

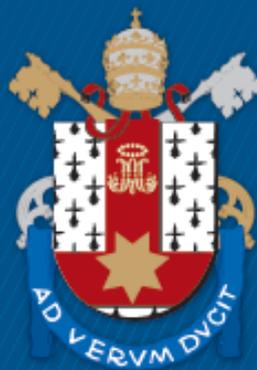
ESCOLA POLITÉCNICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DE
MATERIAIS
MESTRADO EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS

KARINA RUSCHEL

**ANÁLISE DE UMA CORRENTE DE TURBIDEZ COM VARIAÇÃO DAS
PROPRIEDADES FÍSICAS**

Porto Alegre
2018

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 DE MATERIAIS

ANÁLISE DE UMA CORRENTE DE TURBIDEZ COM VARIAÇÃO DAS PROPRIEDADES FÍSICAS

KARINA RUSCHEL

GRADUADA EM ENGENHARIA MECÂNICA

ORIENTADOR: PROF. DR. JORGE HUGO SILVESTRINI

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

Porto Alegre

Março de 2018

Ficha Catalográfica

R951a Ruschel, Karina

Análise de uma corrente de turbidez com variação das propriedades físicas / Karina Ruschel . – 2018.
77 f.

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

Orientador: Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini.

1. viscosidade variável. 2. corrente de gravidade. 3. corrente de turbidez. 4. ILES. 5. simulação numérica computacional. I. Silvestrini, Jorge Hugo. II. Título.

Elaborada pelo Sistema de Geração Automática de Ficha Catalográfica da PUCRS
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).
Bibliotecário responsável: Marcelo Votto Texeira CRB-10/1974



ANÁLISE DE UMA CORRENTE DE TURBIDEZ COM VARIAÇÃO DAS PROPRIEDADES FÍSICAS

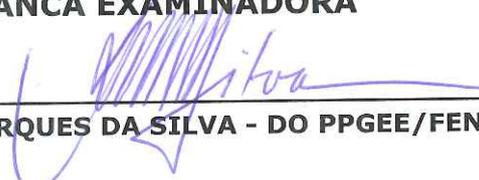
CANDIDATA: KARINA RUSCHEL

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



DR. JORGE HUGO SILVESTRINI - ORIENTADOR

BANCA EXAMINADORA



DRA. ANA MARIA MARQUES DA SILVA - DO PPGE/FENG - PUCRS



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

Walden ou a vida nos bosques

“Nenhuma face que possamos dar a um assunto nos assentará tão bem, ao fim, como a verdade. Apenas ela cai bem.(...)Diga o que você tem a dizer, não o que deveria dizer.”

(Henry David Thoreau)

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todas as pessoas que possibilitaram que este trabalho fosse possível. Primeiramente, agradeço ao meu noivo, Vinícius Ávila Isse, pelo apoio, paciência e incentivo. Ao meu pai, minha madrasta e irmãos, Jorge, Pedro e Flávia, que sempre me incentivaram a buscar aquilo que me faz feliz. À minha família pela “torcida” e encorajamento.

Aos professores que durante a minha formação acadêmica que disseram que tinha perfil para pesquisa, mas em especial ao professor Jorge Hugo Silvestrini, pela oportunidade e pela sua orientação. Aos professores do programa de pós-graduação pelos ensinamentos transmitidos e a professora Edith Beatriz Camano Schettini pelas aulas de Turbulência. À Cláudia e ao Anderson por ajudarem a organizar, lembrar os prazos, pela atenção e carinho durante estes dois anos.

Aos queridos amigos do LaSET, Ricardo Frantz, Bruno Farenzena, Felipe Schuch, Júlio Ripoll, Victor Neжелischi, Ezequiel Pelisoli e Filipi Vianna pela paciência, revisões e amizade. Agradeço em especial ao amigo e colega Ricardo Frantz por me ajudar com o código e pela troca de experiências. Sem eles este trabalho não teria sido possível.

Aos amigos que entenderem minha ausência e que mesmo assim continuaram torcendo por mim, em especial ao amigo Marco Diniz, por ser a “perturbação inicial” que eu precisava para começar o Mestrado.

Ao CNPq, que financiou a bolsa de estudos do mestrado e a Petrobrás que possibilitou o projeto de pesquisa DNS-DAM

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	4
Sumário	5
Lista de Figuras	7
Lista de Tabelas	10
LISTA DE SÍMBOLOS	11
RESUMO	13
ABSTRACT	14
1. INTRODUÇÃO	15
1.1 Relevância	17
2. OBJETIVOS	18
2.1 Objetivos Específicos	18
3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	20
3.1 Corrente de Gravidade	20
3.1.1 Definição, classificações e suas partes	20
3.1.2 Mecanismo de início de uma corrente e seus depósitos	23
3.2 Reologia	28
3.2.1 Fluidos Newtonianos e não-Newtonianos	32
3.3 Sedimentação	34
3.3.1 Velocidade de sedimentação	36
4. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA	40
4.1 Equações Governantes	40
4.1.1 Parâmetros adimensionais: fatores de escala	40
4.1.2 Lei de Stokes para a partícula	41
4.1.3 Aproximação de Boussinesq	43
4.1.4 Conservação da massa, Navier-Stokes e transporte de escalares	43
4.2 Domínio, condições de contorno e condições iniciais	45
4.3 Simulação numérica direta (DNS) e Simulação de Grandes Escalas (LES)	46
5. METODOLOGIA NUMÉRICA	50
5.1 Discretização espacial	50
5.2 Avanço no tempo	52
5.3 Dissipação numérica sobre derivada segunda	53
5.4 Simulações	54

6. RESULTADOS	57
6.1 Estruturas coerentes	57
6.2 Pós-processamento	58
7. CONCLUSÃO	68
8. PROPOSTA PARA TRABALHOS FUTUROS	70
Referências	71
Apêndices	75
APÊNDICE A. Recursos Computacionais	76

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Exemplos de fenômenos naturais formados por correntes de gravidade.	15
Figura 3.1 – Representação esquemática de uma corrente de gravidade na configuração "lock-exchange", onde os dois fluidos, ρ_c e ρ_a , ficam separados por uma placa localizada na metade do comprimento em x_1 . Fonte: Adaptado de Francisco (2014).	20
Figura 3.2 – Classificação de uma corrente de turbidez em relação as diferenças de massas específicas da corrente (ρ_c) e do fluido ambiente (ρ_a). Fonte: Adaptado de Mulder et al. (2003).	21
Figura 3.3 – Regiões de uma corrente de turbidez. É possível identificar onde ocorrem os processos de mistura, erosão e deposição e como os mesmos estão relacionados às regiões de turbulência e regime laminar. Fonte: Adaptado de Gladstone e Sparks (2002).	22
Figura 3.4 – Regiões de uma corrente de densidade e estruturas de lobos, fendas e vórtices de Kelvin-Holmholtz. Fonte: Adaptado de Gladstone e Sparks (2002).	22
Figura 3.5 – Perfil de velocidade. Pontos de inflexão e velocidade máxima a partir de uma corrente de gravidade. Fonte: Adaptado de Kneller e Buckee (2000).	23
Figura 3.6 – Relação tensão de cisalhamento e taxa de deformação, tipo de material e tipo de corrente. Adaptado de (GANI, 2004)	24
Figura 3.7 – Vista esquemática para representação do relevo continental. Regiões da plataforma continental, talude e planície abissal. Fonte: Sonnig (2012).	24
Figura 3.8 – Principais processos de ressedimentação. Adaptado de Manica (2009).	25
Figura 3.9 – Figura adaptada de Mulder e Alexander (2001). Apresenta os diversos mecanismos que estão relacionados durante um escoamento com sedimentos. O diagrama apresenta a distância que geralmente os tipos de depósitos irão ocorrer, devido à concentração, mecanismo de suporte, espessura do depósito e regime de velocidades.	27
Figura 3.10 – Adaptado de Manica (2009). A figura correlaciona a reologia, ao tipo de fluxo, mecanismo dominante para o suporte de grãos e quais são os mecanismos em relação a concentração e variação no tempo e espaço do escoamento.	28
Figura 3.11 – Fonte: Manica (2009). Limites reológicos em função do tipo de corrente, concentração de sedimentos coesivos e não-coesivos.	29
Figura 3.12 – Adaptado de Barnes et al. (1989).	30

Figura 3.13–Diagrama ilustrativo com as classificações dos fluidos conforme seu comportamento em relação à variação do coeficiente de viscosidade aparente e a tensão de cisalhamento. Fonte: adaptado de Barnes et al. (1989).	33
Figura 3.14–Comportamento dos materiais conforme tensão e taxa de cisalhamento e viscosidade e taxa de cisalhamento. Fonte: adaptado de Barnes et al. (1989).	34
Figura 3.15–Diagrama que correlaciona os tipos de sedimentação, com a concentração das partículas e seu formato. Fonte: Adaptado de Lucchese (2015)	37
Figura 4.1 –Esquema para o balanço de energia numa corrente de gravidade, segundo a abordagem de Benjamin. Fonte: Adaptado de Benjamin (1968).	41
Figura 4.2 –Forças atuantes em uma partícula esférica, segundo a lei de Stokes. Fonte: Francisco (2014).	42
Figura 4.3 –Domínio de cálculo para tempo $t = 0$ Fonte: Adaptado de Francisco (2014).	46
Figura 5.1 –Exemplo de uma malha cartesiana bi-dimensional. Os círculos pretos representam os nós das fronteiras. Fonte: Adaptado de Francisco (2014).	50
Figura 6.1 –Critério Q para o CASO <i>O</i> mostrando os vórtices da simulação DNS para tempo 15. Imagem superior considera as propriedades constantes e a inferior, variáveis.	57
Figura 6.2 –Critério Q para o CASO III mostrando os vórtices em uma simulação ILES para tempo 15 Imagem superior considera as propriedades constantes e a inferior, variáveis.	58
Figura 6.3 –Posição da frente x_f em função do tempo t , com e sem variação das propriedades.	60
Figura 6.4 –Evolução da massa suspensa m_p/m_{po} em função do tempo t	61
Figura 6.5 –Evolução da taxa de deposição \dot{m}_p em função do tempo t	62
Figura 6.6 –Mapas de deposição D_t	63
Figura 6.7 –Perfis de velocidade com campos de concentração para CASO II com propriedades fixas. Tempos $t = 40, t = 50$ e $t = 60$	63
Figura 6.8 –Perfis de velocidade com campos de concentração para CASO II com propriedades variáveis. Tempos $t = 40, t = 50$ e $t = 160$	64
Figura 6.9 –Perfis de velocidade com campos de concentração para CASO III com propriedades fixas. Tempos $t = 40, t = 50$ e $t = 60$	64
Figura 6.10–Perfis de velocidade com campos de concentração para CASO III com propriedades variáveis. Tempos $t = 40, t = 50$ e $t = 160$	65

Figura 6.11–Isolinhas de fundo. De cima para baixo, do CASO II e CASO III, sendo a primeira figura de cada par constante e debaixo variável.	65
Figura 6.12–Tensão de cisalhamento no fundo para o CASO III para os tempos $t = 10$, $t = 30$ e $t = 50$. As imagens estão aos pares, onde a superior é constante e inferior variável.	66
Figura 6.13–Iso-superfície dos campos de concentração para o CASO III e tempo 10. Imagem superior, constante, abaixo, variável.	67

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Constantes adimensionais para algumas suspensões de partículas assimétricas, obtidas através de dados experimentais. Adaptado de Barnes et al. (1989)	32
Tabela 3.2 – Constantes adimensionais para diferentes diâmetros de partícula. Fonte: adaptado de Ferguson e Church (2004).	39
Tabela 5.1 – Casos com e sem a variação das propriedades, onde CON significa que a viscosidade e a velocidade de sedimentação são constantes e VAR para as propriedades citadas como variáveis ao longo do escoamento.	54
Tabela 5.2 – Valores dimensionais relativos as principais propriedades da água @20°C 1 atm, carvão e pumes utilizados no estudo.	56

LISTA DE SÍMBOLOS

\tilde{c}	Máxima fração volumétrica de partículas
\tilde{d}_p	Diâmetro da partícula [μm]
e^g	Vetor unitário apontando no sentido da gravidade
\tilde{F}_p	Força peso [N]
\tilde{F}_b	Força de empuxo [N]
\tilde{F}_d	Força de atrito [N]
\tilde{g}'	Aceleração da gravidade reduzida [m/s^2]
\tilde{g}	Aceleração da gravidade [m/s^2]
\tilde{k}	Difusividade da concentração de sedimentos [m^2/s]
L_i	Dimensão do domínio físico na direção do eixo x_i
m_p	Quantidade de material em suspensão
\dot{m}_s	Taxa de sedimentação
n_i	Número de pontos da malha na direção x_i
\tilde{p}	Pressão [Pa]
\tilde{q}	Vazão por unidade de largura [m^2/s]
R	Densidade do sedimento submerso
Re	Número de Reynolds
Sc	Número de Schmidt
t	Tempo adimensional
\bar{U}	Velocidade adimensional média em profundidade
\tilde{u}_i	Vetor campo de velocidade [m/s]
\tilde{u}^s	Velocidade de queda da partícula [m/s]
\tilde{u}_m^s	Velocidade de queda característica do depósito [m/s]

V_f	Volume da porção física do domínio computacional
x_i	Sistema de coordenadas
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação
Δ_t	Passo de tempo da simulação numérica
ε_t	Eficiência no transporte de sedimentos
$\tilde{\mu}_a$	Viscosidade dinâmica do fluido ambiente [$Pa \cdot s$]
$\tilde{\mu}_{rel}$	Viscosidade dinâmica relativa [$Pa \cdot s$]
$\tilde{\mu}_m$	Viscosidade dinâmica da mistura partícula/fluido ambiente [$Pa \cdot s$]
$\tilde{\nu}$	Viscosidade cinemática [m^2/s]
$\tilde{\rho}_a$	Massa específica do fluido ambiente [kg/m^3]
$\tilde{\rho}_c$	Massa específica da mistura partícula/fluido ambiente [kg/m^3]
$\tilde{\rho}_p$	Massa específica da partícula [kg/m^3]
φ	Concentração volumétrica de partícula
σ	Tensão de cisalhamento

RESUMO

RUSCHEL, Karina. **ANÁLISE DE UMA CORRENTE DE TURBIDEZ COM VARIAÇÃO DAS PROPRIEDADES FÍSICAS**. Porto Alegre. 2018 Dissertação de mestrado. Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais, PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO RIO GRANDE DO SUL.

Com o objetivo de determinar qual o efeito do da variação do coeficiente de viscosidade dinâmica e da velocidade de queda num escoamento com sedimentos, o presente trabalho faz uso de uma metodologia numérica computacional e do conceito de corrente de gravidade. Por meio de duas abordagens numéricas distintas, compara as vantagens de utilizar uma abordagem do tipo ILES com DNS, afim de reduzir o tempo computacional e ainda manter grande parte do efeito da física no problema. São comparados quatro casos distintos, com e sem propriedades variáveis, totalizando oito simulações. Para verificar o código, foi simulado um caso (CASO 0) baseado no artigo de Espath et al. (2013) variando o coeficiente de viscosidade dinâmica e a velocidade de queda utilizando uma metodologia DNS. Para o CASO I, foi verificado o efeito da metodologia ILES, com os mesmos parâmetros do CASO 0. Por fim, para aumentar a concentração e, por consequência, o número de Reynolds, os CASOS II e III utilizaram parâmetros de sedimentos como carvão e pume na aproximação de Boussinesq. Foi observado que o efeito da velocidade de queda variável auxilia na redução da velocidade da posição da frente e mantém mais material em suspensão por mais tempo, sendo tal efeito observado em casos experimentais, o que demonstra a aproximação ainda maior das simulações numéricas com casos reais.

Palavras-chave: viscosidade variável, corrente de gravidade, corrente de turbidez, velocidade de queda variável, ILES, DNS, simulação numérica computacional.

ABSTRACT

RUSCHEL, Karina. **ANALYSIS OF A TURBIDITY CURRENT VARYING THE PHYSICAL PROPERTIES**. Porto Alegre. 2018. Master Thesis. Graduation Program in Materials Engineering and Technology, PONTIFICAL CATHOLIC UNIVERSITY OF RIO GRANDE DO SUL.

The present work uses a numerical computational methodology and the concept of gravity current to determine the effect of the variable properties on a sediment flow. Through two different numerical approaches, it compares the advantages of using an ILES or DNS in order to reduce computational time and still keep physics of the problem. Four different cases are compared, with and without variable properties, totaling eight simulations. To verify the code a case (CASE 0) was simulated based on the article of cite espath13 by varying the coefficient of dynamic viscosity and the fall velocity using a DNS methodology. For CASE I, the effect of the ILES methodology was verified with the same parameters of CASE 0. Finally, to increase the concentration and the Reynolds number, CASES II and III use sediment parameters such as coal and pume in Boussinesq approach. It was observed that the effect of the variable fall velocity helps to reduce the velocity of the front and maintains more material in suspension for longer time periods, being this effect observed in experimental cases, which demonstrates the even greater approximation of numerical simulations with cases real.

Keywords: variable viscosity, turbidity current, gravity current, variable falling velocity, ILES, DNS, numerical computational simulation.

1 INTRODUÇÃO

A busca pela compreensão dos fenômenos da natureza acompanha a humanidade desde que se tem registro. A causa das ações da natureza foram primeiramente atribuídas a divindades, mas com o advento da ciência, todos os fenômenos passaram a ser estudados com o objetivo de entendê-la. Fazendo uso das ciências fundamentais, como matemática, física e química o homem se tornou capaz de explicar, compreender e fazer melhor uso daquilo que está disponível. Um fenômeno muito interessante é o chamado corrente de gravidade. Sua definição, segundo Simpson (1999), é que a mesma é gerada pela diferença de densidade de um escoamento em relação ao outro, podendo ser encontrada em diversos meios e sendo responsável por diversas consequências. Para ilustrar, é possível citar alguns eventos, como: tempestades de areia (Figura 1.1a), fluxos piroclásticos, fenômenos climáticos (Figura 1.1b), desastres ambientais - como ocorrido em Mariana, em Minas Gerais em 2015 - ou um derramamento de óleo no mar. Já para a arquitetura e engenharia, por exemplo, quando do projeto de uma edificação onde se busca fazer melhor uso da ventilação natural, uma corrente de gravidade rege o escoamento. O movimento relativo dependerá da origem da diferença de massa específica, que irá determinar outras características da corrente.



(a) Tempestade de areia avançando sobre uma cidade. Fonte: mydesignstories (2003).



(b) Tempestade formando no oceano pacífico. Fonte: storms (2019).

Figura 1.1 – Exemplos de fenômenos naturais formados por correntes de gravidade.

A causa entre essas diferenças de massa específica pode ser em função da temperatura, salinidade, materiais diferentes ou de sedimentos. Este último, segundo Simpson (1999), é de interesse especial para a geologia, oceanografia e engenharia civil, como será melhor explicado no próximo capítulo. Para ilustrar a vasta gama de áreas que são afetadas por escoamentos que transportam sedimentos tem-se: escoamentos com lama ou águas turvas, avalanches, fluxo de material de alguns tipos

de erupções vulcânicas e a nuvem gerada pela poeira de um prédio em demolição. Especificamente no contexto geológico, a chamada corrente de turbidez é uma corrente de gravidade que transporta sedimentos. Segundo Meiburg e Kneller (2010), esse é o principal mecanismo de transporte de material orgânico de um rio para o oceano e, segundo Schuch (2016) apud Trenberth *et al.* (2007), um terço daquilo que é precipitado dentro de um rio vai para os oceanos.

Dentro do contexto geológico, o interesse se concentra em compreender o transporte desses materiais, já que esse mecanismo é associado à formação de reservatórios de hidrocarbonetos. Tendo em vista os custos de uma instalação, exploração e abandono de poços de petróleo, é de fundamental importância por meio de uma prospecção do local onde possivelmente haja um reservatório, saber seu potencial de aproveitamento e melhor ponto de perfuração. Tais informações podem ser melhor compreendidas através do estudo dos eventos que formaram o reservatório, que é o objetivo do estudo das correntes de turbidez.

Existe um consenso de que para a formação destes depósitos é devido a diversos eventos semelhantes a uma corrente de turbidez, mas o entendimento das características deste escoamento ainda é um desafio (MULDER; ALEXANDER, 2001). Eventos isolados são estudados em laboratório ou experimentalmente, mas apresentam custos muito altos em função da instrumentação e dificuldade de tratamento dos dados. Como um instrumento complementar, as simulações numéricas computacionais vêm para auxiliar a redução dos custos destes experimentos e para o entendimento deste complexo fenômeno. O trabalho proposto tem por objetivo analisar os efeitos que ocorrem durante estes escoamentos, com o intuito de determinar as propriedades físico-químicas dessas correntes, além das suas particularidades em relação a parâmetros adimensionais, como Reynolds, Froude, Schmidt e Weber, que possibilitam extrapolar os resultados para qualquer configuração.

Algumas simplificações são necessárias para a resolução das equações que regem estes escoamentos e serão melhor detalhadas na metodologia. Geralmente, as variações de viscosidade dinâmica, conforme apresentadas por Julien (1998), e a velocidade de queda das partículas são desprezadas para altos números de Reynolds (turbulento), mesmo para altos valores de concentração de sedimentos. Por meio da modelagem matemática das equações de Navier-Stokes, foram simulados quatro casos que são melhor explicados no Capítulo 4. Na revisão bibliográfica serão apresentados alguns equacionamentos sobre como pode ser tratada a variação da viscosidade e velocidade de queda. Tais equações foram verificadas por meio de dados experimentais (CASTRO, 2016) e servem como balizadoras para as simulações numéricas computacionais.

Sobre as simulações numéricas computacionais, estas tem se mostrado confiáveis, práticas e apresentam custos permissíveis (FRANCISCO, 2014; SCHUCH, 2016). Dentro das diferentes abordagens de simulação, esse trabalho utilizará DNS e ILES (Implicit Large Eddy Simulation) e o desenvolvimento numérico desses métodos será tratado nos capítulos posteriores. O que limita em termos computacionais uma DNS é o número de Reynolds, para isto uma estratégia para que seja utilizado um filtro muito sutil e que se mantenha a resolução das escalas turbulentas é utilizar ILES e comparar com DNS extrapolando qual seria o comportamento para Re maiores, como está melhor detalhado no Capítulo 4.

Por fim, esse trabalho utiliza um código aberto e livre chamado *Incompact3D*. esse código utiliza um esquema de diferenças finitas compactas de 6ª ordem resolvendo as equações de continuidade, Navier-Stokes e a equação de transporte difusivo-convectivo, no qual permite realizar tanto uma DNS quanto um ILES.

1.1 Relevância

Como dito no início desse capítulo, são diversas as aplicações onde encontra-se uma corrente de gravidade. Francisco (2014) cita em sua dissertação de mestrado até mesmo nos processos de fabricação de peças fundidas, onde o material que entra em contato com o molde passará a ser o fluido de maior massa específica e o de menor massa específica será aquele no interior do mesmo. Com isto os projetistas precisam analisar as melhores estratégias para o escoamento dentro da matriz para garantir a qualidade das peças.

Outro exemplo de aplicação de uma corrente é na prevenção de desastres ambientais. As simulações permitem tomar ações mais consistentes quando se refere a derramamentos de óleo ou rompimento de barragens. Poder prever como será o comportamento desses escoamentos, auxilia no desenvolvimento de métodos para contenção desses poluentes, assim como entender como será a sua dispersão ou deposição.

2 OBJETIVOS

O objetivo principal do trabalho é investigar o efeito da variação das propriedades físicas (variação do coeficiente de viscosidade dinâmica e da velocidade de queda) em um escoamento com sedimentos com diferentes concentrações. Os efeitos destas variações serão observados em uma corrente de turbidez durante o escoamento numa configuração *Lock-exchange* - estes conceitos serão detalhados mais adiante -, analisando os efeitos de duas abordagens numéricas, DNS e ILES.

A partir desta proposta, o trabalho levanta as seguintes questões:

Qual será o comportamento do escoamento durante e após a completa mistura?

Quando comparado a um escoamento onde estas variações foram desprezadas, qual o custo e significado físico das variações entre um escoamento e outro?

Quais serão os valores de tensão de cisalhamento no fundo do domínio que irá determinar o comportamento do fluido?

2.1 Objetivos Específicos

Com base nestas perguntas e no objetivo principal, surgem outros objetivos em específico.

- Definir, dentre os modelos estudados, qual é aquele que melhor atende as condições para escoamentos com sedimentos.
- Analisar a influência da concentração e da massa específica da partícula para que se mantenha dentro do limite de Boussinesq.
- Utilizar para as mesmas configurações (tamanho do domínio, malha e condições de contorno) valores diferentes de *Reynolds* em 3D e analisar o efeito da variação do coeficiente de viscosidade. Na sequência, acrescentar a variação da velocidade de queda.
- Determinar o comportamento da massa suspensa, taxa sedimentação e posição da frente.

- Determinar os perfis de depósito e de tensões na parede do fundo para determinados tempos, traçar os perfis de velocidade médios em relação a x_3 e o perfil de concentração médio em relação x_3 .
- Compreender o peso de cada uma das variáveis, numa corrente de turbidez, já que as características deste escoamento dependem do material, concentração, velocidade e diferença de densidade entre os fluidos.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo são definidos alguns conceitos para melhor entendimento do estudo proposto. Inicia-se ao descrever uma corrente de gravidade, quais os processos de gênese deste movimento e como este fenômeno é responsável pelo transporte de sedimentos. A partir destes, estabelecer-se o que é uma corrente de turbidez, assim como mostrar quais são suas classificações e características. Por meio dela, falar-se-á um pouco sobre análise reológica e o comportamento esperado quando falamos sobre fluidos Newtonianos e os não-Newtonianos, trazendo as principais formulações sobre o comportamento da viscosidade durante uma mistura. Por fim, será apresentado o comportamento da velocidade de queda da partícula e os tipos de sedimentação esperados.

3.1 Corrente de Gravidade

3.1.1 Definição, classificações e suas partes

Uma corrente de gravidade é um processo no qual fluidos com diferentes valores de massa específica se movimentam um sobre o outro, quando submetidos a um campo gravitacional, podendo ser um fenômeno natural ou causado pelo homem. A configuração “*lock-exchange*” é um conceito simples e que possibilita realizar diversas análises numa corrente de gravidade. Como está representada pela Figura 3.1, essa configuração se constitui num canal horizontal que divide, por meio de uma barreira vertical, fluidos de diferentes massas específicas. Neste caso, o mais denso é chamado de ρ_c e o fluido ambiente de ρ_a . O experimento consiste em retirar esta barreira e observar o movimento relativo.

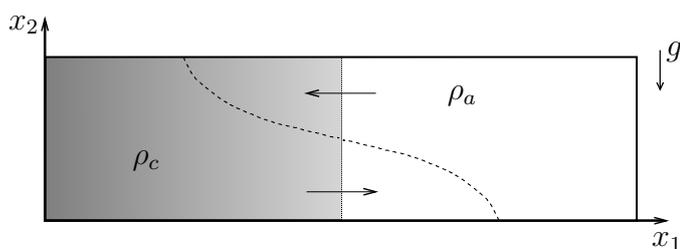


Figura 3.1 – Representação esquemática de uma corrente de gravidade na configuração “*lock-exchange*”, onde os dois fluidos, ρ_c e ρ_a , ficam separados por uma placa localizada na metade do comprimento em x_1 . Fonte: Adaptado de Francisco (2014).

Apesar de parecer uma experiência trivial, ela é responsável por uma grande variedade de fenômenos de fluxo, onde alguns desses fenômenos ainda não apresentam uma explicação teórica definitiva, servindo de modelo para diversos sistemas geofísicos e industriais. Esta configuração é geralmente utilizada para o estudo de um mecanismo do tipo pulso. Outros arranjos são utilizados para o entendimento de um escoamento quando alimentado de forma contínua, como os de Frantz et al. (2017) e Schuch (2016).

Sobre as classificações, essas são função da posição do fluido da corrente em relação ao fluido ambiente, como podemos observar na Figura 3.2, onde Mulder et al. (2003) apresentam diferentes tipos de correntes: hipopícnais, hiperpícnais, homopícnais ou mesopícnais.

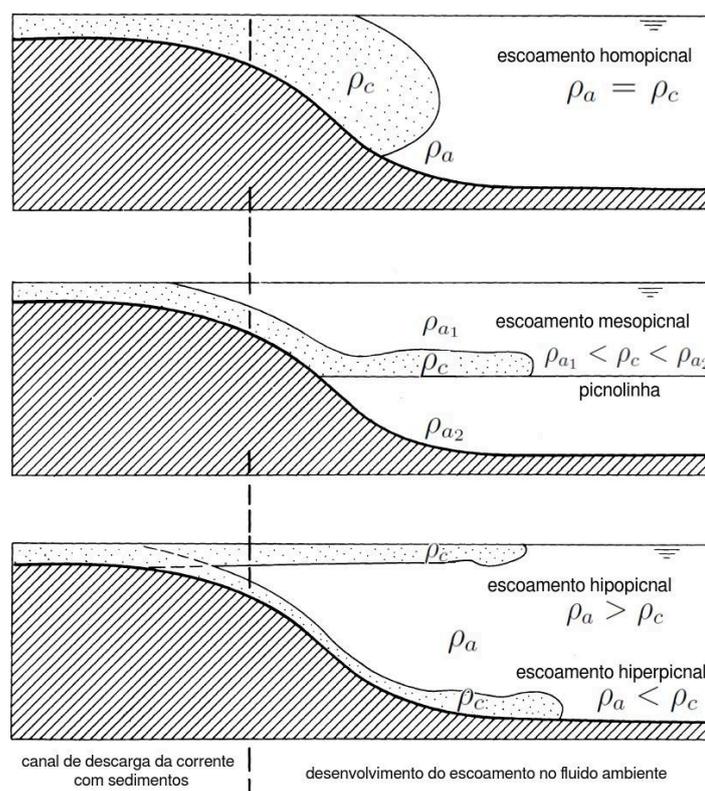


Figura 3.2 – Classificação de uma corrente de turbidez em relação as diferenças de massas específicas da corrente (ρ_c) e do fluido ambiente (ρ_a). Fonte: Adaptado de Mulder et al. (2003).

Já as regiões de uma corrente de gravidade são definidas conforme a Figura 3.3. Estas diferentes partes são identificadas por um regime de escoamento laminar e tamanhos de grãos maiores ao fundo e outra região de turbulência e com grãos mais finos acima. Na interface dessas zonas ocorre a interação entre os dois escoamentos

e, na região de mistura, segundo Gladstone e Sparks (2002), ocorre a elutriação¹ da cabeça e do corpo para a região de esteira de turbulência, conforme representado na Figura 3.4



Figura 3.3 – Regiões de uma corrente de turbidez. É possível identificar onde ocorrem os processos de mistura, erosão e deposição e como os mesmos estão relacionados às regiões de turbulência e regime laminar. Fonte: Adaptado de Gladstone e Sparks (2002).

A Figura 3.4 ilustra algumas partes da corrente, como o nariz, cabeça e corpo, assim como as importantes estruturas de lobos e fendas e os vórtices de Kelvin-Helmholtz. Esses últimos são associados a instabilidades na interface na região de entranhamento (SIMPSON, 1999).

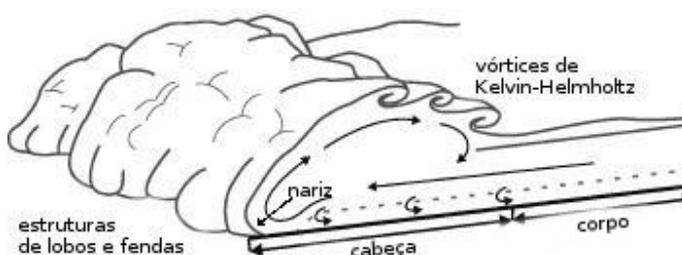


Figura 3.4 – Regiões de uma corrente de densidade e estruturas de lobos, fendas e vórtices de Kelvin-Holmholtz. Fonte: Adaptado de Gladstone e Sparks (2002).

Cada uma destas regiões apresentam particularidades em relação ao comportamento do perfil de velocidade. Segundo Kneller e Buckee (2000), a região do nariz é o ponto onde a velocidade é máxima e ao traçarmos uma linha paralela ao fundo do escoamento passando por este ponto, a corrente é dividida numa região superior,

¹ operação que consiste em pulverizar substâncias e misturá-las à água com o objetivo de separar as mais pesadas das mais leves.

chamada de região exterior, na qual se apresenta um gradiente de velocidade negativo vertical, e uma região inferior, que possui um gradiente de velocidade positivo. Por isto, nos resultados estão presentes a posição e a velocidade da frente para comparar o comportamento de uma configuração em relação a outra.

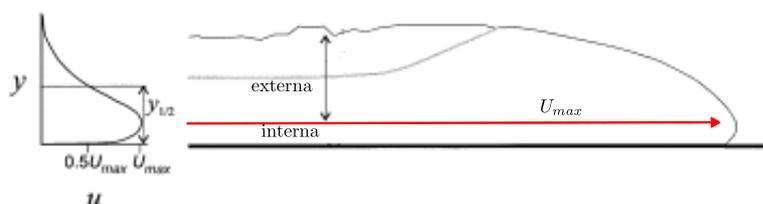


Figura 3.5 – Perfil de velocidade. Pontos de inflexão e velocidade máxima a partir de uma corrente de gravidade. Fonte: Adaptado de Kneller e Buckee (2000).

Ao analisar a região de mistura, o interesse maior é relativo ao comportamento da tensão de cisalhamento. Esta parte é formada por um fluido com novas propriedades e características que se alteram durante todo o escoamento. Ao variarmos a concentração de sedimentos, o tipo de corrente de turbidez varia sua classificação, mas dentro de uma mesma corrente podemos ter mais uma fase, como explicado por (SIMPSON, 1999). O autor diz que numa corrente de turbidez de alta densidade existem duas fases. Uma fase escoando acima com um fluido de baixa densidade e com um comportamento Newtoniano, e outra região de alta densidade e com comportamento não-Newtoniano no corpo. Segundo Gani (2004), ao correlacionar os tipos de escoamentos e o comportamento dos fluidos, analisando a relação entre as taxas de deformação ($\dot{\gamma}$) e a tensão de cisalhamento (σ) o autor apresenta o gráfico da Figura 3.6.

A Figura 3.6 condensa informações sobre reologia e o tipo de corrente. As próximas seções buscam um referencial histórico e as classificações dos fluidos conforme seus modos reológicos e as identificações dos tipos de correntes a partir do ambiente oceânico.

3.1.2 Mecanismo de início de uma corrente e seus depósitos

Um tipo de corrente que muito interessa aos pesquisadores é a corrente de turbidez. Essa é responsável pelo transporte de material para os oceanos e pela formação do solo marinho, assim como pela formação de rochas sedimentares. A sua classificação e mecanismos de sustentação são complexos e, até mesmo, conflitantes no meio científico (HEIMSUND, 2007), mas como esse não é o objetivo deste trabalho, serão utilizados os conceitos apresentados por Manica (2009). O autor utiliza, a

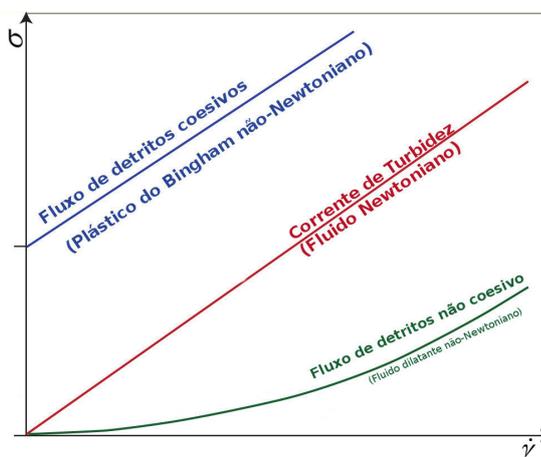


Figura 3.6 – Relação tensão de cisalhamento e taxa de deformação, tipo de material e tipo de corrente. Adaptado de (GANI, 2004)

partir da costa, cada parte do ambiente oceânico para explicar como esse fluxo se inicia. A Figura 3.7 mostra uma vista esquemática da topografia próxima à plataforma continental.

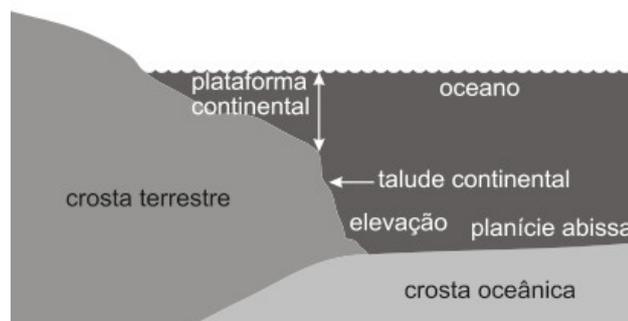


Figura 3.7 – Vista esquemática para representação do relevo continental. Regiões da plataforma continental, talude e planície abissal. Fonte: Sonnig (2012).

Conforme a Figura 3.7, a região da plataforma continental possui uma declividade de aproximadamente $0,1^\circ$ e tem como característica um segmento que fica submerso na margem continental até o início do talude, e se chama ambiente marinho raso. Na sequência, tem-se a região do ambiente marinho profundo, que corresponde ao talude, com uma inclinação em torno de 4° , e ao sopé, com declividade próxima a $0,05^\circ$. Por fim, na região do substrato, encontra-se o assoalho oceânico ou planície abissal, que irá se estender por todo o solo marinho. Os processos que ocorrem entre as regiões da plataforma, talude e sopé até a planície abissal e o tipo de material que constitui os sedimentos podem determinar o tipo de corrente e o tipo de depósito.

Historicamente, o artigo de Talling et al. (2007) conta que o evento inaugural

para a compreensão sobre as características dos deslizamentos submarinos de grande escala ocorreu em 1929, em alto mar, em Grandes Bancos, Terra Nova (Canadá). Os deslizamentos de terra causados por um grande terremoto foram responsáveis por movimentar $100km$ de material através da plataforma continental. Com isto, diversos cabos telefônicos foram rompidos, possibilitando medir a velocidade de frente desta corrente. O registro mostra que para uma inclinação de apenas $0,25^\circ$ a corrente atingiu uma velocidade de $19m/s$. Esse importante evento indicou que existem dois fenômenos principais que ocorrem nestes fluxos de sedimentos, as correntes de turbidez e o fluxo de detritos.



Figura 3.8 – Principais processos de ressedimentação. Adaptado de Manica (2009).

Conforme apresentado por Heimsund (2007), Kuenen definiu o termo turbidito para um depósito gerado por uma corrente de turbidez e a sequência vertical de fácies² para os turbiditos por Bouma³ (GANI, 2004). No entanto, essa simples classificação não abrangia todos os diferentes depósitos que eram encontrados, tampouco podia-se dizer que o mecanismo que deu origem aquele depósito era uma corrente de turbidez. Com isso outros termos, nos quais a força motriz era a ação da gravidade, foram propostos para o transporte de sedimentos em águas profundas. Para citar como principais, tem-se: deslizamento (*sliding*) e escorregamento (*slumping*) ((MANICA, 2009) apud DORREN (1951)), fluxo de detritos ((MANICA, 2009) apud DORREN (1951)) e alta concentração de grãos não-coesivos chamados de fluxos de grãos. Ainda existem outros modos nos quais o mecanismo de transporte não se dá através de uma corrente de gravidade, por isto não serão tratados aqui. Manica (2009) ainda apresenta os fluxos

²Caracterizado pelo somatório de todos os aspectos litológicos (composição, textura, estruturas sedimentares e cor), paleontológicos (conteúdo e registo fossilífero), geométricos e paleocorrentes, que integram uma unidade estratigráfica, tornando única e identificável entre aquelas se lhe sobrepõem como as que a precedem.

³A deposição do material sedimentar efetua-se em sequência, designada por sequência de Bouma, composta por 5 níveis.

liquefeitos (*liquefied flows*) e fluxos lamosos (*slurry flows*). A Figura 3.8 mostra algumas características desses processos e como os mesmos estão intimamente relacionados, evidenciando que de um mesmo evento podemos ter um fluxo como consequência do outro.

Segundo o diagrama apresentado pela Figura 3.9 de Mulder e Alexander (2001), os tipos de depósito estão relacionados à concentração de sedimentos, regime do escoamento, mecanismo de sustentação e espessura de depósito. A influência da turbulência se mantém até faixas de concentração de 10% para correntes de turbidez, acima disso são fluxos onde o mecanismo de sustentação é em função das interações entre os grãos ou uma matriz de suporte. No presente trabalho, a influência da variação das propriedades será avaliada até a faixa de concentração que se mantém dentro do limite de Boussinesq, que será apresentado junto da metodologia.

Muito da compreensão das correntes de turbidez tem origem na preservação de seus depósitos sedimentares na natureza. Em relação ao transporte de sedimentos, as partículas maiores irão para o fundo, onde o movimento das mesmas pode ser por rolamento ou arrastamento, as partículas menores e intermediárias se moverão por meio de rolamento e saltação, já as partículas muito finas se mantêm em suspensão por mais tempo. Além desses processos, pode haver re-suspensão, interação entre partículas, formação de diferentes diâmetros - a partir de quebras ou efeitos coloidais - variação das propriedades físicas e dos campos não-conservativos e dissipação devido à deposição. Com isso, questiona-se o comportamento das propriedades físicas já que estas serão resultante de uma interação entre as partículas por meio dos processos acima citados, agindo separadamente ou em conjunto.

Estas combinações de processos de transporte terão efeito na reologia do escoamento. Dott (1963) classifica, segundo a reologia dos fluxos, como as correntes de turbidez sendo Newtonianas e fluxos de massa, de detritos, etc, como plásticos. Manica (2009) apud Middleton e Hampton (1973), conforme Figura 3.10, introduziram o termo "*Sediment Gravity Flows*", o qual é definido como o transporte de sedimentos em que o movimento paralelo ao fundo é provido pela gravidade e apresentam quatro categorias de escoamentos:

- Corrente de turbidez: turbulência como mecanismo de sustentação;
- Fluxo de grãos: a suspensão pelas interação entre os grãos, seja por colisão ou forças viscosas;
- Fluxos de sedimentos fluidizados: suspensão pelo movimento ascendente do fluido intragranular;

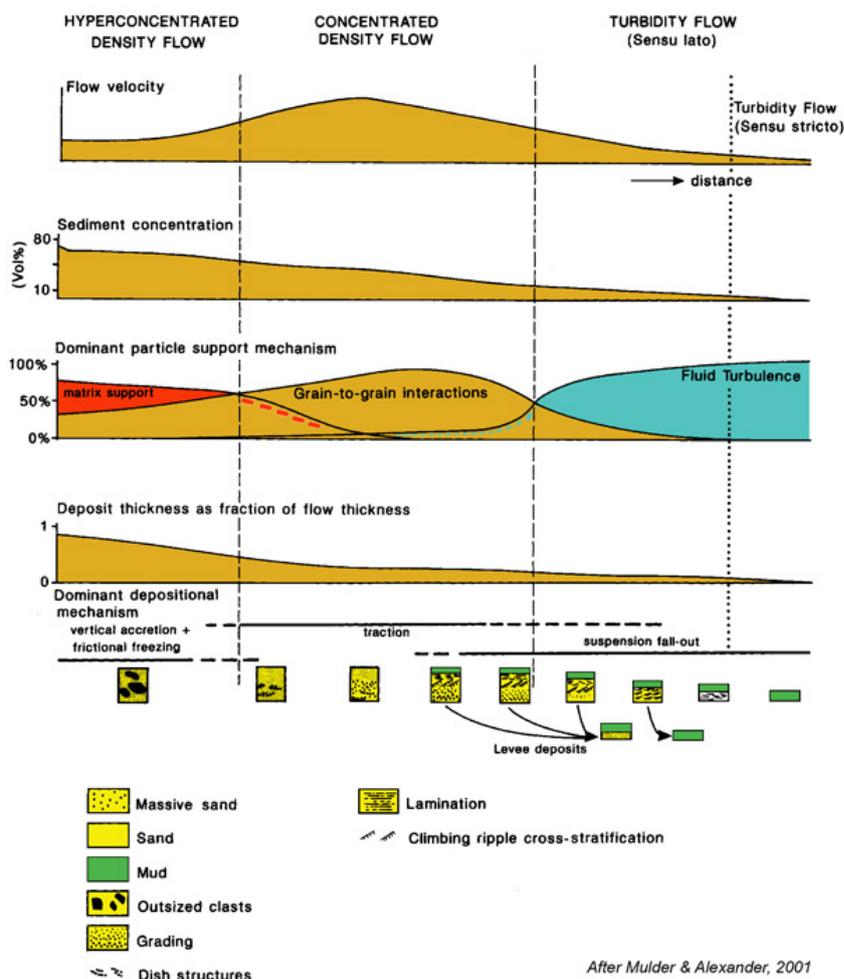


Figura 3.9 – Figura adaptada de Mulder e Alexander (2001). Apresenta os diversos mecanismos que estão relacionados durante um escoamento com sedimentos. O diagrama apresenta a distância que geralmente os tipos de depósitos irão ocorrer, devido à concentração, mecanismo de suporte, espessura do depósito e regime de velocidades.

- Fluxo de detritos: uma matriz coesiva mantém o material em suspensão.

Manica (2009) apresenta em sua tese uma nova proposta para a classificação das correntes de turbidez. A Figura 3.11 mostra uma relação entre os limites de reologia, seu comportamento e concentração de forma mais detalhada. Segundo o autor esta classificação se baseia nas propriedades dos fluidos e nos processos hidrodinâmicos e deposicionais, apresentando quatro grupos de fluxos. Nas regiões I, IV e V estão as correntes de turbidez (de baixa densidade) e os fluxos de detritos, já as correntes de turbidez de alta densidade estão representadas nas regiões II e III, representariam as correntes de turbidez, onde ocorrem efeitos inerciais importantes. Por fim, na região VI as correntes de turbidez de alta densidade com preponderância de efeitos viscosos.

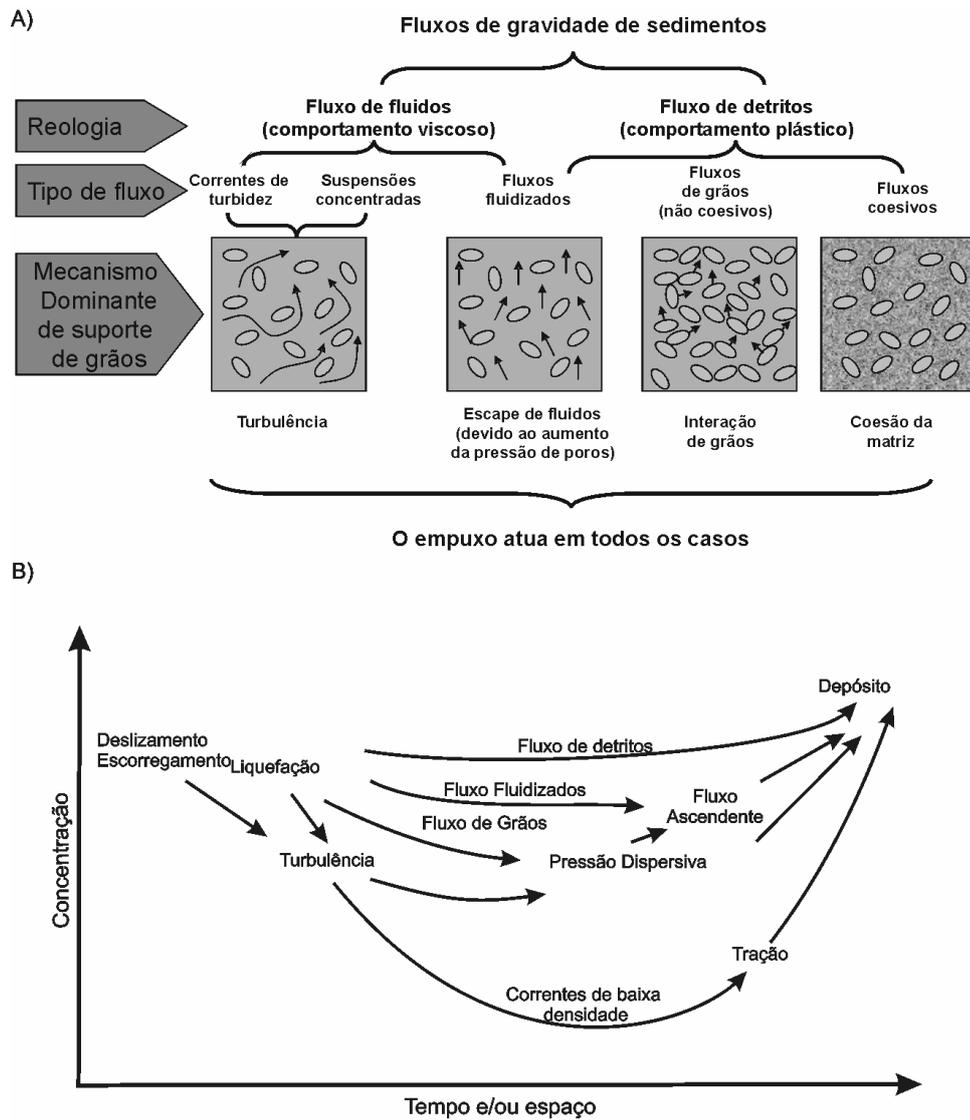


Figura 3.10 – Adaptado de Manica (2009). A figura correlaciona a reologia, ao tipo de fluxo, mecanismo dominante para o suporte de grãos e quais são os mecanismos em relação a concentração e variação no tempo e espaço do escoamento.

Neste momento, passa a ser importante definir alguns conceitos reológicos e entender quais são as classificação reológicas.

3.2 Reologia

Dott (1963) foi o primeiro a dar importância à reologia em relação às correntes de turbidez. Segundo a definição de Bingham “a reologia é o estudo da deformação e escoamento da matéria”. De acordo com Whorlow (1980) e Barnes et al. (1989), “o estudo da deformação e fluxo da matéria, os quais envolvem fenômenos de elas-

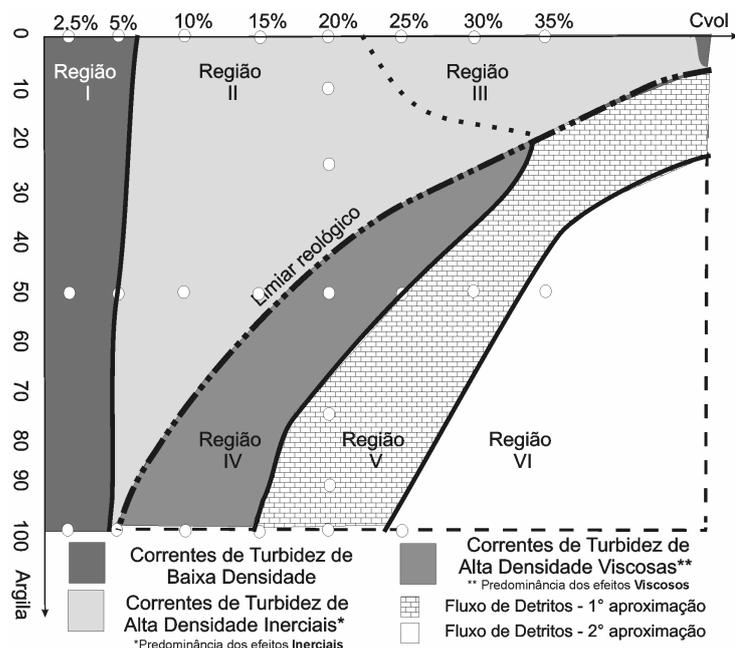


Figura 3.11 – Fonte: Manica (2009). Limites reológicos em função do tipo de corrente, concentração de sedimentos coesivos e não-coesivos.

ticidade, plasticidade e viscosidade, constitui-se no principal objetivo da reologia”. A reologia de suspensões, por sua vez, compreende o estudo do comportamento de fluxo de suspensões de sólidos utilizando, principalmente, a determinação da viscosidade aparente e da tensão de escoamento ou “yield stress”. Uma das formas de caracterização do comportamento reológico de suspensões consiste na realização de ensaios de medidas da tensão de cisalhamento em função da taxa de cisalhamento, reportados como curvas de fluxo. Esses ensaios são realizados com viscosímetros de tubo ou rotacionais.

Neste contexto, conceituar o que é viscosidade e sua variação se torna fundamental. De acordo com Barnes et al. (1989), a viscosidade de um fluido é a resistência ao deslizamento de suas moléculas devido à fricção interna e, quanto maior o grau de fricção interna de um fluido, maior é a sua viscosidade. O coeficiente de viscosidade - seja dinâmico ou cinemático - é diretamente dependente dos efeitos das variações da temperatura e pressão, mas no presente estudo não serão considerados. Na Figura 3.12 tem-se o movimento relativo de duas placas paralelas com área A , a uma distância entre elas d , preenchida por um fluido. A partir de um determinado instante $t = 0$, a placa superior é posta em movimento na direção x a uma velocidade constante u . Quando o sistema atinge um movimento permanente, a força necessária para manter este movimento é F .

A partir deste experimento, a primeira lei da reologia foi postulada por Newton,

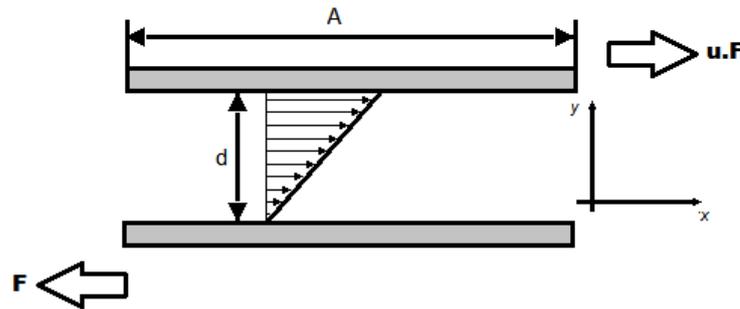


Figura 3.12 – Adaptado de Barnes et al. (1989).

para o plano xy , como:

$$\tau_{yx} = -\mu \frac{du_x}{dy} \quad (3.1)$$

sendo τ é a tensão de cisalhamento, μ é o coeficiente de viscosidade dinâmica e $\frac{du_x}{dy}$ o gradiente de velocidade em x . Bird et al. (1960) afirmam que para uma resistência ao escoamento de fluidos com peso molecular menor do que 5.000, o sistema é regido pela lei de Newton, e quando o coeficiente de viscosidade é dado como constante, sua classificação é Newtoniano. Demais fluidos, como polímeros, suspensões, pastas e lamas são chamados de não-Newtonianos. No entanto, é importante analisar esta lei para todos os planos no sistema de coordenadas x_1, x_2 e x_3 , que é chamada de generalização da lei de Newton da viscosidade. Para isto, existem nove componentes de tensão, τ_{ij} que estão descritas como,

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \left(\frac{2}{3}\mu - k \right) \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \delta_{ij} \quad (3.2)$$

Como o escoamento em questão é incompressível, a segunda parte do termo é nula. Quando o coeficiente de viscosidade é resultante de uma corrente de gravidade com material em suspensão, dizemos que haverá um coeficiente de viscosidade da mistura dependente da variação da concentração. Segundo Barnes et al. (1989), se aumentarmos a concentração de partículas em suspensão, o coeficiente de viscosidade de mistura irá aumentar, resultando de um líquido até a consistência de pasta e conforme mais partículas são, adicionadas pode chegar a um sólido. O que se sabe em relação a este comportamento é que ele é totalmente dependente de diversas características do material, seja quando avaliamos a nível microscópico, como formato da partícula, da sua distribuição em tamanho, da interação entre as partículas, etc, até aspectos macros, como consistência, resistência a deformação, sua deformabilidade, dentre outros.

Segundo Ferreira et al. (2005), são diversas as variáveis que estão presentes num sistema de partículas em suspensão. Elas podem ser variáveis hidrodinâmicas, devido à presença do fluido, ou às variáveis resultantes de fenômenos interfaciais, relacionadas à carga de superfície e à presença de reagentes químicos, e todas podem estar atuando simultaneamente no sistema. As propriedades reológicas, em termos macroscópicos, são influenciadas pelas interações, em nível microscópico, devido às transferências de energia nessas interações. O autor cita cinco tipos de efeitos: Browniano, hidrodinâmicos, de empacotamento, coloidal e efeito de inércia.

Em referência ao modo como o coeficiente de viscosidade varia nas misturas com materiais em suspensão, o trabalho inaugural que considerou os efeitos de suspensões de esferas foi de Einstein, em 1905 (BARNES et al., 1989). Ele considerou que as suspensões podem ser tratadas como esferas rígidas, mas com concentrações tão baixas a ponto de não haver interação entre as partículas, possibilitando analisar somente o efeito do movimento do fluido ao redor das esferas. A equação proposta foi a seguinte:

$$\mu_{rel} = \frac{\mu_m}{\mu} = \left(1 + \frac{5}{2}\varphi\right), \quad (3.3)$$

sendo μ_m o coeficiente de viscosidade dinâmica da mistura, μ o coeficiente de viscosidade dinâmica inicial do fluido sem partículas e φ a concentração volumétrica de sedimentos. Esta relação é aproximada e pode ser utilizada até mesmo para baixos valores de concentração volumétrica ($\varphi < 0,05$) (JULIEN, 2002). Castro (2016) apresenta em sua dissertação de mestrado, onde propõe uma nova abordagem, mais de dez modelos diferentes, sendo que as equações propostas viriam em função da concentração e tipo de mistura. Já Bird et al. (1960) apresentam mais quatro abordagens diferentes e Barnes et al. (1989) apresentam outras duas, onde os efeitos de floculação podem ser levados em consideração.

O coeficiente de viscosidade de suspensões e emulsões pode apresentar uma fase líquida sem mudar de estado e pode apresentar um comportamento Newtoniano ou Não-newtoniano. Bird et al. (1960) fala brevemente sobre sistemas com duas fases através de algumas analogias, onde substituímos a suspensão por um sistema de uma fase, onde este segue a lei de Newton com duas modificações: o coeficiente de viscosidade μ é substituído pelo coeficiente de viscosidade efetiva⁴, e a velocidade e as componentes de tensão são descritos através do valor médio.

Em termos de simplicidade para programar e por apresentar uma boa aproximação, a equação de Kreiger e Dougherty (KD), que deriva do modelo de Einstein para

⁴mesmo que o coeficiente de viscosidade da mistura

suspensões não-esféricas (KRIEGER; DOUGHERTY, 1959), será a utilizada neste trabalho,

$$\tilde{\mu}_m = \tilde{\mu} \left(1 - \frac{\tilde{\varphi}}{\varphi_{max}} \right)^{-[\mu^*]\varphi_{max}}, \quad (3.4)$$

sendo $\tilde{\mu}$ o coeficiente de viscosidade do fluido sem partículas, $\tilde{\varphi}$ é a concentração volumétrica de sedimentos, $[\mu^*]$ é a viscosidade intrínseca, e φ_{max} é relacionada a máxima fração de empacotamento do material.

Atualmente, esta correlação pode ser aplicada para a suspensão de diversos materiais, conforme apresentado na tabela Tabela 3.1 de Barnes et al. (1989).

Tabela 3.1 – Constantes adimensionais para algumas suspensões de partículas assimétricas, obtidas através de dados experimentais. Adaptado de Barnes et al. (1989)

Sistema	$[\mu^*]$	φ_{max}	$[\mu^*]\varphi_{max}$
Esferas (submicron)	2,7	0,71	1,92
Esferas (40 μm)	3,28	0,61	2,00
Gesso Moído	3,25	0,69	2,24
Dióxido de Titânio	5,0	0,55	2,75
Laterita	9,0	0,35	3,15
Bastões de vidro (30 $\mu m \times 70\mu m$)	9,25	0,268	2,48
DPlacas de vidro (100 $\mu m \times 400\mu m$)	9,87	0,382	3,77
Grãos de quartzo (53 $\mu m - 76\mu m$)	5,8	0,371	2,15
Fibra de vidro (razão axial 7)	3,8	0,374	1,42

Dentro da reologia é importante ressaltar que os materiais são tratados conforme seu comportamento. Na Subseção 3.2.1, está descrito o que caracteriza os modos como os materiais reagem.

3.2.1 Fluidos Newtonianos e não-Newtonianos

Como regra geral, os fluidos Newtonianos apresentaram uma relação linear entre a tensão de cisalhamento (σ) e a taxa de cisalhamento ($\dot{\gamma}$). Os não-Newtonianos, por sua vez, apresentam um comportamento diferente, em que a variação do coeficiente de viscosidade (μ) (aumentando ou reduzindo, conforme as características do fluido) mudará com a cisalhamento ($\dot{\gamma}$).

A Figura 3.13 mostra um diagrama com as classificações do comportamento dos materiais. Já os Gráficos 3.14a e 3.14b complementam à Figura 3.13 com as informações relativas a reação dos materiais em relação a taxa de cisalhamento.

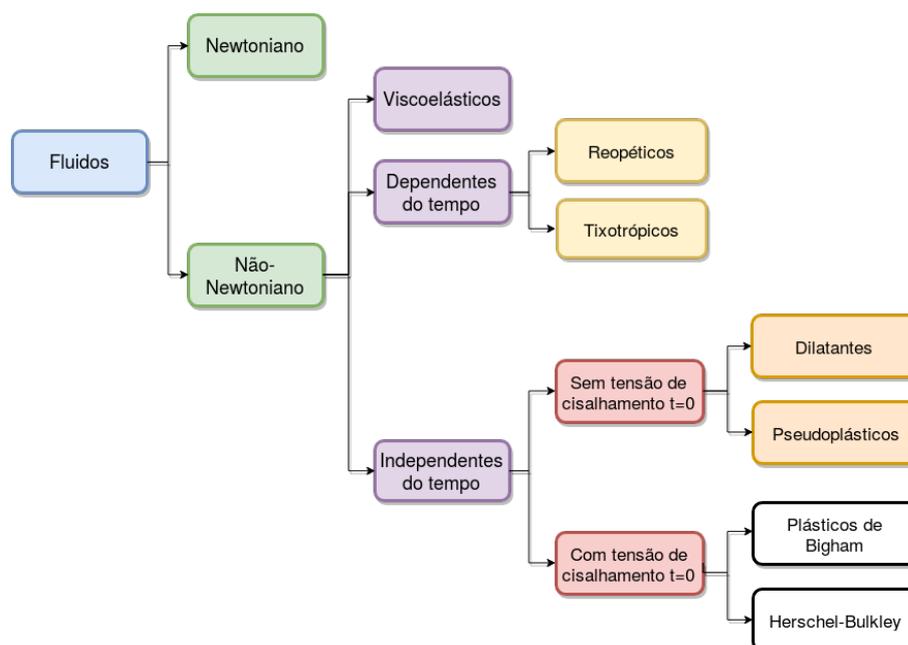


Figura 3.13 – Diagrama ilustrativo com as classificações dos fluidos conforme seu comportamento em relação à variação do coeficiente de viscosidade aparente e a tensão de cisalhamento. Fonte: adaptado de Barnes et al. (1989).

Materiais em que o coeficiente de viscosidade diminui quando ocorre um aumento da taxa de cisalhamento, são chamados de pseudoplásticos (Figura 3.14b). Este comportamento é percebido em algumas graxas, óleo lubrificantes para motores, etc. Já um fluido dilatante apresenta um comportamento inverso. Como exemplo, certas suspensões com alta porcentagem de sólidos. Os fluidos plásticos necessitam de uma tensão finita, também chamada de tensão de escoamento, para que ocorra movimento, como mostrado na Figura 3.14b. Como exemplo são tidas as suspensões pseudo-homogêneas compostas por partículas finas ou ultrafinas.

Conforme descrito na Figura 3.13, outra classe de material não-Newtoniano são aqueles dependentes do tempo. Estes tipos estão ilustrados na Figura 3.14c e mostram os dois tipos de fluidos: tixotrópicos e reopéticos. Os fluidos tixotrópicos apresentam uma redução da viscosidade com o tempo, quando submetidos a uma taxa de cisalhamento constante. Já os reopéticos apresentam um aumento da viscosidade com o tempo. No processamento mineral, esse comportamento é bastante inconveniente devido às mudanças na viscosidade, por exemplo.

A classificação dos sistemas quanto à sua reologia está ligada às misturas, assim como a velocidade do fluxo e com a concentração. A forma como os sedimentos se depositam ou são suportados é estudo da sedimentação, que é o assunto da

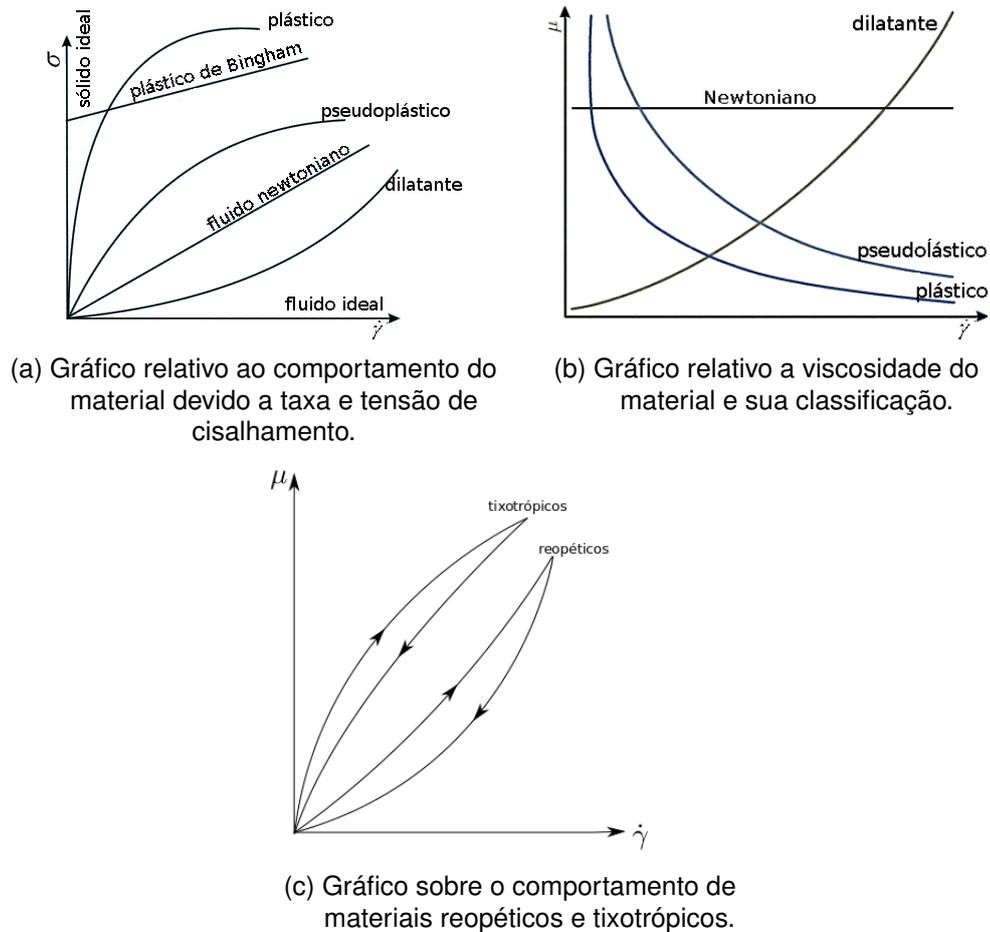


Figura 3.14 – Comportamento dos materiais conforme tensão e taxa de cisalhamento e viscosidade e taxa de cisalhamento. Fonte: adaptado de Barnes et al. (1989).

Seção 3.3.

3.3 Sedimentação

Segundo Carvalho (2008), sedimentos são partículas sólidas resultantes do processo de sedimentação, mas muitos autores (JULIEN, 1998; KNELLER; BUCKEE, 2000; CHENG, 1997; FERREIRA et al., 2005) chamam de sedimento, as partículas derivadas da rocha ou de agentes biológicos, quando transportados por um fluido (águas de rios, mares, oceanos, etc e vento) da sua origem aos locais de deposição. Portanto, podemos chamar de sedimento todo o material sólido em suspensão e aquele que já foi depositado.

Sobre a forma como o material deposita, partindo da observação de quando uma partícula é solta em um recipiente contendo água, a partícula cai segundo a lei sedimentação livre de acordo com duas condições: para dois grãos com a mesma

massa específica, mas de tamanhos diferentes, o maior atinge maior velocidade. Se dois grãos possuem o mesmo tamanho, mas têm massas específicas diferentes, o grão mais pesado atinge maior velocidade.

Então, num primeiro momento, fica evidente que a velocidade de sedimentação depende da massa específica, do tamanho do grão e da concentração. Pensando sobre a complexidade de um escoamento com a combinação destas características supracitadas, Manica (2009) apresenta os seguintes itens como responsáveis pelo suporte de grãos,

- Turbulência (será definida em Capítulo 4).
- Decantação impedida (*hindered settling*): devido à alta concentração de grãos o movimento da água é dificultado e aproxima os grãos que tentam depositar-se. A água intersticial é expulsa dos espaços entre as partículas, o que dificulta a movimentação e retarda a decantação dos grãos.
- Empuxo (*buoyant lift*): fornecido por uma matriz composta de sedimentos mais finos e água.
- Pressão dispersiva (*dispersive pressure*): os grãos são mantidos em suspensão pela interação entre eles (colisão em regime inercial ou pelas forças viscosas produzidas sobre o grão em regime viscoso).
- Movimento ascendente do fluido intragranular: em dispersões muito concentradas, o fluido tende a ser expulso para cima ao mesmo tempo em que de grãos maiores e mais densos tendem a decantar.
- Matriz coesiva (*matrix strength*): uma mistura de material argiloso e fluido intersticial suporta o peso dos clastos⁵ e forma um filme que lubrifica as irregularidades na superfície dos grãos, reduzindo o cisalhamento e permitindo que os fluxos de detritos fluam por grandes distâncias, mesmo em declives muito suaves.

Sobre a velocidade de sedimentação, Cheng (1997) diz que esta é uma das propriedades básicas na sedimentação de partículas. Ele comenta que a velocidade de sedimentação depende do número ou da concentração de partículas, formato, tamanho, da massa específica das partículas e do coeficiente de viscosidade do fluido. Outra característica importante é sobre haver ou não interação entre as partículas. Isto quer dizer que um meio com maior concentração, onde as partículas se encontram mais

⁵Um detrito ou clasto é um fragmento de uma rocha pré-existente (quer ela seja uma rocha magmática, metamórfica ou rocha sedimentar), solto através dos fenômenos meteorização e erosão.

próximas umas das outras, depositará com uma velocidade maior do que se considerar uma única partícula ou um sistema mais disperso. Desta forma, a sedimentação pode ser de quatro tipos (BARROSO, 2007), como mostra a Tabela 5.4:

1. Tipo I, ou Sedimentação Discreta: Também conhecida como Lei de Stokes, esta é caracterizada por uma velocidade uniforme de sedimentação, sem que haja interação entre partículas no meio. Os tipos de partículas deste movimento são as de saibro e areia. Não há variação da massa da partícula ao longo do percurso e elas apresentam uma trajetória retilínea.
2. Tipo II, ou Sedimentação Floculenta: Existem pequenos agrupamentos das partículas e, por consequência, acontece um aumento gradual da velocidade de decantação devido ao aumento da massa, obrigando a uma queda acelerada. Pode apresentar trajetória curvilínea com a concavidade voltada para baixo, que é denominada de varredura.
3. Tipo III, ou Sedimentação Zonal: Também chamada de *Hindered Settling* ou retardada, semelhante à tipo II, a velocidade de queda aumenta, mas de forma mais expressiva, pois a concentração será maior caracterizando uma redução gradual da velocidade de decantação das partículas em suspensão. Este fenômeno deve-se a um aumento de concentração de partículas e devido à perturbação que o movimento de uma partícula provoca na vizinha, retardando o seu movimento. Pode-se formar um agregado denso de partículas que decanta em conjunto, deixando acima o líquido com o aspecto de limpo.
4. Tipo IV, ou Sedimentação Compressiva: o fenômeno de compressão, no qual a concentração de partículas é tão elevada que os sólidos comprimem a água ao decantar. Ocorre quando a densidade de partículas é tal que a decantação faz-se por densificação apenas pelo peso das partículas que estão acima e das que vão sendo adicionadas subsequentemente.

Em relação às aproximações relativas à velocidade de queda, na Subseção 3.3.1 será apresentado um breve apanhado dos estudos sobre o tema.

3.3.1 Velocidade de sedimentação

O objetivo desta seção é identificar algumas equações que foram propostas por diversos autores, a fim de melhor descrever o comportamento da velocidade de sedimentação.

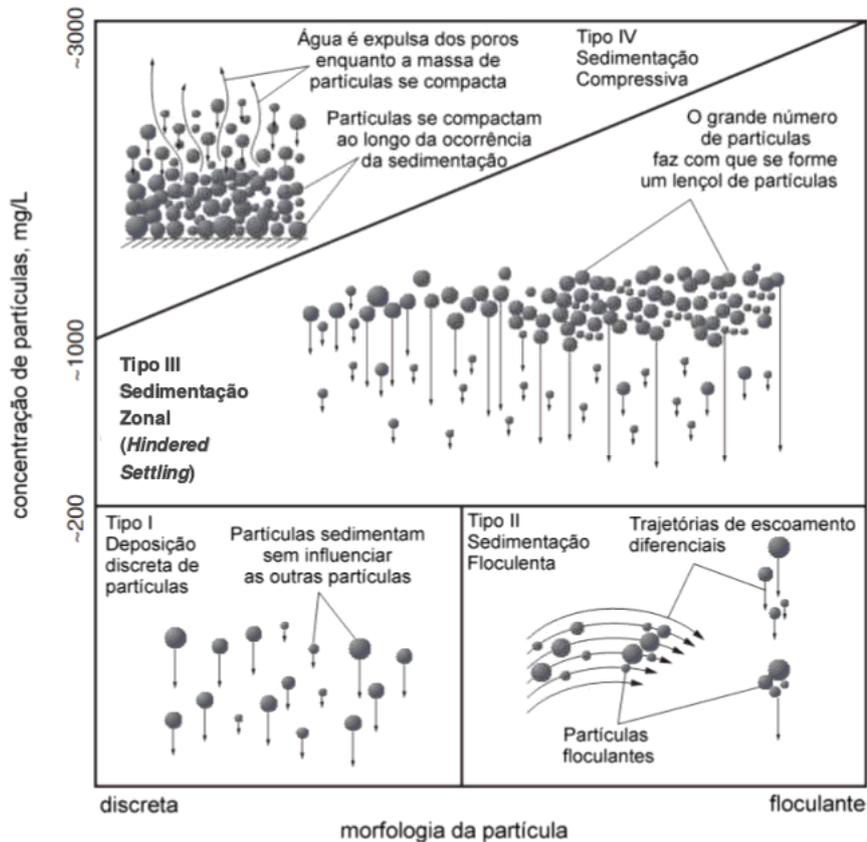


Figura 3.15 – Diagrama que correlaciona os tipos de sedimentação, com a concentração das partículas e seu formato. Fonte: Adaptado de Lucchese (2015)

Para definir como é a sedimentação de uma partícula, é necessário calcular o número de Reynolds da partícula, chamado de Re_p ,

$$Re_p = \frac{u^s d_p}{\mu_a} \quad (3.5)$$

que é dependente da velocidade de queda da partícula, u^s , do seu diâmetro, d_p e do coeficiente de viscosidade do fluido ambiente, μ_a .

Segundo Julien (1998), para partículas esféricas, a velocidade de sedimentação é apresentada como,

$$u^s = \sqrt{\frac{4(\rho_p - \rho_a)gd_p}{3\rho_p C_d}}, \quad (3.6)$$

onde o coeficiente de arrasto C_d é dependente do regime do escoamento em que a partícula está submersa e ρ_p é a massa específica da partícula. Para um regime laminar, onde $Re_p < 0,1$, o coeficiente de arrasto se limita a $C_d = 24/Re_p$ ou para partículas com $d_p \leq 0,1mm$. Nestes limites o comportamento será conforme a lei de

Stokes. Já num regime turbulento e em transição é utilizada outra aproximação, mas como não será aplicada a este trabalho, não serão tratadas aqui.

Diversos trabalhos buscam desenvolver um único equacionamento que sirva para qualquer tipo de partícula (tamanho, formato, etc) e regime de escoamento. Com base nisto, Cheng (1997) apresenta, fazendo uso de uma equação proposta por Lewis et al. (1985),

$$\frac{u^s}{u_0^s} = (1 - \varphi)^n, \quad (3.7)$$

onde, u^s é a velocidade de sedimentação terminal de uma única partícula no fluido, φ é a concentração volumétrica, u_0^s é a velocidade de sedimentação de partículas dispersas em uma concentração volumétrica φ , e n é um expoente definido como,

$$n = \frac{\ln \frac{2 - 2\varphi}{2 - 3\varphi} + 1.5 \ln \left(\frac{\sqrt{25 + \left[\frac{(1 - \varphi)(2 - 3\varphi)^2}{4 + 4\delta\varphi} \right]^{2/3} (Re^{4/3} + 10Re^{2/3}) - 5}}{\sqrt{25 + Re^{4/3} + 10Re^{2/3} - 5}} \right)}{\ln(1 - \varphi)}, \quad (3.8)$$

sendo $\delta = \frac{(\rho_p - \rho_a)}{\rho_a}$

Segundo o autor, essa aproximação para n está de acordo com os dados experimentais utilizados, mas especialmente para partículas pequenas e areia. Cheng (1997) afirma que a equação proposta se relaciona não somente ao número de Reynolds, mas também à densidade dos sedimentos e à concentração volumétrica das partículas.

Já Jiménez e Madsen (2003) propõem uma equação para estimar a velocidade de queda com base no trabalho de Dietrich (1982), no qual a velocidade de queda é prevista por meio do diâmetro e do fator de forma. A equação foi verificada com dados experimentais e com outras equações relativas a aproximação da velocidade de queda,

$$\frac{1}{u^{s*}} = A + \frac{B}{S_*} \quad S_* = \frac{d_N}{4\nu} \sqrt{\left(\frac{\rho_p}{\rho_a} - 1\right)gd_N} \quad (3.9)$$

onde, A e B são constantes encontradas a partir de dados experimentais para valores amostrados de S^* . No entanto, o valor de d_N , chamado de diâmetro nominal, vai de $0,06mm < d_N < 1mm$, abaixo deste valor os autores recomendam utilizar Stokes e acima disso, afirmam ser improvável que haja partículas em suspensão.

Já Ferguson e Church (2004) apresentam uma equação explícita para todo e qualquer diâmetro, regime de escoamento - até mesmo para a fase de transição -

e demonstram uma boa coerência com dados publicados e experimentais. O objetivo principal deste equacionamento é ser aplicável a qualquer situação, desde que se saiba o diâmetro da partícula. A equação para a velocidade de queda fica,

$$u^s = \frac{\frac{\rho_p}{\rho_a} g d_p^2}{C_1 \nu_m + (0.75 C_2 \frac{\rho_p}{\rho_a} g d_p^3)^{0.5}} \quad (3.10)$$

Esta aproximação se reduz à lei de Stokes para grãos finos e apresenta um coeficiente de arrasto constante para sedimentos mais grossos. Nela estão inclusos os efeitos da viscosidade e da massa específica. No entanto, ainda se faz necessário o uso de constantes, C_1 e C_2 , porém essa é uma abordagem muito mais simples do que os demais trabalhos apresentados. C_1 é a constante encontrada na equação de Stokes para um regime laminar e C_2 é relacionado ao coeficiente de arrasto para Re na $O(10^3)$. Os autores apresentam os seguintes valores para as constantes, conforme a Tabela 3.2

Tabela 3.2 – Constantes adimensionais para diferentes diâmetros de partícula. Fonte: adaptado de Ferguson e Church (2004).

Material	C_1	C_2
Esferas	18	0,4
Areia (peneirada)	18	1,0
Areia (diâmetro nominal)	20	1,1
Grãos angulares	24	0,2
Laterita	9,0	0,35

Além da equação muito mais simples, ela é facilmente programada. Outra vantagem é que ela pode ser utilizada tanto para diâmetros peneirados como nominais.

4 FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

A modelagem matemática que rege os escoamentos está descrita nesta seção. Primeiramente são apresentados os parâmetros adimensionais, que servem para definir quais as forças e mecanismos governam o sistema. Na sequência, a teoria de Benjamin (1968) sobre o balanço de energia numa corrente é demonstrada de forma que seja possível trazer parâmetros de escala. De maneira analítica, as equações de Navier-Stokes e a de transporte escalar são apresentadas em sua forma dimensional (um til ($\tilde{\cdot}$) denota grandezas dimensionais) e, fazendo uso dos parâmetros de escala, as equações são declaradas na sua forma adimensional.

4.1 Equações Governantes

4.1.1 Parâmetros adimensionais: fatores de escala

Como já foi descrito no Capítulo 3, correntes de densidade são fenômenos que podem ocorrer em diversos meios e em diferentes ordens de grandeza. A forma de modelar matematicamente e correlacionar o que é observado na natureza é utilizando os parâmetros adimensionais. Linden (2012) fala que é possível capturar muita da física envolvida com um único parâmetro: o número de Froude. A partir da configuração da Figura 3.1 as equações serão modeladas.

A condição inicial da Figura 3.1 possibilita definir a primeira proporção, que é o conceito de gravidade reduzida. Linden (2012) realiza uma análise da variação da pressão, antes da retirada da placa, no fundo do domínio, conforme Equação 4.1 e, devido à aceleração do fluido mais denso ao fundo do domínio e à aceleração do fluido mais leve acima, é possível determinar a gravidade reduzida,

$$\Delta\tilde{p} = \tilde{g} (\tilde{\rho}_c - \tilde{\rho}_a) \tilde{L}_2 = \tilde{g} \Delta\tilde{\rho} \tilde{L}_2 \quad (4.1)$$

$$\tilde{g}' = \tilde{g} \frac{\Delta\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}_a}, \quad (4.2)$$

desta forma é possível dizer que a velocidade da frente da corrente \tilde{U}_f é proporcional à raiz quadrada da gravidade reduzida \tilde{g}' e da altura do domínio \tilde{L}_2 ,

$$\tilde{U}_f \propto \sqrt{\tilde{g}' \tilde{L}_2}, \quad (4.3)$$

com isto, fica evidente porque do número de Froude é tão importante, já que o mesmo traz em si a intensidade das forças inerciais e gravitacionais,

$$Fr = \frac{\tilde{U}_f}{\sqrt{\tilde{g}'\tilde{L}_2}} \quad (4.4)$$

onde, o denominador da equação é também chamado de velocidade de flutuação \tilde{u}_b e será utilizado como velocidade característica para adimensionalizar as equações. Ainda em relação ao número de Froude, Benjamin (1968) propõe valores quantitativos para estimá-lo valores de Froude a partir balanço de energia.

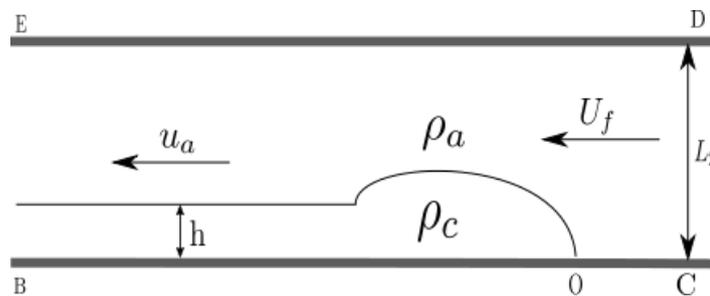


Figura 4.1 – Esquema para o balanço de energia numa corrente de gravidade, segundo a abordagem de Benjamin. Fonte: Adaptado de Benjamin (1968).

O autor aplica a equação de Bernoulli e realiza o balanço de massa e momento no volume de controle. Com esse desenvolvimento, ele encontra uma razão entre as alturas da cabeça \tilde{h} e do domínio de \tilde{L}_2 de $\frac{1}{2}$. Por esse motivo, o comprimento característico do domínio é como $\tilde{h} = \frac{\tilde{L}_2}{2}$. Além disso, o número de Froude característico para uma configuração do tipo *lock-exchange* é $Fr = \frac{1}{2}$. Com isso, podemos manter a física do problema, mesmo numa escala reduzida.

4.1.2 Lei de Stokes para a partícula

Aplicando o balanço de forças em uma partícula que está em processo de sedimentação, considerando-a uma esfera e o meio líquido sendo água, a velocidade de queda é chamada de \tilde{u}^s . A Figura 4.2 esquematiza esse balanço, sendo a força peso \tilde{F}_p atuando na direção de queda, e as forças de empuxo \tilde{F}_b e arrasto \tilde{F}_d contrárias ao movimento.

Portanto, o balanço de forças pode ser equacionado como

$$\tilde{F}_p = \tilde{F}_b + \tilde{F}_d, \quad (4.5)$$

expandindo a notação de cada termo, resultando em,

$$\frac{\pi}{6} \tilde{d}_p^3 \tilde{\rho}_p \tilde{g} = \frac{\pi}{6} \tilde{d}_p^3 \tilde{\rho}_a \tilde{g} + 3\pi \tilde{\mu}_m \tilde{d}_p \tilde{u}^s, \quad (4.6)$$

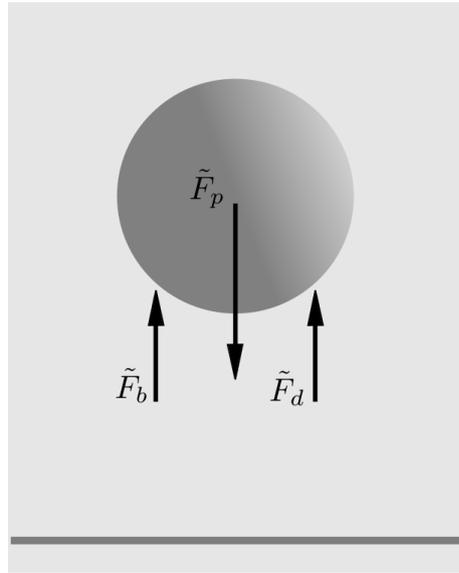


Figura 4.2 – Forças atuantes em uma partícula esférica, segundo a lei de Stokes. Fonte: Francisco (2014).

onde o diâmetro da partícula é \tilde{d}_p , a aceleração da gravidade é \tilde{g} , o coeficiente de viscosidade dinâmica da mistura é $\tilde{\mu}_m$, a massa específica da água é $\tilde{\rho}_a$ e a da partícula é $\tilde{\rho}_p$.

A partir do desenvolvimento é possível obter a velocidade de sedimentação,

$$\tilde{u}^s = \frac{1}{18} \tilde{d}_p^2 \tilde{g} \frac{(\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a)}{\tilde{\mu}_m}. \quad (4.7)$$

Substituindo a Equação (3.4) na Equação (4.7) a velocidade de queda de Stokes em função da concentração fica:

$$\tilde{u}^s(c) = \frac{1}{18} \tilde{d}_p^2 \tilde{g} \frac{(\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a)}{\tilde{\mu}(1 - \frac{\tilde{\varphi}}{\varphi_{max}})^{-[\mu^*]\varphi_{max}}}. \quad (4.8)$$

Neste momento, pode-se definir o coeficiente de viscosidade cinemática, $\tilde{\nu}_m$, pois ele é função do coeficiente de viscosidade dinâmica e da massa específica, conforme,

$$\tilde{\nu}_m(\tilde{c}) = \frac{\tilde{\mu}_m(\tilde{c})}{\tilde{\rho}_c} \quad (4.9)$$

Por fim, o tensor de tensões Newtonianas pode ser reescrito em função de $\tilde{\mu}_m(\tilde{c})$, conforme a equação (4.10):

$$\tau_{ji} = \tilde{\mu}_m(\tilde{c}) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_i} \right) \quad (4.10)$$

4.1.3 Aproximação de Boussinesq

Segundo Meiburg et al. (2015), quando a diferença entre as massas específicas de uma corrente e do fluido ambiente não excedem $O(1\%)$ o escoamento pode ser tratado pela aproximação de Boussinesq.

Lowe et al. (2005) apresentam experimentos comparando os efeitos de uma aproximação não-Boussinesq e Boussinesq. São tratados como sistemas não-Boussinesq quando a diferença de densidades entre os fluidos é grande, o que geralmente é um efeito importante e deve ser respeitado quando estudadas nas correntes de gravidade atmosféricas, por exemplo. Para que esta estimativa seja válida γ - que é a razão entre o fluido menos denso e o fluido mais denso - deve estar entre 0,95 e 1. Neste caso, será a razão entre a massa específica do fluido ambiente $\tilde{\rho}_a$ e a massa específica da corrente $\tilde{\rho}_c$, conforme evidenciado em,

$$\gamma = \frac{\tilde{\rho}_a}{\tilde{\rho}_c} \quad (4.11)$$

$$0,95 < \gamma \leq 1 \quad (4.12)$$

$$\therefore \gamma = 1 - \frac{\tilde{\rho}_a}{\tilde{\rho}_c} \leq 5\% \quad (4.13)$$

esta abordagem também demanda que a equação de continuidade seja respeitada, conforme apresentada a seguir.

4.1.4 Conservação da massa, Navier-Stokes e transporte de escalares

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

$$\tilde{\rho}_c = \tilde{\rho}_a \left(1 + \frac{\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a}{\tilde{\rho}_a} \tilde{c} \right). \quad (4.14)$$

A aproximação de Boussinesq necessita que a equação da conservação da massa como incompressível, da seguinte forma:

$$\frac{\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a}{\tilde{\rho}_a} \tilde{c} \ll 1, \quad (4.15)$$

resultando em $\tilde{\rho}_c \approx \tilde{\rho}_a$ na (4.14). Desse modo, pode-se empregar as equações de Navier-Stokes na aproximação de Boussinesq, assumindo que a massa específica do

fluido seja constante, exceto no termo gravitacional. A equação da conservação da massa é expressa por

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_j} = 0. \quad (4.16)$$

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

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{t}} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} = -\frac{1}{\tilde{\rho}_a} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}_i} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}_j} \left[\tilde{\nu}_m(\tilde{c}) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_i} \right) \right] - \frac{\tilde{c}}{\tilde{\rho}_a} \tilde{F}_d, \quad (4.17)$$

onde \tilde{p} é a pressão, $\tilde{\nu}_m$ é o coeficiente viscosidade cinemática da mistura dependente da concentração \tilde{c} .

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

$$\frac{\partial \tilde{c}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial (\tilde{u}_j + \tilde{u}^s(\tilde{c})e_j^g) \tilde{c}}{\partial \tilde{x}_j} = \tilde{k} \frac{\partial^2 \tilde{c}}{\partial \tilde{x}_j \partial \tilde{x}_j}, \quad (4.18)$$

onde \tilde{k} representa a difusividade mássica e $e_j^g = (0, -1, 0)$ o vetor unitário agindo na direção da gravidade.

Para facilitar a resolução numérica, as equações governantes (4.16, 4.17 e 4.18) são escritas em sua forma adimensional. Para tanto, dois importantes grupos adimensionais são utilizados.

O número de Reynolds,

$$Re = \frac{\tilde{U} \tilde{h}}{\tilde{\nu}}, \quad (4.19)$$

e compreende a razão entre as forças de inércia e as forças viscosas, onde \tilde{U} e \tilde{h} são a velocidade e comprimento característico do escoamento, respectivamente. Por último o número de Schmidt,

$$Sc = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{k}}, \quad (4.20)$$

que é definido como a razão entre difusão de quantidade de movimento e difusão molecular de partículas \tilde{k} .

Para facilitar a visualização da dependência de Reynolds com a equação do coeficiente de viscosidade da mistura, ela é descrita como uma função $f(\varphi)$, como

$$\frac{\mu_m}{\mu_0} = \left(1 - \frac{\varphi}{\varphi_{max}}\right)^{-[\mu^*]\varphi_{max}} = f(\varphi) \quad (4.21)$$

A equação (3.4) é resultado de diversos dados experimentais, com misturas que podem ter um comportamento não-Newtoniano e para valores de concentração volumétrica de até $\varphi < 0,25$. φ_{max} é característica da estrutura cristalina do material. No artigo de Luckham e Ukeje (1999), no qual os autores analisam os efeitos na reologia de um polímero devido ao tamanho de partículas de um sistema disperso, falam que a máxima fração de empacotamento para suspensões monodispersas raramente irá exceder para qualquer tipo de arranjo um fator de empacotamento maior do que 0,639. Com isto, para os valores de φ_{max} foi utilizado 0,74, pois é um valor teórico para materiais com arranjo do tipo cúbico de face centrada (CFC) ou hexagonal compacta (HC) e seria o limite superior para este parâmetro. Segundo Barnes et al. (1989), quanto maior o fator de empacotamento, menor o valor de viscosidade intrínseca.

Já $[\tilde{\mu}^*]$ que é a viscosidade intrínseca¹, descreve a habilidade do material em suspensão em aumentar a viscosidade do solvente na ausência de qualquer interação intermolecular, e a viscosidade do solvente, $\tilde{\mu}$. Neste trabalho seu valor será de vale $\frac{5}{2}$, no qual se torna o valor para uma suspensão diluída ideal e partículas esféricas (GUERRA et al., 2012).

Em sua forma adimensional as equações são escritas como

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (4.22a)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{f(\varphi)}{Re} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + e_i^g \varphi, \quad (4.22b)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\partial (u_j + e_j^g u_s(\varphi)) \varphi}{\partial x_j} + \frac{1}{ReSc} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (4.22c)$$

e serão tratadas desta forma a partir daqui.

4.2 Domínio, condições de contorno e condições iniciais

Como mencionado na revisão bibliográfica, o presente trabalho utiliza a configuração *lock-exchange*. Um tipo específico para essa configuração é a chamada de

¹ $[\mu^*]$ muitas vezes chamada de viscosidade infinita, é um valor que não depende da concentração sendo definido como um valor de viscosidade onde a diluição é infinita. É dada pela equação $[\mu^*] = \lim_{\varphi \rightarrow 0} \frac{\ln \frac{\mu_m}{\mu_0}}{\varphi}$

finite volume release e na Figura 4.3 está representado o domínio de cálculo com os eixos de coordenadas e as dimensões do domínio.

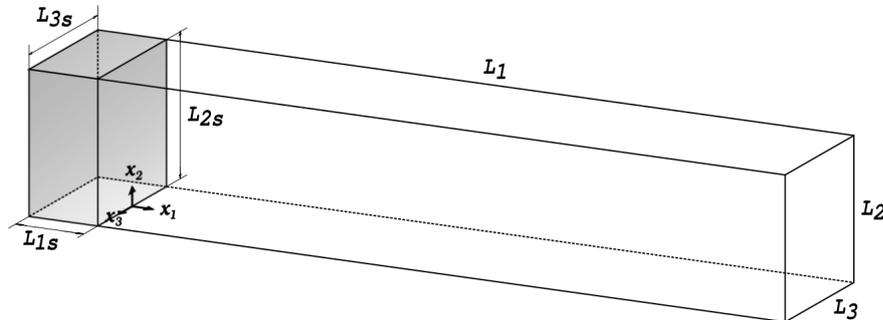


Figura 4.3 – Domínio de cálculo para tempo $t = 0$ Fonte: Adaptado de Francisco (2014).

A Figura 4.3 apresenta o eixo de coordenadas (x_1, x_2, x_3) na interface que separa o fluido ambiente do fluido com partículas. O domínio apresenta comprimento, altura e largura de $L_1 \times L_2 \times L_3$ e a região onde contém a mistura de fluido-partículas para $t = 0$ apresenta as dimensões $L_{1s} \times L_{2s} \times L_{3s}$. Em relação às condições de contorno para o campo de velocidades, no fundo é imposta a condição de não-deslizamento (velocidade na parede é zero) e no topo e nas laterais é utilizada a condição de deslizamento livre (gradiente de velocidade com a componente normal é zero).

Para se aproximar a simulação a este tipo de experimento, é adicionada uma perturbação na interface igual a u_i logo após a retirada da placa, que se encontra em $x_1 = 0$. Outra abordagem que é uma característica desse tipo de modelagem é a geração do campo de concentrações inicial ser dado por uma função tangente hiperbólica,

$$c(t = 0) = c_0 \left[0.5 - 0.5 \tanh \left(x_1 \sqrt{Re} \right) \right]. \quad (4.23)$$

4.3 Simulação numérica direta (DNS) e Simulação de Grandes Escalas (LES)

Uma importante característica dos escoamentos, sejam de engenharia ou na natureza, é a turbulência. Esta é uma característica difícil - se não a mais difícil - de ser definida na mecânica dos fluidos, mas Lesieur (2012) diz que tais escoamentos podem ser detalhados da seguinte forma:

- Por natureza são tridimensionais, instáveis e apresentam flutuações em todas as direções;

- A mistura de massa, momento ou calor são muito mais eficientes do que a difusão que ocorre nos escoamentos laminares;
- Convencionalmente é tida como um fenômeno estocástico, mas hoje é estabelecido que a maioria dos campos de escoamento turbulento apresentam uma estrutura definida e algum grau de ordem;
- Turbulência pode ser vista como um escoamento rotacional com um grande espectro de vórtices (ou escalas), desta forma envolve um grande espectro de escalas de comprimento e tempo;
- Os grandes vórtices são associados às baixas frequências e os pequenos vórtices às altas. Os grandes vórtices são instáveis e podem se reduzir a pequenos vórtices, que podem se reduzir a vórtices menores ainda e assim por diante. Com isso ocorre uma contínua transferência de energia cinética dos maiores para os menores, o que configura este processo como uma cascata de energia. Esta contínua fonte de energia, no qual é condição necessária para manter a turbulência, é extraída do escoamento principal pelos grandes vórtices e finalmente dissipadas pelos pequenos.
- A turbulência é um processo contínuo, isto quer dizer que as escalas do tempo e comprimento das menores escalas são em muitas ordens de grandeza maiores do que as escalas de tempo e caminho livre do movimento molecular;
- Os grandes vórtices são anisotrópicos. Eles são responsáveis principalmente pela mistura que ocorre na turbulência e contêm uma grande porção da energia cinética total da turbulência.

Com base nas definições relativas aos vórtices ou escalas, as simulações computacionais tem por objetivo encontrar soluções por aproximação numérica das equações de Navier-Stokes, resolvendo todas as escalas ou utilizando algum tipo de modelo, simplificação ou aproximação. A primeira abordagem é a chamada *Direct Numerical Simulation*, DNS ou em tradução livre, Simulação Numérica Direta. Já a segunda abordagem pode ser chamada de *Large-Eddy Simulation*, LES e em português chamada de Simulação de Grandes Escalas. Para estimar o custo computacional de uma análise física das escalas se utiliza o conceito da microescala de Kolmogorov.

A teoria de Kolmogorov é baseada numa hipótese, combinada com pressupostos dimensionais e observações experimentais. Post (2010) define que a escala de comprimento integral é a maior escala de movimento turbulento, já, em contrapartida, a

escala de Kolmogorov é a menor. A primeira é definida realizando-se medidas simultâneas da velocidade em dois pontos e procedendo-se a uma análise de correlação, agora a segunda é a escala onde as forças inerciais e viscosas se tornam iguais.

Silvestrini (2003) mostra que a escala integral de comprimento (l), escala das menores estruturas, chamada de escala de Kolmogorov é dada por

$$\eta \sim \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4}, \quad (4.24)$$

sendo ν viscosidade cinemática e ϵ designa a taxa de dissipação da turbulência. Já em relação à escala das maiores estruturas em uma turbulência, é apresentada como

$$l \sim \frac{v^3}{\epsilon}, \quad (4.25)$$

v é a escala característica para as velocidades. Fazendo a razão das equações 4.25 e 4.24 é possível estimar o número de graus de liberdade (N) necessários para que todas as escalas da turbulência sejam resolvidas,

$$N^3 \sim \left(\frac{l}{\eta} \right)^3 \sim Re_l^{9/4}. \quad (4.26)$$

Re_l é o número de Reynolds turbulento baseado na escala integral e é definido como $Re_l = \frac{u'L}{\nu}$, onde L é escala integral e N será o número de pontos discretizados ao longo da uma malha espaçada por incrementos h . A resolução precisa satisfazer a relação $Nh > L$ e desta forma a escala integral está contida no domínio computacional, e u' é a média da raiz quadrada da velocidade. Essa relação nos diz que, para um domínio de cálculo 3D discretizado em $n_1 \times n_2 \times n_3$ pontos de malha, o uso de DNS fica limitado a Reynolds da ordem,

$$Re_l \sim (n_1 n_2 n_3)^{4/9}. \quad (4.27)$$

Esta limitação quanto ao número de pontos está associada diretamente aos custos computacionais da simulação, restringindo a sua aplicação para escalas experimentais. Os altos números de Reynolds encontrados em aplicações naturais e industriais impossibilitam a uso de DNS com a atual capacidade computacional disponível para este trabalho. Para isto é possível fazer uso de uma ferramenta do tipo LES. Fazendo uso de uma DNS para verificar o código e reduzir ao máximo o erro numérico, a LES serve para que se possa aumentar o Re e ainda reduzir o custo computacional.

LES também leva em conta a teoria de Kolmogorov e calcula de forma similar à DNS as grandes escalas movimento, onde o efeito das pequenas escalas universais ou escalas de submalha são representadas utilizando modelos de escala de submallha

(SGS *subgrid scale*). Em termos práticos, implica resolver as equações de Navier-Stokes filtradas e ainda adicionar os termos de tensão da SGS. Segundo Jiang e Lai (2016), uma nova abordagem que tem recebido atenção é o uso de um tipo de LES chamado de ILES, *Implicit Large-Eddy Simulation*, também chamada de subconjunto de DNS sub-resolvido.

Como explicado pelos autores, Jiang e Lai (2016), o erro de truncamento da discretização dos termos convectivos são uma função da SGS. Esta metodologia utiliza, assim como a DNS, esquemas numéricos de alta ordem de forma que a cascata de energia invíscida por meio da faixa inercial é capturada com precisão e a dissipação numérica inerente imita os efeitos da dinâmica das pequenas escalas.

Dairay et al. (2017) realiza um comparativo entre os principais modelos de LES e o modelo utilizado pelo presente código. O código utiliza dissipação numérica de esquemas alta ordem por meio do termo viscoso. A descrição dessa abordagem na derivada segunda será descrita em Capítulo 5.

5 METODOLOGIA NUMÉRICA

Por meio do código computacional *Incompact3d* as equações (4.22) são totalmente resolvidas utilizando a metodologia DNS. Um esquema compacto de diferenças finitas de sexta-ordem é utilizado para as derivadas espaciais e o avanço do tempo é resolvido com um esquema de Adams-Bashforth de terceira ordem. A equação de Poisson é resolvida pelo método espectral e decomposição do domínio tridimensional em domínios bidimensionais utiliza a estratégia de paralelização (LAIZET; LI, 2011).

5.1 Discretização espacial

Por meio de uma malha cartesiana uniforme e bidimensional, as equações governantes (4.22) são discretizadas. Pela Figura 5.1 cada nó, indicado pelos sub-índices i e j , apresenta o valor da função $f_{i,j}$. As variáveis $x_{1i} = \Delta x_1(i - 1)$ e $x_{2j} = \Delta x_2(j - 1)$ indicam a posição de cada nó, para $1 < i < n_1$ e $1 < j < n_2$, sendo Δx o espaçamento e n o total de nós em cada direção.

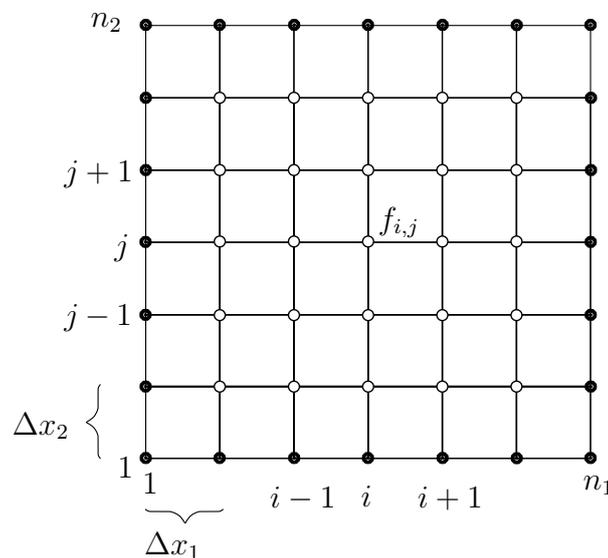


Figura 5.1 – Exemplo de uma malha cartesiana bi-dimensional. Os círculos pretos representam os nós das fronteiras. Fonte: Adaptado de Francisco (2014).

Esquemas de diferenças finitas para aproximação do valor da primeira derivada da função f_i no ponto i dependem do valor da função nos pontos próximos e suas

u_i^* é o valor da velocidade intermediária, dada por:

$$\frac{u_i^* - u_i^k}{\Delta t} = a_k F_i^k + b_k F_i^{k-1}, \quad (5.12)$$

sendo $a_1 = 3/2$ e $b_1 = -1/2$. Com isto, podemos calcular o acréscimo do gradiente de pressão para avançar no tempo $k + 1$:

$$\frac{u_i^{k+1} - u_i^*}{\Delta t} = -(a_k + b_k) \frac{\partial p^{k+1}}{\partial x_i}, \quad (5.13)$$

aplicando o divergente sobre a Equação (5.13):

$$\frac{\partial u_i^{k+1}}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} = -(a_k + b_k) \Delta t \frac{\partial^2 p^{k+1}}{\partial x_i^2}. \quad (5.14)$$

Pela conservação da massa (4.22a), para o tempo $k + 1$,

$$\frac{\partial u_j^{k+1}}{\partial x_j} = 0, \quad (5.15)$$

aplicando a Equação (5.15) na Equação (5.14)

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

A partir do valor da pressão p^{k+1} , retoma-se a Equação (5.13) para a resolução da velocidade em $k + 1$,

$$u_i^{k+1} = u_i^* - (a_k + b_k) \Delta t \frac{\partial p^{k+1}}{\partial x_i}. \quad (5.17)$$

O mesmo esquema temporal é aplicado à Equação do transporte (4.22c):

$$\varphi^{k+1} = \varphi^k + \Delta t (a_k G_l^k + b_k G_l^{k-1}), \quad (5.18)$$

5.3 Dissipação numérica sobre derivada segunda

A metodologia numérica utilizada para ILES é descrita a seguir. A ideia central é controlar, por meio da derivada segunda, a dissipação numérica dos comprimentos de onda.

$$\beta f_{i-2}'' + \alpha f_{i-1}'' + f_i'' + \alpha f_{i+1}'' + \beta f_{i+2}'' = a \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{\Delta x^2} + b \frac{f_{i+2} - 2f_i + f_{i+3}}{4\Delta x^2} + c \frac{f_{i+3} - 2f_i + f_{i-3}}{9\Delta x^2}, \quad (5.19)$$

Conforme desenvolvido por Lamballais et al. (2011) o número de onda modificado k'' pode ser relacionada a Equação (5.19) a partir da seguinte expressão:

$$k'' \Delta x^2 = \frac{2a [1 - \cos(k\Delta x)] + \frac{b}{2} [1 - \cos(2k\Delta x)] + \frac{2c}{9} [1 - \cos(3k\Delta x)]}{1 + 2\alpha \cos(k\Delta x)} \quad (5.20)$$

Os autores sugerem o uso do número de onda modificado quadrático como $k_c'' \Delta x^2 = n\pi^2$. Durante todas as simulações o valor de n , que é quem define a dissipação, é de 25 (FRANTZ et al., 2017).

5.4 Simulações

Na Tabela 5.1 são apresentados todos os casos que foram simulados com seus respectivos valores adimensionais e abordagem numérica escolhida. As simulações estão aos pares com o objetivo de avaliar os efeitos das variações das propriedades, são todas tridimensionais e $Sc = 1$.

Tabela 5.1 – Casos com e sem a variação das propriedades, onde CON significa que a viscosidade e a velocidade de sedimentação são constantes e VAR para as propriedades citadas como variáveis ao longo do escoamento.

CASOS	Re	φ	Δt	u^s	Abordagem Numérica
CASO 0 - CON	10.000	0,28%	3×10^{-4}	0.02	DNS
CASO 0 - VAR					
CASO I - CON	10.000	0,28%	6×10^{-4}	0.02	ILES
CASO I - VAR					
CASO II - CON	34.000	13,0%	6×10^{-4}	0.0078	ILES
CASO II - VAR					
CASO III - CON	34.000	20,0%	6×10^{-4}	0.0053	ILES
CASO III - VAR					

Para os casos nos quais a velocidade de queda é variável, o valor adimensional de u^s é utilizado como valor inicial e o tempo final dá de $t = 60$ para todas as simulações.

O CASOS 0 têm como o objetivo verificar somente os efeitos da nova programação relativa ao coeficiente de viscosidade variável. Para isso, utilizaram-se como referência os resultados apresentados nos artigos Espath et al. (2013) e Espath et al.

(2015). É feito uso do domínio de $18 \times 2 \times 2$, comprimento, largura e altura, respectivamente, e uma malha de $2305 \times 513 \times 385$ pontos. Os demais parâmetros dimensionais dessa simulação são $\tilde{\rho}_a = 998 \text{kg/m}^3$, $\tilde{\rho}_c = 1.004, 21 \text{kg/m}^3$ e $\tilde{\rho}_p = 3.217 \text{kg/m}^3$, massa específica da água, corrente e da partícula, respectivamente.

As simulações do CASO I apresentam os efeitos dissipativos da metodologia numérica ILES e quais são os ganhos computacionais relativos a esta abordagem, para tanto, serão utilizando os mesmos parâmetros do CASO 0.

Já os resultados apresentados em CASO II e CASO III são desenvolvidos por meio de parâmetros dimensionais. O CASO II foi desenvolvido a partir do ρ_p , nesse caso o carvão e a partir dele foi encontrado um Re de 34.000, aproximadamente. Para respeitar o limite imposto pela aproximação de Boussinesq, \tilde{c} ficou em 13%. A fim de aumentar a concentração, Re foi mantido em 34.000 e \tilde{c} de 20% foi imposta. Dessa forma, o ρ_p ficou aproximadamente de 1.270kg/m^3 . Esse valor é similar a pumes, que é um material encontrado a partir de erupções vulcânicas. Seria possível utilizar maiores valores para \tilde{c} , no entanto, o seu significado físico fica muito distante dos valores dos materiais que são encontrados na natureza (JULIEN, 1998). Em relação a região as regiões reológicas apresentadas na Figura 3.11, as simulações se encontram na região II e a velocidade de sedimentação será do tipo I, como descrita na . A Tabela 5.2 resume estes valores para serem interpretados e analisados. O domínio tem $27 \times 2 \times 2$ de comprimento, largura e altura, respectivamente, e são utilizados $1729 \times 257 \times 144$ pontos de malha. A tabela 5.2 apresenta todos os parâmetros dimensionais dos materiais. A variação das propriedades influenciam diretamente no início da mistura no valor do Reynolds. Na última linha da tabela apresenta a redução do Reynolds em função do aumento da concentração.

Em função do custo computacional da DNS, a mesma foi simulada até o tempo adimensional 20, já que esta DNS demora o dobro de tempo da ILES.

Tabela 5.2 – Valores dimensionais relativos as principais propriedades da água @20°C
1 atm, carvão e pumes utilizados no estudo.

Parâmetros Pumes	Carvão	Água
\tilde{c}	13,0%	20,0%
$\rho_p [kg/m^3]$	1.400	1.270
$\rho_a [kg/m^3]$	998	
$\rho_c [kg/m^3]$	1050,26	1052,40
$d [m]$	9×10^{-5}	
$h [m]$	0,1325	
$g [m/s^2]$	9,81	
$g' [m/s^2]$	0,5137	0,5347
$u_b [m/s]$	0,2609	0,2662
$\nu [m^2/s]$	$1,01 \times 10^{-6}$	
$\mu [Pa.s]$	$1,00 \times 10^{-3}$	
Re_{var}	25.000	20.000

6 RESULTADOS

6.1 Estruturas coerentes

Estruturas coerentes são regiões onde a concentração de vórtices é forte o suficiente para induzir a uma espécie de enrolamento do escoamento e manter este formato característico durante um tempo suficientemente longo (LESIEUR, 2012). Uma boa forma de capturar estas estruturas é por meio das iso-superfícies de alta vorticidade, componentes de vorticidade, de baixa pressão ou por meio critério-Q.

Análises realizadas em diversos escoamentos demonstram que as estruturas coerentes são bem caracterizadas por isosuperfícies através da equação

$$Q = \frac{1}{2} \left(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij} \right) = \frac{1}{4} \left(\vec{w}^2 - 2S_{ij}S_{ij} \right) = \frac{\nabla^2 p}{2\rho} \quad (6.1)$$

S_{ij} e Ω_{ij} são as partes simétricas e anti-simétricas, respectivamente, do tensor gradiente de velocidade $\partial u_i / \partial x_j$.

Segundo (LESIEUR, 2012), quando Q apresenta valores de $|\Omega_{ij}| > |S_{ij}|$ indicam áreas onde a rotação do fluido é maior do que a taxa de deformação, caracterizando zonas de turbilhonamento.

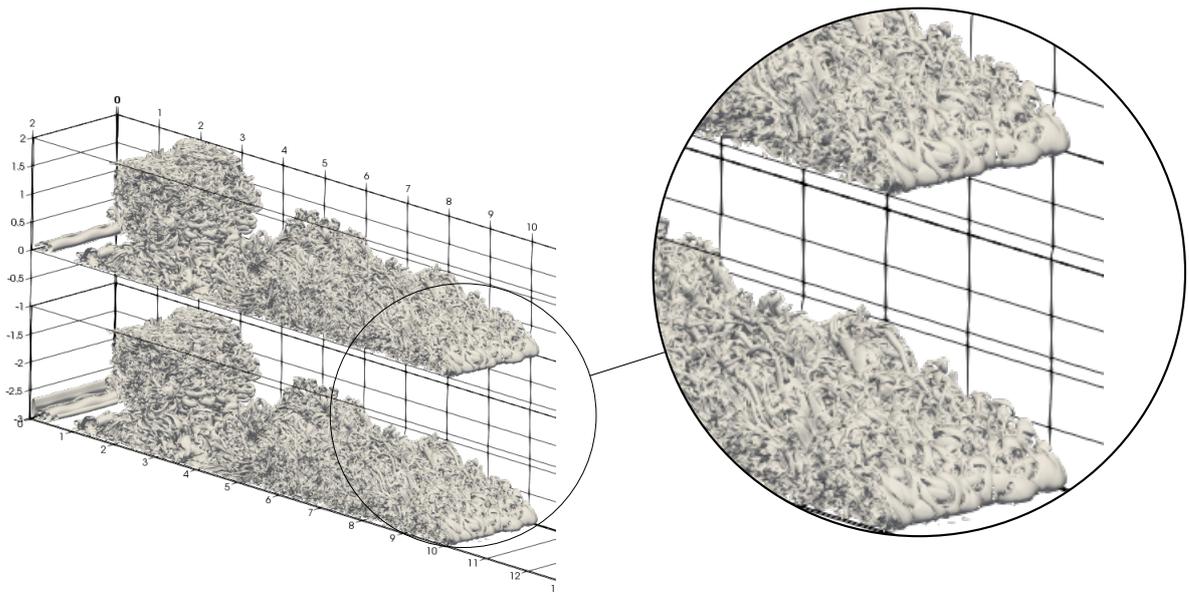


Figura 6.1 – Critério Q para o CASO O mostrando os vórtices da simulação DNS. para tempo 15. Imagem superior considera as propriedades constantes e a inferior, variáveis.

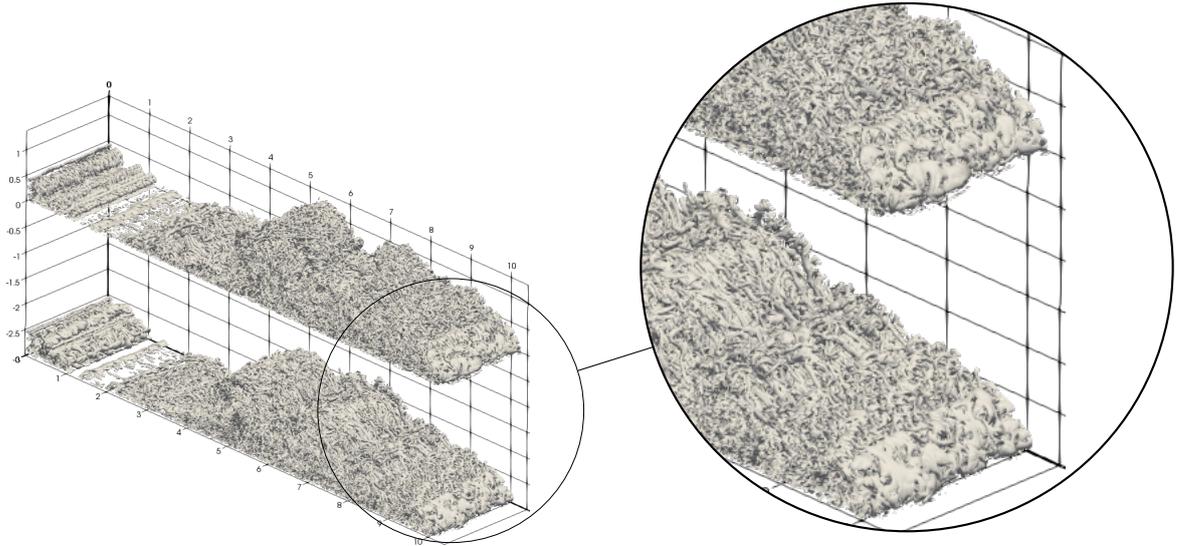


Figura 6.2 – Critério Q para o CASO III mostrando os vórtices em uma simulação ILES para tempo 15. Imagem superior considera as propriedades constantes e a inferior, variáveis.

Comparando as imagens Figura 6.1 e Figura 6.2, pode-se perceber que a qualidade dos vórtices se mantém praticamente a mesma e as estruturas turbulentas conservam suas características, justificando e reforçando a ideia para o uso da ILES para o aumento das faixas de concentração e Re .

6.2 Pós-processamento

O comportamento de algumas grandezas é avaliado para comparação dos efeitos da variação das propriedades. O código salva os campos de velocidade e concentração para cada passo de tempo definido e, a partir desses dados é possível calcular a posição da frente, quantidade de material em suspensão, taxa de sedimentação, perfil de deposição e depósito total, além dos valores de velocidade de queda e tensão de cisalhamento no fundo, que são estatísticas globais utilizadas como grandezas em correntes de gravidade.

Para determinar a posição da frente da corrente, é realizada uma varredura no campo de concentrações a partir do final do domínio, $x_1 = L_1$, reduzindo x_1 até encontrar o ponto onde $c < 0$. Nessa posição, o valor de x_1 será igual a x_f , que é a posição da frente.

A quantidade de material em suspensão m_p é calculada na forma,

$$m_p(t) = \int_V \varphi dV \quad (6.2)$$

Já a taxa de sedimentação \dot{m}_s , expressa a variação da quantidade de material no fundo do domínio em função do tempo ,

$$\dot{m}_s(t) = \frac{1}{L_1 L_3} \int_0^{L_1} \int_0^{L_3} \varphi(x_1, x_3, t) u^s dx_3 dx_1. \quad (6.3)$$

O depósito de partículas que produz uma camada ao fundo para cada tempo escolhido,

$$D(x_1, t) = \varphi \int_0^t \varphi(x_1, \tau) u^s d\tau. \quad (6.4)$$

Por fim, em relação às tensões cisalhantes geradas no fundo do domínio,

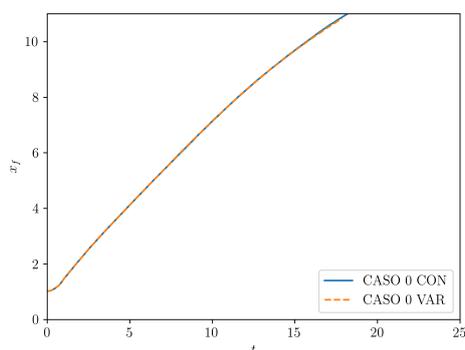
$$u_\tau = \frac{\tilde{u}_\tau}{\tilde{u}_b} = \sqrt{\frac{1}{Re} \sqrt{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right)^2}}. \quad (6.5)$$

A primeira análise realizada, em termos de estatísticas globais, é a posição da frente. A Figura 6.3 mostra a comparação de todas as simulações. Na comparação entre os CASOS 0 e I, apresentados nas Figura 6.3a e Figura 6.3b, fica evidente que não existe nenhuma influência na posição da frente da corrente quando comparados os dois métodos e não se percebem efeitos significativos para o $Re = 10.000$ até os tempos comparados. Já os CASOS II e III, apresentados nas Figura 6.3c e Figura 6.4d, já a partir do tempo 15 ocorre um retardo da posição da frente. No entanto, esse retardo na posição da frente é um aspecto positivo, já que esse foi um problema evidenciado nos artigos de Espath et al. (2013) e Espath et al. (2015), onde a frente da corrente apresentava uma posição muito à frente dos casos experimentais.

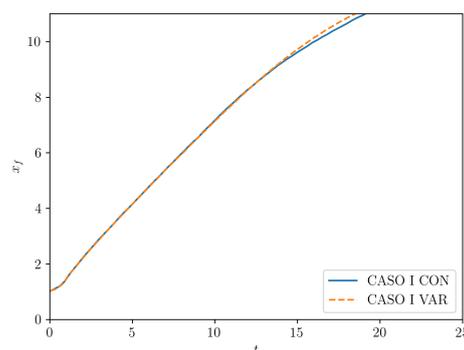
Em relação à quantidade de massa suspensa, os CASOS 0 e I não apresentam o mesmo comportamento após o tempo 5, o que se atribui ao método utilizado. Para os CASOS II e III o comportamento esperado é que haja mais material em suspensão, devido à variação da velocidade de queda. Na Figura 6.4c isto é percebido, mas em função dos efeitos da proximidade à parede a partir do tempo 55 voltam a ficar próximos. O CASO III tem efeito oposto, sendo atribuído aos efeitos da maior concentração.

Os efeitos ficam mais evidentes nos gráficos relativos à taxa de evolução de deposição, 6.5d. Tanto o CASO II e III exibem menos deposição do material quando as propriedades são variáveis, o que pode fazer com que o escoamento perca por mais tempo.

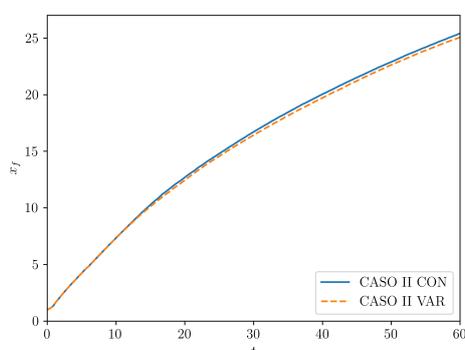
Já a análise de sedimentação mostra uma perturbação muito grande nos perfis de depósito utilizando a metodologia ILES no CASO I 6.6a . Para os CASOS II e III,



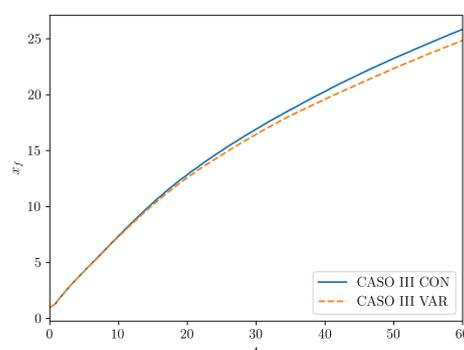
(a) Posição da frente x_f para o CASO 0. Não fica evidenciado nenhuma alteração entre um escoamento com e sem propriedades.



(b) Posição da frente x_f para o CASO I. Variação muito pequena em função da método aplicado, até o tempo simulado.



(c) Posição da frente x_f em função do tempo t , com e sem variação das propriedades. CASO II



(d) Posição da frente x_f em função do tempo t , com e sem variação das propriedades. CASO III

Figura 6.3 – Posição da frente x_f em função do tempo t , com e sem variação das propriedades.

como demonstrado nos gráficos 6.6c e 6.6d, os mapas de depósito ficam sempre um pouco mais deslocado para a frente quando se avalia as propriedades variáveis.

Sobre os perfis de velocidades, para os tempos analisados, percebe-se que eles apresentam a mesma proporção, mas para as propriedades variáveis, o comportamento fica sempre um pouco mais atrasado. Nas mesmas imagens, podemos perceber que os campos de concentração são um pouco maiores na altura para as propriedades variáveis, o que pode aumentar a inércia do escoamento em função da maior quantidade de material em suspensão em toda a corrente, conforme representado nas Figuras 6.7 até a 6.10. Os CASOS 0 e I não estão apresentados por não apresentarem nenhuma mudança significativa.

As Figura 6.11 apresentam a variação nos perfis de isolinhas de fundo, para as concentrações de 13% e 20%. As estruturas de lobos e fendas apresentam formações

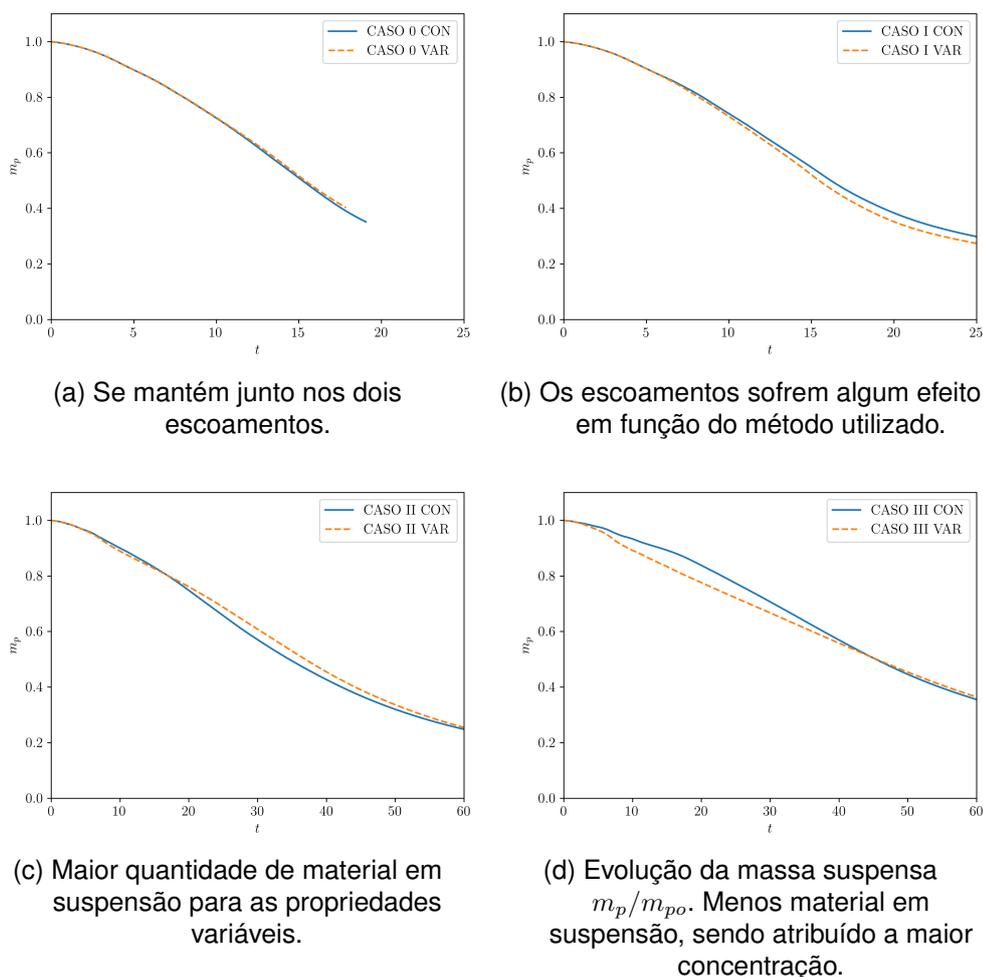
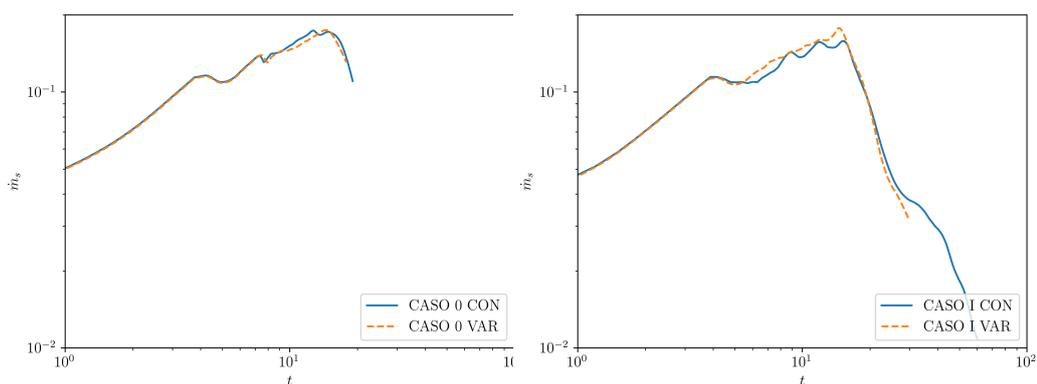


Figura 6.4 – Evolução da massa suspensa m_p/m_{po} em função do tempo t .

bem diferentes, onde as fendas aparecem mais definidas e os lobos apresentam estruturas mais largas para as simulações com propriedades variáveis.

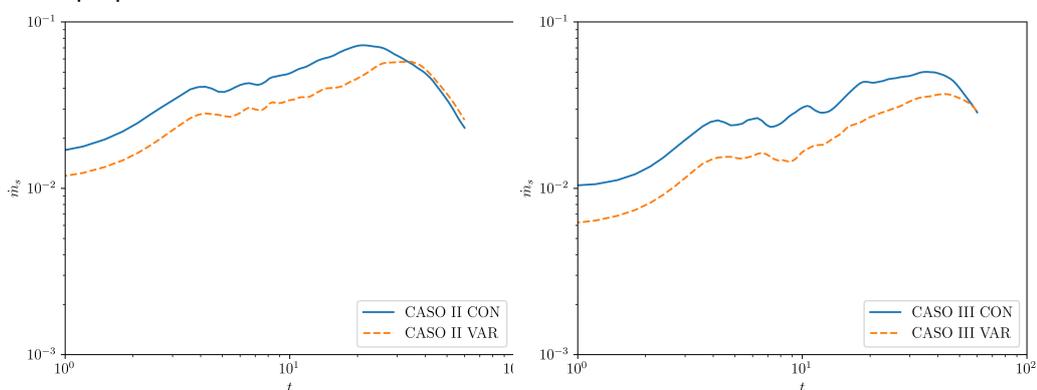
Para ilustrar os efeitos das propriedades variáveis, o CASO III foi escolhido para demonstrar os efeitos observados na tensão de cisalhamento no fundo do domínio, Figura 6. Para as propriedades variáveis as tensões de cisalhamento são um pouco maiores do que para as propriedades fixas, o que justifica o retardo na posição da frente, por exemplo. Mas os valores se tornam muito baixos para que seja possível perceber alguma mudança no comportamento do material.

Por fim, para avaliar o efeito do material em suspensão, as isosuperfície de concentração para CASO III para as propriedades constantes e variáveis apresentam a quantidade ainda não depositado. Este comportamento justificaria aumentar o domínio e o tempo final para avaliar como este material irá atingir maiores distâncias.



(a) Taxa de deposição apresenta o mesmo comportamento para as propriedades fixas ou variáveis.

(b) Variação muito pequena, que pode ser atribuída ao método aplicado.



(c) Menor quantidade de material depositado para o caso variável.

(d) Comportamento das curvas semelhante, mas com menos material depositado para as propriedades variáveis.

Figura 6.5 – Evolução da taxa de deposição \dot{m}_p em função do tempo t .

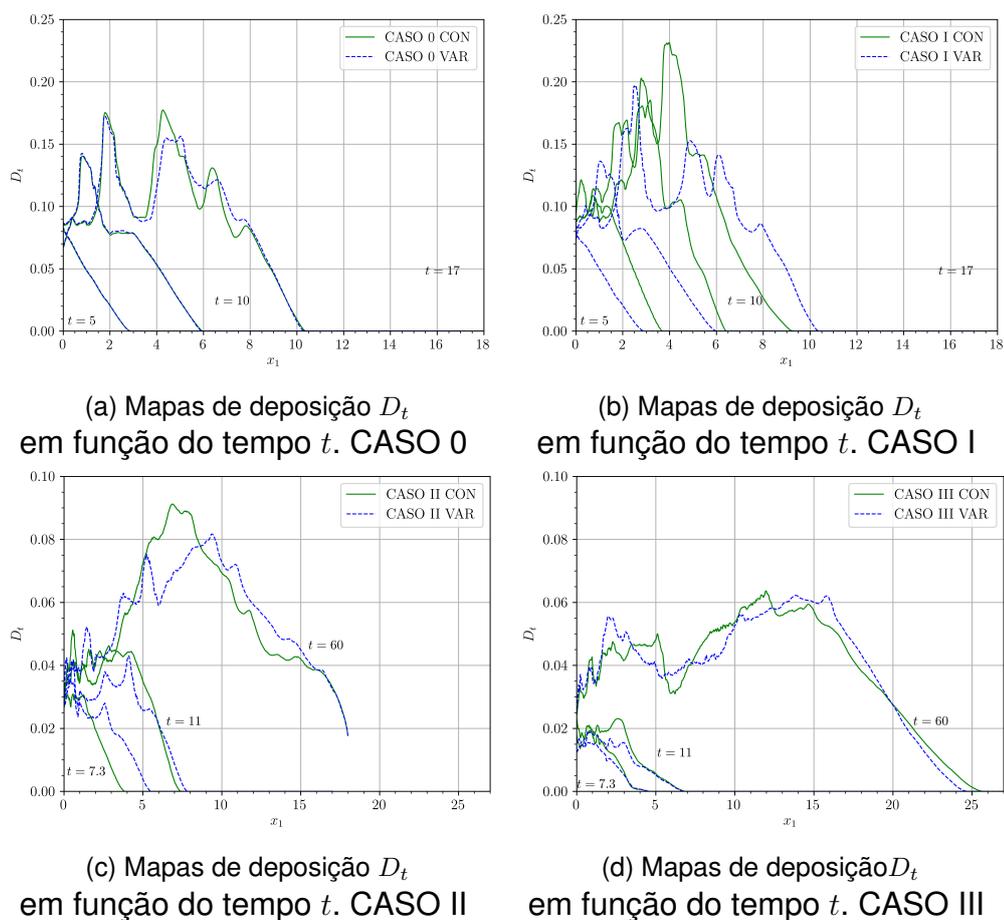


Figura 6.6 – Mapas de deposição D_t em função da posição x_1 .

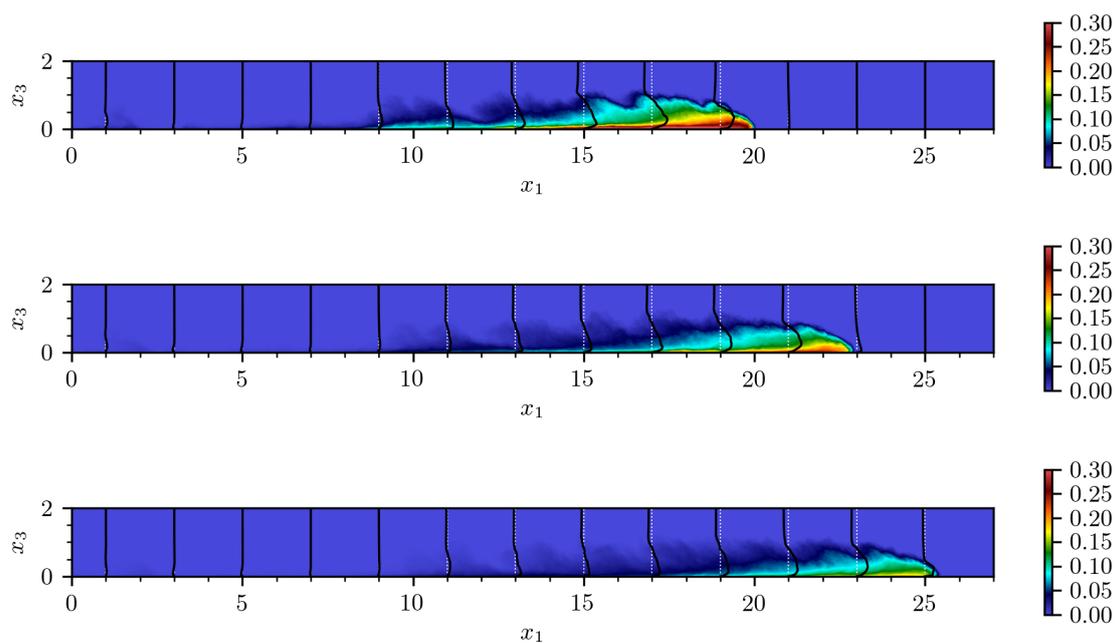


Figura 6.7 – Perfis de velocidade com campos de concentração para CASO II com propriedades fixas. Tempos $t = 40$, $t = 50$ e $t = 60$.

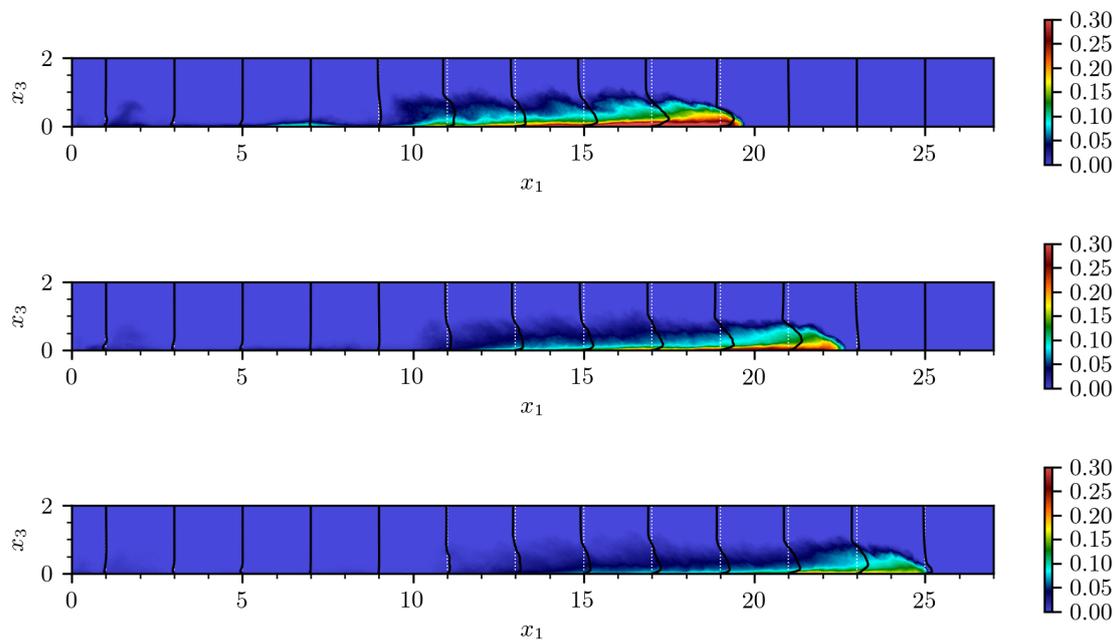


Figura 6.8 – Perfis de velocidade com campos de concentração para CASO II com propriedades variáveis. Tempos $t = 40$, $t = 50$ e $t = 160$.

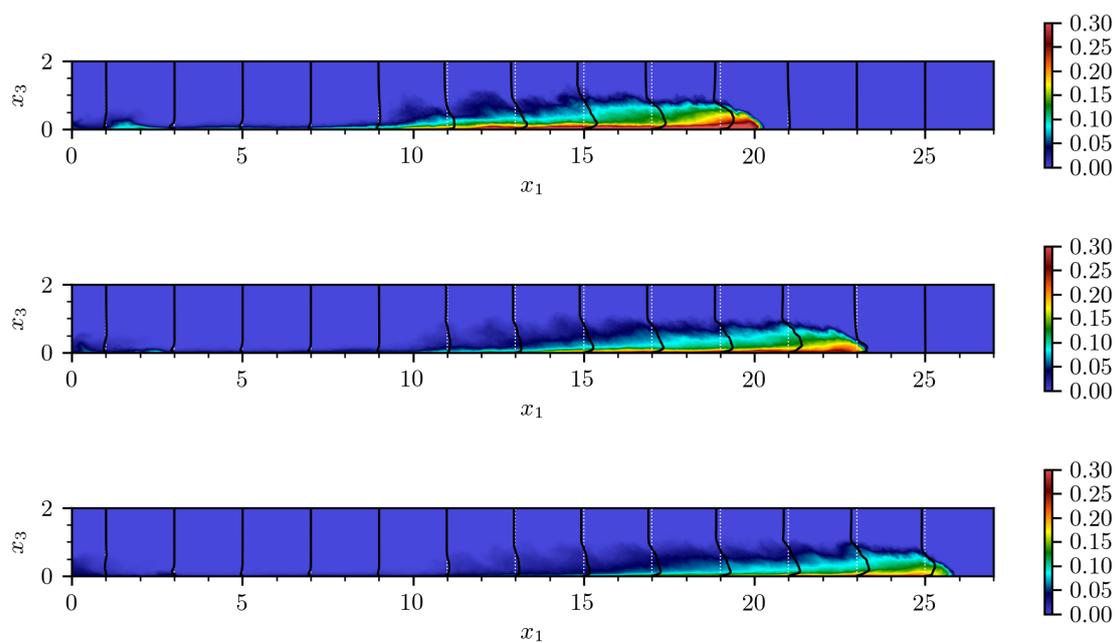


Figura 6.9 – Perfis de velocidade com campos de concentração para CASO III com propriedades fixas. Tempos $t = 40$, $t = 50$ e $t = 60$.

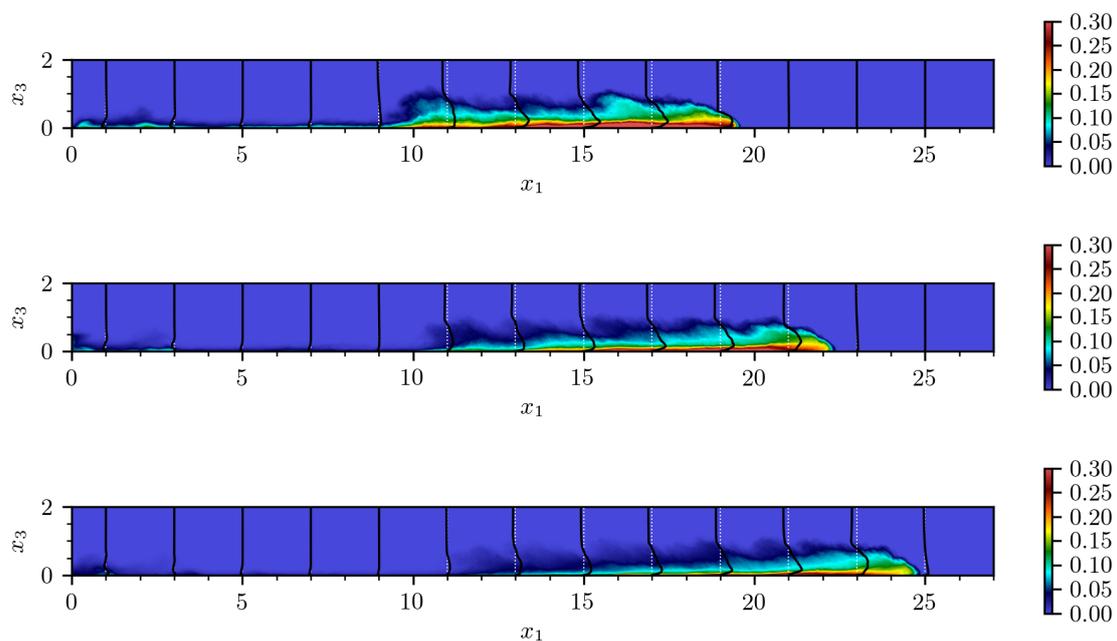


Figura 6.10 – Perfis de velocidade com campos de concentração para CASO III com propriedades variáveis. Tempos $t = 40$, $t = 50$ e $t = 160$.

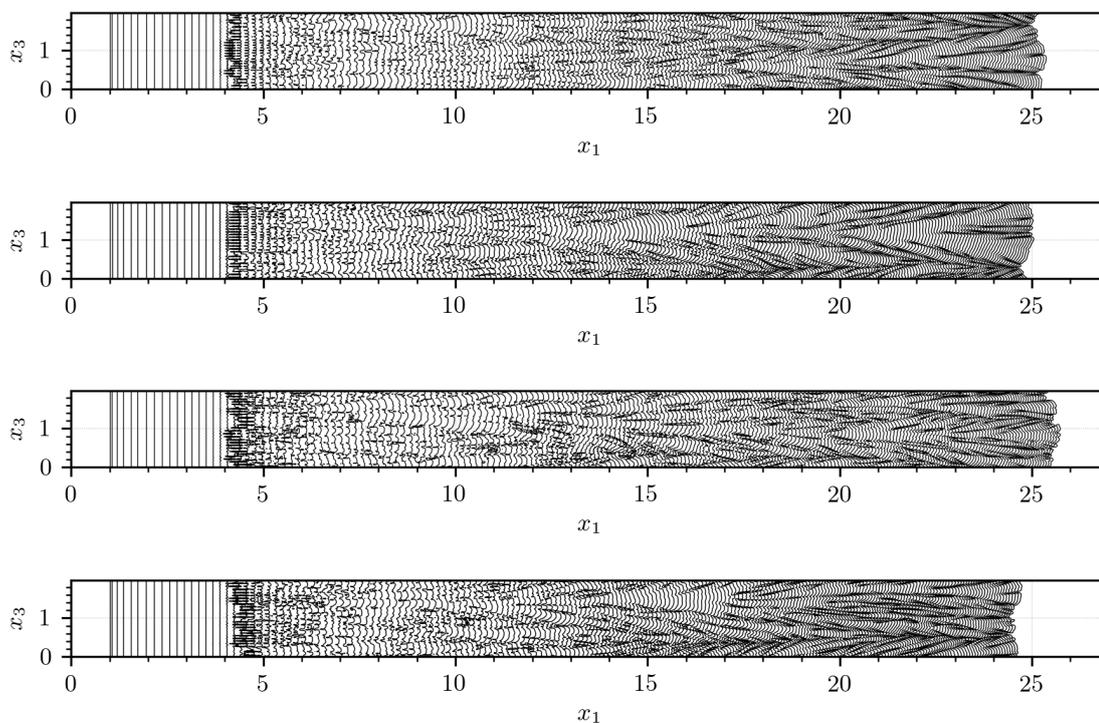


Figura 6.11 – Isolinhas de fundo. De cima para baixo, do CASO II e CASO III, sendo a primeira figura de cada par constante e debaixo variável.

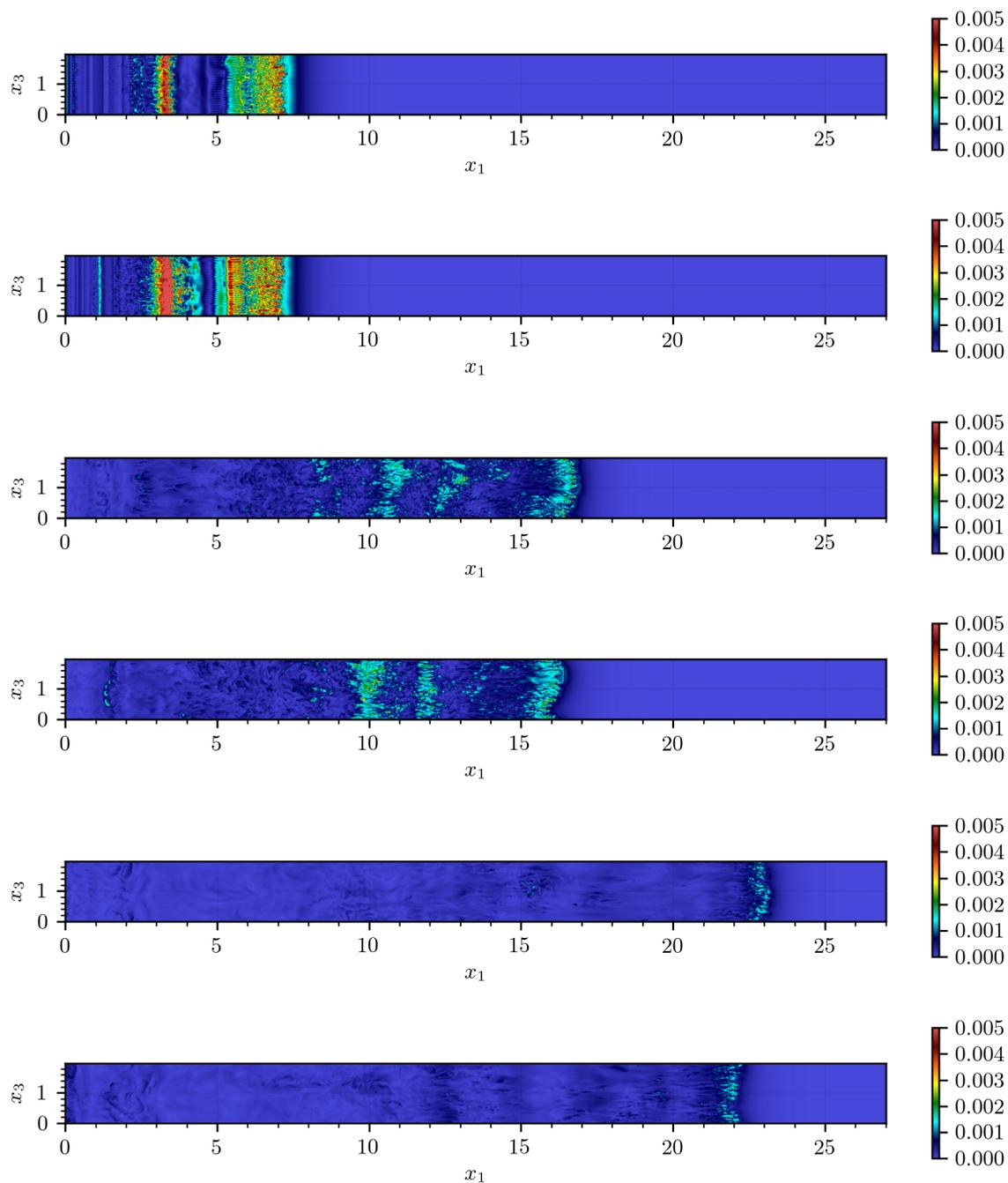


Figura 6.12 – Tensão de cisalhamento no fundo para o CASO III para os tempos $t = 10$, $t = 30$ e $t = 50$. As imagens estão aos pares, onde a superior é constante e inferior variável.

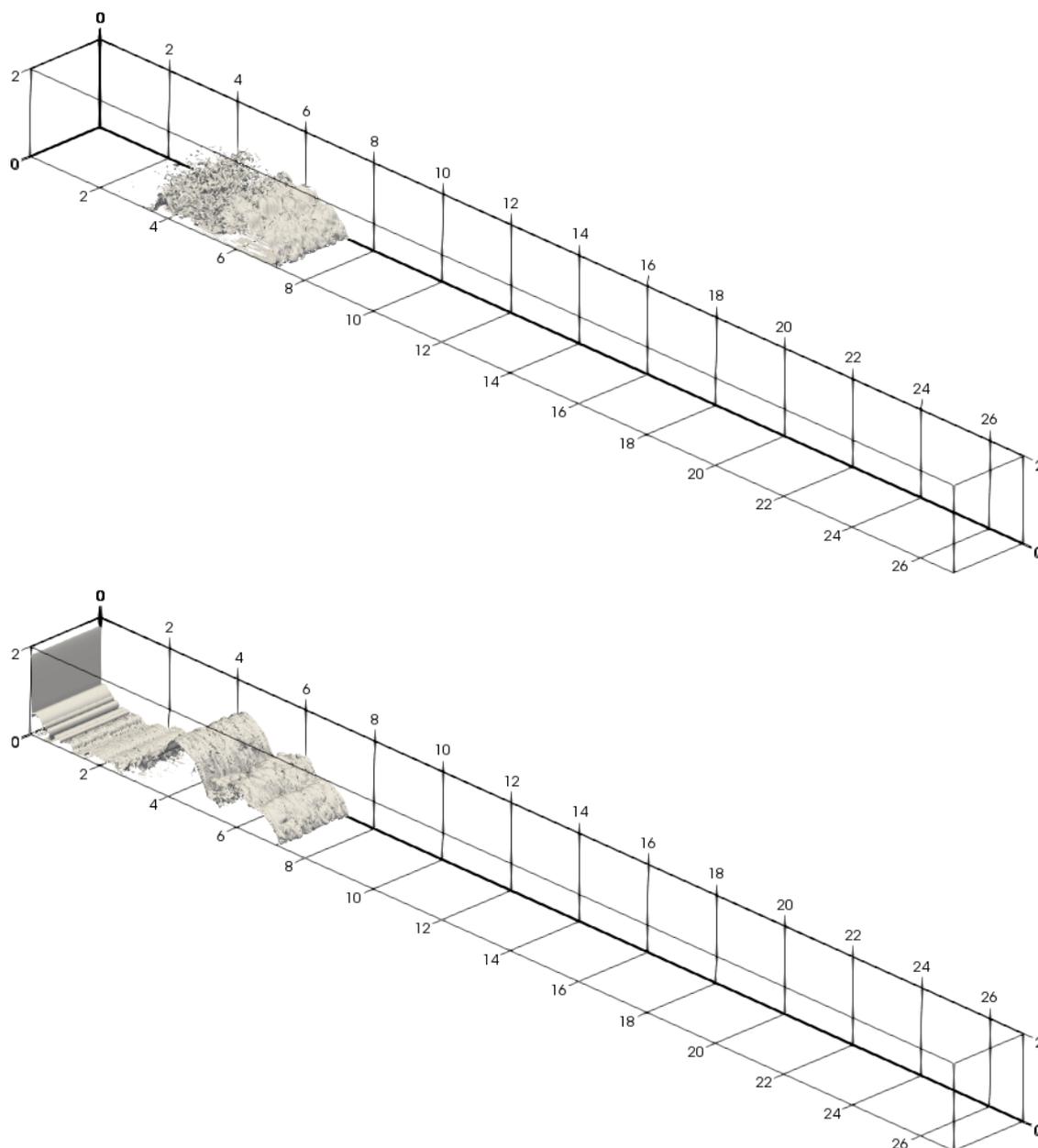


Figura 6.13 – Iso-superfície dos campos de concentração para o CASO III e tempo 10. Imagem superior, constante, abaixo, variável.

7 CONCLUSÃO

O presente trabalho se desenvolveu com o objetivo de analisar os efeitos, em uma corrente de densidade, da variação das propriedades físicas, nos quais são tratadas como constantes para simplificar os sistemas de equações que são utilizadas para resolver numericamente as simulações computacionais.

Ao analisar o comportamento do escoamento durante e após a completa mistura, os CASOS 0 e I não apresentam variações significativas nos resultados globais, o que é o esperado já que são valores baixos de concentração e o que está sendo avaliado é o efeito do modelo numérico e a programação das equações com as propriedades variáveis. Já para os CASOS II e III existem variações sutis na posição da frente e material em suspensão. A posição da frente fica um pouco mais retardada para as propriedades variáveis, o que se explica em função da maior quantidade em suspensão, que é verificado nas curvas de material suspenso. Já as variações na massa suspensa são atribuídas aos efeitos do material, sendo no CASO III, apesar de mais leve, a concentração apresenta um efeito mais importante do que a massa específica da partícula.

Ao comparar as duas metodologias, DNS e ILES, os efeitos nos resultados globais são quase desprezíveis, apresentando ganhos significativos para a redução do custo computacional e a possibilidade de aumento do número de Re , o que pode aproximar as simulações dos casos encontrados na natureza e experimentais.

Foi possível desenvolver, dentro do código *Incompact3d*, uma nova sub-rotina no qual o usuário pode escolher utilizar a variação em função da concentração de sedimentos. Além disso, as equações utilizadas tem uma aplicação bem abrangente, não limitando o uso em termos de tipo de escoamento ou material. O custo computacional não se mostrou significativo, quando comparada uma simulação onde as propriedades são constantes, ficando em torno de 8% mais cara.

Ao comparar as simulações com os dados experimentais disponíveis, é possível perceber que houve um ganho com a aproximação da posição da frente com casos experimentais. Também atribui-se a velocidade de queda variável a maior quantidade de material em suspensão, o que, para um domínio maior, faz com que a corrente possa percorrer maiores distâncias.

Percebe-se, segundo a literatura, que para casos com material coesivo, os

efeitos das propriedades variáveis ficam mais em evidência, o que deve ter um efeito mais significativo nas tensões de cisalhamento ao fundo. Para as simulações do presente trabalho, o fluido em questão se manteve com comportamento Newtoniano, o que fica em concordância com a Figura 3.11, onde a região II apresenta comportamento não-coesivo e Newtoniano.

Dentre os resultados avaliados, as isolinhas de concentração sofrem um efeito bem significativo, o que se atribui as variações da velocidade de queda variável.

8 PROPOSTA PARA TRABALHOS FUTUROS

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

- Revisar o equacionamento proposto, de forma que seja possível sair do limite de Boussinesq, para aumentar a concentração;
- Utilizar um modelo para que seja possível analisar o efeito com material coesivo;
- Acrescentar o efeito da salinidade ou temperatura;
- Realizar a combinação de diferentes proporções de material, coesivos e não-coesivos, realizando simulações polidispersas;
- Aumentar o comprimento do domínio em x_1 e o tempo t , para 36 e 80, respectivamente. O objetivo seria verificar quais os efeitos nas variáveis globais até que todo material em suspensão deposite.

REFERÊNCIAS

- BARNES, H. A.; HUTTON, J. F.; WALTERS, K. **An introduction to rheology**. [S.l.]: Elsevier, 1989.
- BARROSO, M. M. **Influência das micro e macropropriedades dos lodos de estações de tratamento de águas no desaguamento por leito de drenagem**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2007.
- BENJAMIN, T. B. Gravity currents and related phenomena. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 31, n. 2, p. 209–248, 1968.
- BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. **Transport Phenomena**. Cambridge, Reino Unido: John Wiley & Sons, 1960.
- CARVALHO, N. d. O. **Hidrossedimentologia prática**. Rio de Janeiro: Interciência, 2008. 599 p.
- CASTRO, C. **Propriedades Reológicas de Misturas Utilizadas em Simulação Física de Correntes de Turbidez**. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2016.
- CHENG, N.-S. Effect of concentration on settling velocity of sediment particles. **Journal of Hydraulic Engineering**, American Society of Civil Engineers, v. 123, n. 8, p. 728–731, 1997.
- DAIRAY, T.; LAMBALLAIS, E.; LAIZET, S.; VASSILICOS, J. C. Numerical dissipation vs. subgrid-scale modelling for large eddy simulation. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 337, p. 252–274, 2017.
- DOTT, R. H. Dynamics of subaqueous gravity depositional processes. **AAPG Bulletin**, American Association of Petroleum Geologists, v. 47, n. 1, p. 104–128, 1963.
- ESPATH, L.; PINTO, L.; LAIZET, S.; SILVESTRINI, J. High-fidelity simulations of the lobe-and-cleft structures and the deposition map in particle-driven gravity currents. **Physics of Fluids**, AIP Publishing, v. 27, n. 5, p. 056604, 2015.
- ESPATH, L. F. R.; PINTO, L. C.; LAIZET, S.; SILVESTRINI, J. H. Two- and three-dimensional direct numerical simulation of particle-laden gravity currents. **Computers and Geosciences**, v. 63, p. 9–16, 2013.
- FERGUSON, R.; CHURCH, M. A simple universal equation for grain settling velocity. **Journal of sedimentary Research**, SEPM Society for Sedimentary Geology, v. 74, n. 6, p. 933–937, 2004.
- FERREIRA, E. E.; BRANDÃO, P. R. G.; KLEIN, B.; PERES, A. E. C. Reologia de suspensões minerais: uma revisão. **Rem: Revista Escola de Minas**, SciELO Brasil, v. 58, n. 1, p. 83–87, 2005.

FRANCISCO, E. **Modelagem Matemática e Simulação Numérica Direta de Correntes de Gravidade Poli-dispersas**. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2014.

FRANTZ, R.; FRANCISCO, E.; LAIZET, S.; SILVESTRINI, J. Dns/les of particle-driven gravity currents in a basin configuration. In: **16TH EUROPEAN TURBULENCE CONFERENCE**. [S.l.: s.n.], 2017.

GANI, M. R. From turbid to lucid: A straightforward approach to sediment gravity flows and their deposits. **The Sedimentary Record – SEPM Society for Sedimentary Geology**, v. 2, p. 4–8, 2004.

GLADSTONE, C.; SPARKS, R. S. J. The significance of grain-size breaks in turbidites and pyroclastic density current deposits. **Journal of Sedimentary Research**, Society for Sedimentary Geology, v. 72, n. 1, p. 182–191, 2002.

GUERRA, G.; ROCHINHA, F. A.; ELIAS, R.; OLIVEIRA, D. D.; OGASAWARA, E.; DIAS, J. F.; MATTOSO, M.; COUTINHO, A. L. Uncertainty quantification in computational predictive models for fluid dynamics using a workflow management engine. **International Journal for Uncertainty Quantification**, Begel House Inc., v. 2, n. 1, 2012.

HEIMSUND, S. **Numerical simulation of turbidity currents: a new perspective for small- and large-scale sedimentological experiments**. Dissertação (Mestrado) — IDepartment of Earth Science University of Bergen, Bergen, 2007.

HOGG, A. J.; UNGARISH, M.; HUPPERT, H. E. Particle-driven gravity currents: asymptotic and box model solutions. **European Journal of Mechanics - B/Fluids**., v. 19, p. 139–165, 2000.

JIANG, X.; LAI, C.-H. **Numerical techniques for direct and large-eddy simulations**. [S.l.]: CRC Press, 2016.

JIMÉNEZ, J. A.; MADSEN, O. S. A simple formula to estimate settling velocity of natural sediments. **Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering**, American Society of Civil Engineers, v. 129, n. 2, p. 70–78, 2003.

JULIEN, P. Y. **Erosion and sedimentation**. Cambridge, Reino Unido: Cambridge University Press, 1998.

JULIEN, P. Y. **River mechanics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2002. 16 p.

KNELLER, B.; BUCKEE, C. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. **Sedimentology**, Wiley Online Library, v. 47, n. s1, p. 62–94, 2000.

KRIEGER, I. M.; DOUGHERTY, T. J. A mechanism for non-newtonian flow in suspensions of rigid spheres. **Transactions of the Society of Rheology**, SOR, v. 3, n. 1, p. 137–152, 1959.

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

LAIZET, S.; LI, N. Incompact3d: a powerful tool to tackle turbulence problems with up to 105 computational cores. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, Wiley Online Library, v. 67, n. 11, p. 1735–1757, 2011.

LAMBALLAIS, E.; FORTUNÉ, V.; LAIZET, S. Straightforward high-order numerical dissipation via the viscous term for direct and large eddy simulation. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 230, n. 9, p. 3270–3275, 2011.

LELE, S. K. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. **Journal of computational physics**, Elsevier, v. 103, n. 1, p. 16–42, 1992.

LESIEUR, M. **Turbulence in fluids**. The Netherlands: Springer Science & Business Media, 2012.

LINDEN, P. **Gravity Currents: Theory and Laboratory Experiments**. [S.l.]: Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2012. 13–51 p.

LOWE, R. J.; ROTTMAN, J. W.; LINDEN, P. The non-boussinesq lock-exchange problem. part 1. theory and experiments. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 537, p. 101–124, 2005.

LUCCHESI, L. V. Análise da turbulência em tanques de decantação para tratamento de água utilizando simulação numérica direta. Porto Alegre, 2015.

LUCKHAM, P. F.; UKEJE, M. A. Effect of particle size distribution on the rheology of dispersed systems. **Journal of colloid and interface science**, Elsevier, v. 220, n. 2, p. 347–356, 1999.

MANICA, R. **Geração de Correntes de Turbidez de Alta Densidade: Condicionantes Hidráulicos e Depositionais**. Tese (Doutorado) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2009.

MEIBURG, E.; KNELLER, B. Turbidity currents and their deposits. **Annu. Rev. Fluid. Mech.**, v. 42, p. 135–156, 2010.

MEIBURG, E.; RADHAKRISHNAN, S.; NASR-AZADANI, M. Modeling gravity and turbidity currents: computational approaches and challenges. **Applied Mechanics Reviews**, American Society of Mechanical Engineers, v. 67, n. 4, p. 040802, 2015.

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

MULDER, T.; SYVITSKI, J.; FAURGERES, S. M. J. C.; SAVOYE, B. Marine hyperpycnal flows: initiation, behavior and related deposits. a review. **Elsevier - Marine and Petroleum Geology**, v. 20, p. Marine and Petroleum Geology, 2003.

MYDESIGNSTORIES. **AS ROCHAS SEDIMENTARES E OS FÓSSEIS**. 2003. Acessado em 19/04/2017. Disponível em: <<http://mydesignstories.com/13-ominous-photos-of-haboobs-dust-storms>>.

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

POST, S. **Applied and computational fluid mechanics**. Sudbury: Jones & Bartlett Publishers, 2010. 145–154 p.

SCHUCH, F. N. **Análise de Pluma Hiperpicnal Poli-Dispersa por Simulação Numérica Direta**. Dissertação (Mestrado) — Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, PUCRS, Porto Alegre, 2016.

SILVESTRINI, J. H. Simulação numérica direta e de grandes escalas de escoamentos transicionais e turbulentos. In: _____. [S.l.]: ABCM, 2003. (Coleção cadernos de turbulência, v. 2: Turbulência), p. 1–81.

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

SONNIG, J. —. 2012. Acessado em 19/04/2017. Disponível em: <<https://professorjamesonnig.wordpress.com/2012/11/15/unesp-comentada-2/>>.

STORMS <http://mydesignstories.com/13-ominous-photos-of-haboobs-dust>. **Pilot Captures Stunning Storm From 37,000 Feet Above Pacific**. 2019. Acessado em 19/04/2017. Disponível em: <<http://www.nbcnews.com/news/photo/pilot-captures-stunning-storm-37-000-feet-above-pacific-n607276>>.

TALLING, P. J.; WYNN, R. B.; MASSON, D. G.; FRENZ, M.; CRONIN, B. T.; SCHIEBEL, R.; AKHMETZHANOV; OTHERS. Effects of the lower boundary on the head of a gravity current. **J Nature - Nature Publishing Group**, v. 450, p. 541–544, 2007.

WHORLOW, R. W. **Rheological techniques**. New York: Halsted Press, 1980. 447 p.

Apêndices

APÊNDICE A – RECURSOS COMPUTACIONAIS

As simulações utilizaram os recursos e as máquinas disponíveis no Sistema de Computação Petaflópica do SINAPAD no Laboratório Nacional de Computação Científica, SDumont. O sistema é configurado da seguinte forma:

O SDumont possui um total de 18.144 núcleos de CPU, distribuídos em 756 nós computacionais. 504 Nós de computação B710 (thin node), onde cada nó possui

- – 2 x CPU Intel Xeon E5-2695v2 Ivy Bridge, 2,4GHZ
 - 4 núcleos (12 por CPU), totalizando de 12.096 núcleos
 - 64GB DDR3 RAM
- 198 Nós de computação B715 (thin node) com GPUs K40, onde cada nó possui:
 - 2 x CPU Intel Xeon E5-2695v2 Ivy Bridge, 2,4GHZ
 - 24 núcleos (12 por CPU), totalizando de 4.752 núcleos
 - 64GB DDR3 RAM
 - 2 x Nvidia K40 (dispositivo GPU)
- 54 Nós de computação B715 (thin node) com coprocessadores Xeon Phi, onde cada nó possui:
 - 2 x CPU Intel Xeon E5-2695v2 Ivy Bridge, 2,4GHZ
 - 24 núcleos (12 por CPU), totalizando de 1.296 núcleos
 - 64GB DDR3 RAM
 - 2 x Xeon PHI 7120 (dispositivo MIC)
- 1 Nó de computação MESCA2 com memória compartilhada de grande capacidade (fat node):
 - 16 x CPU Intel Ivy, 2,4GHZ
 - 240 núcleos (15 por CPU)
 - 6 TB de RAM

Dados gerados: \approx 3 TB. Tempo total de simulações: \approx 13,8 dias, mas as simulações rodavam em paralelo, sendo o tempo real de 2 dias.



Pontificia Universidade Católica do Rio Grande do Sul
Pró-Reitoria Acadêmica
Av. Ipiranga, 6681 - Prédio 1 - 3º. andar
Porto Alegre - RS - Brasil
Fone: (51) 3320-3500 - Fax: (51) 3339-1564
E-mail: proacad@pucrs.br
Site: www.pucrs.br/proacad