulométrica.

## 4.2 Condições iniciais e de contorno

Para o esquema numérico foi considerado uma malha cartesiana de comprimento  $L_{x_1} \times L_{x_2} \times L_{x_3}$ . A condição inicial para o esquema *lock-release* consiste em preencher um subdomínio do volume computacional com a concentração total igual a 1. Para simular o processo de remover a barreira no início da simulação, uma perturbação de ruído branco é inserida no campo de velocidade na divisa entre a mistura e o fluido ambiente. Foi usada uma perturbação da ordem de 1% da energia potencial da corrente.

Para o campo de velocidades foi adotada a condição de não-deslizamento (do inglês *no-slip*) no fundo e no teto do domínio,  $x_2 = 0$  e  $x_2 = L_{x_2}$ , para as paredes usou-se a condição de deslizamento livre (do inglês *free-slip*). Para o campo escalar se considerou a condição de Neumann para a parte inferior e superior do domínio,  $x_2 = 0$  e  $x_2 = L_{x_2}$ , assim



como não fluxo (do inglês *no-flux*) para as paredes do domínio. Para reproduzir o processo de partículas deixando o domínio computacional ao tocarem o fundo do domínio foi imposta a seguinte condição de contorno

$$\frac{\partial c_l}{\partial t} + u_l^s e_2^g \frac{\partial c_l}{\partial x_2} = 0 \quad (4.11)$$

em  $L_{x_2} = 0$ .

Usando a Equação 4.11 pode-se emular o processo de sedimentação na nossa configuração. Neste esquema numérico não são considerados o processo de erosão e ressuspensão.

### 4.3 Softwares

Para resolver numericamente as equações de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis e a equação de transporte escalar, foi usada a versão do código *Incompact3d* (ver Figura 4.2), disponível em <https://github.com/xcompact3d/Incompact3d>.

O código *Incompact3d* ([www.incompact3d.com](http://www.incompact3d.com)) é um software livre desenvolvido em *FORTRAN 90* e pode resolver as equações de Navier-Stokes e do transporte escalar tanto pela abordagem *DNS* como *LES*. O código usa um sistema compacto de sexta ordem de diferenças finitas para derivação espacial numa malha cartesiana (Lele, 1992) e um esquema Adam-Bashforth de terceira ordem para o passo no tempo. Devido à condição de incompressibilidade, o código necessita resolver uma equação de Poisson durante um passo fracional. Uma transformada rápida de Fourier é usada para resolver a equação de Poisson no espaço espectral.

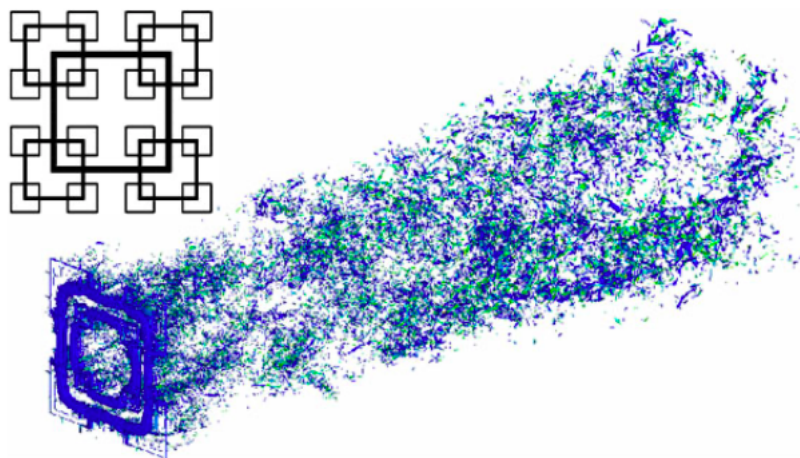


Figura 4.2 – Isosuperfícies tridimensional da enstrofia de um escoamento turbulento gerado por um fractal, simulação feita usando o código *Incompact3d*. Fonte: Laizet e Li (2010).

O código usa uma estratégia de paralelização baseada na divisão do domínio computacional em lápis (*pencils*) a partir da biblioteca *2DECOMP* utilizando o protocolo MPI (*Message Passing Interface*) (ver Figura 4.3). Podendo ser escalada e rodada em até 1024 processadores ao mesmo tempo.

Para mais informações sobre os esquemas compactos usados pelo *Incompact3d* assim como sua estratégia de paralelização, podem ser encontradas nos trabalhos: Laizet e Lamballais (2009) e Laizet e Li (2010).

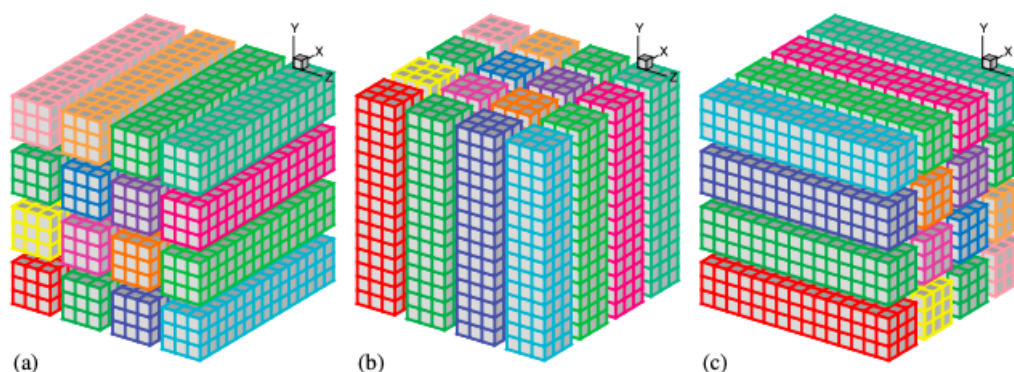


Figura 4.3 – Decomposição bidimensional do domínio usando  $4 \times 3$  processadores MPI. Orientação em (a) x; (b) y; (c) z. Fonte: Laizet e Li (2010).

#### 4.3.1 Dissipando energia acumulada pela resolução da malha

Como foi descrito na seção 3.4.2, ao não se representar todas as escalas que compõem o escoamento, como é o caso da abordagem LES, há um acúmulo de energia que pode comprometer a acurácia do modelo, por isso deve-se adotar uma metodologia que permita tratar a dissipação das menores escalas. No código empregado esse tratamento é feito pela inserção de uma dissipação viscosa na resolução da segunda derivada espacial do termo difusivo. O uso do operador viscoso permite ao código, num contexto LES, emular o efeito da dissipação gerada pelas pequenas escalas. Essa dissipação numérica pode ser interpretada como uma viscosidade espectral (Lamballais et al., 2011).

## 4.4 Pós-processamento

Para quantificar o resultado das simulações, foram calculadas certas quantidades características do escoamento, como a posição e a velocidade da frente, a taxa de sedimentação, a altura do depósito e o balanço de energia. Essas características foram calculadas na fase de pós-processamento das simulações. Parte dos cálculos presentes nesta etapa

já estava embutido dentro do código do *Incompact3d*, enquanto a outra parte foi calculada por meio de scripts, criados pelo autor desse estudo, escritos na linguagem de programação *Python* com auxílio de algumas funções das bibliotecas *Numpy* e *SciPy* para integração numérica.

Nesta seção serão descritos alguns dos métodos numéricos usados na etapa de pós-processamento.

#### 4.4.1 Posição e velocidade da frente

Para determinar a posição da frente,  $x_f$ , um procedimento que consiste na integração do campo de concentração (Cantero et al., 2007) foi adotado, assim obtendo-se uma concentração média dada por

$$\bar{c}_t(x_1, t) = \frac{1}{L_{x_2}L_{x_3}} \int_0^{L_{x_2}} \int_0^{L_{x_3}} c_t dx_2 dx_3 \quad (4.12)$$

onde  $\bar{c}_t$  é a concentração total média em  $x_1$ .

Através do cálculo dessa grandeza pode-se definir a posição da frente como o ponto mais a jusante onde a concentração total média supere um valor limiar, que para os cálculos realizados nestes trabalhos adotou-se o valor de 0.1% da concentração total.

Para calcular a velocidade da frente,  $u_f$ , normalmente obtém-se essa grandeza a partir da primeira derivada da posição da frente em relação ao tempo,

$$u_f = \frac{dx_f}{dt}. \quad (4.13)$$

Todavia, para a determinação da posição da frente tanto por métodos experimentais como numéricos está sujeito a resolução e ao método de aquisição dos dados, que podem inserir incertezas no cálculo dessa grandeza. Essas incertezas podem ser acumuladas e amplificar o erro ao se fazer o cálculo da velocidade da frente usando essa definição, o que poderia introduzir artefatos que dificultariam a interpretação dos dados. Farenzena e Silvestrini (2021) discutem esse problema e testam diferentes abordagens para definir a velocidade da frente. Entre as abordagens discutidas pelos autores se faria o refinamento do campo de concentração para obter uma medida mais precisa da posição da frente, o que conseqüentemente reduziria o erro ao se aplicar a primeira derivado no cálculo da velocidade da frente, para fazer tal refinamento aplica-se uma interpolação no campo de concentração baseada numa função cúbica. Outra alternativa sugerida pelo estudo para reduzir a incerteza na determinação da posição da frente seria a de usar a definição de *layer-averaged thickness*, proposta por Ellison e Turner (1959), para o cálculo desta gran-

deza. Também se analisou o uso de um método baseado num referencial móvel para cálculo da velocidade da frente proposto em Farenzena (2020).

Para definir qual dos métodos citados anteriormente seria o mais adequado para obtenção da velocidade da frente optou-se por testar todos eles e selecionar o que obteve uma solução mais adequada. O método que obteve uma solução com menor quantidade de artefatos foi justamente o método de interpolação para obter uma medida mais precisa na posição da frente antes de aplicar a derivada primeira.

#### 4.4.2 Massa suspensa, taxa de sedimentação e depósito

Em nossa análise a evolução temporal da massa suspensa e da taxa de sedimentação da corrente foi realizada. O material suspenso é computado como a integral do campo de concentração em todo o domínio,  $\Omega$ , dada por

$$m_{p_l}(t) = \int_{\Omega} c_l d\Omega \quad l = 1, \dots, N \quad (4.14)$$

onde  $m_{p_l}$  é o material suspenso para cada fração granulométrica. A evolução temporal da taxa de sedimentação é definida por

$$\dot{m}_{s_l}(t) = \frac{1}{L_{x_3}} \int_0^{L_{x_1}} \int_0^{L_{x_3}} c_{w_l}(x_1, x_3, t) u_l^s dx_3 dx_1 \quad l = 1, \dots, N \quad (4.15)$$

onde  $\dot{m}_{s_l}$  é a taxa de sedimentação para cada diâmetro de grão, enquanto  $c_{w_l}$  é a concentração para cada fração granulométrica no fundo do domínio ( $x_2 = 0$ ).

A condição imposta na Eq. (4.11) permite que o código emule o processo de sedimentos deixando o domínio computacional quando estes tocarem o fundo do domínio. É possível calcular a altura do depósito formado pelo processo de sedimentação através da integração do campo de concentração no fundo do domínio ao longo do tempo. A altura média do depósito para cada fração de partícula em função do tempo é obtido por

$$D_l(x_1, t) = \int_0^t \langle c_{w_l}(x_1, \tau) \rangle_{x_3} u_l^s d\tau \quad l = 1, \dots, N \quad (4.16)$$

onde  $D_l$  é a altura média do depósito para cada partícula em função de  $x_1$  e do tempo,  $\langle . \rangle_{x_3}$  é a média na direção  $x_3$ .

A altura média total do depósito é obtida por

$$D_t(x_1, t) = \sum_{i=1}^N D_l(x_1, t) \quad l = 1, \dots, N \quad (4.17)$$

sendo  $D_t$  a altura média total do depósito.

#### 4.4.3 Balanço de energia

Quando olhamos para o balanço de energia, uma corrente de gravidade pode ser vista como a conversão de energia potencial em cinética, no caso da configuração adotada nesse estudo a energia potencial inicial dentro do *lock* é convertida em cinética logo nos instantes iniciais da simulação após se remover a barreira entre o *lock* e o fluido ambiente. Todavia ao longo da evolução temporal do escoamento parte da energia cinética é perdida devido a efeitos dissipativos. Uma grande diferença entre correntes de gravidade conservativas e não conservativas reside no fato que a dissipação não ocorre apenas em escala macroscópica com a taxa de deformação, mas também devido ao atrito ao redor de cada partícula (Necker et al., 2005; Espath et al., 2014).

Para obter o balanço de energia com uma alta acurácia considerou-se o cálculo completo da equação para o balanço de energia sem fazer nenhuma simplificação. Nos trabalhos de Winters et al. (1995) e Necker et al. (2005) foram propostos métodos mais simplificados para mensurar a evolução temporal do balanço de energia. Nesse estudo são utilizados os procedimentos sugeridos por Espath et al. (2014) para o cálculo do balanço de energia, onde a grande diferença para os estudos anteriores é não fazer nenhuma simplificação no cálculo dos termos dissipativos.

O balanço de energia para correntes não conservativas pode ser obtido por meio das equações de Navier-Stokes e do transporte escalar. A energia mecânica total pode ser dividida entre a energia cinética e potencial, além da distinção entre a dissipação macroscópica, associada a tensão de deformação gerada pelo movimento advectivo do fluido, e da dissipação microscópica, que ocorre da interação de cada partícula com o fluxo de Stokes.

A equação da energia cinética é obtida a partir da integração do produto do campo de velocidade ao redor de todo o domínio

$$k(t) = \int_{\Omega} \frac{1}{2} u_i u_i d\Omega \quad (4.18)$$

onde  $k$  é a energia cinética. Derivando a Equação (4.18) com relação ao tempo e aplicando a Equação (4.6) obtém-se

$$\frac{dk}{dt} = - \int_{\Omega} \frac{2}{Re} s_{ij} s_{ij} d\Omega - \sum_{l=1}^N \int_{\Omega} u_2 c_l d\Omega \quad (4.19)$$

onde  $s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$  é o tensor taxa de deformação.

A equação para a energia potencial é dada por

$$E_{p_l}(t) = \sum_{l=1}^N \int_{\Omega} c_l x_2 d\Omega \quad l = 1, \dots, N \quad (4.20)$$

onde  $E_{p_l}$  é a energia potencial total. Derivando essa expressão e aplicando a equação para o transporte escalar é obtida a equação

$$\frac{dE_{p_l}}{dt} = \sum_{l=1}^N \left[ \int_{\Omega} \left( x_2 \frac{1}{Sc_l Re} \frac{\partial^2 c_l}{\partial x_2 \partial x_2} + x_2 u_l^s \frac{\partial c_l}{\partial x_2} \right) d\Omega + \int_{\Omega} u_2 c_l d\Omega \right]. \quad (4.21)$$

Das Equações (4.19) e (4.21) obtêm-se uma expressão para a variação temporal da energia mecânica escrita da forma

$$\begin{aligned} \frac{d(k + E_{p_l})}{dt} = & - \int_{\Omega} \frac{2}{Re} s_{ij} s_{ij} d\Omega + \sum_{l=1}^N \int_{\Omega} x_2 \frac{1}{Sc_l Re} \frac{\partial^2 c_l}{\partial x_2 \partial x_2} d\Omega + \sum_{l=1}^N \int_{\Omega} x_2 u_l^s \frac{\partial c_l}{\partial x_2} d\Omega = \\ & - \epsilon_d - \epsilon_{m_t} - \epsilon_{f_t} \end{aligned} \quad (4.22)$$

onde o termo  $\epsilon_d$  é a taxa da dissipação causada pela turbulência, o termo  $\epsilon_{m_t}$  é a taxa total de difusão mássica e o termo  $\epsilon_{f_t}$  é o fluxo total de perda de massa devido ao processo de sedimentação. Somando os termos  $\epsilon_{m_t}$  e  $\epsilon_{f_t}$  o seguinte termo é obtido

$$\epsilon_{s_t} = \epsilon_{m_t} + \epsilon_{f_t} \quad (4.23)$$

sendo  $\epsilon_{s_t}$  a taxa total de perda de energia por efeitos microscópicos.

Integrando o termo  $\epsilon_d$  em função do tempo nos obtemos a perda total de energia pelo movimento convectivo do fluido  $E_d$ , definida por

$$E_d(t) = \int_0^t \epsilon_d(\tau) d\tau. \quad (4.24)$$

Fazendo o mesmo processo para os termos  $\epsilon_{m_t}$  e  $\epsilon_{f_t}$  obtêm-se os termos  $E_{m_t}$  e  $E_{f_t}$ , definidos por

$$E_{m_t}(t) = \sum_{l=1}^N E_{m_l}(t) = \sum_{l=1}^N \left[ \int_0^t \epsilon_{m_l}(\tau) d\tau \right], \quad (4.25)$$

$$E_{f_t}(t) = \sum_{l=1}^N E_{f_l}(t) = \sum_{l=1}^N \left[ \int_0^t \epsilon_{f_l}(\tau) d\tau \right] \quad (4.26)$$

onde  $E_{m_l}$  e  $\epsilon_{m_l}$  são a integração temporal e instantânea da difusão mássica para cada diâmetro de grão, enquanto  $E_{f_l}$  e  $\epsilon_{f_l}$  são a integração temporal e instantânea da dissipação pelo movimento advectivo devido ao peso de cada partícula.

Somando as grandezas  $E_{m_t}$  e  $E_{f_t}$  obtêm-se o termo para a perda total de energia devido aos efeitos microscópicos  $E_{s_t}$ , definido por

$$E_{s_t}(t) = E_{m_t}(t) + E_{f_t}(t). \quad (4.27)$$

Dessa forma uma equação para a energia mecânica somando todos os termos apresentados é obtida

$$k + E_{p_t} + E_d + E_{s_t} = E_{t_0} = k_0 + E_{p_0} \quad (4.28)$$

onde  $E_{t_0}$ ,  $k_0$  e  $E_{p_0}$  são a energia mecânica total, cinética e potencial no início da simulação.

Como foi citado na seção 4.3.1 o esquema numérico utilizado introduz uma dissipação viscosa no termo difusivo para emular a dissipação gerada pelas pequenas escalas. Para o balanço de energia das simulações que utilizam LES implícito deve-se levar em conta a dissipação numérica introduzida no esquema numérico. Seguindo a estratégia proposta por Sun e Domaradzki (2018) e utilizada em Frantz et al. (2021) foi introduzido o seguinte termo no balanço de energia

$$I_{LES} = E_t - E_{t_0} \quad (4.29)$$

sendo  $I_{LES}$  o termo correspondente à dissipação gerada pelo esquema numérico enquanto  $E_t$  é a energia total para um instante de tempo  $t$ .

## 4.5 Parâmetros Globais

Simulações DNS e LES implícito de correntes de densidade bi-dispersas numa configuração *lock-release* foram realizadas. Nesse trabalho serão apresentados um total de 9 simulações realizadas. Sendo um caso utilizando a abordagem DNS enquanto os casos restantes utilizam a abordagem de LES implícito. Para o único caso DNS utilizou-se um Reynolds de 5000, enquanto para os casos com LES implícito variou-se o valor do Reynolds entre 5000 e 70000. Ainda, para as simulações de LES implícito testaram-se dois casos para o número de Schmidt: (i) valor 1 para ambas as frações granulométricas e (ii) valor 3 para as partículas com diâmetro de grão mais grosso, enquanto manteve-se o valor unitário para as partículas mais finas. A explicação para a escolha desse valor pode ser visto na seção 4.1. Na Tabela 4.1 pode-se observar os parâmetros globais usados em todas as simulações. A adimensionalização do domínio foi feito a partir do experimento de Gladstone et al. (1998) utilizando a definição de altura característica presente na seção 4.1. O tamanho do domínio adimensional utilizado em todas as simulações foi de  $L_{x_1} = 17$ ,  $L_{x_2} = 1$  e  $L_{x_3} = 0.5$ , em  $x_1 = 0.5$  fica a divisa entre a mistura e o fluido ambiente no tempo

$t = 0$ . A escolha da resolução espacial da malha para cada simulação foi feita com base em testes de convergência feitos pelo grupo de pesquisa. Para todos os casos, usou-se um passo de tempo entre cada interação de  $\Delta t = 5 \times 10^{-4}$  e a frequência com que cada parâmetro da simulação era salvo foi de 1 tempo adimensional. A última interação sempre foi no tempo adimensional de  $t = 90$ . Considerou-se para a velocidade de queda das partículas grossas e finas os valores de  $u_1^s = 0.03$  e  $u_2^s = 0.004$ , respectivamente.

Os parâmetros  $\nu/\nu_0$  e  $k/k_0$  mostrados na Tabela 4.1 correspondem a dissipação numérica inserida no esquema numérico para tratar da dissipação gerada pelas pequenas escalas para o campo de velocidade e concentração, respectivamente. Tomou-se a decisão de fazer esse tratamento de forma separada para o campo de velocidade e concentração, porque isso permite que se aumente o número de Schmidt sem necessariamente aumentar o número de pontos na malha, já que pode-se compensar o aumento desse parâmetro por meio de uma maior dissipação numérica. Para a simulação utilizando a abordagem DNS, como todas as escalas do escoamento são levadas em conta, usou-se valores menores para a dissipação numérica.

Todas as simulações foram feitas no Laboratório de Alto Desempenho (LAD) da PUCRS. O processamento foi feito em paralelo utilizando o protocolo MPI num total de 4 máquinas com 12 núcleos cada, num total de 96 nodos a disposição. As máquinas possuem processador Intel Xeon E5-2620 e E5645, a depender da máquina alocada para a tarefa a frequência de *clock* podia variar entre 2.0 GHz e 2.4 GHz e de 24 a 32 GB de RAM. O tempo necessário para calcular cada caso variou entre algumas horas até 10 dias.

Tabela 4.1 – Parâmetros globais das simulações, em cada coluna se vêem: (i) o nome dado a simulação; (ii) o número de pontos para os eixos  $x_1$ ,  $x_2$  e  $x_3$  para cada simulação; (iii) o número de Reynolds de cada simulação; (iv) o número de Schmidt para as duas frações granulométricas; (v) o valor definido para a dissipação numérica para o campo de velocidade; (vi) a dissipação numérica definida para o campo de concentração.

Simulação	$(n_{x_1}, n_{x_2}, n_{x_3})$	$Re$	$Sc_1/Sc_2$	$\nu/\nu_0$	$k/k_0$
<i>DNS1</i>	(2023, 239, 61)	5000	(1, 1)	4	4
<i>LES1</i>	(727, 85, 21)	5000	(1, 1)	12	12
<i>LES2</i>	(1221, 145, 37)	10000	(1, 1)	16	16
<i>LES3</i>	(1563, 185, 47)	35000	(1, 1)	20	20
<i>LES4</i>	(1971, 233, 59)	70000	(1, 1)	24	24
<i>LES5</i>	(727, 85, 21)	5000	(3, 1)	12	16
<i>LES6</i>	(1221, 145, 37)	10000	(3, 1)	16	20
<i>LES7</i>	(1563, 185, 47)	35000	(3, 1)	20	24
<i>LES8</i>	(1971, 233, 59)	70000	(3, 1)	24	28



## 5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados obtidos por este estudo. Foram realizadas simulações utilizando a abordagem de LES implícito de correntes de densidade bi-dispersas para uma configuração *lock-release* para diferentes valores de número de Reynolds e Schmidt. Para o número de Reynolds utilizaram-se valores entre 5000 e 70000, enquanto para o número de Schmidt testaram-se duas situações: (i) uma em que ambas as frações granulométricas tinham o valor de 1 e (ii) um segundo caso onde se considerou o valor de 3 para a partícula com maior diâmetro de grão e 1 para a partícula com diâmetro mais fino (ver tabela 4.1). Também se realizou uma simulação utilizando a abordagem DNS, com número de Reynolds de 5000 e valor unitário do número de Schmidt para as duas frações granulométricas, com objetivo de gerar uma base de dados para comparar com a abordagem LES implícito. Para validação do código foi comparado o resultado das simulações com os experimentos físicos de Gladstone et al. (1998).

### 5.1 Visualização

Nas Figuras 5.1 e 5.2 podem-se ver as isosuperfícies para o campo de concentração para os dois diâmetros de grãos considerados nesse estudo para todas as simulações nos tempos adimensionais de 1, 5 e 10. No tempo  $t = 1$  observa-se que o escoamento permanece homogêneo, sendo que a corrente ainda está num estado de transição entre o regime laminar e o turbulento. Não se observa ainda a formação de nenhum tipo de estrutura como lobos e fendas.

No tempo  $t = 5$  pode-se observar uma região mais turbulenta atrás da cabeça e algumas estruturas como lobos e fendas já podem ser vistas se formando na frente do escoamento. Nesse ponto não há uma diferenciação perceptível entre grãos grossos e finos no nariz da corrente.

Analisando as isosuperfícies para o tempo  $t = 10$  vê-se, claramente, que o escoamento já entrou num regime turbulento e pode-se notar estruturas mais complexas se formando tanto na cabeça, corpo e cauda da corrente. Para todas as simulações constata-se um maior acúmulo de grãos mais grossos no fundo do domínio, enquanto as partículas mais finas ficam mais espalhadas acima dos grãos mais grossos. Analisando o efeito do número de Reynolds é bem perceptível que conforme se aumenta o valor para esse parâmetro a corrente tende a apresentar estruturas mais complexas e mais detalhadas.

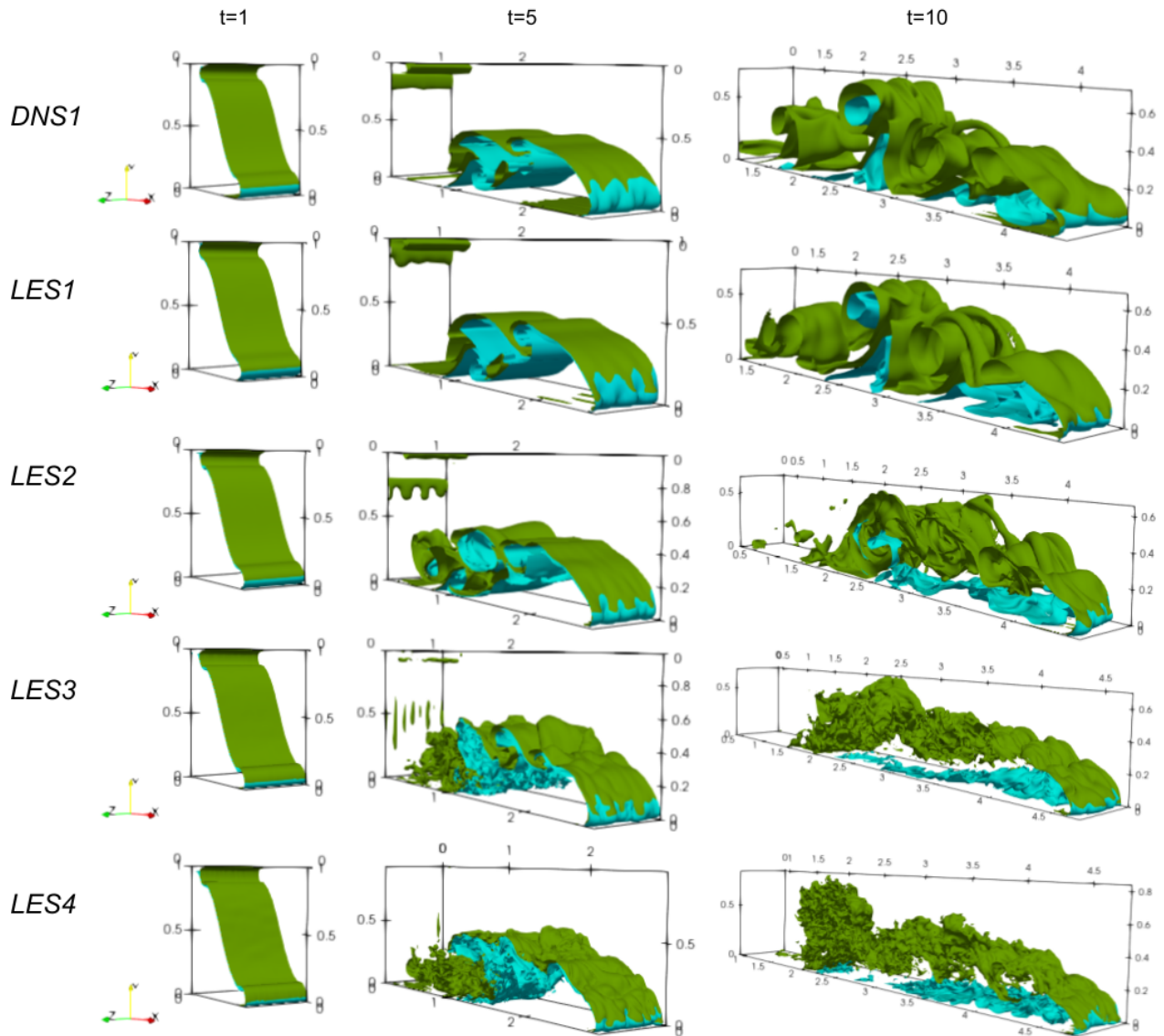


Figura 5.1 – Isosuperfícies em diferentes instantes de tempo do campo de concentração para as simulações com valor unitário para o número de Schmidt e número de Reynolds de 5000, 10000, 35000 e 70000. Superfície com cor azul representa partículas com maior velocidade de queda, enquanto a superfície com cor verde representa partículas com menor velocidade de queda. Para todas as figuras usou-se o valor de  $c_l = 0.1$  para se determinar as isosuperfícies.

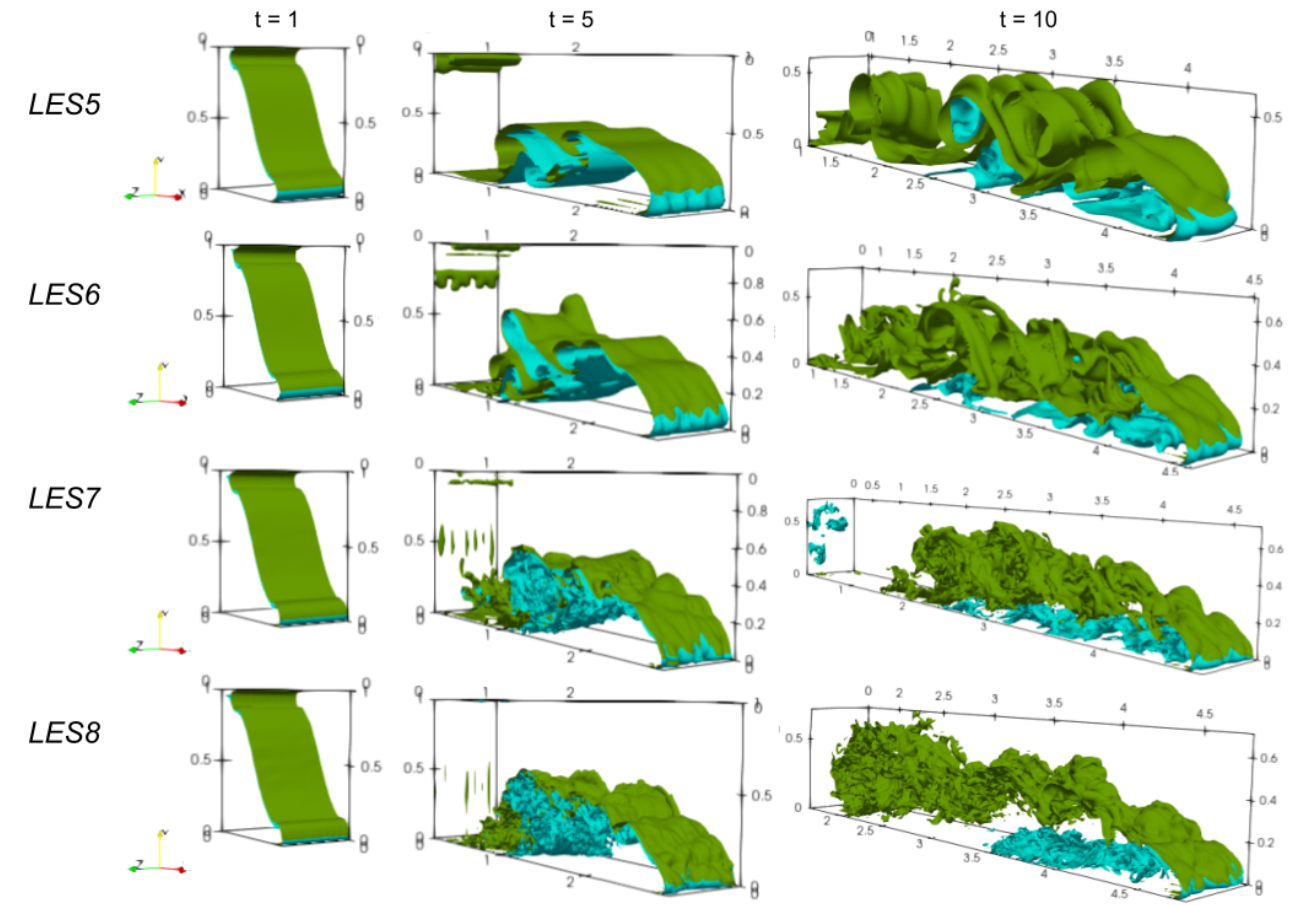


Figura 5.2 – Isosuperfícies em diferentes instantes de tempo do campo de concentração para as simulações com dupla difusividade e número de Reynolds 5000, 10000, 35000 e 70000. Superfície com cor azul representa partículas com maior velocidade de queda, enquanto a superfície com cor verde representa partículas com menor velocidade de queda. Para todas as figuras usou-se o valor de  $c_l = 0.1$  para se determinar as isosuperfícies.

Nas Figuras 5.3 e 5.4 pode-se ver um corte lateral na posição  $x_3 = 0.25$  do campo de concentração para os dois diâmetros de grão no tempo  $t = 10$  de todas as nove simulações realizadas nesse estudo. Observa-se que para esse tempo não há uma diferenciação perceptível para a posição da frente entre a fração de grãos com diâmetro mais grosso para as partículas com granulometria mais fina. Nota-se, também, para esse tempo, a presença de algumas estruturas como a formação de vórtices de Kelvin-Helmholtz logo atrás da cabeça da corrente. Para as simulações com menor número de Reynolds vê-se especificamente três vórtices principais.

Comparando a simulação DNS1 com a simulação LES1, sendo que ambas possuem os mesmos valores para o número de Reynolds e Schmidt, mas a primeira utiliza a abordagem DNS, enquanto a segunda utilizando a abordagem LES implícito, constata-se pouca diferença entre elas, sendo a diferença percentual média entre os dois campos entorno de 3%.

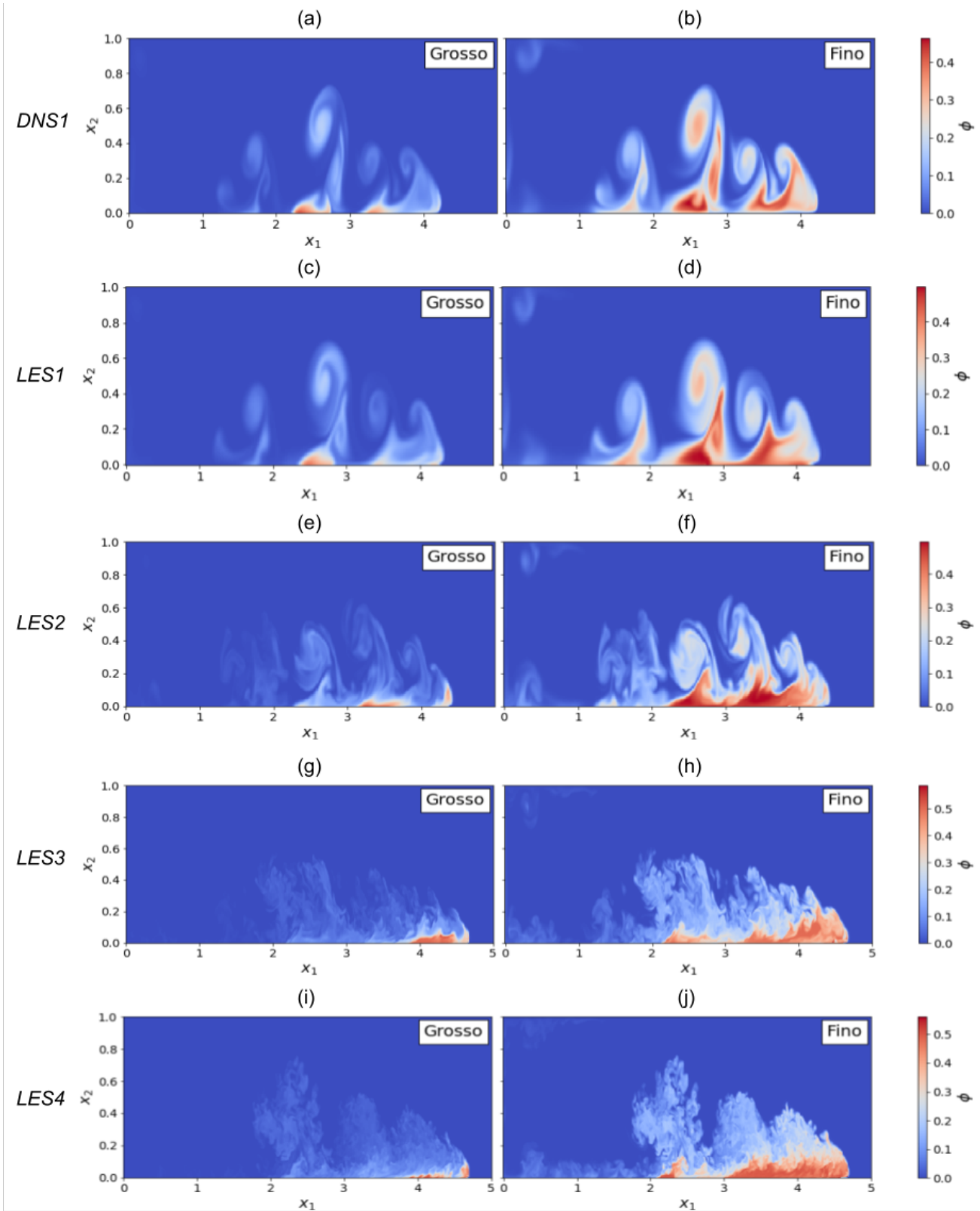


Figura 5.3 – Corte lateral na posição  $x_3 = 0.25$  para o campo de concentração tanto para as partículas grossas como finas, no tempo  $t = 10$ , para as simulações com número de Schmidt unitário e número de Reynolds 5000, 10000, 35000 e 70000.

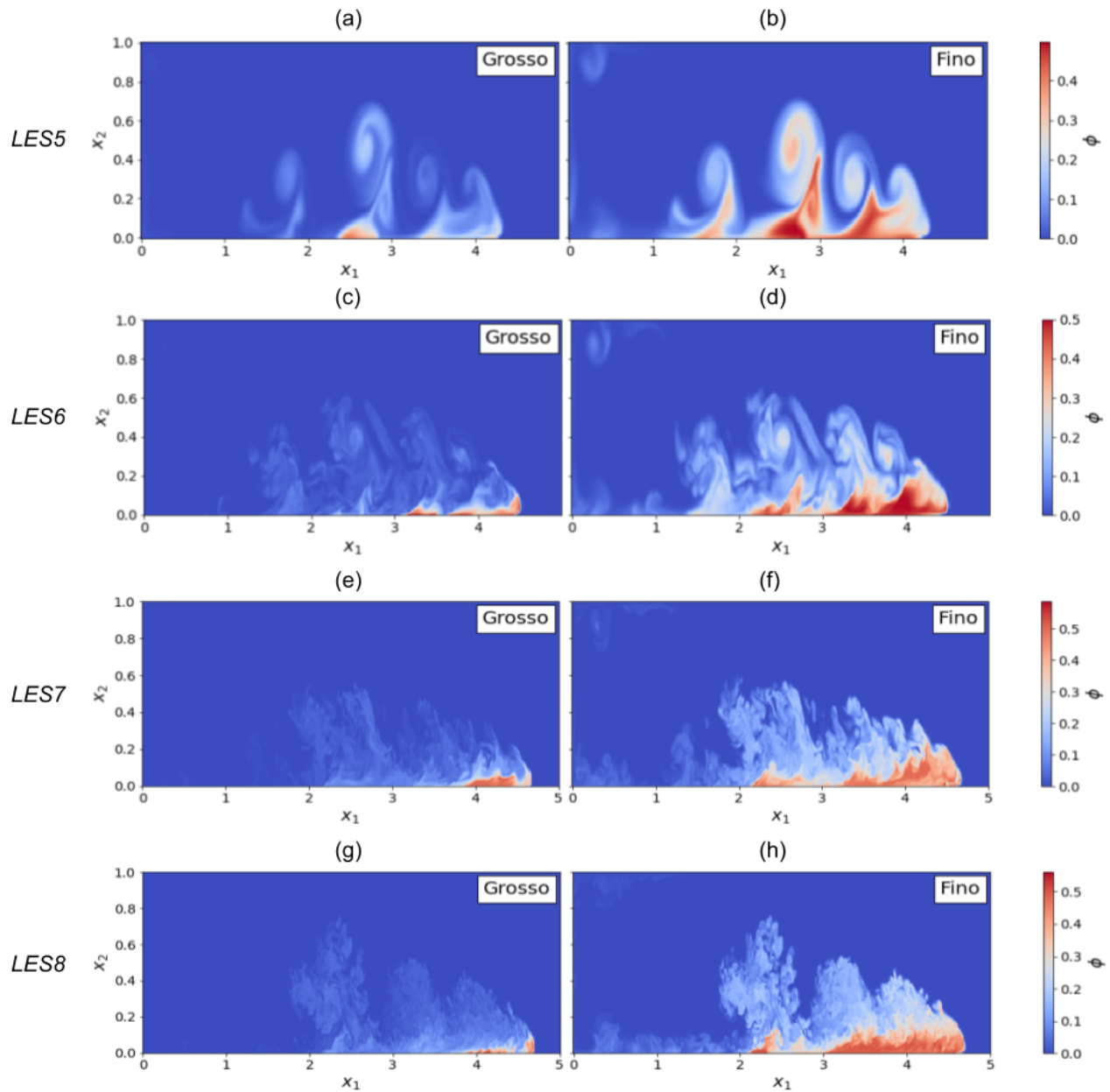


Figura 5.4 – Corte lateral na posição  $x_3 = 0.25$  para o campo de concentração tanto para as partículas grossas como finas, no tempo  $t = 10$ , para as simulações com dupla difusividade e número de Reynolds 5000, 10000, 35000 e 70000.

## 5.2 Posição e velocidade da frente

Na Figura 5.5 plotou-se a posição da frente em função do tempo para todas as simulações comparadas com os resultados experimentais de Gladstone et al. (1998). Inicialmente, o escoamento se propaga a uma velocidade constante, não havendo nesse momento muita diferenciação entre as simulações. A partir de  $t \approx 10$  a corrente entra num regime de desaceleração e o efeito tanto do número de Reynolds como da dupla difusividade começam a ser perceptíveis. Comparando os resultados com a referência nota-se

que conforme aumenta-se o número de Reynolds mais a simulação tende a se aproximar do caso experimental. Esse comportamento é esperado tendo em vista que o número de Reynolds para o experimento tomado como referência é de aproximadamente  $Re \approx 70000$ .

Avaliando o efeito do número de Reynolds na posição da frente se vê que as simulações com Reynolds 5000 e 10000 atingem valores entre 11 e 13 para  $x_f$  ao final da simulação, tempo  $t = 90$ , e para Reynolds maiores a posição da frente pode chegar até  $x_f \approx 15$  para esse instante. Esses resultados indicam que quanto maior for o valor do número de Reynolds maior será a distância que a corrente irá percorrer ao final da simulação.

Comparando as simulações com mesmo número de Reynolds, mas com valores diferentes para o número de Schmidt, observa-se que há uma tendência da posição da frente para as simulações com dupla difusividade ficarem mais a jusante durante a evolução do escoamento quando comparadas com as simulações com número de Schmidt unitário. O único caso em que houve uma inversão dessa tendência foi para as simulações com número de Reynolds de 10000. Essa tendência é observada quando a corrente se encontra numa fase de desaceleração a partir do tempo  $t \approx 20$  para as simulações com Reynolds até 10000 e  $t \approx 30$  para simulações com valor acima para esse parâmetro. Uma possível explicação para esse fenômeno é que aumentando o valor do número de Schmidt reduz-se o efeito da difusividade, uma vez que pela equação do transporte de massa esse termo é proporcional a  $1/Sc_i Re$ , e o termo convectivo ganha mais importância na promoção do movimento da corrente.

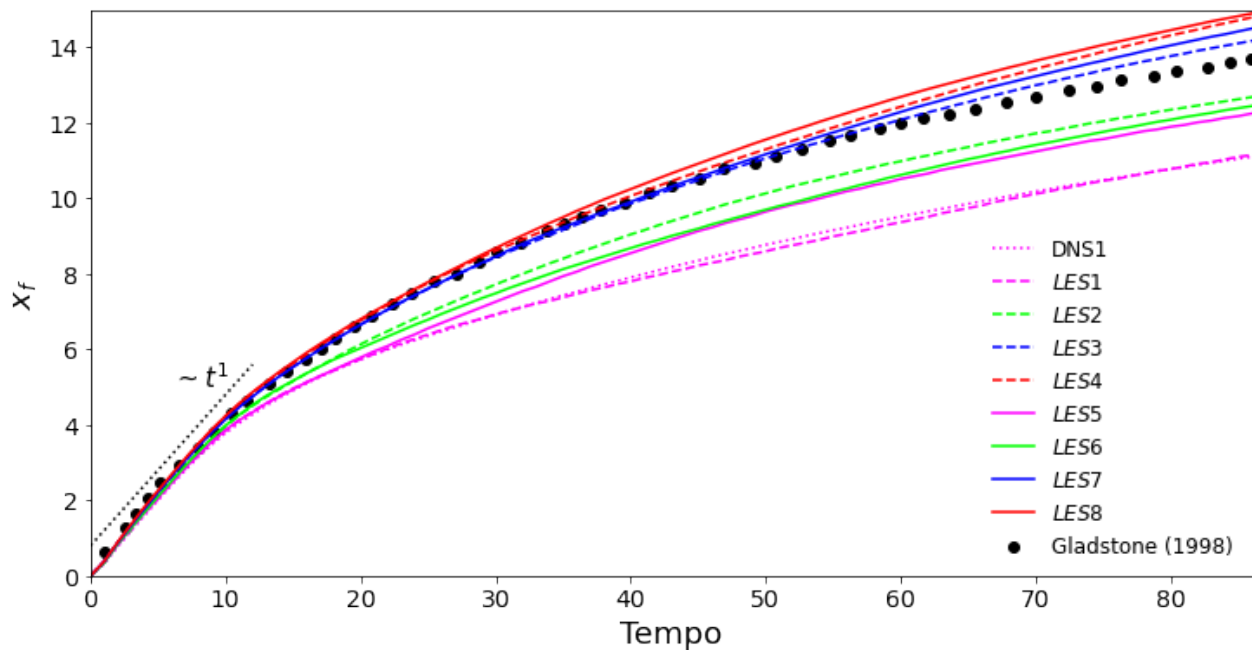


Figura 5.5 – Evolução temporal para posição da frente para todas as simulações comparadas com os resultados experimentais de Gladstone et al. (1998).

Também se observa que o efeito da dupla difusividade foi mais impactante para as simulações com número de Reynolds de 5000, onde a diferença percentual média entre as simulações *LES1* e *LES5* foi de 68%. Esse efeito vai se tornando menos perceptível conforme vai se aumentando o número de Reynolds, para as simulações com Reynolds 10000 a diferença percentual média é da ordem de 24% e para Reynolds mais alto esse valor cai para entorno de 13%. Isso ocorre porque como na equação do transporte de massa o termo difusivo é proporcional a  $1/Sc_i Re$ , o efeito de um número de Reynolds muito grande acaba por se sobressair na dinâmica da corrente sobre qualquer efeito causado pela modificação do Schmidt.

Comparando as simulações *DNS1* e *LES1* vê-se uma diferença muito sutil para a posição da frente entre essas duas simulações, com uma diferença percentual média de 7%. Isso demonstra que uma simulação utilizando a abordagem LES pode reproduzir com boa aproximação o resultado que uma simulação utilizando a abordagem DNS, mesmo com um número de pontos de cerca de 4% do total de pontos requeridos por uma DNS.

Na Figura 5.6, plotou-se a posição da frente para as nove simulações no instante  $t = 86$  em função do número de Reynolds. Observa-se um crescimento muito rápido da posição da frente até o valor de Reynolds de 10000, porém acima desse valor o aumento da posição da frente acaba por ser numa taxa menor. Também se vê que para Reynolds maiores de 10000 a posição da frente supera a posição do caso experimental de Gladstone et al. (1998). Avaliando o efeito da dupla difusividade vê-se que a maior diferença na posição da frente ocorre entre as simulações com número de Reynolds de 5000 e que esse efeito vai se tornando menos significativo conforme se aumenta o valor do Reynolds para as simulações.

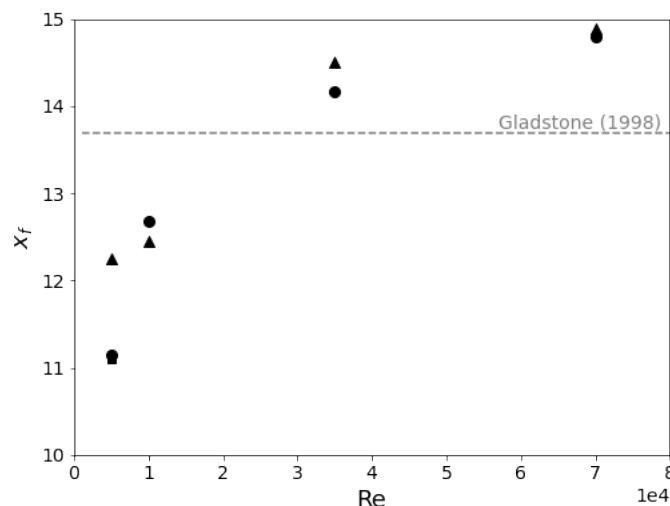


Figura 5.6 – Posição da frente no tempo  $t = 86$  para cada simulação em função do número de Reynolds. Círculos representam simulações com valor unitário para o número de Schmidt, triângulo representa simulações com valor 3 do número de Schmidt para a partícula mais grossa e quadrado representa a simulação em que se utiliza a abordagem DNS.

Na Figura 5.7 pode-se ver a evolução temporal da velocidade da frente em escala logarítmica plotada para cada uma das nove simulações. Observa-se, claramente, que o escoamento passa por três fases como descrita por Huppert e Simpson (1980). Inicialmente a corrente começa com velocidade constante e depois entra numa fase de desaceleração proporcional a  $\sim t^{-1/3}$ , correspondente à fase onde as forças de flutuação são balanceadas pelas forças inerciais. Depois do tempo  $t = 10$  o escoamento entra num novo regime de desaceleração onde as forças viscosas são dominantes, de acordo com Hault (1972) a taxa de desaceleração para essa fase é correspondente a  $\sim t^{-5/8}$ , enquanto para Huppert (1982) é proporcional a  $\sim t^{-4/5}$ , ambas as taxas foram plotadas na Figura 5.7.

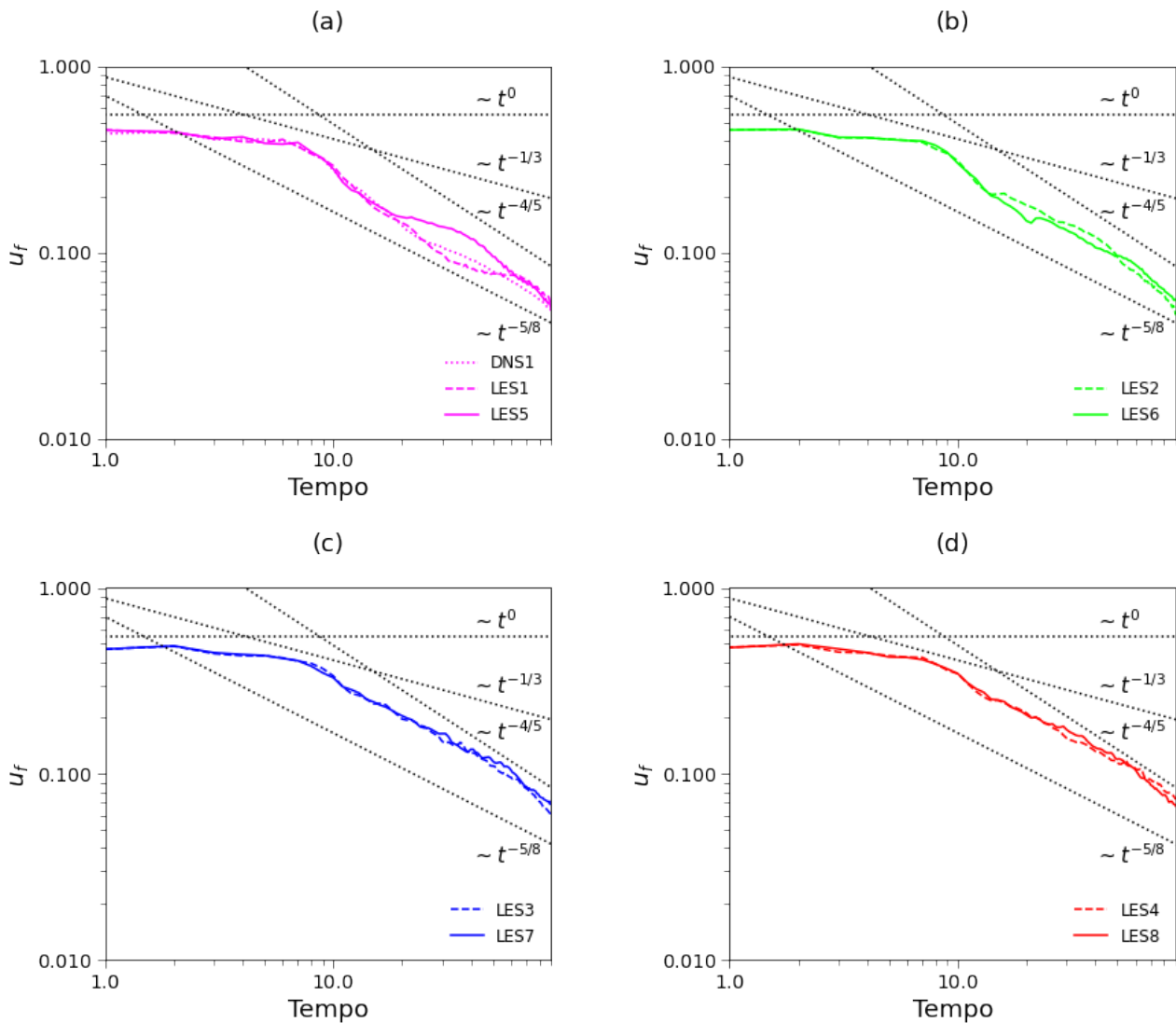


Figura 5.7 – Evolução temporal para velocidade da frente em escala logarítmica para o número de Reynolds de (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000. Também se plotou a taxa correspondente para cada fase do escoamento, como visto na seção 3.2.2.



Na Figura 5.7.a vê-se claramente que entre  $t = 20$  e  $t = 60$  o valor da curva da simulação com dupla difusividade é maior para esse intervalo com relação à simulação com valor unitário para o número de Schmidt, o que corresponde ao período onde as curvas para a posição da frente se distanciam. Uma diferença dessa magnitude não é vista para as outras simulações quando se está analisando exclusivamente o efeito do número de Schmidt.

### 5.3 Material suspenso e taxa de sedimentação

Na Figura 5.8 plotou-se a quantidade de material suspenso para partículas grossas  $m_{p_1}$ , partículas finas  $m_{p_2}$  e total de material suspenso  $m_{p_t}$ . Todas as curvas foram normalizadas pelo total de material suspenso no início da simulação  $m_{p_0}(t = 0)$ .

No início da simulação vê-se que a quantidade de material suspenso tanto para as partículas grossas como finas é igual a concentração inicial dentro do *lock*. Logo após o começo do escoamento as partículas com diâmetro de grão mais grosso, Figura 5.8.a, sofrem um rápido decaimento tendo menos de 25% do material inicial ainda suspenso em  $t = 10$ , até esse momento não há nenhuma diferença perceptível entre as simulações para essa característica. Quando o escoamento entra numa fase de desaceleração é que vemos uma diferença mais perceptível entre as simulações para a curva do material suspenso das partículas grossas, sendo as simulações com número Reynolds de 5000 as que ainda tem maior quantidade de material suspenso, entorno de 6% do material original em  $t = 20$ , enquanto para os outros casos esse valor fica entre 3% e 4%. Para tempos acima de  $t = 40$  há menos de 1.0% da quantidade de grãos grossos iniciais ainda suspensos.

Analisando a curva do material suspenso para as partículas finas, Figura 5.8.b, também se vê um decaimento logo após o começo da simulação. Em  $t = 10$  a simulação *DNS1* foi a que teve um maior decaimento com 80% do material inicial ainda suspenso, enquanto para as outras simulações esse valor ficou entre 90% e 95%. Em  $t = 20$ , cerca de 63% da quantidade inicial de partículas finas da simulação *DNS1* ainda estão suspensas e entre 73% e 79% para as demais simulações, porém é uma queda bem menor se comparada com a queda para os grãos grossos. Quando praticamente todas as partículas grossas já se depositaram, em  $t = 40$ , ainda há mais de 43% do total de material fino suspenso. No final da simulação, em  $t = 90$ , o material fino não chegou a se depositar por completo restando mais de 12% do material original ainda suspenso. Esse é um aspecto interessante dos grãos mais finos, já que devido a eles se manterem suspensos por mais tempo, eles acabam por ser os maiores responsáveis por manter o gradiente de densidade entre a corrente e o fluido ambiente, permitindo que o material mais grosso seja transportado por maiores distâncias. O que já foi confirmado experimentalmente (Gladstone et al., 1998) e numericamente (Francisco et al., 2017).

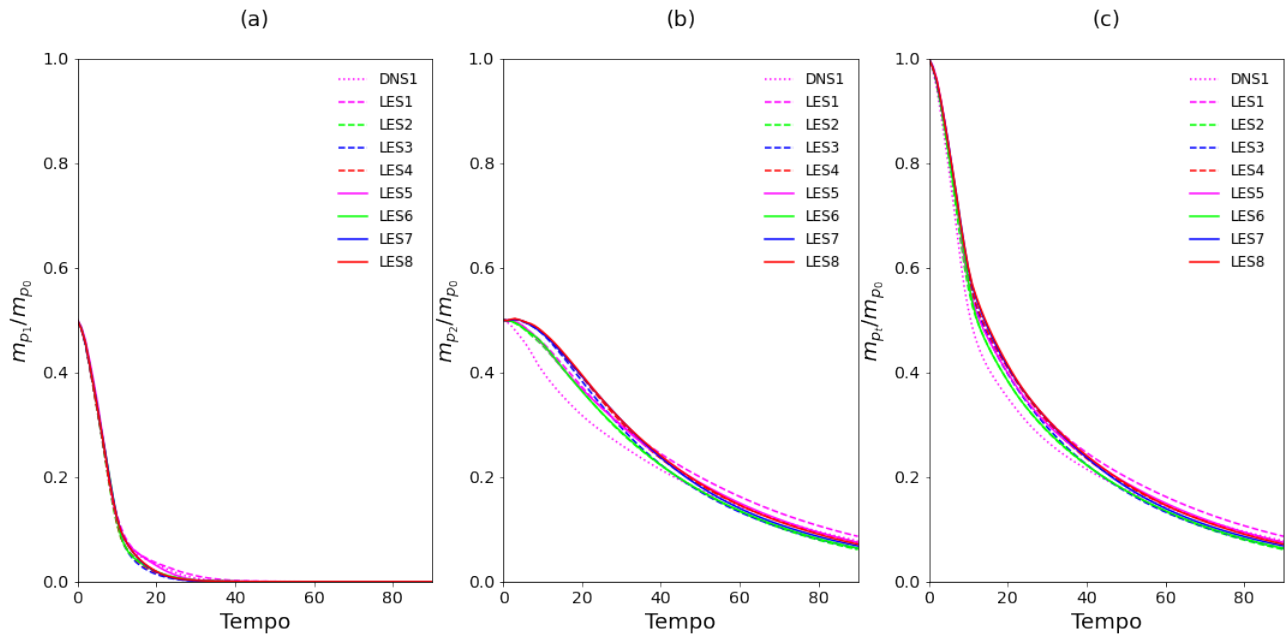


Figura 5.8 – Material suspenso em função do tempo: (a) partículas grossas, (b) partículas finas e (c) total de material suspenso (a+b). Todas as curvas foram normalizadas pelo total de material suspenso no tempo  $t = 0$ .

A taxa de sedimentação nos informa o histórico da quantidade de sedimentos que deixam o domínio ao tocarem no fundo. Na Figura 5.9 pode-se ver a taxa de sedimentação para as partículas grossas  $\dot{m}_{s_1}$  e partículas finas  $\dot{m}_{s_2}$  para todas as simulações. Observando a taxa de sedimentação para as partículas com maior diâmetro de grão, Figura 5.9.a, notam-se duas fases distintas: (i) um estado inicial onde a curva cresce proporcional a  $\sim t^{0.4}$ , até atingir o seu pico por volta de  $t \approx 10$ , (ii) depois desse tempo a curva sofre uma queda proporcional a  $\sim t^{-3.25}$ . Acima de  $t = 20$  a taxa de sedimentação para as partículas grossas já caiu para valores irrisórios.

Analisando a curva para a taxa de sedimentação das partículas mais finas, também se constatou a presença de duas fases, uma de crescimento e outra de decrescimento. Todavia, na fase de crescimento a curva cresce a uma taxa maior que para os grãos mais grossos, sendo proporcional a  $\sim t^{0.75}$ , enquanto para a fase de decrescimento a taxa de sedimentação decresce a uma taxa menor, proporcional a  $\sim t^{-1}$ . Um outro fato observado é que o tempo que leva para a curva chegar ao seu pico varia conforme o número de Reynolds da simulação: para simulações com Reynolds até 10000 esse pico é alcançado por volta do tempo  $t = 10$  seguido logo depois pelo decaimento da curva, enquanto para valores de Reynolds acima de 10000, o pico e o seu posterior decaimento só é alcançado em  $t = 20$ . Também se observa que a taxa de sedimentação para a simulação *DNS1* é bem inferior se comparada as outras simulações, isso é explicado pelo fato que no tempo inicial essa simulação já tem uma quantidade bem menor de grãos finos suspenso, o que resulta numa taxa de deposição bem menor ao longo do tempo.

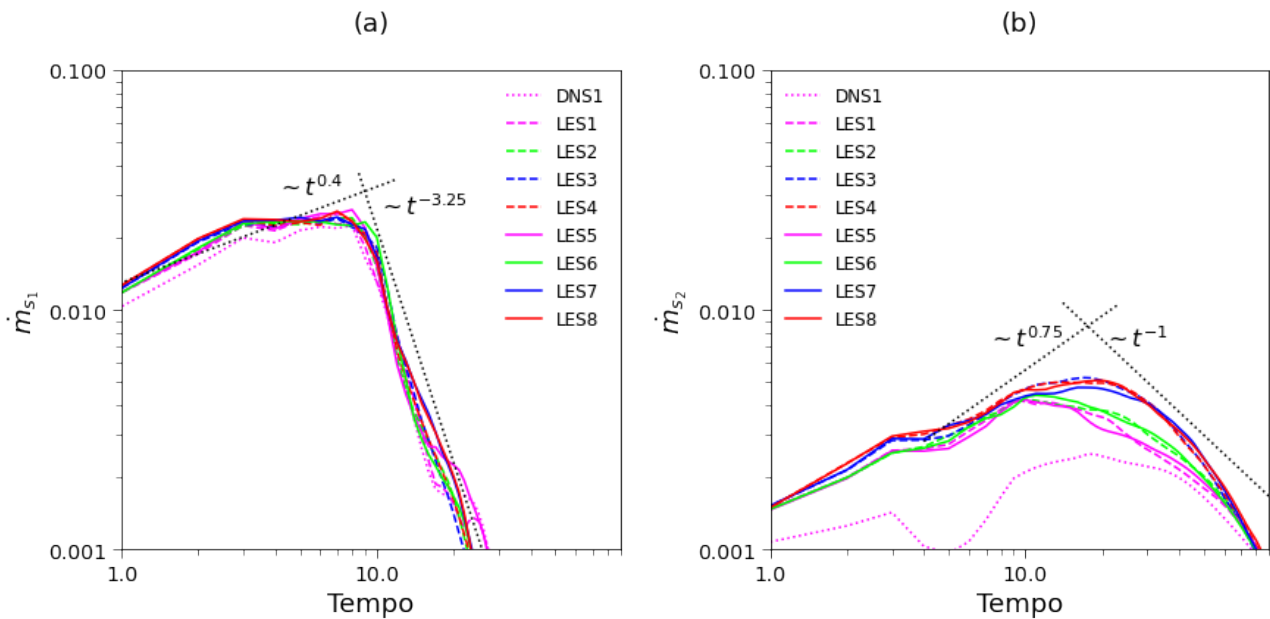


Figura 5.9 – Taxa de sedimentação em função do tempo: (a) partículas grossas e (b) partículas finas.

## 5.4 Depósito

Fazendo a integração da quantidade de sedimentos que deixam o domínio em função do tempo pode-se obter a altura do depósito para qualquer instante de tempo, como foi descrito na seção 4.4.2. Na Figura 5.10 pode-se ver o perfil médio da altura do depósito  $D_t$  no tempo  $t = 90$  para cada uma das nove simulações comparadas com a referência. Todas as curvas foram normalizadas pelo volume do depósito ao final da simulação. Comparando os resultados numéricos com a referência observa-se que há uma boa concordância entre ambos. Também constata-se que conforme se aumenta o número de Reynolds mais próximo a altura do depósito se aproxima dos dados experimentais, sendo que para as simulações com Reynolds 5000 a diferença percentual média é entorno de 3%, enquanto para um Reynolds de 10000 esse valor cai para entorno de 2% e para Reynolds acima desse valor a diferença fica menos de 1%.

Outro efeito relacionado ao número de Reynolds é que quanto maior for esse parâmetro, mais distante do *lock* o depósito se forma. Isso resulta do fato de que para Reynolds maiores, maior é a distância que o escoamento percorre e portanto mais distante do *lock* os sedimentos irão se depositar.

Os picos observados nos depósitos são provavelmente relacionados aos vórtices de Kelvin-Helmholtz. O motivo disso é que esses vórtices podem realçar a deposição de sedimentos quando passam muito próximos ao fundo. Analisando os depósitos vê-se que um efeito do aumento do número de Reynolds é justamente suavizar a formação desses picos.

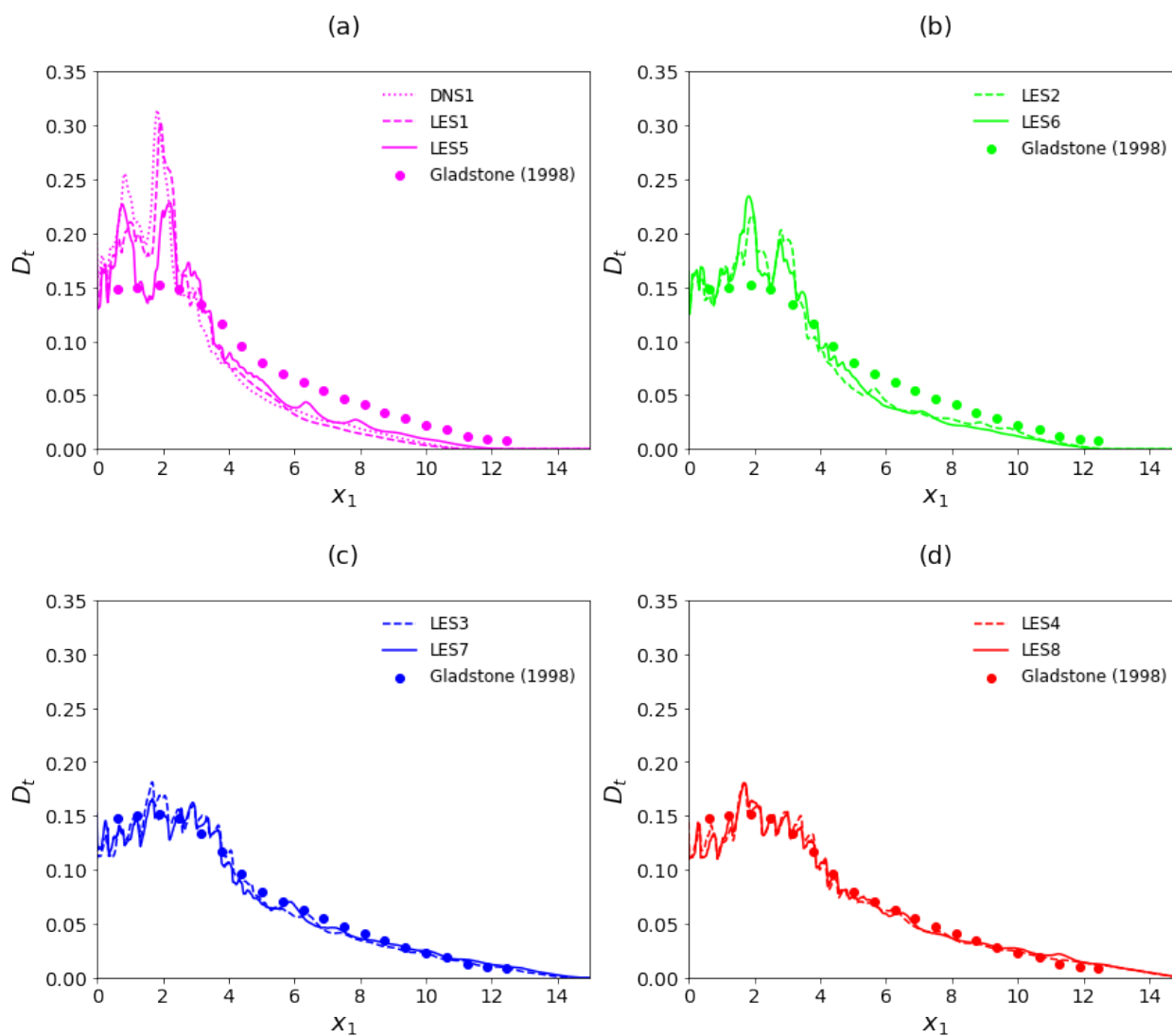


Figura 5.10 – Perfil médio da altura do depósito final para as simulações com número de Reynolds de (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000 comparadas com os resultados de Gladstone et al. (1998). Todas as curvas foram normalizadas pelo volume do depósito ao final da simulação,  $t = 90$ . Considerou-se a posição inicial  $x_1 = 0$  como a posição do *gate*.

Analisando o efeito da dupla difusividade vê-se que para as simulações com número de Reynolds de 5000, Figura 5.10.a, a simulação *LES5* apresentou picos mais suaves quando comparado com a simulação *LES1*. Também constata-se que é entre essas duas simulações que há a maior diferença percentual média, entorno de 0.87%, enquanto para o Reynolds de 1000, 35000 e 70000 a diferença entre a simulação com número de Schmidt unitário e a simulação com dupla difusividade foi de respectivamente 0.47%, 0.41% e 0.28%. Conclui-se que o efeito da dupla difusividade na formação do depósito é mais perceptível para valores menores de Reynolds.

Comparando as simulações *DNS1* com *LES1* têm-se uma diferença percentual média de 0.75%, menor que a diferença entre as simulações *LES1* e *LES5* que também possuem o mesmo número de Reynolds. Isso indica que a abordagem utilizando LES

implícito pode reproduzir com boa aproximação o depósito formado por uma simulação utilizando a abordagem DNS.

Na Figura 5.11 vê-se a evolução temporal das isolinhas no fundo do domínio para o campo de concentração total ( $c_t = 0.1$ ) para as duas simulações com número de Reynolds de 70000: (a) *LES4* e (b) *LES8*. Em ambas observa-se a formação de estruturas como lobos e fendas geradas pelas instabilidades do fluido ambiente. Consta-se que a ocorrência dessas estruturas é mais perceptível numa fase mais avançada do escoamento. Nota-se também que as fendas tendem a ir em direção aos cantos do domínio, isso deve ocorrer provavelmente devido ao canal ser muito estreito ( $x_3 = 0.5$ ), assim logo que um novo lobo se forma ele acaba tendendo a ir em direção à parede.

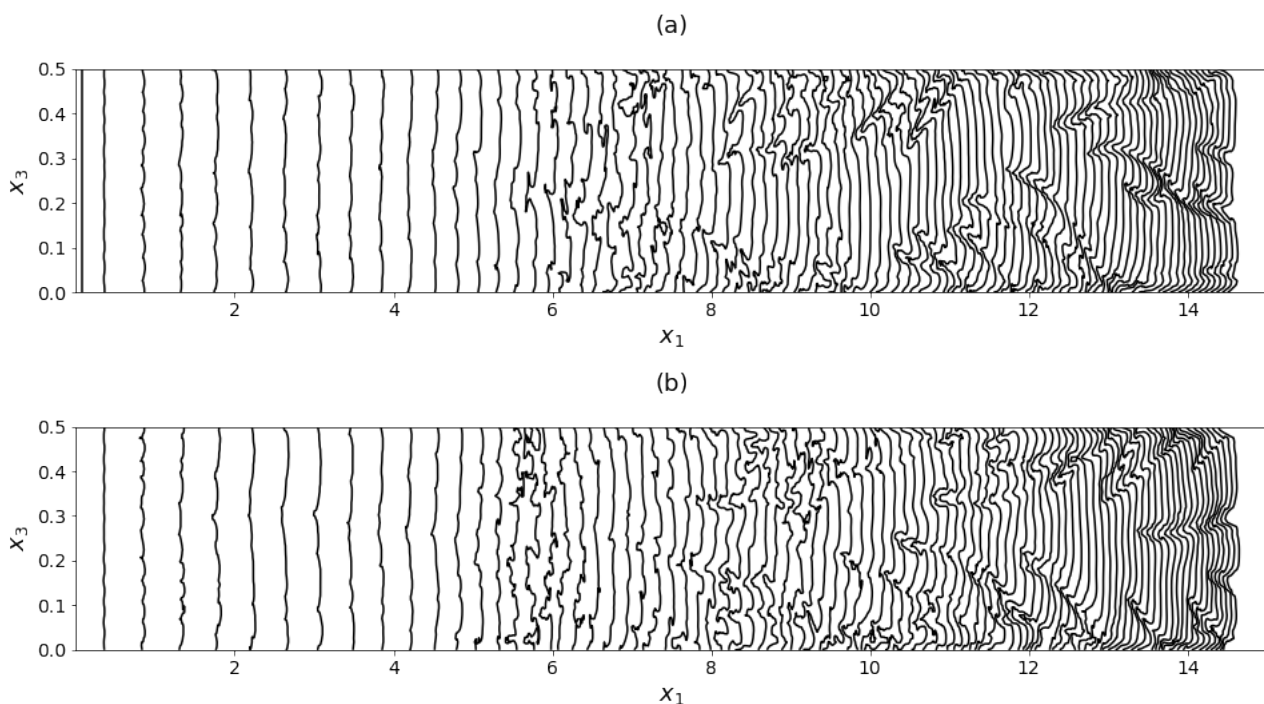


Figura 5.11 – Evolução temporal das isolinhas do fundo do domínio para o campo de concentração total, ( $c_t = 0.1$ ), para as simulações (a) *LES4* e (b) *LES8*. Ambas as simulações possuem o número de Reynolds de 70000, porém a simulação *LES4* possui valor unitário para o número de Schmidt enquanto a simulação *LES8* possui o valor 3 para a partícula com maior diâmetro de grão.

Na Figura 5.12 pode-se observar a evolução temporal da composição do depósito, em percentual. Consta-se que no início da simulação há uma maior quantidade de grãos com diâmetro grosso se depositando que partículas finas, tendo em vista o aumento da quantidade do primeiro na composição do depósito. Em  $t = 10$ , boa parte das partículas grossas já se depositaram e a deposição passa a ser principalmente feita pelas partículas com menor velocidade de queda, que começam a ter um aumento na composição do depósito. A gradação normal, que é o fenômeno das partículas mais grossas se depositarem primeiro seguidas pelos grãos mais finos, é o comportamento esperado para correntes de turbidez e havia sido observado em experimentos numéricos por Lucchese (2018). Con-

forme ocorre o avanço temporal vê-se que a composição do depósito tende a composição inicial da mistura dentro do *lock*, 50% para cada diâmetro de grão, a qual teria sido alcançada se fosse disponibilizado tempo suficiente para que todas as partículas que compõem o escoamento depositassem.

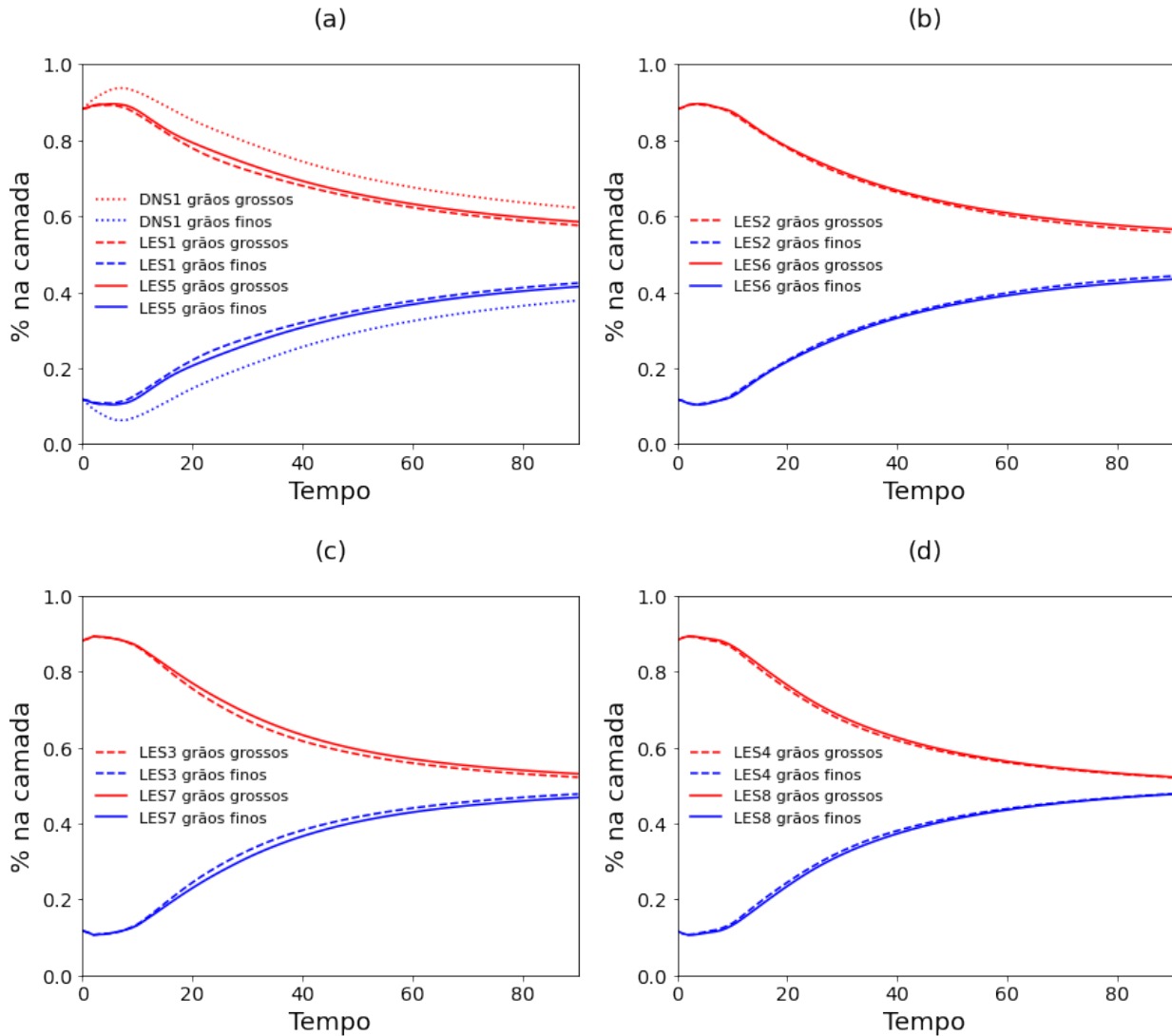


Figura 5.12 – Evolução temporal da composição do depósito, em percentual, para as simulações com número de Reynolds (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000. Curvas com cor vermelha correspondem a porcentagem de grãos com diâmetro mais grosso que compõem o depósito ao longo do tempo, enquanto as curvas com cor azul correspondem a porcentagem de partículas finas no depósito. Curvas pontilhadas correspondem a simulações usando a abordagem DNS, curvas tracejadas correspondem a simulações com número de Schmidt unitário e abordagem com LES implícito, enquanto curvas sólidas correspondem a simulações com número de Schmidt 3 para as partículas com maior diâmetro de grão usando a abordagem de LES implícito.

Observando a composição do depósito ao final da simulação vê-se que para as simulações com número de Reynolds 5000 cerca de 58% da composição do depósito é formado por grãos grossos, enquanto 42% é formado por partículas com diâmetro mais fino. Para o Reynolds 10000 a composição de partículas grossas e finas ao final da simulação já se aproxima mais da composição inicial dentro do *lock*, com aproximadamente 56% e 44% da composição do depósito formado por grãos grossos e finos, respectivamente. Esse comportamento também é observado para Reynolds 35000 e 70000 com a composição do depósito sendo formada por aproximadamente 52% de partículas grossas e 48% para partículas finas. Isso indica que quanto maior foi o número de Reynolds, mais rápido a composição do depósito se aproxima da composição original dentro do *lock*.

## 5.5 Balanço de energia

Na Figura 5.13 vê-se a evolução temporal para o balanço de energia para todas as nove simulações. Todas as curvas foram normalizadas pela energia mecânica total no início da simulação  $E_{t_0}(t = 0)$ .

Analisando a curva da energia total  $E_t/E_{t_0}$  para cada simulação observa-se que para o único caso a utilizar a abordagem DNS, a simulação *DNS1*, ocorre a conservação da energia. Enquanto para os demais casos, onde se utiliza a abordagem LES implícito, ocorre um pequeno resíduo de menos de 1% da energia total por volta do tempo  $t = 2$ . Isso deve ocorrer porque uma grande quantidade de eventos que acontecem nos instantes iniciais é perdida pela frequência com que são salvo os dados. Em  $t = 5$  até aproximadamente  $t = 10$  acontece uma queda acentuada da energia total e após esse tempo há uma perda mais sutil de energia mecânica. Em  $t = 90$  para simulações com Reynolds 5000 cerca de 99% da energia mecânica ainda foi preservada, enquanto para Reynolds 10000 esse valor cai para 97% e para Reynolds 35000 e 70000 é respectivamente 88% e 82%. Essa perda de energia está associada à dissipação inserida pelo esquema numérico, representada graficamente pela curva  $I_{LES}/E_{t_0}$ .

Analisando o termo relacionado à dissipação numérica  $I_{LES}/E_{t_0}$  vê-se que conforme se aumenta o número de Reynolds esse termo passa a ganhar mais relevância no balanço de energia. Sendo que para simulações com Reynolds 5000 o valor para esse termo não é superior a 1% da energia total no tempo  $t = 90$ , enquanto para Reynolds 10000 esse valor aumenta para 3% da energia total e para Reynolds 35000 e 70000 chega-se até 12% e 18% da energia total, respectivamente. O aumento desse termo relacionado ao Reynolds da simulação era esperado conforme se definiram os valores para  $\nu/\nu_0$  e  $k/k_0$ , que podem ser conferidos na Tabela 4.1.

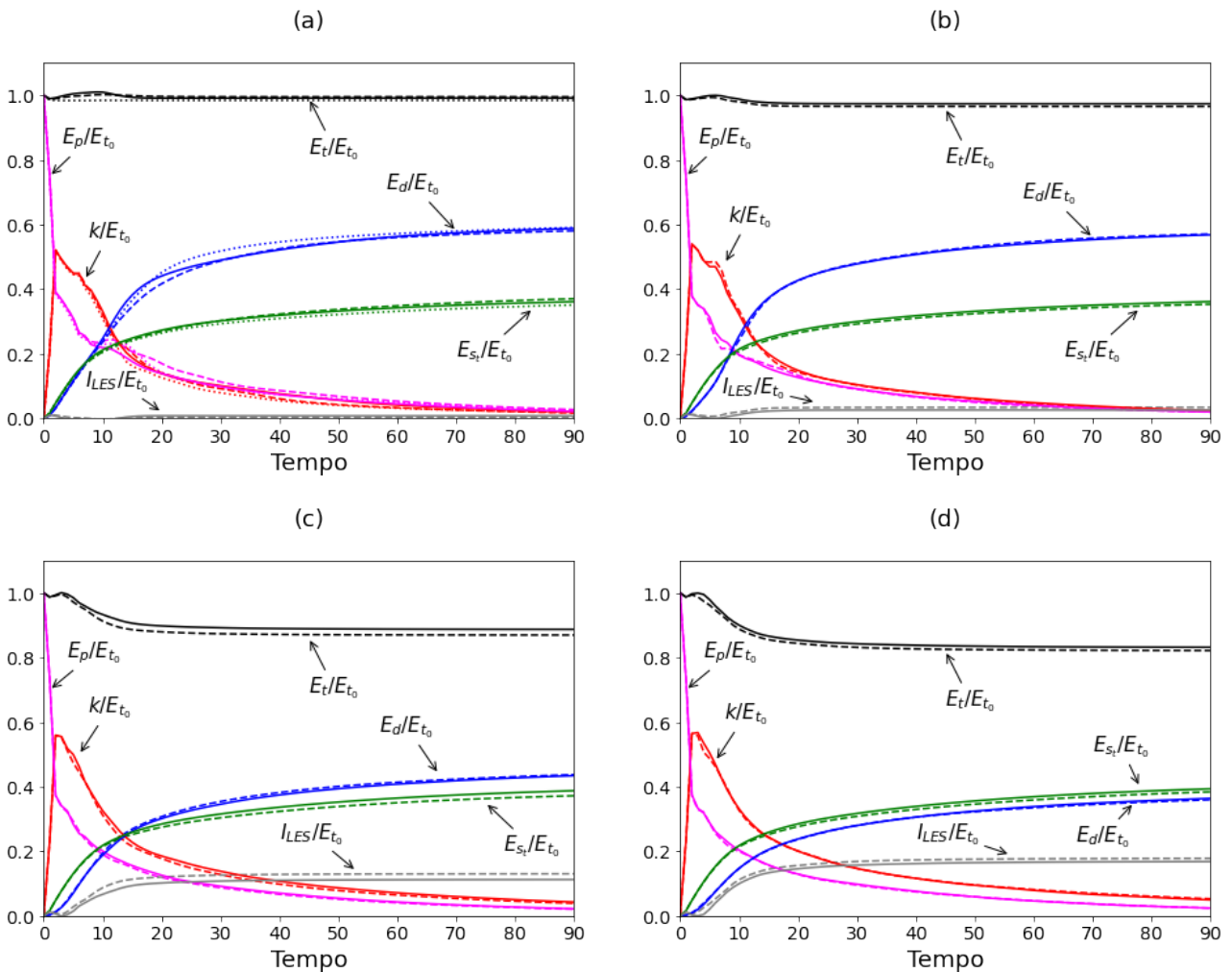


Figura 5.13 – Evolução temporal do balanço de energia para as simulações com número de Reynolds (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000. Curvas pontilhadas correspondem a simulações usando a abordagem DNS, curvas tracejadas correspondem a simulações com número de Schmidt unitário e abordagem com LES implícito, enquanto curvas sólidas correspondem a simulação com dupla difusividade usando a abordagem de LES implícito. Todas as curvas foram normalizadas pela energia total no início da simulação ( $E_{t_0}$ ).

Observando as curvas para os outros termos que compõem a energia total vemos que em  $t = 0$  a energia potencial é máxima e logo em seguida sofre uma rápida queda após começar o escoamento, ao final da simulação a energia potencial fica entorno de 2% da energia total. Em contrapartida a energia cinética sofre um rápido crescimento nos instantes iniciais do escoamento, atingindo seu pico por volta de  $t = 2$ , tendo valores entre 51% a 57% da energia total da corrente. Todavia a curva para esse termo sofre um decaimento logo após esse instante, que se perpétua durante o resto da simulação, chegando a valores entre 2% e 5% da energia total da corrente em  $t = 90$ . A perda de energia cinética ocorre devido a efeitos dissipativos que passam a ganhar maior relevância no balanço de energia ao longo da evolução do fluxo. Observar-se pouca influência da dupla difusividade quando se analisa a energia potencial e cinética.

Comparando os termos dissipativos  $E_d$  e  $E_{s_1}$ , relacionados respectivamente à dissipação causada pela turbulência e à perda de energia devido aos efeitos microscópicos,



constata-se que para as simulações com número de Reynolds 5000, o termo  $E_d$  teve maior impacto nos efeitos dissipativos ao longo da simulação, chegando ao valor de 59% da energia total inicial no tempo  $t = 90$ , enquanto o termo  $E_{s_t}$ , para o mesmo tempo, corresponde a 36% da energia total inicial. Porém conforme se aumenta o Reynolds o termo  $E_d$  vai perdendo importância no balanço de energia, sendo que para o Reynolds de 70000 foi o termo  $E_{s_t}$  que teve maior impacto nos efeitos dissipativos, ficando entorno de 39% da energia total inicial contra 36% do termo  $E_d$ . Isso ocorre devido aos efeitos viscosos serem inversamente proporcional ao valor do Reynolds, o que faz com que o termo  $E_d$  se torne menos relevante conforme se aumente o valor desse parâmetro. Quanto ao efeito da dupla difusividade vê-se pouca influência desse aspecto para os termos dissipativos. O único caso em que se nota uma diferença mais significativa é para o termo  $E_d$  nas simulações com número de Reynolds de 5000, onde a simulação com dupla difusividade têm um crescimento mais rápido para esse termo quando comparado com a simulação com Schmidt unitário, embora ambas cheguem em resultados bem próximos ao final da simulação.

Os dois termos  $E_{m_t}$  e  $E_{f_t}$ , relacionados respectivamente à dissipação total por difusão mássica e dissipação total devido ao movimento advectivo das partículas, foram plotados na Figura 5.14 comparadas com o termo  $E_{s_t}$ . Nota-se que o termo relacionado ao processo de sedimentação é a componente que mais contribui para a dissipação causada por efeitos microscópicos, sendo a diferença percentual média entre as curvas para os termos  $E_{f_t}$  e  $E_{s_t}$  algo entre 2% e 1% para as simulações com número de Reynolds de 5000 e 10000. Para Reynolds maiores de 10000 esse valor cai ainda mais, sendo inferior a 1%. Quanto à contribuição da dissipação por difusão mássica consta-se que para as simulações com Reynolds 5000 e 10000 esse termo possui valores negativos ao longo da simulação, podendo chegar no tempo  $t = 90$  a valores negativos entre 2% e 4% da energia mecânica total do início da simulação. Todavia para Reynolds acima de 10000 o valor para esse termo é muito próximo de zero durante quase todo o tempo computacional, o que é explicado pelo fato dessa componente ser inversamente proporcional ao número de Reynolds, tornando o termo  $E_{f_t}$  o único termo responsável pela dissipação microscópica para grandes valores de Reynolds.

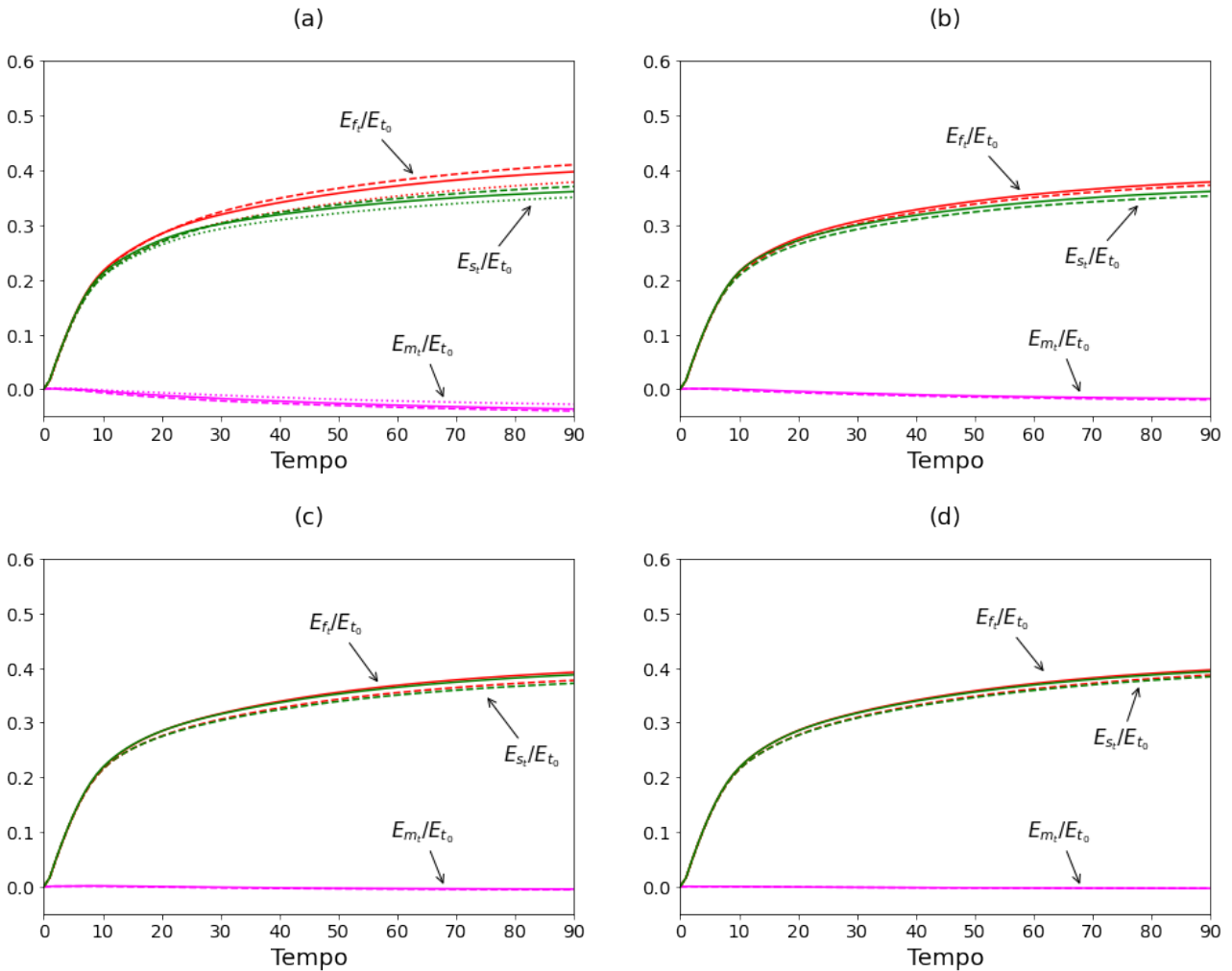


Figura 5.14 – Evolução temporal para os termos dissipativos  $E_{s_i}/E_{t_0}$ ,  $E_{m_i}/E_{t_0}$  e  $E_{f_i}/E_{t_0}$  para simulações com número de Reynolds (a) 5000, (b) 10000, (c) 35000 e (d) 70000. Curvas pontilhadas correspondem a simulações usando a abordagem DNS, curvas tracejadas correspondem a simulações com número de Schmidt unitário e abordagem com LES implícito, enquanto curvas sólidas correspondem a simulação com dupla difusividade usando a abordagem de LES implícito. Todas as curvas foram normalizadas pela energia total no início da simulação ( $E_{t_0}$ ).

## 6. CONCLUSÕES

Neste trabalho, estudou-se o efeito da variação do número de Reynolds e do Schmidt em simulações numéricas bi-dispersas de correntes de densidade na configuração *lock-release*. Os resultados foram comparados com outros experimentos disponíveis na literatura com objetivo de validação do código. Para simulação dos escoamentos resolveram-se numericamente as equações de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis e do transporte escalar usando a aproximação de Boussinesq. Para mensurar o fenômeno fez-se a mensuração de algumas características das correntes simuladas como a posição e velocidade da frente, material suspenso, taxa de sedimentação e altura do depósito. Também se calculou por completo o balanço de energia para cada simulação ao longo de toda evolução temporal.

Ao final deste trabalho conseguiu-se alcançar os seguintes resultados listados a baixo:

- Conseguiu-se modelar e executar com êxito simulações numéricas bi-dispersas de correntes de densidade na configuração *lock-release*, tanto para a abordagem DNS como LES implícito.
- Os resultados das simulações possuem boa concordância com os resultados dos experimentos de Gladstone et al. (1998), que foi escolhido como experimento de referência para este trabalho.
- Analisando o efeito do número de Reynolds os resultados indicaram que quanto maior for o valor para esse parâmetro mais a posição da frente e o depósito formado pelo escoamento tendem a se aproximar do experimento de referência. Também se nota que quanto maior for o valor do Reynolds maior é a distância percorrida pela corrente ao final da simulação. Para o balanço de energia se observou que quanto maior for o número de Reynolds mais os efeitos dissipativos das microescalas se tornam relevante.
- Quanto ao efeito do número de Schmidt, se observou que para as simulações com número de Reynolds 5000, aumentar o valor do Schmidt para as partículas mais grossas fez com que o escoamento alcance uma posição mais a jusante ao final da simulação, assim como produziu uma diferença no depósito formado na ordem de 0.87%. Porém conforme se aumente o número de Reynolds das simulações menos significativa vai se tornando essa diferença tanto para a posição da frente como para o depósito formado pela corrente, o que indica que a variação do número de Schmidt vai perdendo importância conforme se aumenta o valor do Reynolds. Não se observou nenhuma diferença perceptível no balanço de energia ao se variar o número de Schmidt para nenhum dos Reynolds testados.

- Comparando os resultados das simulações utilizando a abordagem DNS com as simulações que utilizam LES implícito com mesmo número de Reynolds e Schmidt obteve-se resultados bem similares, mesmo a segunda abordagem requerendo 4% do número de pontos da primeira abordagem. Dessa forma conclui-se que a abordagem LES implícito é capaz de reproduzir com boa aproximação o resultado de uma simulação usando a abordagem DNS.

## 7. TRABALHOS FUTUROS

Após a finalização desse estudo, algumas sugestões para serem exploradas futuramente são:

- Testar valores maiores para o número de Schmidt respeitando a razão para a difusividade entre as duas partículas, uma sugestão seria valor 9 para a partícula com maior diâmetro de grão e 3 para a partícula mais fina.
- Variar a concentração inicial dentro do *lock*, verificar se ocorre resultados similares para situações onde há maior concentração de partículas finas ou grossas.
- Ampliar o estudo para escoamentos com mais que dois diâmetros de grãos compondo a mistura.
- Adicionar uma topografia a configuração do problema.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AREF, H.; BOYLAND, P. L.; STREMLER, M. A.; VAINCHTEIN, D. L. 1999. **Turbulent statistical dynamics of a system of point vortices**. In Fundamental problematic issues in turbulence, [S.l.], pp 151–161.
- BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. 2004. **Transpot phenomena 2 edition**. [S.l.: s.n.].
- BIRMAN, V. K.; MARTIN, J. E.; MEIBURG, E. 2005. **The non-Boussinesq lock-exchange problem. Part 2. High-resolution simulations**. Fluid Mechanics, [S.l.], v.537, pp 125–144.
- BONOMETTI, T.; BALACHANDAR, S. 2008. **Effect of Schmidt number on the structure and propagation of density currents**. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, [S.l.], v.22, pp 341–361.
- BOUMA, A. H. 1962. **Sedimentology of some flysch deposits: a graphic approach to facies interpretation**. [S.l.: s.n.].
- BROOKE BENJAMIN, T. 1968. **Gravity currents and related phenomena**. Journal of Fluid Mechanics, [S.l.], v.31, n.02, pp 209–248.
- CANTERO, M. I.; LEE, J. R.; BALACHANDAR, S.; GARCIA, M. H. 2007. **On the front velocity of gravity currents**. [S.l.: s.n.]. 1–39pp . v.586.
- DAIRAY, T.; LAMBALLAIS, E.; LAIZET, S.; VASSILICOS, J. C. 2017. **Numerical dissipation vs. subgrid-scale modelling for large eddy simulation**. Journal of Computational Physics, [S.l.], v.337, pp 252–274.
- ELLISON, T. H.; TURNER, J. S. 1959. **Turbulent entrainment in stratified flows**. Fluid Mechanics, [S.l.], v.6, pp 423–448.
- ESPATH, L. F. R.; PINTO, L. C.; LAIZET, S.; SILVESTRINI, J. H. 2014. **Two- and three-dimensional Direct Numerical Simulation of particle-laden gravity currents**. Computers & Geosciences, [S.l.], v.63, pp 9–16.
- FARENZENA, B. A. 2020. **Simulação numérica de correntes de densidade hiperpic-nais sob referencial móvel**. Tese de Doutorado — Pontifícia Universidade Católica do Rio grande do Sul, Porto Alegre.
- FARENZENA, B. A.; SILVESTRINI, J. H. 2021. **Density currents front velocity uncertainty**. Computer & Fluids, [S.l.].
- FOREL, F. A. 1885. **Les ravins sous-lacustres des fleuves glaciaires**. Académie des Sciences, [S.l.], v.101, pp 725–728.

FRANCISCO, E. P.; ESPATH, L. F. R.; SILVESTRINI, J. H. 2017. **Direct numerical simulation of bi-disperse particle-laden gravity currents in the channel configuration.** Applied Mathematical Modelling, [S.l.], v.49, pp 739–752.

FRANTZ, R. A. S.; DESKOS, G.; LAIZET, S.; SILVESTRINI, J. H. 2021. **High-fidelity simulations of gravity currents using a high-order finite-difference spectral vanishing viscosity approach.** Computers Fluids, [S.l.].

GLADSTONE, C.; PHILLIPS, J. C.; SPARKS, R. S. J. 1998. **Experiments on bidisperse, constant-volume gravity currents: propagation and sediment deposition.** Sedimentology, [S.l.], v.45, pp 833–843.

HOULT, D. P. 1972. **Oil spreading on the sea.** Annual Review of Fluid Mechanics, [S.l.], v.4, pp 341–368.

HUPPERT, H. E. 1982. **The propagation of two-dimensional and axisymmetric viscous gravity currents over a rigid horizontal surface.** Fluid Mechanics, [S.l.], v.121, pp 43–58.

HUPPERT, H. E.; SIMPSON, J. E. 1980. **The slumping of gravity currents.** Journal of Fluid Mechanics, [S.l.], v.99, n.4, pp 785–799.

HÄRTEL, C.; CARLSSON, F.; THUNBLOM, M. 2000. **Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. Part 2. The lobe-and-cleft instability.** Fluid Mechanics, [S.l.], v.418, pp 213–229.

HÄRTEL, C.; MEIBURG, E.; NECKER. 2000. **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.** Fluid Mechanics, [S.l.], v.418, pp 189–212.

KNELLER, B. 1995. **Beyond the turbidite paradigm: physical models for deposition of turbidities and their implications for reservoir prediction.** Characterization of Deep Marine Classic Systems, [S.l.], v.94, pp 31–49.

KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. **The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications.** Sedimentology, [S.l.], v.47, pp 62–94.

KUBO, Y. 2004. **Experimental and numerical study of topographic effects on deposition from two-dimensional, particle-driven density currents.** Sedimentary Geology, [S.l.], v.164, pp 311–326.

LAIZET, S.; LAMBALLAIS, E. 2009. **High-order compact schemes for incompressible flows: a simple and efficient method with quasi-spectral accuracy.** Journal of Computational Physics, Elsevier Inc., v.228, n.16, pp 5989–6015.

- LAIZET, S.; LI, N. 2010. **Incompact3d: a powerful tool to tackle turbulence problems with up to  $o(10^5)$  computational cores**. International Journal For Numerical Methods In Fluids, [S.l.], v.67, n.February, pp 805–830.
- LAMBALLAIS, E.; FORTUNÉ, V.; LAIZET, S. 2011. **Straightforward high-order numerical dissipation via the viscous term for direct and large eddy simulation**. Journal of Computational Physics, [S.l.], v.230, pp 3270–3275.
- LELE, S. K. 1992. **Compact finite difference schemes with spectral-like resolution**. Journal of Computational Physics, [S.l.], v.103, pp 16–42.
- LESIEUR, M.; MÉTAIS, O.; COMTE, P. 2005. **Large-eddy simulations of turbulence**. [S.l.]: Cambridge University Press.
- LUCCHESI, L. V. 2018. **Estudo numérico da sedimentação em correntes de turbidez com evolução do relevo de fundo**. 2018. Dissertação de Mestrado — Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.
- MANICA, R. 2009. **Geração de Correntes de Turbidez de Alta Densidade: condicionantes hidráulicos e deposicionais**. 426pp . Tese de Doutorado — Universidade Federal do Rio Grande do Sul.
- MARSHALL, C.; DORELL, R. M.; DUTTA, S.; KEEVIL, G. M.; PEAKALL, J.; TOBIAS, S. M. 2021. **The effect of Schmidt number on gravity current flows: the formation of large-scale three-dimensional structures**. Physics of Fluids, [S.l.], v.33.
- MEIBURG, E.; KNELLER, B. 2010. **Turbidity currents and their deposits**. Annual Review of Fluid Mechanics, Annual Reviews, v.42, pp 135–156.
- MIDDLETON, G. V. 1966. **Experiments on density and turbidity currents I. Motion of the head**. Canadian Journal of Earth Sciences, [S.l.], v.3, pp 523–546.
- MIDDLETON, G. V.; HAMPTON, M. A. 1973. Subaqueous sediment transport and deposition by sediment gravity flows. In: MIDDLETON, G. V.; BOUMA, A. H. a. (Ed.). **Turbidites and Deep Water Sedimentation**. Anaheim: Society of Economic Paleontologist Mineralogists: [s.n.]. pp 1–38.
- MULDER, T.; ALEXANDER, J. 2001. **The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits**. Sedimentology, [S.l.], v.48, pp 269–299.
- NASR-AZADANI, M. M.; HALL, B.; MEIBURG, E. 2013. **Polydisperse turbidity currents propagating over complex topography: comparison of experimental and depth-resolved simulation results**. Computers and Geosciences, [S.l.], v.53, pp 141–153.



- NASR-AZADANI, M. M.; MEIBURG, E.; KNELLER, B. 2016. **Mixing dynamics of turbidity currents interacting with complex seafloor topography**. *Environmental Fluid Mechanics*, [S.I.].
- NECKER, F.; HÄRTEL, C.; KLEISER, L.; MEIBURG, E. 2005. **Mixing and dissipation in particle-driven gravity currents**. *Journal of Fluid Mechanics*, [S.I.], v.545, pp 339–372.
- PEAKALL, J.; BEST, J.; BAAS, J. H.; HODGSON, D. M.; A, C. M.; TALLING, P. J.; DORELL, R. M.; LEE, D. R. 2020. **An integrated process-based model of flutes and tool marks in deep-water environments: implications for palaeohydraulics, the bouma sequence and hybrid event beds**. *Sedimentology*, [S.I.], v.67, pp 1601–1666.
- POSTMA, G.; NEMEC, W.; KLEINSPEHN, K. L. 1988. **Large floating clasts in turbidites: a mechanism for their emplacement**. *Sedimentary Geology*, [S.I.], v.58, pp 47–61.
- SHANMUGAM, G. 1996. **High-density turbidity currents: are they sandy debris flows?** *Journal of Sedimentary Research*, [S.I.], v.66 (1), pp 2–10.
- SIMPSON, J. E. 1972. **Effects of the lower boundary on the head of a gravity current**. *Annual Review of Fluid Mechanics*, [S.I.], v.53, pp 759–768.
- SIMPSON, J. E. 1982. **Gravity Currents in the Laboratory, Atmosphere, and Ocean**. *Annual Review of Fluid Mechanics*, [S.I.], v.14, n.1, pp 213–234.
- SUN, G.; DOMARADZKI, J. A. 2018. **Implicit LES using adaptive filtering**. *Journal of Computational Physics*, [S.I.], v.359, pp 380–408.
- TALLING, P. J.; WYNN, R. B.; MASSON, D. G.; FRENZ, M.; CRONIN, B. T.; SCHIEBEL, R.; AKHMETZHANOV, A. M.; DALLMEIER-TIESSEN, S.; BENETTI, S.; WEAVER, P. P.; GEORGIPOULOU, A.; ZÜHLSDORFF, C.; AMY, L. A. 2007. **Onset of submarine debris flow deposition far from original giant landslide**. *Nature*, [S.I.], v.450, n.7169, pp 541–544.
- VON KÁRMÁN, T. 1940. **The engineer grapples with nonlinear problems**. *Bulletin of the American Mathematical Society*, [S.I.], v.46(8), pp 615–683.
- WINTERS, K. B.; LOMBARD, P. N.; RILEY, J. J.; D'ASARO, E. A. 1995. **Available potential energy and mixing in density-stratified fluids**. *Journal of Fluid Mechanics*, [S.I.], v.189, pp 115–128.



Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul  
Pró-Reitoria de Graduação  
Av. Ipiranga, 6681 - Prédio 1 - 3º. andar  
Porto Alegre - RS - Brasil  
Fone: (51) 3320-3500 - Fax: (51) 3339-1564  
E-mail: [prograd@pucrs.br](mailto:prograd@pucrs.br)  
Site: [www.pucrs.br](http://www.pucrs.br)