

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

KARINA RUSCHEL

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE CORRENTES DE DENSIDADE EM  
CONFIGURAÇÃO NÃO-CONFINADA COM ALIMENTAÇÃO CONTÍNUA**

Porto Alegre  
2022

PÓS-GRADUAÇÃO - *STRICTO SENSU*



Pontifícia Universidade Católica  
do Rio Grande do Sul

Karina Ruschel

**Simulação numérica de correntes de  
densidade em configuração não-confinada  
com alimentação contínua**

Proposta de Tese 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 Doutor em Engenharia e Tecnologia de Materiais.

Orientador: Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini

Porto Alegre, 29 de agosto de 2022

## Ficha Catalográfica

R951s Ruschel, Karina

Simulação numérica de correntes de densidade em configuração não-confinada com alimentação contínua / Karina Ruschel. – 2022.

125.

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

Orientador: Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini.

1. correntes de densidades. 2. simulação numérica. 3. escoamento não-confinado. 4. ILES. 5. injeção contínua. 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).  
Bibliotecária responsável: Loiva Duarte Novak CRB-10/2079



**Simulação numérica de correntes de densidade em  
configuração não-confinada com alimentação  
contínua**

**CANDIDATA: KARINA RUSCHEL**

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

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

**BANCA EXAMINADORA**

\_\_\_\_\_  
**DR. LEONARDO ROMERO MONTEIRO - PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
ENGENHARIA CIVIL - UDESC**

\_\_\_\_\_  
**DR. RAFAEL MANICA - INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS - UFRGS**

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

*A minha mãe, Sandra Ruschel (in memoriam), que me ensinou a admirar o arco-íris e as nuvens, ao meu pai, Sebastião Jorge Ruschel, que me ensinou a amar as estrelas, e aos meus irmãos, Jorge, Pedro e Flávia, que onde quer que estejamos, seguimos juntos sob o mesmo céu.*

# Agradecimentos

Esses anos de doutorado foram de mudanças e superações, e sou grata por todos eles. Quero deixar registrada a minha imensa gratidão as pessoas que acompanharam essa trajetória acadêmica.

Primeiramente, gostaria de agradecer a banca pela disponibilidade e por aceitar avaliar o meu trabalho. Grata pela oportunidade disponibilizada pelo professor Jorge Hugo Silvestrini de trabalhar no LaSET, assim como pelas orientações, ensinamentos, por todos os desafios e ganhos que vieram junto. Foi uma honra trabalhar com uma equipe tão competente, brilhante e única.

A esses queridos amigos, Bruno Avila Farenzena, Felipe Normberg Schuch, Filipi Vianna e Ricardo Frantz não tenho palavras suficientes para retribuir e expressar minha gratidão. Pela troca de informações, críticas, orientações, discussões, auxílios técnicos, risadas, enfim, os mais diversos momentos, muito obrigada! Agradeço especialmente ao Bruno, pelo acompanhamento desde o início do doutorado e pelo suporte fundamental no período de pandemia.

Agradeço ao apoio incondicional do meu marido, Vinícius Ávila Isse. Pela paciência, incentivo e cobranças. Obrigada por tornar a trajetória um pouco mais leve e me ajudar a aproveitar esse momento. À minha família, por torcerem por mim, entenderem os momentos de silêncio e me incentivarem em tudo que eu sempre quis ser e fazer.

Aos professores do programa de pós-graduação, PGETEMA, pelas aulas e ensinamentos e as secretárias do programa, Cláudia Meira e Silva e Dayane Pinto por todo apoio e disponibilidade. Agradeço a todos os atuais colegas de profissão, professores do curso de Engenharia Mecânica, pelo acolhimento e suporte. Agradecimento especial ao amigo Sérgio Boscato pelas revisões e apoio durante esse período.

Esta Tese se desenvolveu no Laboratório de Simulação de Escoamentos Turbulentos (LaSET), na Escola Politécnica da PUCRS, nos projetos de pesquisa SINAPSE (Modelagem matemática e simulação numérica de processos sedimentares com foco em correntes de densidade (SINAPSE)). Termo de Cooperação N<sup>o</sup>5900.0110995.19.9., de Julho de 2019 até o Setembro de 2021, em uma cooperação Instituição/Empresa com recursos da Petrobras S.A. O presente trabalho foi realizado com o apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001.

Agradeço ao Laboratório de Alto Desempenho da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul (LAD-IDEIA/PUCRS, Brasil) por fornecer suporte e recursos tecnológicos, que contribuíram para o desenvolvimento do presente projeto e para os resultados reportados nesta pesquisa.

*“Temo somente uma coisa: não ser digno do meu tormento.”*

Dostoievsky

## Resumo

RUSCHEL, Karina. **Simulação numérica de correntes de densidade em configuração não-confinada com alimentação contínua.** Porto Alegre. 2022. Tese de doutorado. Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais, PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO RIO GRANDE DO SUL.

Correntes de densidade são escoamentos onde o movimento relativo inicia-se entre dois fluidos em função das diferenças entre as massas específicas devido a forças gravitacionais. Quando as diferenças de massa específica são causadas por partículas em suspensão, elas são chamadas de correntes de turbidez. Elas podem ser responsáveis pela formação de leques aluviais, falésias e rochas porosas, que podem se tornar reservatórios de hidrocarbonetos. O objetivo principal deste estudo é identificar quais são os parâmetros utilizados na modelagem de correntes de densidade que definem a sua forma de propagação em correntes hiperpicnais numa configuração canal-bacia, com fluxo contínuo, em escoamentos conservativos e não-conservativos. Na condição de entrada do domínio, para aproximar as características naturais da forma do fundo dos rios, lagos ou cânions, é utilizado um perfil com geometria de área de seção transversal parabólicas comparando-se o efeito com entradas com área quadrada. Nesse estudo também foi considerado o efeito da inclinação no leito aplicando-se rotação sólida no domínio. As equações que regem o sistema são as equações de Navier-Stokes e de transporte escalar. A partir dessas modelagens matemáticas e utilizando o código *Incompact3d*, realizaram-se quatorze simulações numéricas utilizando metodologia ILES para determinar os critérios de malha, dissipação numérica e passo de tempo. Após, foram estudados e avaliadas cinco simulações para validação do código com experimentos de referência. A partir desses achados, sete simulações foram realizadas para estudar os resultados da posição da frente, posição lateral, razão de aspecto, velocidade

de propagação da corrente e a relação dos parâmetros adimensionais com a posição frente da corrente. Conclui-se que a inclinação do reservatório pode ser responsável por fazer a corrente atingir posições mais distais e apresentar um menor espalhamento lateral. A consequência de uma geometria de entrada com forma parabólica também é responsável pelo menor espalhamento lateral da corrente. Os resultados das simulações considerando partículas em suspensão mostram que essas são responsáveis pela mudança na forma de propagação da corrente.

**Palavras-chaves:** correntes de densidades, simulação numérica, escoamento não-confinado, ILES, injeção contínua.

# Abstract

RUSCHEL, Karina. **Numerical simulation of density currents in unconfined configuration with continuous injection.** Porto Alegre. 2021. PhD Thesis. Graduation Program in Materials Engineering and Technology, Pontifical Catholic University of Rio Grande do Sul.L.

Density currents are flows where the movement between the fluids starts because of specific mass differences due to gravitational forces. When specific mass differences are caused by suspended particles, they are called turbidity currents. They can be responsible for the generation of alluvial fans, cliffs and porous rocks, which can become hydrocarbon reservoirs. The main objective of this study is to identify which parameters are used in the modeling of density currents that define their propagation form in hyperpycnal currents in a channel-basin configuration, with continuous flow, in conservative and non-conservative flows. The entrance condition of the domain, to approximate to natural characteristics of the river bottom, are used parabolic profiles comparing the effect with square entrance. In this study, the effect of tilting on the bed was also considered by applying solid rotation. The equations that govern the system are the Navier-Stokes and scalar transport equations. From these mathematical models and using the code *Incompact3d*, fourteen numerical simulations were performed using ILES methodology to determine the mesh, numerical dissipation and time step criteria. Afterwards, six simulations were studied and evaluated for code validation with reference experiments, where they presented variations in relation to the front position between 0% and 14.22%. From these findings, seven simulations were proposed to study the results in the front position, lateral position, aspect ratio, current propagation velocity and the relationship of dimensionless parameters with the current front. It is concluded that the slope of the reservoir bottom may be responsible for making

the current reach more distal positions and less lateral scattering. The consequence of a parabolic input geometry is also responsible for the lower current scattering. The results of the simulations considering suspended particles show that these are responsible for the change in the shape of the current, as well as the increase in the falling speed alters the shape of the deposit.

**Key-words:** density currents, numerical simulation, unconfined flow, ILES, injection flow.

## Lista de Figuras

1.1	Desastre natural causado pelo rompimento de barragem da Samarco. Fonte: Floresti (2020). . . . .	28
1.2	Desmoronamento da mina de carvão da Aberfan, no país de Gales, em 1966. Fonte: Petley (2016). . . . .	28
1.3	Fluxograma esquemático apresentando as áreas que são beneficiadas pelo estudo das correntes de densidade. . . . .	28
1.4	Desembocadura do Cânion Almirante Câmara, representa o efeito de um escoamento com as laterais confinadas como uma configuração canalizada. Fonte: adaptado de Machado et al. (2004) . . . . .	30
1.5	Desmoronamento causado por terremoto no Japão em 2018. Região de espalhamento observado ao final do desmoronamento. Fonte: Bressan (2018). . . . .	30
1.6	Escoamento piroclástico representando uma configuração canalizada na porção superior e ao final apresenta espalhamento lateral. Fonte:Emfinger (2021). . . . .	30
3.1	Partes do ambiente marinho. A partir do continente, com referência a linha d'água, seguido pelo talude, onde são encontrados cânions e vales, sópé e por fim a planície abissal ou bacia. Fonte: adaptado de Manica (2009). . . . .	35
3.2	Classificação das correntes de densidade de acordo com a massa específica da corrente com sedimento, $\rho_m$ , e a massa específica do fluido ambiente, $\rho_0$ . Fonte: adaptado de Mulder e Alexander (2001). . . . .	36
3.3	Mecanismos de início de uma corrente: (a) e (c) são remobilização não-instantânea de material e (b) e (d) são remobilização instantânea de material. Fonte: Farenzena (2020) . . . . .	37

3.4	Representação esquemática do funcionamento do sistema com injeção, para bacia ou canal, com $\alpha \geq 0^\circ$ . . . . .	38
3.5	Representação esquemática do funcionamento do sistema do tipo <i>lock-exchange</i> , para sistema não-confinado (bacia), se $b_0 < L_3$ , ou confinado (canal), se $b_0 = L_3$ . . . . .	38
3.6	Esquema dos experimentos físicos, onde existe uma janela com injeção, $b_0 \times h_0$ , de uma corrente de turbidez, onde um fundo falso pode ter sua angulação regulada, $\alpha$ , e no final do domínio existe uma janela de saída, $x_1 = L_1$ . . .	39
3.7	Apresentação estruturas de lobos e fendas na frente de corrente do detalhe frontal, assim como, na vista lateral, é possível identificar os vórtices de Kelvin-Helmholtz na parte superior da corrente. Na vista lateral, observam-se as partes principais da corrente, tomando como referência um plano central, em uma configuração canal-bacia. . . . .	40
3.8	Tempestade de areia no deserto do Saara. Possível observar estruturas semelhantes as detalhadas na Figura 3.7, principalmente as estruturas de lobos e fendas na região frontal. Fonte: Rondaxe (2020). . . . .	41
3.9	Representação dos mecanismos internos de uma corrente. Representação dos perfis de velocidade e concentração, variação da inclinação no fundo e mecanismo de erosão e deposição. Fonte: adaptado de Wells e Dorrell (2021). . . . .	41
3.10	Esquema sintetizando os tipos de modelos possíveis em relação à qualidade do resultado sendo resposta a modificação do tamanho do domínio. Fonte: (Peakall et al., 1996). . . . .	44
3.11	Experimento utilizado por (Kuenen e Migliorini, 1950) para análise de correntes de turbidez. O sistema consiste em um sistema que reproduz os efeitos de inclinação do fundo, múltiplos eventos e deposição. Fonte: adaptado de Kuenen e Migliorini (1950). . . . .	46
3.12	Isolinhas da frente do experimento para intervalos de tempos de 10 s, retirados de Luthi (1981). O reservatório completo apresenta um tamanho de 9 m de comprimento por 7 m de largura. O experimento é acompanhado até o tempo de 70 s, atingindo a posição de 7,37 m . . . . .	47

3.13	Esquema da bacia experimental usada para avaliar os potenciais erosivos de correntes injetadas a partir de um canal. Fonte: adaptado de Spychala et al. (2020). . . . .	47
3.14	Perfis de velocidade experimentais em função do tempo e leis de potência teóricas das diferentes fases. (a) representa a evolução de correntes planares e (b) descreve o comportamento de correntes cilíndricas. Fonte: Adaptado de Cantero et al. (2007). . . . .	49
3.15	Em A - limitações da equação para comprimento advectivo em função de diâmetros de partícula menores. Em B - a distância até onde o comprimento advectivo atua e na sequência a região do depocentro (máxima deposição na bacia) principal. Fonte: adaptado de Spychala et al. (2020). . . . .	50
3.16	Sequência de imagens do experimento com obstáculo com detalhes observados: (a) representa o início do experimento onde se avalia a formação dos anéis; (b) mostra a formação de axissimetria na forma de propagação da corrente; (c) início do encontro com o obstáculo; (d) retorno do salto hidráulico e início da região supercrítica, como se observa em (e); (f) Representa o efeito do retorno da corrente. Fonte: adaptado de Wilson et al. (2019). . . . .	51
3.17	Desenvolvimento típico de uma corrente de gravidade de laboratório (Experimento 10) em $t = 3 s$ (a), $t = 7 s$ (b), $t = 11 s$ (c). Setas brancas indicam a parte atrás da onda na frente atual. Fonte: Lombardi et al. (2018). . . . .	52
3.18	Caso de $Fr_d$ de entrada menor do que um, mostrando o efeito de uma corrente que se abre mais para os lados. Fonte:(Rowland et al., 2010). . . . .	53
3.19	Caso de $Fr_d$ de entrada maior do que um, representando um escoamento supercrítico e com forma mais alongada. Fonte:(Rowland et al., 2010). . . . .	53
3.20	Representação da cascata de energia de Kolmogorov. A teoria apresentada diz que os turbilhões maiores transferem energia aos turbilhões menores, sendo esse modo também chamado de cascata de Richardson. Fonte: adaptado de Richardson (2007). . . . .	55

4.1	Esquema com a representação de uma configuração canal-bacia (confinada e não-confinada). A figura ilustra a entrada no domínio não-confinada com duas geometrias de seção transversal distintas, uma retangular e outra parabólica. A inclinação do domínio se dá por meio da rotação do sistema de coordenadas. . . . .	59
4.2	Representação geométrica para determinar se a razão de aspecto de uma corrente segue a forma de uma elipse ou circunferência. Considerando com centro como origem $c$ e valores de $a$ e $b$ como posição da frente da corrente, $x_{1,f}$ e $x_{3,f}$ , respectivamente. . . . .	69
4.3	Definição da altura do nariz, $h_n$ , e da altura da cabeça, $h_h$ . Utiliza-se esse sistema de detecção para determinação da relação de Reynolds com a razão entre $h_n/h_h$ . . . . .	70
5.1	Isossuperfície de concentração instantânea das correntes de densidade para $\varphi = 0,05$ dos casos 1 a 4, da esquerda para direita no tempo adimensional 15. No caso 1 é possível observar maior detalhamento das estruturas internas da corrente. Conforme se reduz a resolução da malha, menor será a resolução das estruturas. . . . .	71
5.2	Isolinhas de concentração da corrente para tempos iguais, até o último passo de tempo. Observa-se boa convergência na propagação, posição e forma da corrente, entre os casos 1 a 4. . . . .	73
5.3	Razão de aspecto dos casos 1 a 4. Observa-se pequena variação quando entre as simulações. Até o tempo 3 não são observadas divergências, nos tempo finais, de 8 a 10, nota-se uma semelhança entre os casos 2, 3 e 4. O caso 1 apresenta uma razão de aspecto reduzido. . . . .	73
5.4	Comportamento sobre as posições da frente e lateral das correntes para os casos 1 a 4. Em (a) observa-se a convergência entre os valores da posição da frente do início ao fim da propagação. Em (b) observa-se uma pequena variação nos tempos finais da simulação do caso 1 em relação aos casos 2, 3 e 4. . . . .	74
5.5	Velocidade de propagação da frente de corrente para os casos de 1 a 4. Observa-se um comportamento similar entre as simulações. . . . .	74

5.6	Relação da posição da frente em função da resolução da malha para os quatro casos e os mesmos valores de tempo adimensional, 6, 8 e 12. . . . .	74
5.7	Isossuperfície de concentração instantânea das correntes de densidade para $\varphi = 0,05$ dos casos 5 a 8, da esquerda para direita no tempo adimensional 15. As estruturas foram reproduzidas quase em sua totalidade. . . . .	75
5.8	Isolinhas de concentração da corrente para tempos iguais, até o último passo de tempo. Observa-se convergência na propagação, posição e forma da corrente, entre os casos 5 a 8. . . . .	76
5.9	Razão de aspecto dos casos 5 a 8. Observa-se pequena variação quando comparando os sistemas. . . . .	77
5.10	Comportamento sobre as posições da frente e lateral das correntes para os casos 5 a 8. Em (a) observa-se a convergência entre os valores da posição da frente do início ao fim da propagação. Em (b) observa-se uma pequena variação nos tempos finais da simulação do caso 8 em relação aos casos 5, 6 e 7. . . . .	77
5.11	Velocidade de propagação da frente de corrente para os casos de 5 a 8. Observa-se um comportamento similar entre as simulações, com exceção da simulação 5, que apresenta uma amplitude de variação de velocidade final maior. . . . .	78
5.12	Relação da posição da frente em função da resolução da malha para os casos 5, 6, 7 e 8 e os mesmos valores de tempo adimensional, 6, 9 e 12. Variações menores do que 2% para os mesmos tempos. . . . .	78
5.13	Isossuperfície de concentração instantânea das correntes de densidade para $\varphi = 0,05$ dos casos 13 a 15, da esquerda para direita no tempo adimensional 11. Maior ruído observado no caso 13, no entanto, as estruturas foram reproduzidas. . . . .	79
5.14	Isolinhas de concentração da corrente para tempos iguais, até o último passo de tempo. Casos 13 e 15 que apresentam os mesmos valores de $n$ mantêm uma semelhança maior entre as estruturas de lobos e fendas. . . . .	80
5.15	Razão de aspecto dos casos 5 a 8. Observa-se pequena variação quando comparando os sistemas. . . . .	81

5.16	Comportamento sobre as posições da frente e lateral das correntes para os casos 13 a 15. Em (a) estão sendo comparados os valores da posição da frente do início ao fim da propagação e, em (b) está avaliando a posição lateral das correntes. Para todos os casos, para esse parâmetro, as variações são quase desprezíveis. . . . .	81
5.17	Velocidade de propagação da frente de corrente para os casos de 13 a 15. Observa-se um comportamento similar entre as simulações. . . . .	82
5.18	Relação da posição da frente em função da resolução da malha para os casos 5, 6, 7 e 8 e os mesmos valores de tempo adimensional, 6, 9 e 12. Variações menores do que 2% para os mesmos tempos. . . . .	82
5.19	(a) apresenta as isolinhas de contorno da frente para os tempos 5 s, 10 s e 15 s. Observou-se convergência na forma da propagação da corrente. Em (b) tem-se a comparação da posição da frente da simulação Re8.5E3b1.81, do experimento 1 e do mesmo experimento em metodologia de águas rasas. A simulação numérica apresenta aceleração no final do domínio. . . . .	84
5.20	(a) apresenta as isolinhas de contorno da frente para os tempos 5 s, 10 s e 15 s. Tem-se boa concordância entre a forma da propagação da corrente. Em (b) tem-se a comparação da posição da frente da simulação Re8.5E3b4.67, do experimento 1 e do mesmo experimento em metodologia de águas rasas. A simulação numérica apresenta pouca variação em relação a posição da frente com relação ao experimento. . . . .	85
5.21	(a) apresenta as isolinhas de contorno da frente para os tempos 5 s, 10 s e 15 s. A forma da propagação da corrente apresenta maior abertura lateral na simulação numérica. Em (b) tem-se a comparação da posição da frente da simulação Re15E3b4.67, do experimento 8 e do mesmo experimento em metodologia de águas rasas. A simulação numérica apresenta aceleração a partir do tempo 10. . . . .	85
5.22	Isolinhas de contorno da frente do experimento de Luthi (1981) das curvas de 10 s e 20 s. O reservatório do ensaio passou a ser considerado com um comprimento de 3 m por 3 m de largura. . . . .	87

5.23	Em <i>(a)</i> tem-se as isolinhas de contorno da frente para os tempos 10 s e 20 s, apresentando boa concordância entre a forma da propagação da corrente e conservação de algumas estruturas de lobos e fendas. Em <i>(b)</i> a vista superior para o último tempo da simulação onde pode ser observada a forma de propagação da corrente próxima a uma elipse. . . . .	87
5.24	Comparação entre posições da frente <i>(a)</i> e lateral <i>(b)</i> da simulação com o experimento. Para o tempo 10 s observa-se uma diferença menor do que para o tempo 20 s. . . . .	88
5.25	Razão da aspecto da simulação e do experimento, onde ambos apresentaram um comportamento elíptico. . . . .	88
5.26	Imagens do plano central para diferentes tempos da corrente. Detalhes da formação de estruturas de Kelvin-Helmholtz, cabeça da corrente e nariz estão presentes nas imagens. Observa-se que conforme a corrente avança, a altura da corrente vai reduzindo. . . . .	89
5.27	Comparação entre posições da frente <i>(a)</i> e lateral <i>(b)</i> da simulação com velocidade de queda com o experimento. Para o tempo 10 s observa-se uma diferença menor do que para o tempo 20 s. A diferença encontrada foi atribuída ao efeito do depósito. . . . .	90
5.28	Espessura de depósito e isolinhas de contorno da frente da simulação com velocidade de queda e isolinhas de contorno da frente de (Luthi, 1981) para o tempo 20 s, onde observa-se a diferença entre o experimento e a simulação, mas a forma do deslocamento foi respeitada. . . . .	91
5.29	Fator de forma de propagação da corrente para a simulação e experimento de (Luthi, 1981) para os tempos 10 s e 20 s. . . . .	91
5.30	Na esquerda estão as duas simulações com entrada da seção transversal quadra, a primeira com ângulo do domínio igual a zero, a segunda com ângulo de 5°. As duas simulações a direita consideram a seção transversal parabólica ângulo de 0° e 5° para terceira e quarta coluna, respectivamente. De cima para baixo tem-se os tempos $t = 6$ , $t = 12$ , $t = 18$ , $t = 24$ e $t = 30$ . . . . .	93

5.31	Comparação entre posições da frente ( <i>a</i> ) e lateral ( <i>b</i> ) das simulações identificadas na Tabela 5.8 para o tempo adimensional de 25. A partir do tempo 10, em ( <i>a</i> ), observa-se a aceleração das curvas que apresentam inclinação no fundo. Em ( <i>b</i> ) teve-se menor abertura lateral nas simulações com a entrada parabólica. . . . .	94
5.32	Em ( <i>a</i> ) tem -se as isolinhas de concentração da corrente para tempos iguais, até o último passo de tempo. Em ( <i>b</i> ) observa-se a razão de aspecto da corrente seguindo um comportamento elíptico mais acentuado para as simulações com entrada parabólica. . . . .	95
5.33	Comportamento da velocidade da frente da corrente. O comportamento da velocidade mostrou dependência com a forma de entrada do canal. Simulações com entrada parabólica apresentaram um perfil constante de comportamento até o tempo 1, após ocorre uma desaceleração. Já para as entradas com seção quadrada, o comportamento segue o padrão da literatura.	95
5.34	Imagens do plano central para o tempo adimensional 25 para todas as simulações. Da esquerda para direita entrada parabólica e quadrada, de cima para baixo, inclinação de 0° e 4°, respectivamente. Observam-se os vórtices de Kelvin-Helmholtz, a região da cabeça da corrente e nariz. As correntes com entrada com geometria parabólica apresentaram uma região melhor definida da cabeça da corrente. . . . .	96
5.35	Relação entre a razão $\frac{h_n}{h_h}$ e $Re_f$ em <i>a</i> e referência proposta por Simpson (1972) em <i>b</i> em uma configuração canalizada, <i>lock-exchange</i> e sem inclinação de fundo. . . . .	97
5.36	Relação entre posição da frente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar e seguindo um perfil logarítmico. . . . .	97
5.37	Relação entre posição da frente e Froude densimétrico da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar e um perfil sigmoide.	98
5.38	Relação entre Froude densimétrico da corrente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar. . . . .	99

5.39	Comparação entre posições da frente ( <i>a</i> ) e lateral ( <i>b</i> ) das simulações com velocidade de queda até o tempo adimensional de 20. A partir do tempo 10, em ( <i>a</i> ), observa-se a mudança no comportamento da simulação com $u_s = 0,066$ . Em ( <i>b</i> ) teve-se menor abertura lateral nas simulações com velocidade de queda de $u_s = 0,030$ e $u_s = 0,066$ . . . . .	99
5.40	Razão de aspecto da do comportamento das correntes até o último passo de tempo. A forma de propagação da corrente apresenta um comportamento elíptico, que se torna mais acentuado para velocidade de queda maiores. . .	100
5.41	Velocidade de propagação da frente da corrente de densidade. As fases inerciais e viscosas são identificadas como consta na literatura. . . . .	101
5.42	Imagens do plano central para o tempo adimensional 20 para todas as simulações. Da cima para baixo estão identificadas as simulações $u_s = 0,0$ , $u_s = 0,014$ , $u_s = 0,030$ e $u_s = 0,066$ . Conforme se aumenta a velocidade de queda, observa-se a dificuldade na determinação das regiões da cabeça e nariz da corrente. . . . .	101
5.43	Relação entre a razão $\frac{h_n}{h_h}$ e $Re_f$ . Todas simulações apresentam um comportamento similar. . . . .	102
5.44	Relação entre posição da frente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar. . . . .	102
5.45	Relação entre posição da frente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar. . . . .	103
5.46	Relação entre Froude densimétrico da corrente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar. . . . .	104
5.47	Representação dos mapas de depósito e as isolinhas de concentração da corrente para tempos adimensionais 10, 15 e 20. Em ( <i>a</i> ), ( <i>b</i> ) e ( <i>c</i> ) tem-se os resultados das simulações $u_s = 0,014$ , $u_s = 0,030$ e $u_s = 0,066$ , respectivamente. Análise em relação à quantidade de lobos e fendas, assim como valores de concentração no próprio mapa são observados. . . . .	105

## Lista de Tabelas

5.1	Parâmetros utilizados para avaliar a qualidade da malha para os casos de ILES, avaliando o efeito da redução do número de pontos. A diferença entre os casos é a redução do número de pontos dos casos 1 ao 4 e a anisotropia de entre $x_2/x_1$ . . . . .	72
5.2	Parâmetros utilizados para avaliar a qualidade da malha para os casos de ILES, variando o efeito da dissipação aportada. Os casos apresentam valores de dissipação maiores do que os da Tabela 5.1 e maior passo de tempo. . .	75
5.3	Parâmetros utilizados para avaliar a qualidade da malha para os casos de iLES, avaliando o efeito da redução do número de pontos. . . . .	79
5.4	Comparativo entre os valores das posições da frente e lateral para todos os casos. Maiores valores de desvio padrão são encontrados em $x_{1,f}$ no tempo 12. . . . .	83
5.5	Parâmetros de simulação para a reprodução do experimento de Lombardi et al. (2018). $Ri = 0,50$ e $\Delta t = 5 \times 10^{-4}$ são parâmetros constantes para todas simulações. . . . .	83
5.6	Parâmetros de simulação para a reprodução do experimento de Luthi (1981). . . . .	86
5.7	Comparação entre todos os casos utilizados para validação do código. O quadro apresenta a diferença entre os experimentos e as simulações em relação a posição da frente. . . . .	92
5.8	Parâmetros das simulação para os casos das correntes com mudança na área da seção transversal de entrada. Todos os casos consideram um $Re = 8588$ e janela com $b = 4.67$ . . . . .	92

## Lista de Símbolos

$\alpha$	Ângulo de rotação do domínio de cálculo [ $^\circ$ ]
$\beta$	Número de Rouse
$\Delta t$	Passo de tempo da simulação numérica
$\kappa$	Constante de von Karman
$\lambda$	Escala de comprimento da mistura adimensional
$\nu$	Viscosidade cinemática [ $m^2/s$ ]
$\rho_0$	Massa específica do fluido referência [ $kg/m^3$ ]
$\rho_m$	Massa específica da corrente [ $kg/m^3$ ]
$\rho_s$	Massa específica do sedimento [ $kg/m^3$ ]
$\varphi$	Concentração volumétrica de partículas
$\tau$	Tensão de cisalhamento [ $N/m^2$ ]
$b_0$	Largura do difusor de entrada [ $m$ ]
$d_p$	Diâmetro da partícula [ $\mu m$ ]
$g'$	Aceleração da gravidade reduzida [ $m/s^2$ ]
$g$	Aceleração da gravidade [ $m/s^2$ ]
$Fr_d$	Número de Froude densimétrico
$h_0$	Altura do difusor de entrada [ $m$ ]
$h_h$	Altura da cabeça da corrente [ $m$ ]
$h_n$	Altura do nariz da corrente [ $m$ ]

$h_s$  Altura média de sedimentação [ $m$ ]  
 $k$  Difusividade da concentração de sedimentos [ $m^2/s$ ]  
 $l_a$  Comprimento advectivo [ $m$ ]  
 $L_i$  Dimensão do domínio físico na direção dos eixos  $x_i$   
 $n_i$  Número de pontos da malha na direção  $x_i$   
 $p$  Pressão adimensional  
 $q_0$  Vazão por unidade de largura [ $m^2/s$ ]  
 $Q_0$  Vazão adimensional  
 $Re$  Número de Reynolds  
 $Ri$  Número de Richardson  
 $Sc$  Número de Schmidt  
 $t$  Tempo adimensional  
 $u_f$  Velocidade de propagação da frente da corrente [ $m/s$ ]  
 $u_s$  Velocidade de queda da partícula [ $m/s$ ]  
 $u^*$  Velocidade de cisalhamento [ $m/s$ ]  
 $u_i$  Vetor campo de velocidade adimensional  
 $x_i$  Sistema de coordenadas

# Sumário

1. <i>Introdução</i> . . . . .	26
2. <i>Objetivos</i> . . . . .	32
2.1 <i>Objetivos específicos</i> . . . . .	33
3. <i>Revisão bibliográfica</i> . . . . .	34
3.1 <i>Correntes de densidade</i> . . . . .	34
3.1.1 <i>Mecanismos de gênese e desenvolvimento de uma corrente de densidade</i> 36	
3.1.2 <i>Morfologia das correntes de densidade</i> . . . . .	38
3.2 <i>Correntes de turbidez</i> . . . . .	39
3.3 <i>Estado da arte sobre experimentos físicos e numéricos em configurações não-</i> <i>canalizadas</i> . . . . .	45
3.3.1 <i>Métodos numéricos utilizados no estudo de escoamentos turbulentos</i> 53	
4. <i>Metodologia</i> . . . . .	57
4.1 <i>Descrição do problema físico</i> . . . . .	58
4.2 <i>Métodos numéricos</i> . . . . .	63
4.3 <i>Discretização espacial</i> . . . . .	63
4.4 <i>Avanço no tempo</i> . . . . .	65
4.5 <i>Dissipação numérica sobre derivada segunda</i> . . . . .	66
4.5.1 <i>Parâmetros de avaliação das correntes de gravidade</i> . . . . .	68
5. <i>Resultados</i> . . . . .	71
5.1 <i>Determinação dos parâmetros numéricos para as simulações</i> . . . . .	71

5.2	Experimentos de referência para validação do código . . . . .	82
5.2.1	Experimento conservativo de Lombardi et al. (2018) . . . . .	82
5.2.2	Experimento de Luthi (1981) . . . . .	86
5.2.3	Experimento de Luthi (1981) com efeito de sedimentação e simetria em $x_3 = 0$ . . . . .	89
5.3	Simulações propostas para análise do efeito da geometria de entrada e velo- cidade de queda . . . . .	92
5.3.1	Influência da forma da área da seção transversal de entrada no de- senvolvimento da corrente . . . . .	92
5.3.2	Simulações de correntes de turbidez . . . . .	98
6.	<i>Conclusões</i> . . . . .	106
6.1	Proposta para trabalhos futuros . . . . .	109
	<i>Referências</i> . . . . .	111

## Introdução

Compreender a natureza é um dos principais motivadores da humanidade. Diversas áreas são beneficiadas a partir do seu melhor entendimento, como as ciências naturais, humanas e exatas. Dentre essas áreas, pode-se focar especificamente as engenharias e geologia. Elas se beneficiam da compreensão dos fenômenos naturais para apresentar soluções tecnológicas para a sociedade e, ainda, resolver problemas de maneira mais assertiva. Essas duas áreas, segundo Leeder (2009), investiga como os escoamentos transportam e depositam sedimentos pela superfície planetária a partir dos estudos da fluidodinâmica sedimentológica. Meiburg et al. (2015) afirmam que a dinâmica dos fluidos estudada em laboratório não é um assunto simples e, ao adicionar-se sedimentos, aumenta-se consideravelmente a complexidade do sistema. Alguns exemplos dessa dinâmica sedimentológica são os eventos atmosféricos como a mistura de gases, a quantidade diluída de materiais em suspensão e os ventos catabáticos <sup>1</sup> (Allen, 2012). Esses casos são originados pelo mesmo fenômeno físico, chamado de correntes de densidade.

Esses fenômenos ocorrem quando há um movimento horizontal relativo entre dois escoamentos devido a forças gravitacionais (Benjamin, 1968). Simpson (1982) afirma que estes eventos podem ser observados em situações naturais ou criados pelo homem. Para ilustrar, Chassignet et al. (2012) descrevem que uma corrente de densidade pode ser sentida quando o ar escoar para o interior de uma residência aquecida e, ao se abrir a porta num dia frio, a maior massa específica desse último produz uma maior pressão externa do que interna, e esta diferença de pressão movimenta o ar frio por baixo e o ar quente, por cima. As correntes de densidade também são responsáveis pela formação da brisa do mar,

---

<sup>1</sup> correntes de densidade formadas em regiões mais elevadas e frias, que descem a encosta devido a gravidade.

fluxos piroclásticos, avalanches de areia ou neve ou no escorregamento de partes dos taludes continentais. Um tipo específico de corrente de densidade são as chamadas correntes de turbidez. Estas ocorrem devido a presença de sedimentos em suspensão.

Meiburg e Kneller (2010) afirmam sobre a importância das correntes de turbidez no meio geofísico, já que elas são agentes no transporte de sedimentos no meio subaquoso, como fundos de rios, oceanos ou em águas rasas, como na plataforma continental. Elas podem ser responsáveis pela formação de leques aluviais, falésias e rochas porosas, que podem se tornar reservatórios de hidrocarbonetos. Vale ainda ressaltar que a física do problema se torna muito semelhante, mesmo quando se analisa no meio aéreo (avalanches ou no desmoronamento de minas de carvão, por exemplo) (Simpson, 1982).

Simpson e Britter (1979) e Ungarish (2006) apresentam alguns exemplos de correntes de densidade causados pelo homem, como os desastres tecnológicos. Uma das aplicações humanas sobre os conceitos de correntes de densidades é para o controle térmico em edificações. Para isto, pode-se acrescentar aberturas inferiores, próximas ao solo, e aberturas superiores, próximas ao teto, assim, a entrada de ar mais frio na parte inferior, força a movimentação do ar quente que se encontra próximo ao teto. Igualmente significativa, são as descargas industriais de grandes volumes de água aquecida que podem gerar efeitos adversos nas comunidades humanas e no ambiente. Sobre os desastres tecnológicos, pode-se exemplificar quando ocorre o derramamento de óleo no mar, como apresenta Frantz et al. (2017), e os acidentes do rompimento das barragens de Mariana, em novembro de 2015, e de Brumadinho, Figura 1.1, em janeiro de 2019, como exemplifica Schuch et al. (2020) ou, ainda, o desmoronamento da mina de carvão em Aberfan (Figura 1.2, no país de Gales, em outubro de 1966 (Petley (2016))). Ainda, em relação a importância da compreensão e modelagem desses fenômenos, tem-se os eventos climáticos cada vez mais frequentes e ocorrendo em regiões atípicas do planeta. As tempestades de areia no Brasil, que foram registradas nos estados de Minas Gerais e São Paulo em 2021, é um exemplo destes eventos climáticos. Assim, prever o alcance dessas correntes podem auxiliar nas medidas de prevenção e proteção de áreas afetadas (Tominaga et al., 2009) .

Segundo Wells e Dorrell (2021), as correntes de turbidez consistem no mecanismo dominante no processo de transporte de sedimentos, nutrientes ou poluentes, tanto no ambiente marinho quanto atmosférico. No contexto geológico, as correntes de turbidez podem resultar no processo de agradiação ou degradação de canais que transportem sedimentos por



Figura 1.1: Desastre natural causado pelo rompimento de barragem da Samarco. Fonte: Floresti (2020).



Figura 1.2: Desmoronamento da mina de carvão da Aberfan, no país de Gales, em 1966. Fonte: Petley (2016).

kilômetros de distância nos assoalhos oceânicos (Hage et al., 2019). Os depósitos de sedimentos de correntes de turbidez são chamados de turbiditos e formam os deltas submarinos, uma das maiores formações de sedimentos terrestres (Dorrell et al., 2015). Uma melhor compreensão da dinâmica dos fluidos nessas correntes é necessária, principalmente para definir como seus depósitos, turbiditos e registros de ambientes paleolíticos são formados. A Figura 1.3 representa a importância em relação ao estudo das correntes de densidade e as áreas que podem ser beneficiadas em função da sua melhor compreensão.

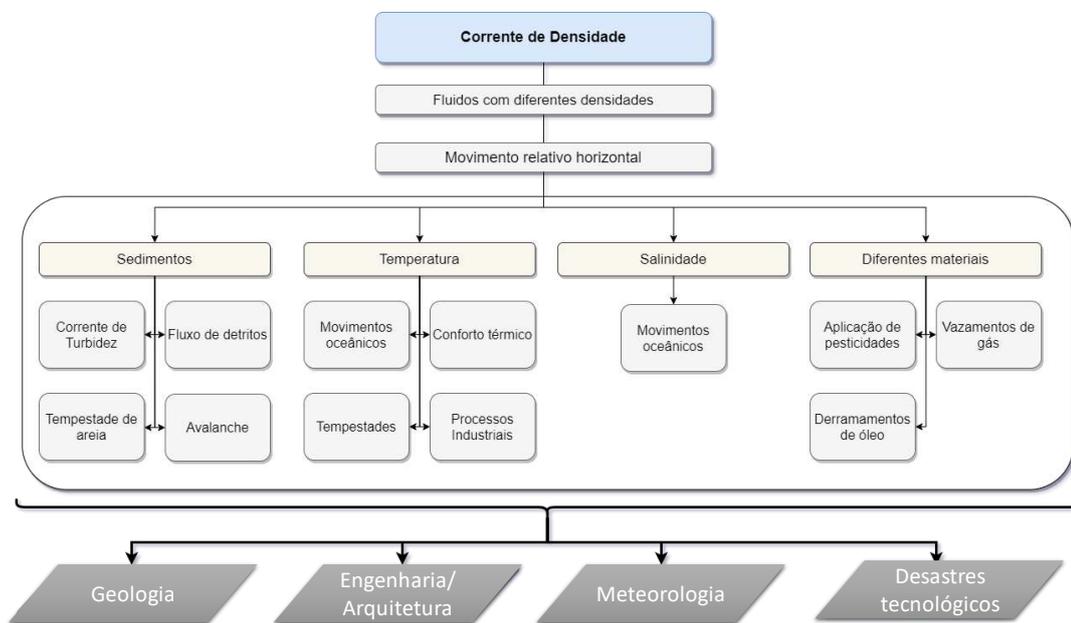


Figura 1.3: Fluxograma esquemático apresentando as áreas que são beneficiadas pelo estudo das correntes de densidade.

Conhecer a natureza potencialmente destrutiva dessas correntes tem como objetivo

restringir o risco apresentado à infraestrutura, incluindo oleodutos, gasodutos, cabos de energia e telecomunicações (Carter et al., 2014) ou para mapear o destino de poluentes (Kane e Clare, 2019; Pohl et al., 2020). Desse modo, esses fenômenos ainda apresentam muitas questões que precisam ser respondidas para sua compreensão física, já que para realizar sua modelagem matemática é preciso atribuir diversas simplificações para que seja possível simulá-los numericamente (Meiburg et al., 2015). Para sua melhor compreensão física, ainda é necessário estabelecer quais são os parâmetros responsáveis pela geometria final do depósito de uma corrente em experimentos e sua relação com o tamanho em escala real. O estudo dessas correntes pode ser realizado através de diferentes configurações geométricas.

Podem ser definidas duas configurações geométricas gerais, chamadas de canal, ou confinado, e bacia, ou não confinada. Em canal, como exemplos, podem ser citados os estudos de Sher e Woods (2017); Cenedese et al. (2018), nos quais o escoamento fica confinado nas suas laterais, como apresenta o cânion na Figura 1.4. Já a bacia (Rowland et al., 2010; Francisco et al., 2018; Spsychala et al., 2020) é caracterizada pelo possível espalhamento lateral do escoamento. Como exemplo, pode-se citar um deslizamento de terra causado por um terremoto no Japão, como ilustra a Figura 1.5.

Para estudar o início de propagação das correntes de turbidez foram criadas configurações gerais do tipo *lock-exchange*<sup>2</sup> ou a alimentação contínua. Na primeira, é possível avaliar o efeito de um pulso de corrente, como é investigado por Ozan et al. (2015); Konopliv e Meiburg (2016); Francisco et al. (2018); Cenedese et al. (2018); Inghilesi et al. (2018). Na segunda, o fluido é injetado no meio com um tempo maior, possibilitando avaliar o efeito de correntes que atingem distâncias maiores, como apresentado por Negretti et al. (2017); Hogg et al. (2017, 2016); Sher e Woods (2017). Essas configurações estão melhor descritas e explicadas no Capítulo 3 ilustradas nas Figura 3.5 e Figura 3.4.

O estudo e compreensão desses fenômenos em campo, em virtude de suas características, são complexos. A pesquisa experimental, seja física ou numérica, desenvolve-se a partir de bases de escala relevantes de parâmetros adimensionais, como descrito nos trabalhos de Manica (2009); Peakall et al. (1996) e serão desenvolvidos no Capítulo 3. Como dito anteriormente, diversas áreas são beneficiadas pelo seu estudo e compreensão, no entanto, realizar diversos experimentos em bancada podem se tornar onerosos. Para isso, as simulações

---

<sup>2</sup> em tradução livre, abertura de barragem.

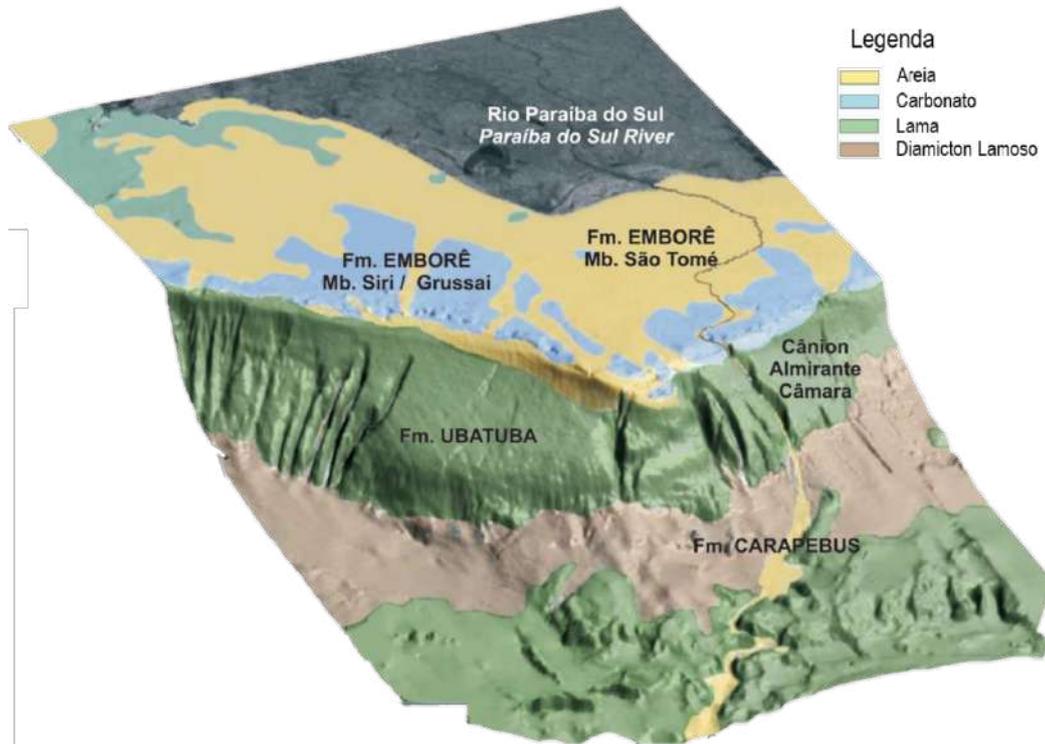


Figura 1.4: Desembocadura do Cãnion Almirante Câmara, representa o efeito de um escoamento com as laterais confinadas como uma configuração canalizada. Fonte: adaptado de Machado et al. (2004)



Figura 1.5: Desmoronamento causado por terremoto no Japão em 2018. Região de espalhamento observado ao final do desmoronamento. Fonte: Bressan (2018).

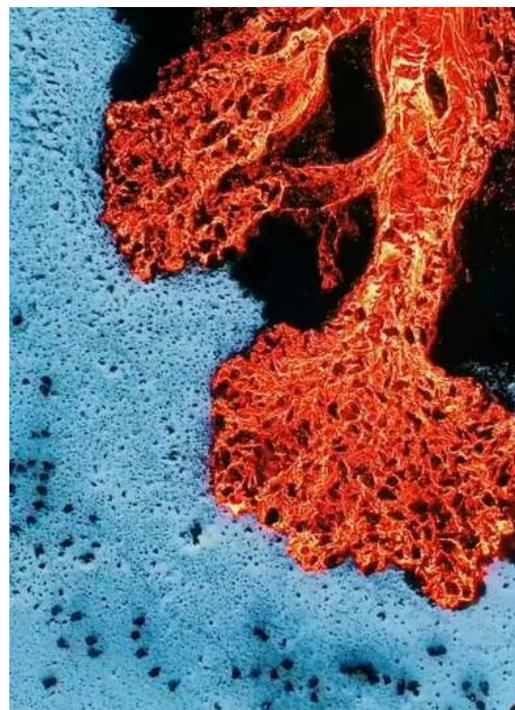


Figura 1.6: Escoamento piroclástico representando uma configuração canalizada na porção superior e ao final apresenta espalhamento lateral. Fonte:Emfinger (2021).

---

computacionais, por meio das modelagens matemáticas tem auxiliado no seu entendimento e possibilitado a obtenção de resultados detalhados desses fenômenos, complementando, assim as informações dos resultados de ensaios em bancada e dados de campo.

Lombardi et al. (2018) e Francisco et al. (2018) afirmam que existem poucos estudos relacionados a correntes de densidade em configuração não confinada. Quando se trata de simulações numéricas computacionais esses estudos se reduzem mais ainda. A principal justificativa é o custo computacional associado a um estudo mais detalhado. Assim, a fim de investigar os parâmetros que são responsáveis pela forma de propagação de corrente, neste trabalho serão estudados os efeitos que algumas variáveis de entrada e suas consequências na forma da propagação da corrente de densidade numa configuração não confinada. O trabalho está organizado iniciando pelos objetivos, subdivididos em geral e específicos, no Capítulo 2. No Capítulo 3 estão apresentadas as principais referências bibliográficas sobre o assunto, assim como os achados mais atuais. Após, é desenvolvida a metodologia no Capítulo 4 de estudo e pesquisa que gerarão os resultados, como apresentados no Capítulo 5. Por fim, no Capítulo 6, as conclusões obtidas a partir dos resultados são apresentados e em Seção 6.1 estão organizadas as sugestões para trabalhos futuros.

## Objetivos

Apesar de diversos resultados qualitativos encontrados e apresentados brevemente na introdução deste trabalho, no que consta, ainda não existe um método publicado que avalie em conjunto quais os efeitos das condições de entrada numa configuração canal-bacia na forma final de uma corrente utilizando simulação numérica computacional. Com isso, as seguintes perguntas são propostas para essa tese de doutorado:

*Em relação a metodologia numérica utilizada, como a escolha dos parâmetros de malha, dissipação numérica e passo de tempo afetam as análises globais do escoamento estudado?*

*Utilizando um sistema de alimentação contínua na entrada da bacia, é possível reproduzir satisfatoriamente uma corrente de densidade?*

*Numa configuração canal-bacia avaliando os parâmetros utilizados no estudo das correntes de densidade, é possível definir quais apresentam o papel fundamental para a propagação da forma da corrente em simulações numéricas computacionais? É possível determinar uma equação sobre o comportamento em relação aos parâmetros adimensionais?*

Com base nas perguntas apresentadas, o objetivo geral é identificar quais são os parâmetros utilizados na modelagem de correntes de densidade definem a sua forma de propagação numa configuração não confinada lateralmente. Assim, são avaliados quais parâmetros adimensionais ou características de geometria da entrada que determinam a forma final e o seu alcance.

## 2.1 *Objetivos específicos*

- Determinar os parâmetros mais adequados no código computacional de forma a garantir a reprodutibilidade dos trabalhos de referência com menor custo computacional;
- Definir quais os parâmetros que fazem as simulações se aproximarem dos casos reais;
- Determinar a posição final da corrente e buscar correlacionar com os principais números adimensionais;
- Propor uma relação entre os números adimensionais e a altura da corrente;
- Analisar os efeitos de um domínio com e sem inclinação, com diferentes áreas e geometrias na seção transversal de entrada, em correntes conservativas e não-conservativas, com diferentes tamanhos de partícula e avaliar o peso de cada uma dessas variáveis.

## Revisão bibliográfica

Esse capítulo abordará as principais características das correntes de densidade, suas classificações, estruturas e meios de estudos. Posteriormente, são apresentados os principais procedimentos de pesquisa em meio físico ou computacional, introduzindo métodos numéricos utilizados no estudo desses escoamentos.

### 3.1 *Correntes de densidade*

Simpson (1982) define como correntes de densidade, gravidade ou fluxos gravitacionais, eventos onde um escoamento inicia entre fluidos com diferenças de massa específica devido a forças gravitacionais e, segundo Ungarish (2006), preferencialmente, horizontais. Essas diferenças de massa específica podem ser originadas por variações de temperatura, salinidade ou partículas em suspensão, sendo esta última chamada de corrente de turbidez. As correntes geradas pela diferença de salinidade ou temperatura são ditas como conservativas. Em contraste, as correntes de turbidez são ditas como não-conservativas, pois apresentam mecanismos de deposição e erosão atuando na sua dinâmica (Sequeiros et al., 2009). Esta última ocorre em ambientes distintos, como em fluxos piroclásticos, avalanches de areia ou neve ou no escorregamento de partes dos taludes continentais.

Georgoulas et al. (2010) e (Manica, 2009) estabelecem que na natureza as correntes de densidade são uma importante classe de escoamento e apresenta suas classificações e exemplos. No contexto marinho, conforme apresentado por Manica (2009) na Figura 3.1, as partes desse meio podem ser associadas a origem e a classificação das correntes.

Na Figura 3.1 evidenciam-se as declividades, onde, as plataformas continentais têm inclinações de aproximadamente  $0,1^\circ$ . Já o início do talude contém uma inclinação de  $4^\circ$

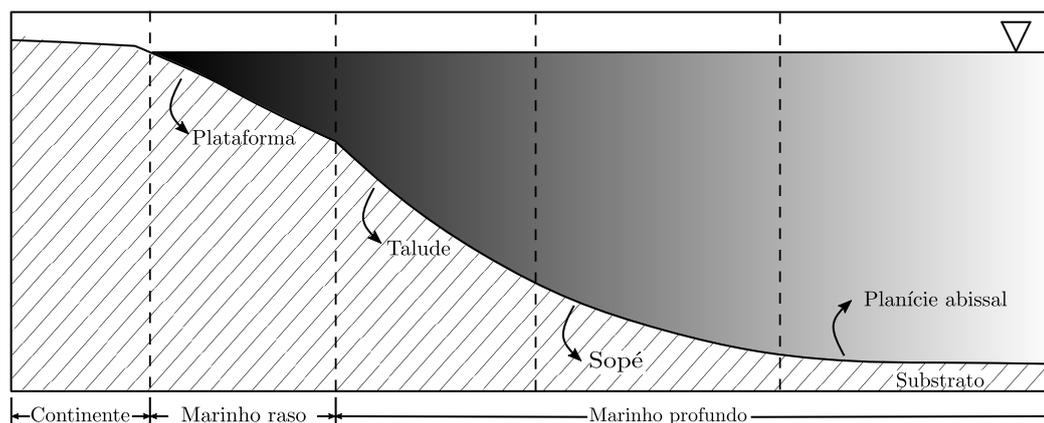


Figura 3.1: Partes do ambiente marinho. A partir do continente, com referência a linha d'água, seguido pelo talude, onde são encontrados cânions e vales, sopé e por fim a planície abissal ou bacia. Fonte: adaptado de Manica (2009).

e são suavizados novamente nos sopés, com inclinações próximas a zero (Manica, 2009), e encerrado na planície abissal. Em relação à classificação das correntes, avalia-se a diferença de massa específica de uma corrente de densidade a partir do fluido de referência (Simpson, 1982). Ungarish (2009) define a massa específica da corrente de densidade como,

$$\rho_m = (1 - \varphi)\rho_0 + \varphi\rho_s, \quad (3.1)$$

sendo  $\varphi$  a concentração volumétrica,  $\rho_0$  a massa específica do fluido referência e  $\rho_s$  é a massa específica do sedimento. Dessa maneira, a posição relativa da corrente ao fluido ambiente determinará uma força de empuxo positiva ou negativa (?), como mostra a Figura 3.2 e são classificadas como:

- Correntes hipopicnais: são caracterizadas por um escoamento superior ao fluido de referência. Ocorrem quando massa específica da corrente é menor do que a massa específica do fluido ambiente. São escoamentos próximos as desembocaduras dos rios, onde os sedimentos são dispersos como plumas flutuantes (Schuch et al., 2020);
- Correntes mesopicnais: também conhecidas como fluxo intrusivo, acontece quando a sua massa específica é intermediária a massa específica do fluido ambiente. São particularmente importantes em bacias marinhas com características fortemente estratificadas, onde as diferentes densidades entre as camadas de água são grandes (Francisco et al., 2022), podendo ser originada por gradientes térmicos ou salinos;

- Correntes hiperpicnais: são escoamentos que ocorrem na parte inferior em relação ao fluido de referência e se dá quando sua massa específica é muito maior do que este fluido referência. Para Mulder e Alexander (2001), correntes de densidade que transportam grandes volumes de sedimentos para águas profundas, provavelmente, são hiperpicnais.

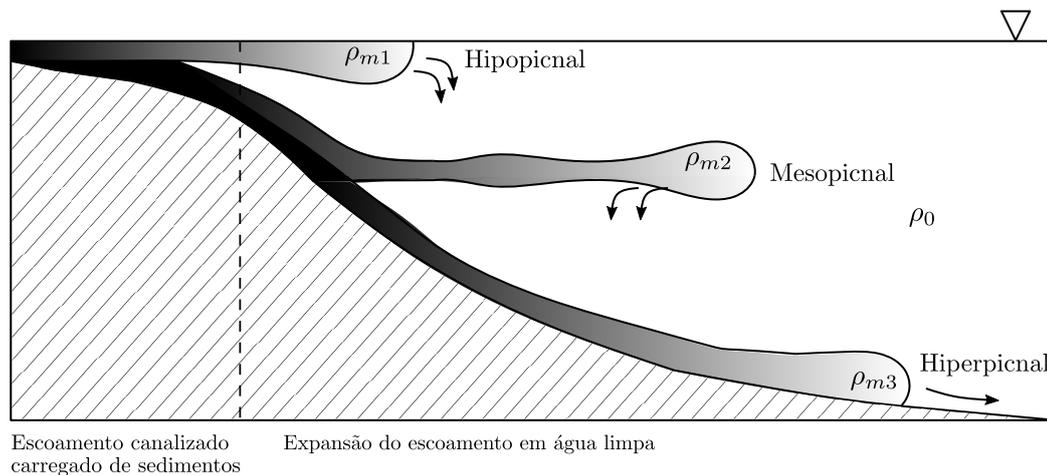


Figura 3.2: Classificação das correntes de densidade de acordo com a massa específica da corrente com sedimento,  $\rho_m$ , e a massa específica do fluido ambiente,  $\rho_0$ . Fonte: adaptado de Mulder e Alexander (2001).

Vale ressaltar que, ao longo do tempo, as correntes podem mudar sua classificação devido, por exemplo, ao fenômeno de mergulho da corrente. Segundo Schuch et al. (2020), nessa região ocorre tanto a aceleração do escoamento quanto uma região de intensa mistura. Após o mergulho, a corrente passa de uma corrente hipopícnal para corrente hiperpícnal. A partir daqui as correntes de turbidez hiperpícnais passarão a ser chamadas somente como correntes de turbidez.

### 3.1.1 Mecanismos de gênese e desenvolvimento de uma corrente de densidade

Os ambientes onde as correntes de densidade podem apresentar a sua aplicação e gênese são diversos. Na Figura 3.1 da plataforma continental é possível distinguir dois processos principais de gênese de uma corrente: o pulso e o fluxo contínuo. O pulso ocorre quando uma quantidade finita de material se desprende, sendo também conhecido como remobilização instantânea de material ou *surge-like flow*. A Figura 3.3 (a) representa esse escoamento e (c) mostra a sua relação entre o tempo e velocidade. O experimento do tipo “*lock-exchange*” reproduz esse efeito em laboratório, onde os estudos de Francisco et al.

(2018), Inghilesi et al. (2018) e Lowe et al. (2005) utilizam esse tipo de configuração, tanto em estudos numéricos quanto experimentais.

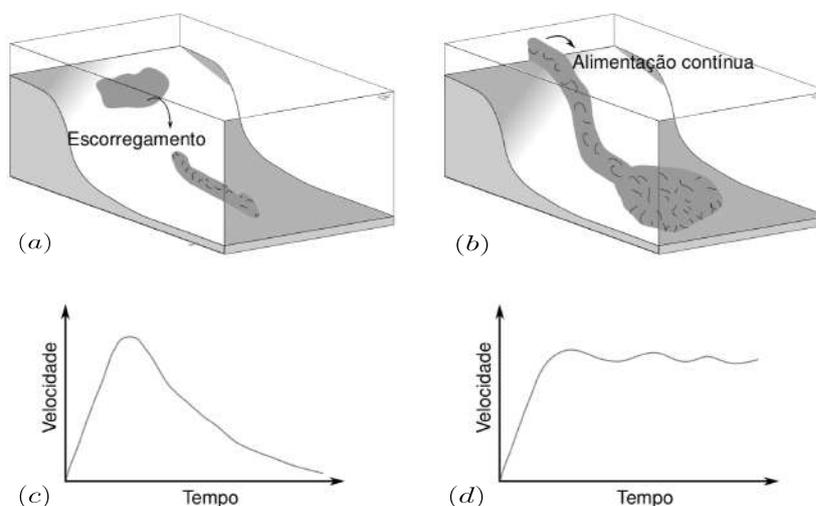


Figura 3.3: Mecanismos de início de uma corrente: (a) e (c) são remobilização não-instantânea de material e (b) e (d) são remobilização instantânea de material. Fonte: Farenzena (2020)

Já o fluxo contínuo, ou *quasi-steady-flow*, ocorre por uma remobilização não-instantânea de material e isso implica um tempo propagação da corrente maior, como representado nas Figura 3.3 (b) e (d) e Figura 3.4. No contexto geológico, podem ter duração de horas ou até mesmo anos, Luthi (1981), Schuch et al. (2018) e Spychala et al. (2020).

É possível encontrar dois tipos de configurações geométricas para o estudo das correntes de densidades. A primeira apresenta confinamento nas laterais, forçando o escoamento a percorrer paralelamente as laterais da geometria, sendo chamada de confinada ou canalizada. A segunda apresenta um escoamento não confinado na laterais. A Figura 3.5, quando considera  $b_0 = L_3$  representa um canal. Já, quando  $b_0 < L_3$ , é um sistema não confinado.

Esta última configuração pode ser chamada de bacia (*basin*) ou não-canalizada (*non-channelized*). Luthi (1981) realiza um trabalho pioneiro sobre correntes de turbidez nessa configuração. Essa geometria tem por objetivo reproduzir o efeito do espalhamento lateral da corrente ao encontrar uma região sem interferência. Na Figura 3.6 esta configuração está esquematizada, mostrando a possibilidade de inclinação do domínio,  $\alpha$  e a região de entrada,  $b_0 \times h_0$ , representando a saída do canal.

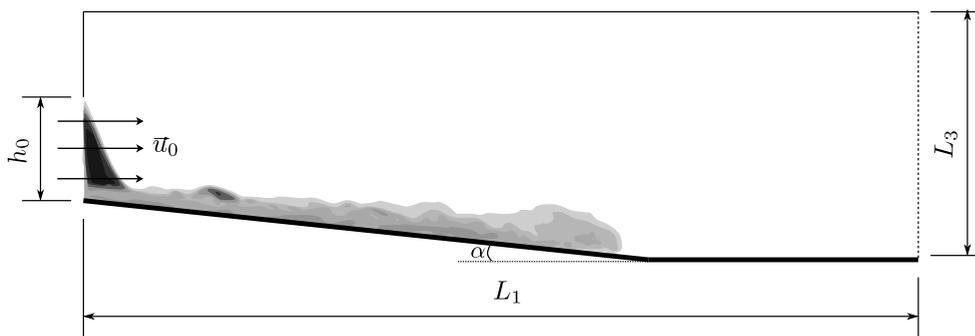


Figura 3.4: Representação esquemática do funcionamento do sistema com injeção, para bacia ou canal, com  $\alpha \geq 0^\circ$ .

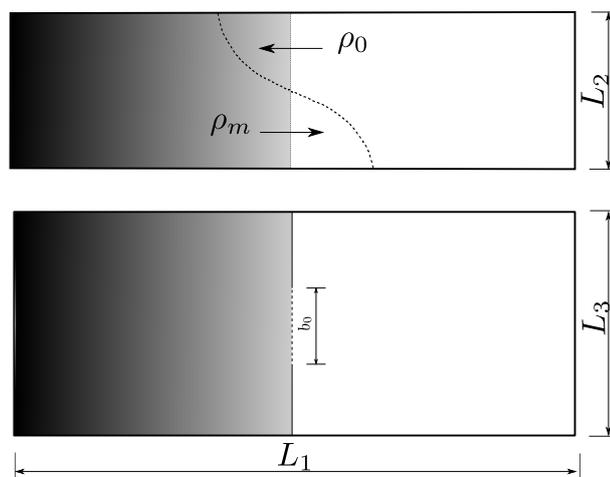


Figura 3.5: Representação esquemática do funcionamento do sistema do tipo *lock-exchange*, para sistema não-confinado (bacia), se  $b_0 < L_3$ , ou confinado (canal), se  $b_0 = L_3$ .

### 3.1.2 Morfologia das correntes de densidade

Em relação à morfologia de uma corrente de densidade, Simpson (1982) define duas regiões principais, sendo denominadas como cabeça e corpo da corrente. Essas regiões são fundamentais, pois são elas que apresentam as características de velocidade e concentração da corrente. Na cabeça é possível identificar a altura do nariz,  $h_n$ , altura da cabeça,  $h_h$ , e as estruturas de lobos e fendas, como mostra a Figura 3.7. Estas estruturas e partes são reproduzidas tanto nos experimentos físicos quanto numéricos, e percebidos na natureza, como em uma tempestade de areia, mostrada na Figura 3.8. A geração dessas estruturas são função da tensão de cisalhamento na parte inferior, devido à condição de não-deslizamento. Essas condições serão também responsáveis pela incorporação do fluido ambiente na corrente (Middleton, 1993). Na interface superior, são observados os vórtices de Kelvin-Helmholtz. Essas estruturas são geradas em função da diferença de velocidade

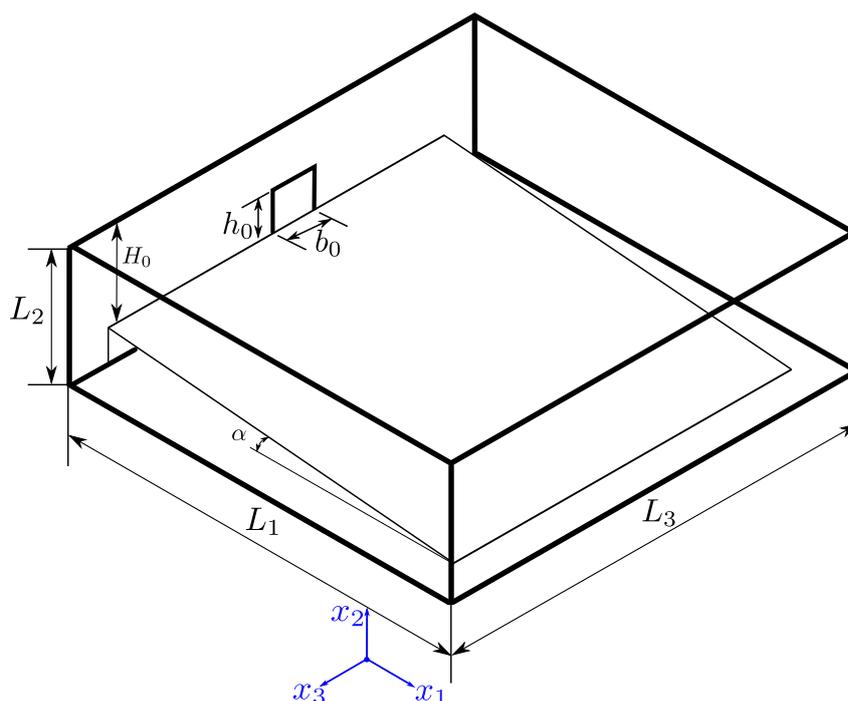


Figura 3.6: Esquema dos experimentos físicos, onde existe uma janela com injeção,  $b_0 \times h_0$ , de uma corrente de turbidez, onde um fundo falso pode ter sua angulação regulada,  $\alpha$ , e no final do domínio existe uma janela de saída,  $x_1 = L_1$ .

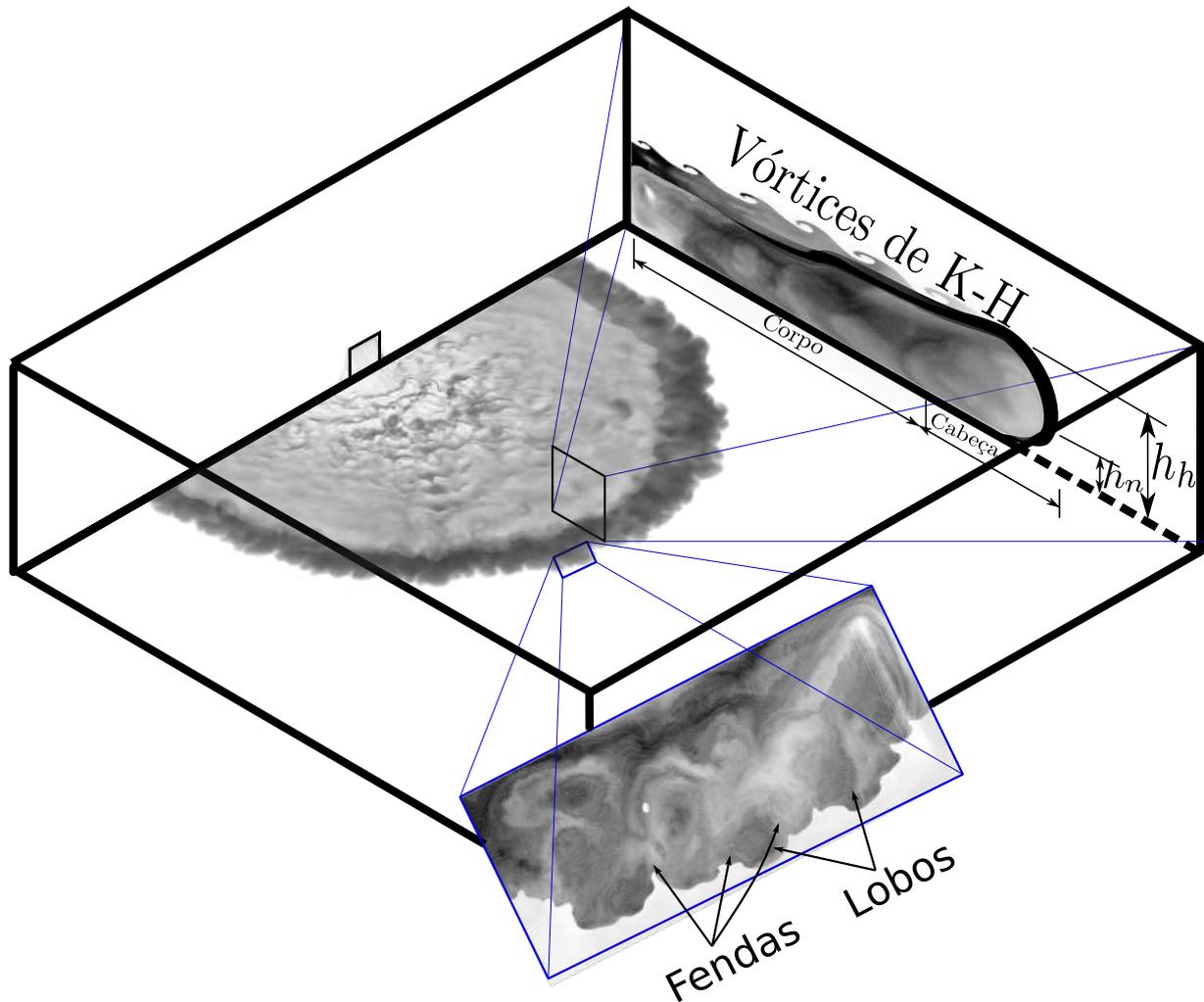
na interface do fluido ambiente com a corrente e causam a incorporação do fluido ambiente na corrente e intensa mistura.

A condição de fundo forma o perfil de velocidade na parede, como ilustra a Figura 3.9 (Wells e Dorrell, 2021). A região da máxima velocidade da corrente, ocorre junto ao nariz da corrente. O comportamento do perfil de concentração representa a dinâmica interna que ocorre numa corrente não-conservativa com baixa concentração e deposição de material, pois tanto o perfil velocidade quanto o de concentração dependem da concentração volumétrica. (Kneller e Buckee, 2000).

As correntes de turbidez são dadas como uma classe específica das correntes de densidade e serão descritas na próxima seção.

### 3.2 Correntes de turbidez

Sobre as correntes de turbidez, Edwards (1993) afirma que elas são estudadas desde meados da década de 50, quando os termos foram cunhados por Kuenen e Migliorini (Kuenen e Menard, 1952). Grande parte dos sedimentos que são desprendidos da plataforma continental e se depositam no fundo dos oceanos são preferencialmente transportados por



*Figura 3.7:* Apresentação estruturas de lobos e fendas na frente de corrente do detalhe frontal, assim como, na vista lateral, é possível identificar os vórtices de Kelvin-Helmholtz na parte superior da corrente. Na vista lateral, observam-se as partes principais da corrente, tomando como referência um plano central, em uma configuração canal-bacia.

correntes de turbidez. Sangster et al. (2010) as descrevem como sendo o agente responsável pelo transporte de sedimentos em suspensão turbulenta para áreas mais profundas do oceano, criando, assim, a maior parte das feições morfológicas.

Kuenen e Menard (1952) afirmam que os depósitos de correntes de turbidez apresentam relevantes registros estratigráficos e são importantes nos campos da sedimentologia, geologia marinha, mudanças climáticas e reconstruções paleo-sísmicas. Já Meiburg e Kneller (2010) ratifica que mais estudos são necessários para a compreensão da natureza e as propriedades das correntes de turbidez na natureza e que, ainda, podem ser descritas como infrequentes, imprevisíveis e de natureza destrutiva. Seu potencial destrutivo pôde ser re-



Figura 3.8: Tempestade de areia no deserto do Saara. Possível observar estruturas semelhantes as detalhadas na Figura 3.7, principalmente as estruturas de lobos e fendas na região frontal. Fonte: Rondaxe (2020).

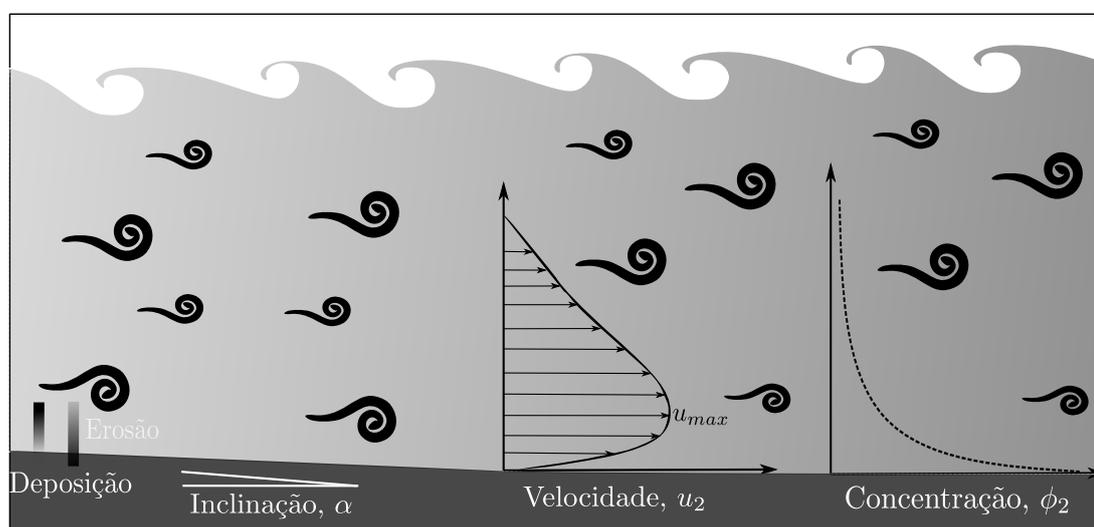


Figura 3.9: Representação dos mecanismos internos de uma corrente. Representação dos perfis de velocidade e concentração, variação da inclinação no fundo e mecanismo de erosão e deposição. Fonte: adaptado de Wells e Dorrell (2021).

gistrado em eventos como de Grand Banks, em 1925, onde diversos cabos submarinos de telégrafo foram rompidos (Heezen e Ewing, 1952). Mais recentemente, como evidenciado por Hsu et al. (2008), as correntes de turbidez geradas pelos terremotos de Pingtung de 2006, foram responsáveis por romper onze cabos submarinos, nos cânions de Kaoping e Manila (Taiwan), sequencialmente, a profundidades de 1.500 m a 4.000 m.

Correntes de turbidez se caracterizam pela troca de partículas entre o fundo e a corrente. Esses processos podem ocorrer por deposição ou ressuspensão e a troca de fluido com a corrente por entranhamento ou desentranhamento, como demonstra a Figura 3.9 e descreve Schuch et al. (2021). A estrutura desses escoamentos apresenta o comportamento do perfil

da velocidade de propagação semelhante a jatos parietais, onde a região inferior apresenta um gradiente positivo até seu ponto máximo, como mostrado e descrito por ? e apresentado na Figura 3.9. Vale lembrar que esses perfis característicos são válidos quando consideradas as correntes de turbidez com baixo volume de concentração, como a classificação de Mulder e Alexander (2001).

Para estudar as correntes de turbidez é necessário reproduzi-las em laboratório, comparando os mapas de espessura de depósitos encontrados na natureza com os experimentos e avaliando as semelhanças entre as suas morfologias. A forma como se correlacionam os registros naturais e os experimentos é por meio de números adimensionais, nos quais trazem em si importantes informações físicas. ? realizam uma revisão dos números adimensionais mais importantes, sendo definidos como aqueles que auxiliam na compreensão desses fenômenos e, nos quais, escalam o problema de forma a reproduzir tais similaridades físicas. Esses autores citam os números de Froude densimétrico,  $Fr_d$ , de Richardson,  $Ri$ , de Reynolds,  $Re$  e de Rouse,  $\beta$  como parâmetros fundamentais para replicar estas semelhanças. Sobre as análises dos parâmetros adimensionais, segundo Rowland et al. (2010), o parâmetro mais relevante é o número de Froude densimétrico,  $Fr_d$ , definido como,

$$Fr_d = \frac{u_{1,in}}{\sqrt{g'h_0}}, \quad (3.2)$$

sendo  $u_{1,in}$  a velocidade de entrada da corrente,  $g'$  a gravidade reduzida e  $h_0$  a altura característica, podendo ser a altura da cabeça da corrente ou altura de coluna d'água. A gravidade reduzida é definida como,

$$g' = \frac{g(\rho_m - \rho_0)\varphi}{\rho_0}. \quad (3.3)$$

O  $Fr_d$ , representa a relação entre forças inerciais pelas forças gravitacionais. Quando ele é menor do que a unidade, os escoamentos são chamados de subcríticos. Já valores maiores do que a unidade são chamados de supercríticos (Sequeiros et al., 2009). O número de Richardson global relaciona-se com  $Fr_d$  como  $Ri = Fr_d^{-2}$ .

Peakall et al. (1996) apresentam um trabalho revisional sobre a relevância e os fatores de escala em relação ao  $Fr_d$ . Os autores afirmam que os modelos matemáticos promoveram os maiores avanços no entendimento das complexas inter-relações, incluindo a produção,

transferência e transporte de sedimentos nas dinâmicas fluviais. Esses modelos obrigatoriamente implicam simplificações e no uso de coeficientes empíricos derivados dos limitados dados de entrada das medições de campo ou experimentos físicos. Em paralelo, a técnica de experimentação física se torna complementar às simulações computacionais, em que os processos formativos podem ser observados, usualmente em escalas de tempos reduzidos em um ambiente controlável e gerenciável (Rowland et al., 2010). Um outro ponto é a incorporação de variáveis que não são conhecidas *a priori* ou apresentam um aspecto não-linear nos resultados dinâmicos ou morfológicos. Em contrapartida, as vantagens são contra-balanceadas pelas dificuldades em modelar as escalas no protótipo, as quais acabam por apresentar diversas simplificações da realidade espacial e temporal.

Rowland et al. (2010) e Manica (2009) afirmam que para pequenas escalas de tempo e espaço é possível criar réplicas em escala 1:1 de escoamentos e a dinâmica de sedimentos. Ao aplicar as restrições impostas pela modelagem, seja em função do tamanho do domínio ou valores de número de Reynolds muito elevados, esses modelos de larga escala, ainda assim, podem promover uma compreensão de grande valor sobre o complexo comportamento deste fenômeno natural. A Figura 3.10 apresenta um esquema, como proposto por Peakall et al. (1996), sobre a relação de quanto maior o tamanho do domínio ou escala de tempo e a capacidade do protótipo em replicar a realidade.

Segundo Green (2014), a modelagem física tem sido utilizada com sucesso na investigação de diversos problemas de geomorfologia fluvial sobre diversas escalas. Assim, como propõem Rowland et al. (2010); Peakall et al. (1996), os modelos em escala são baseados na teoria da semelhança, que produz uma série de parâmetros adimensionais que caracterizam totalmente o escoamento. Em uma situação idealizada, todas as variáveis devem ser perfeitamente escaladas no modelo; entretanto, na maioria dos experimentos não é possível atender a esse requisito. Como estratégia, o número de Reynolds deve ser de ordem de grandeza tal que garanta-se um regime totalmente turbulento. Sendo este definido como a razão entre as forças inerciais sobre as forças viscosas e expresso por,

$$Re = \frac{uh}{\nu} \quad (3.4)$$

Segundo ?, pode-se assumir escoamentos com  $Re > O(10^4)$ , por estes apresentarem uma dinâmica de turbulência similar, como referência. Já o número de  $Fr_d$  deve ser escalado

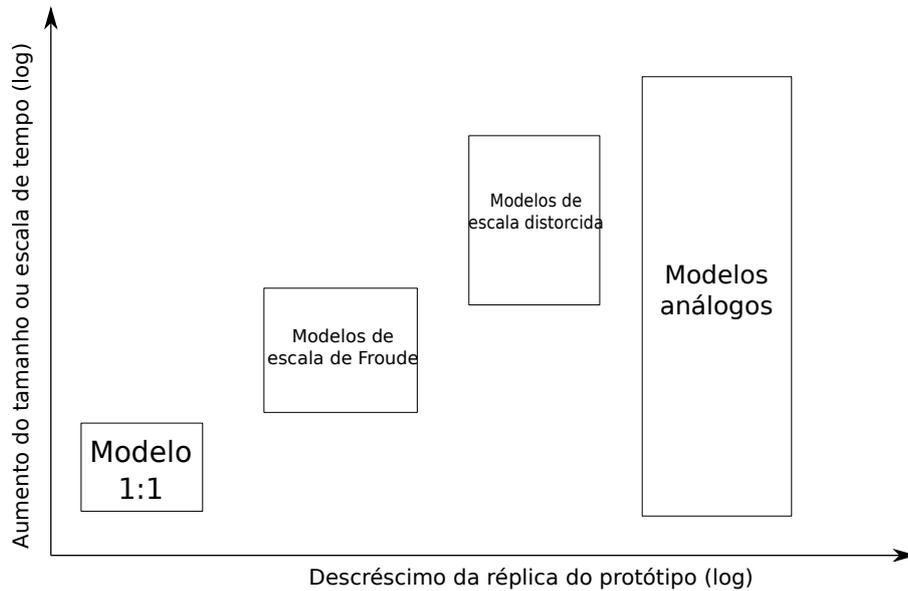


Figura 3.10: Esquema sintetizando os tipos de modelos possíveis em relação à qualidade do resultado sendo resposta a modificação do tamanho do domínio. Fonte: (Peakall et al., 1996).

de forma mais exata. Outro adimensional que pode auxiliar no estudo das correntes de turbidez é o número de Rouse, sendo esse definido como a razão entre a velocidade de queda e a velocidade de cisalhamento,

$$\beta = \frac{u_s}{\kappa u^* \lambda}, \quad (3.5)$$

onde  $u_s$  é a velocidade de queda das partículas em suspensão,  $u^*$  é a velocidade de cisalhamento,  $\kappa$  é a constante de von Karman e  $\lambda$  é a escala de comprimento de mistura adimensional.

Valores do número de Rouse menores que um são utilizados para argumentar que os sedimentos são mantidos em suspensão turbulenta, onde, para valores de concentração mais elevados, existe a interação entre as partículas, que mantêm o sistema em suspensão. Levando em conta valores de concentração  $\varphi \geq O(10^{-2})$ , os sedimentos em suspensão podem assumir um papel crítico no controle da dinâmica das correntes de turbidez e em seus depósitos (Ettema, 2006).

A velocidade de queda pode ser definida por Ferguson e Church (2004) como

$$u_s = \frac{\frac{\rho_s}{\rho_o} g d_p^2}{C_1 \nu + \left(0,75 C_2 \frac{\rho_s}{\rho_o} g d_p^3\right)^{1/2}}, \quad (3.6)$$

sendo  $d_p$  o diâmetro da partícula e  $C_1$  e  $C_2$  as constantes relativas ao formato e diâmetro das partículas.

Por fim, a velocidade de cisalhamento é definida como função de tensão de cisalhamento do escoamento junto à parede,

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_m}}, \quad \tau_p = \mu \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \Big|_{x_2=0} \quad (3.7)$$

A partir da escolha das variáveis principais é possível definir os parâmetros adimensionais que governam o sistema e reproduzirão adequadamente a física do problema.

### 3.3 Estado da arte sobre experimentos físicos e numéricos em configurações não-canalizadas

Experimentos em configurações não-canalizadas foram registradas primeiramente por (Kuenen e Migliorini, 1950). Os autores descrevem experimentos sobre a natureza das correntes de turbidez e eventos de gradação. O experimento consistiu em utilizar um canal mais largo, onde o material em suspensão, composto por diversas granulometrias, incluindo argila e areia, era injetado por meio de um balde de 20 L. O fundo do sistema apresentava inclinação entre 5° a 17°. A Figura 3.11 representa o sistema utilizado. O trabalho apresentou resultados fundamentais sobre processos deposicionais, estratigrafias, alcance final da corrente e comparação com dados de campo.

Luthi (1981) apresenta um trabalho complementar ao de Kuenen e Migliorini (1950). O experimento de Luthi (1981) foi composto por um sistema chamado de monodisperso, onde somente uma fração de partícula é utilizada. Foram realizados 15 experimentos com partículas de quartzo com  $d_p = 37 \mu m$  e concentração de  $\varphi \approx 4 \%$ . O sistema era composto por fundo liso com inclinação de 5°. A Figura 3.12 representa o tamanho do reservatório utilizado e os resultados das isolinhas de posição da frente para cada intervalo de tempo

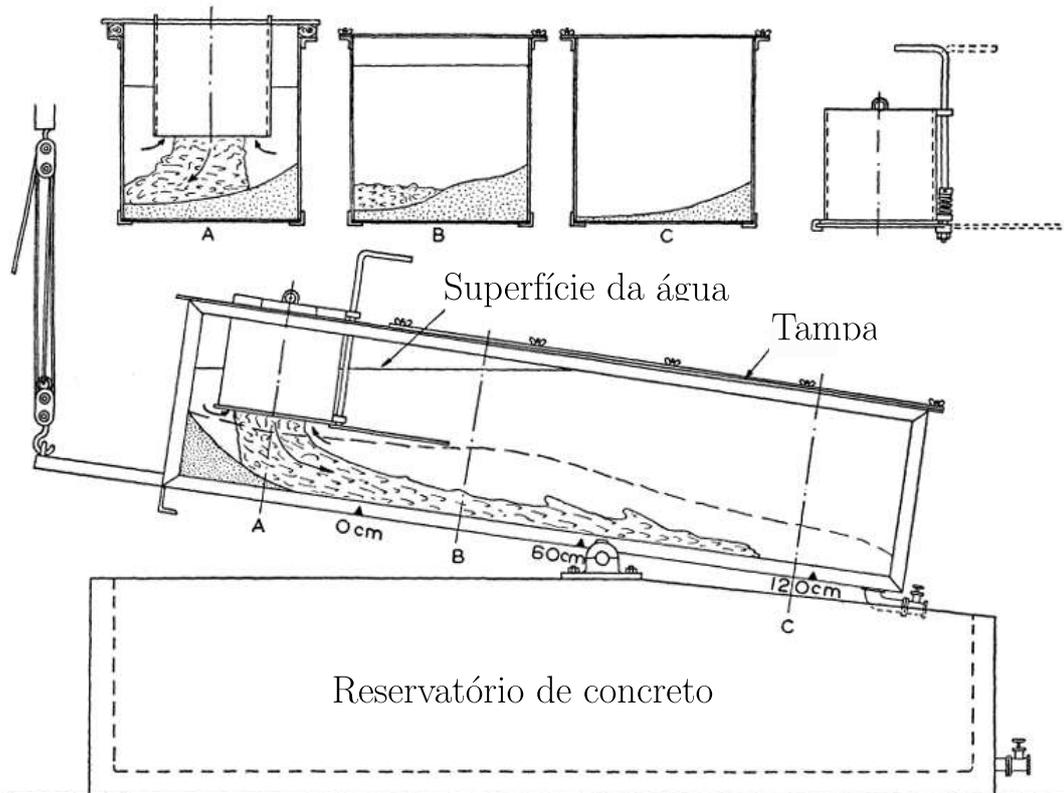


Figura 3.11: Experimento utilizado por (Kuenen e Migliorini, 1950) para análise de correntes de turbidez. O sistema consiste em um sistema que reproduz os efeitos de inclinação do fundo, múltiplos eventos e deposição. Fonte: adaptado de Kuenen e Migliorini (1950).

de 10 s. O reservatório tinha uma altura de  $H_0 = 1 \text{ m}$  e uma entrada com largura de  $b_0 = 0,30 \text{ m}$  e altura de  $h_0 = 0,05 \text{ m}$ . Os resultados apresentados foram de um único evento.

Esse experimento mostrou informações importantes sobre a forma de propagação e deposição de correntes com baixa concentração de sedimentos. Além de análises quantitativas sobre a altura da corrente, foram contabilizados o efeito da inclinação nos escoamentos e a formação de sistemas deposicionais seguindo a sequência de Bouma. Estudos mais recentes objetivaram determinar outras relações, como de (Francisco et al., 2018). Nele, por meio de simulações numéricas de alta ordem e em uma configuração do tipo *lock-release* avaliaram-se os efeitos da largura da geometria da entrada. Os resultados mostraram que a dinâmica das correntes foram fortemente influenciadas pela largura da entrada. Outros estudos experimentais, como de Pérez-Díaz et al. (2018) avaliaram o efeito da inclinação na forma da propagação e a distância que a corrente pode atingir ao utilizar um fundo falso de material liso. Outros autores utilizaram estratégias para estudar as implicações da

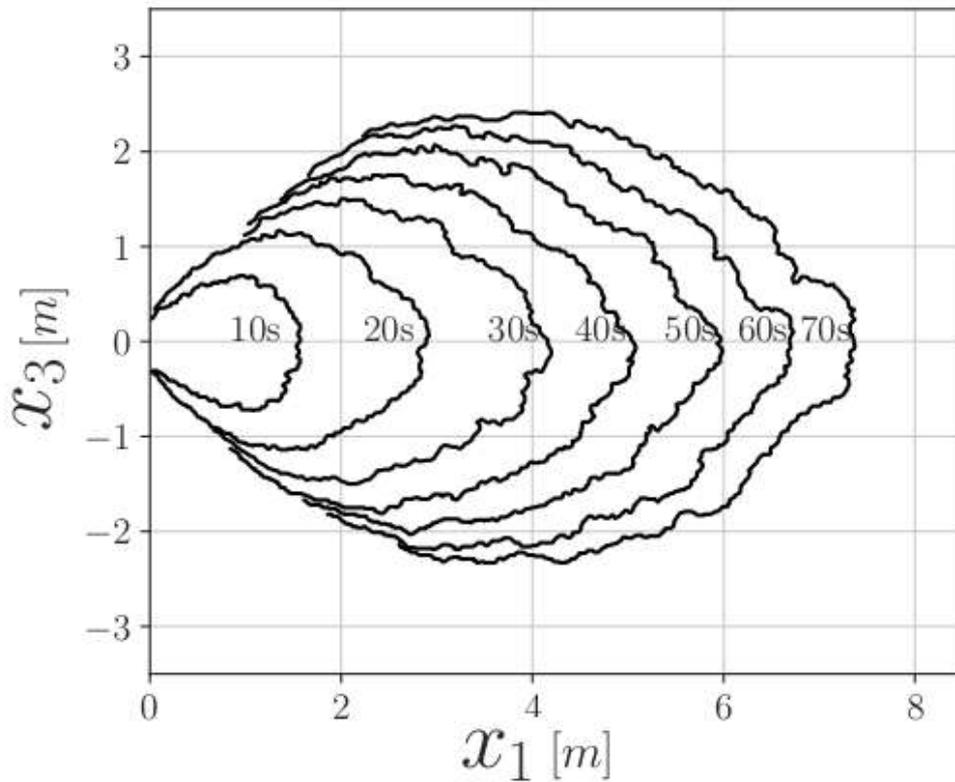


Figura 3.12: Isolinhas da frente do experimento para intervalos de tempos de 10 s, retirados de Luthi (1981). O reservatório completo apresenta um tamanho de 9 m de comprimento por 7 m de largura. O experimento é acompanhado até o tempo de 70 s, atingindo a posição de 7,37 m

erosão e da rugosidade no fundo como Rowland et al. (2010), Pohl et al. (2020) e Sychala et al. (2020).

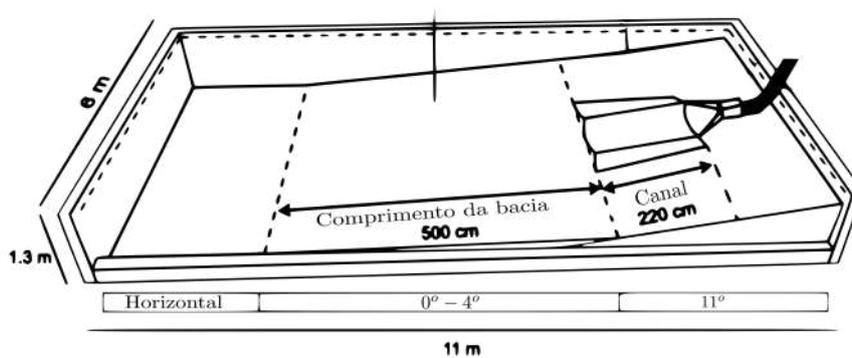


Figura 3.13: Esquema da bacia experimental usada para avaliar os potenciais erosivos de correntes injetadas a partir de um canal. Fonte: adaptado de Sychala et al. (2020).

Sychala et al. (2020) apresentaram análises em configurações do tipo bacia variando

a inclinação do fundo do reservatório, vazão de entrada e a concentração volumétrica de sedimentos. O objetivo central era verificar a complexidade na formação das estruturas de lobos e fendas em função das variáveis supracitadas. Pohl et al. (2020) e Spychala et al. (2020) afirmam que, geralmente, pode se assumir o comprimento do depósito da corrente de turbidez sendo primordialmente determinado pela velocidade da frente do escoamento. O comprimento final do depósito também é influenciado pela velocidade de queda das partículas e pela altura do escoamento. Os resultados indicaram que o comprimento do depósito é proporcional ao ângulo de inclinação da bacia e o concentração volumétrica de sedimentos. Os experimentos de Pohl et al. (2020) e Spychala et al. (2020) utilizaram a configuração conforme apresenta Figura 3.13. Nesta, tem-se a entrada do escoamento sendo controlada por um sistema de injeção e um canal pré-formado com comprimento de 220 cm e ângulo de 11 °, já a região da bacia é delimitada por um comprimento de 0,5 m, largura de 6 m, altura de 1,30 m e inclinação variável entre 0 ° a 4 °. Foram realizados dez ensaios ao total; na série I, avaliou-se a influência do gradiente no fundo da bacia (inclinação), na série II analisou a influência da concentração de sedimentos e na série III, diferentes vazões. Os escoamento eram bi-dispersos <sup>1</sup>, utilizando 75% de partículas de quartzo, com uma massa específica de 2650 kg/m<sup>3</sup>, e 25% de partículas de esfera de vidro, com massa específica de 2500 kg/m<sup>3</sup>, ambos com diâmetro médio de  $d_{50} = 133 \mu\text{m}$ . O tempo total de cada experimento foi de 80 s a 100 s.

Huppert e Simpson (1980) afirmam que provavelmente o aspecto prático mais importante do estudo das correntes de densidade é a determinação da posição da frente. Para determinar esse parâmetro os autores descreveram o espalhamento das correntes de gravidade, em configurações do tipo *lock-exchange*, em três fases: uma fase inicial (*slumping phase*), seguida de outra chamada de fase inercial (*inertial phase*), e por fim uma fase viscosa (*viscous phase*). A primeira é identificada por uma velocidade quase constante. A segunda, onde o movimento é equilibrado por forças de empuxo e inerciais. Por fim, efeitos viscosos são dominantes, como esperado em experimentos com baixo *Re*. Cantero et al. (2007) realizam uma série de experimentos numéricos de correntes de densidade planares e cilíndricas, em configurações onde são avaliadas e descritas as diferentes fases de espalhamento. Tais fases são expressas em termos de leis de potência, como apresentadas na Figura 3.14.

---

<sup>1</sup> duas partículas distintas

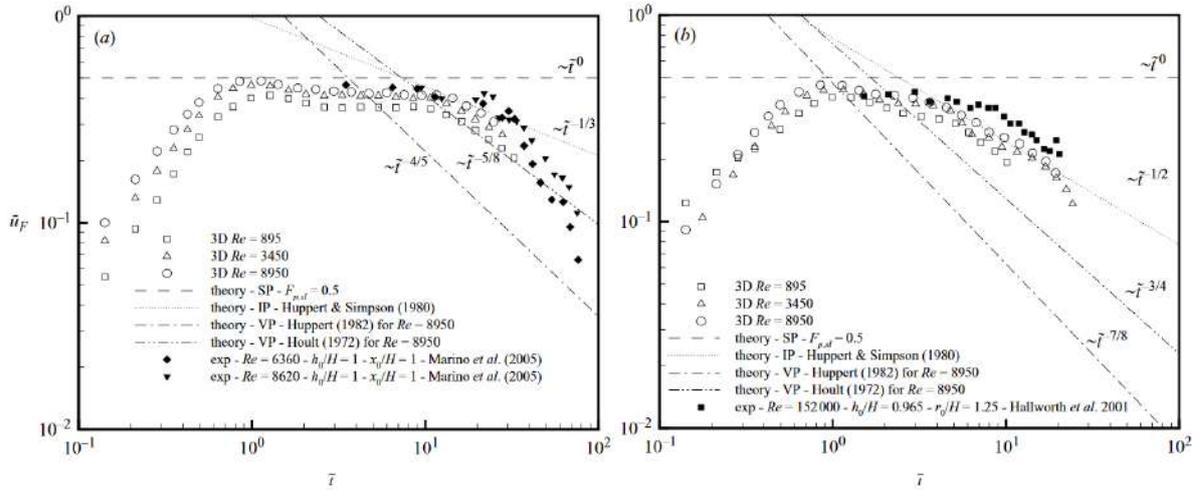


Figura 3.14: Perfis de velocidade experimentais em função do tempo e leis de potência teóricas das diferentes fases. (a) representa a evolução de correntes planares e (b) descreve o comportamento de correntes cilíndricas. Fonte: Adaptado de Cantero et al. (2007).

Sobre as características geométricas e a possibilidade de prever as dimensões dos depósitos, (Pohl et al., 2020) e (Spychala et al., 2020) utilizam o comprimento advectivo, onde todos os experimentos apresentam uma aproximação de 75%, com exceção do experimento 1, em que a precisão é de 100%. Essa correlação foi desenvolvida por Ganti et al. (2014), e afirma que o comprimento advectivo é calculado a partir de três variáveis: velocidade de propagação da frente da corrente,  $u_{f,1}$ , altura média de sedimentação,  $h_s$  e velocidade de queda  $u_s$ , conforme,

$$l_a = \frac{u_{f,1} h_s}{u_s}, \quad (3.8)$$

sendo  $l_a$  ilustrada na Figura 3.15. Os autores afirmam que é possível utilizar a Equação 3.8 como uma primeira estimativa da posição final da corrente, no entanto, ela pode se tornar, 25% supra-estimada. Essa diferença é atribuída por não levar em conta os efeitos da turbulência, como argumentam Wells e Dorrell (2021); Ganti et al. (2014); Meiburg e Kneller (2010) e os resultados dependem fortemente da granulometria escolhida e altura média de sedimentação. A Figura 3.15 mostra as limitações sobre o comprimento advectivo quando se trata de partículas com diâmetros menores, onde os efeitos da turbulência se tornam mais importantes como mecanismo de suspensão e ressuspensão das partículas.

A fim de relacionar o comportamento de correntes de densidade em relação ao Reynolds da frente da corrente,  $Re_f$ , Simpson (1972) apresenta uma correlação sobre a dinâmica das

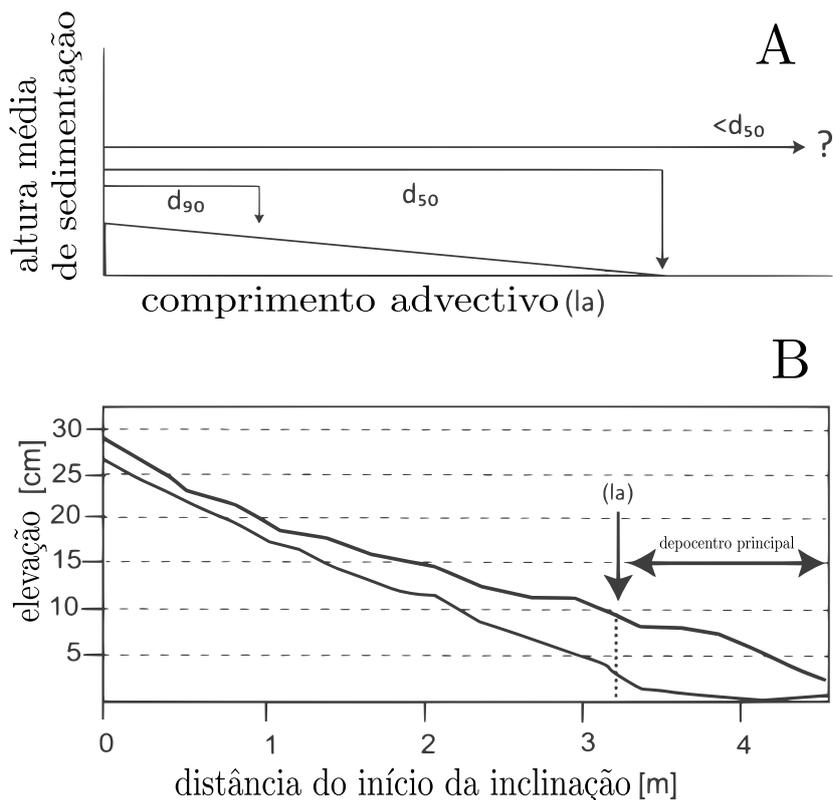


Figura 3.15: Em A - limitações da equação para comprimento advectivo em função de diâmetros de partícula menores. Em B - a distância até onde o comprimento advectivo atua e na sequência a região do depocentro (máxima deposição na bacia) principal. Fonte: adaptado de Spsychala et al. (2020).

correntes em uma configuração do tipo *lock-exchange* e canalizada,

$$\frac{h_n}{h_h} = 0,61 Re_f^{-0,23 \pm 0,01} \quad (3.9)$$

sendo  $Re_f$  definido como,

$$Re_f = \frac{u_f h_h}{\nu} \quad (3.10)$$

sendo  $u_f$  a velocidade da frente da corrente.

Wilson et al. (2019) afirmam que existem poucos estudos que quantificam as características dos escoamentos em configurações não confinadas e com obstáculos. O objetivo central desse tipo de estudo seria possibilitar aos engenheiros projetar sistemas de proteção contra as correntes de turbidez. Utilizando uma configuração do tipo *lock-release*, o estudo objetivou (i) avaliar qualitativamente as características do escoamento dentro da fase inicial, até a passagem completa do obstáculo pela cabeça; (ii) quantificar espacialmente as

principais características do escoamento, fornecendo análises espaço-temporais, dos número de  $Fr_d$  e  $Re$  e, comparar as características com estudos anteriores confinados; por fim, (iii) discutir as implicações que as descobertas têm nas estruturas projetadas. A Figura 3.16 apresenta a descrição do comportamento da corrente ao encontrar um obstáculo

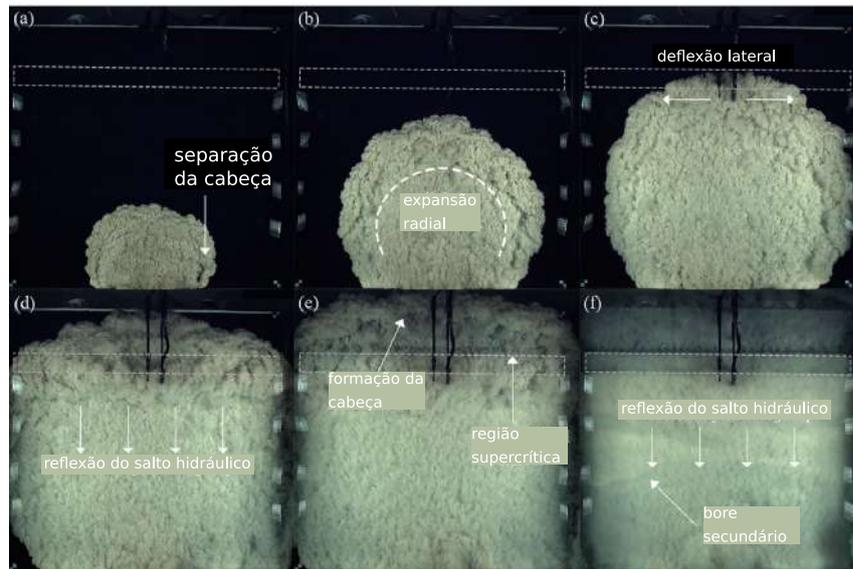


Figura 3.16: Sequência de imagens do experimento com obstáculo com detalhes observados: (a) representa o início do experimento onde se avalia a formação dos anéis; (b) mostra a formação de axissimetria na forma de propagação da corrente; (c) início do encontro com o obstáculo; (d) retorno do salto hidráulico e início da região supercrítica, como se observa em (e); (f) Representa o efeito do retorno da corrente. Fonte: adaptado de Wilson et al. (2019).

Lombardi et al. (2018) investigaram a dinâmica de correntes densidade não-confinadas. Por meio de experimentos do tipo *lock-exchange* com diferentes larguras de entrada de injeção, tanto físico como numéricos, utilizando a metodologia de águas-rasas. O reservatório tinha comprimento de 2,35 m, largura de 1,35 m e altura de 0,3 m. Esse foi dividido por uma barreira vertical na posição de 1,125 m. O fluido mais denso era composto de água com sal. A altura de água,  $h_o$ , ficava entre 0,1 m e 0,15 m e a largura da entrada do canal  $b_o$ , avaliada nos valores de 0,136 m, 0,350 m e 0,670 m. A Figura 3.17 apresenta as estruturas de lobos e fendas na região frontal da corrente do estudo.

De forma semelhante, Francisco et al. (2018) apresenta os efeitos, em simulações numéricas, das variações na largura da saída do canal e estuda os seus efeitos, tanto na forma das correntes quanto no seu depósito. As limitações apresentadas pelo autor são em função do tamanho do domínio e número de  $Re$ .

Para Francisco et al. (2018) e Lombardi et al. (2018), o papel da largura da entrada

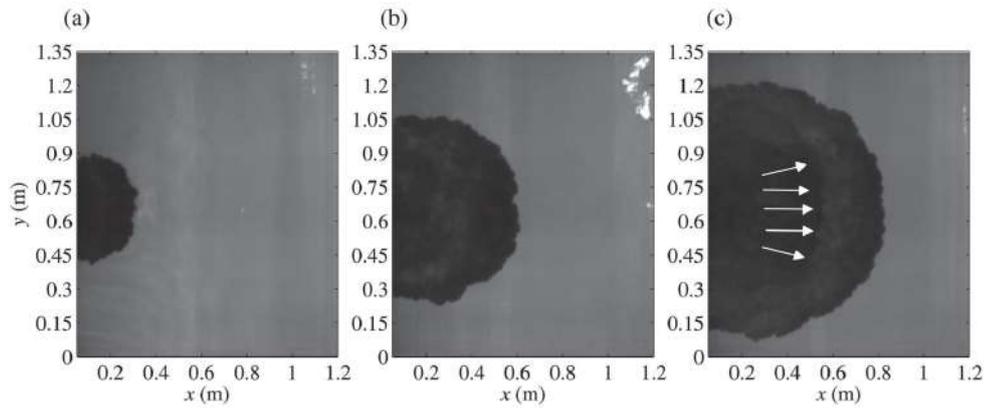


Figura 3.17: Desenvolvimento típico de uma corrente de gravidade de laboratório (Experimento 10) em  $t = 3$  s (a),  $t = 7$  s (b),  $t = 11$  s (c). Setas brancas indicam a parte atrás da onda na frente atual. Fonte: Lombardi et al. (2018).

foi interpretado como um estrangulamento do escoamento, causando perda de carga na corrente de gravidade. Quanto menor for a largura, maior será essa perda. Os resultados mostraram que as correntes produzidas com as entradas mais largas desenvolvem uma fase linear (ou seja, a velocidade de propagação é constante ao longo da linha central do reservatório), enquanto uma fase não-linear ocorre para as execuções pré-formadas com uma entrada mais estreita.

Rowland et al. (2010) apresentam uma análise dos principais estudos realizados em configuração não-confinada e uma análise crítica quanto à importância da coerência entre os adimensionais. Nos experimentos desenvolvidos, os parâmetros avaliados eram de um fundo erosivo e uma corrente salina. Foram analisados os efeitos do número de  $Fr_d$  de entrada na forma de propagação da corrente e geração de diques ou canais no ambiente. As configurações com entradas valores de  $Fr_d$  maiores do que um, apresentam a forma de propagação na bacia é mais alongada, gerando um canal mais longo, como ilustram as diferenças entre as Figuras 3.18 e 3.19.

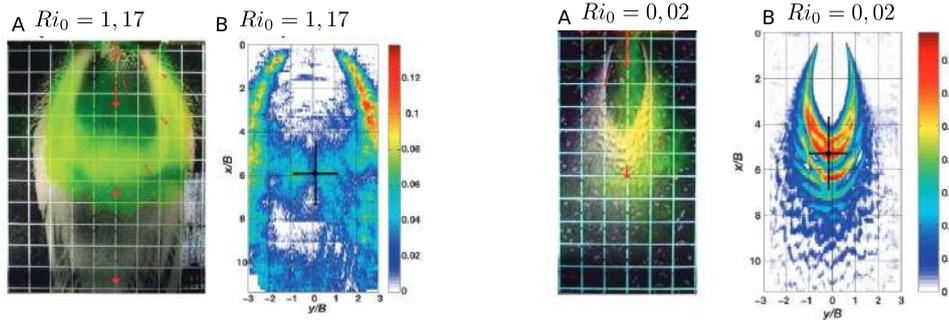


Figura 3.18: Caso de  $Fr_d$  de entrada menor do que um, mostrando o efeito de uma corrente que se abre mais para os lados. Fonte:(Rowland et al., 2010).

Figura 3.19: Caso de  $Fr_d$  de entrada maior do que um, representando um escoamento supercrítico e com forma mais alongada. Fonte:(Rowland et al., 2010).

Hu e Li (2020) apresentam uma modelagem matemática sobre a forma de propagação e morfologia de correntes de densidade com estratégias de redução de custo (horas de máquina) utilizando um modelo baseado na teoria das águas rasas, chamado de *layer-averaged model* (Cao et al., 2015). Esse modelo utiliza diversas correlações, de maneira que as equações de Navier-Stokes não são resolvidas em sua totalidade, (Francisco et al., 2018). Tais métodos serão brevemente apresentados em Subseção 3.3.1.

### 3.3.1 Métodos numéricos utilizados no estudo de escoamentos turbulentos

Escoamentos turbulentos estão presentes em situações cotidianas, como no vapor de água que sai de uma chaleira quando essa entra em ebulição, em uma queda de água ou na fumaça de uma chaminé (Pope, 2001). Ferziger et al. (2002) afirmam que a maioria dos problemas práticos de engenharia estão em regime turbulento, como em bombas e tubulações (Souza et al., 2011), na combustão em máquinas térmicas ou no escoamento ao redor de veículos (Brunetti, 2018). No trabalho revisional de Rodi (2017), o autor afirma que a turbulência em rios é geralmente bastante alta em função das fronteiras irregulares e da rugosidade dos leitos fluviais, mostrando ainda que a turbulência mantém os sedimentos em suspensão, causam erosão do leito e controla a troca de gases com a superfície da água.

Tennekes e Lumley (2018) afirmam que a turbulência é um fenômeno físico difícil de ser caracterizado e que, ainda, nenhuma teoria completa foi apresentada. No entanto, Ferziger et al. (2002) apresenta características qualitativas de modo a identificar esses escoamentos, como:

- Escoamentos turbulentos são instáveis. Ao graficar a velocidade em função do tempo,

a maioria dos pontos aparecem de forma aleatória;

- Escoamentos turbulentos são tridimensionais e rotacionais. Isso implica que eles contem uma grande quantidade de vorticidade. O alongamento dos vórtices é um dos mecanismos principais no qual a intensidade da turbulência cresce;
- Uma importante característica dos escoamentos turbulentos é a sua habilidade de transporte e de misturar de forma mais eficiente do que escoamentos laminares. Por serem dissipativos em função das perdas viscosas, se nenhuma fonte de energia externa suprir essas perdas, a turbulência decai;
- Escoamentos turbulentos apresentam uma natureza randômica e estruturas coerentes (repetidas e essencialmente determinísticas). As componentes randômicas se diferem uma da outra em tamanho, intensidade e intervalos de tempos das ocorrências, tornando esses escoamentos difíceis de estudar;
- Escoamentos turbulentos flutuam em ampla gama de escalas de comprimento e tempo.
- Nesses escoamentos existem perturbações nas condições iniciais, nas condições de contorno e nas propriedades dos materiais, fazendo com que o escoamento turbulento apresente grande sensibilidade a essas perturbações.

Wells e Dorrell (2021) afirmam que, no contexto de correntes de turbidez, que a turbulência é o mecanismo principal de transporte, sendo ela fundamental para a intensidade da mistura. No entanto, como afirmam Necker et al. (2005), o aumento da intensidade de mistura resulta no aumento das forças friccionais, aumentando a energia dissipada. Por esse ser um processo irreversível, implica a parada do escoamento. Bardina et al. (1980) afirmam que escoamentos turbulentos contêm diversas escalas de comprimento em relação aos turbilhões (*eddies*). Segundo Tennekes e Lumley (2018), as maiores escalas de turbilhões contêm a maior parte da energia, são anisotrópicas e realizam a maior parte do transporte, enquanto as menores escalas são principalmente dissipativas, sendo essas representadas pela escala de Kolmogorov. A teoria de Kolmogorov apresenta a hipótese de que os grandes turbilhões transferem energia para os menores, chamando esse processo de cascata de energia ou cascata de Richardson, como apresentando na Figura 3.20 (Pope, 2001).

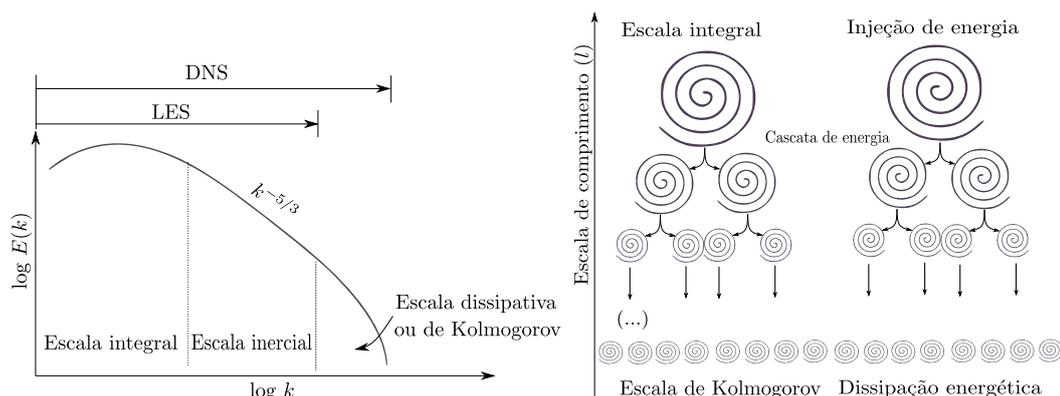


Figura 3.20: Representação da cascata de energia de Kolmogorov. A teoria apresentada diz que os turbilhões maiores transferem energia aos turbilhões menores, sendo esse modo também chamado de cascata de Richardson. Fonte: adaptado de Richardson (2007).

Para resolução dos problemas em escoamentos turbulentos podem ser utilizadas diferentes metodologias numéricas, onde a modelagem matemática permite descrever o comportamento do sistema físico (Claudio e Marins, 1989) e resolver as complexas equações de Navier-Stokes. Os métodos utilizados na modelagem numérica da turbulência podem ser subdivididos em três grupos: um baseado na clássica decomposição de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier-Stokes - RANS*), simulação de grandes escalas de turbulência (*Large Eddy Simulation - LES*) e simulação numérica direta (*Direct Numeric Simulation - DNS*) (Souza et al., 2011). Esses métodos levam em consideração a resolução ou modelagem das escalas de energia, representadas na Figura 3.20

Silvestrini (2003) apresenta a relação entre o número de onda e as escalas de comprimento integral para determinar o número de pontos em uma DNS, a partir do número de graus de liberdade ( $N$ ) necessários para que todas as escalas da turbulência sejam resolvidas,

$$N^3 \sim \left(\frac{l}{\eta}\right)^3 \sim Re_l^{9/4}. \quad (3.11)$$

sendo  $Re_l$  o número de Reynolds turbulento baseado na escala integral e definido como  $Re_l = \frac{u'L}{\nu}$ .  $L$  é a escala integral e  $N$  será o número de pontos discretizados ao longo da uma malha espaçada por incrementos  $h$ . Essa 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. Com essa relação, para um domínio de cálculo tridimensional discretizado em  $n_1 \times n_2 \times n_3$  pontos de malha, o uso de DNS fica limitado a Reynolds da

ordem,

$$Re_l \sim (n_1 n_2 n_3)^{4/9}. \quad (3.12)$$

Essa limitação está associada diretamente a custos computacionais da simulação, restringindo a sua aplicação para escalas experimentais. Os altos números de Reynolds encontrados em aplicações naturais e industriais impossibilitam o uso de DNS com a atual capacidade computacional disponível. Para isto é possível fazer uso da metodologia LES.

A metodologia LES calcula de forma similar à DNS as grandes escalas de movimento. No entanto o efeito das pequenas escalas universais ou escalas de submalha são representadas utilizando modelos de escala de submalha (SGS *subgrid scale*). Em termos práticos, isso implica resolver as equações de Navier-Stokes filtradas e ainda adicionar os termos de tensão da SGS. Segundo Jiang e Lai (2016), no método chamado de ILES (*Implicit Large-Eddy Simulation*) utiliza esquemas numéricos de alta ordem de forma que a cascata de energia é capturada com precisão e a dissipação numérica inerente imita os efeitos da dinâmica das pequenas escalas.

## Metodologia

As metodologias científicas escolhidas para responder as perguntas e os objetivos apresentados em Capítulo 2 são:

- Pesquisa qualitativa (Engel e Tolfo, 2009): A partir de experimentos físicos, verificar se o modelo proposto matematicamente é válido.
- Pesquisa quantitativa (da Fonseca, 2002): Quantificar por meio de pós-processamento a posição da frente, velocidade de frente, altura da corrente, entre outros, para responder a pergunta apresentada no objetivo.
- Pesquisa experimental: Segundo Engel e Tolfo (2009), a partir da formulação exata do problema, delimitando as variáveis precisas e controladas, e das hipóteses, a pesquisa experimental se propõe a analisar o estudo em um ambiente controlado. Validar o código para a configuração de bacia, considerando os efeitos da alimentação contínua. E por fim,
- Método hipotético-dedutivo: a partir de diferentes condições de entrada criar hipóteses sobre os efeitos nos depósitos e alcance final da corrente, propondo testes e verificando sua validade.
- Pesquisa bibliográfica: apresentado no Capítulo 3.

Com base nestes métodos, o problema físico foi formulado e as hipóteses simplificadas para a sua resolução foram determinadas a partir de um referencial Euleriano. Com isso, as equações que regem esse sistema foram apresentadas e as metodologias numéricas utilizadas para a resolução das equações desenvolvidas. Para avaliar os resultados foram desenvolvidas análises qualitativas e quantitativas.

## 4.1 Descrição do problema físico

Esse estudo busca a compreensão dos efeitos nos processos deposicionais em correntes hiperpicnais numa configuração canal-bacia, onde tem-se o confinamento lateralmente para um sistema não-confinado, em escoamentos conservativos e não conservativos, com injeção contínua de fluxo na entrada. Conforme apresentado por Leeder (2009), o fundo dos rios apresentam perfis suaves e com geometria similar a concavidade, como os estudos de Spsychala et al. (2020) citados no Capítulo 3, além de inclinação e processos de deposição e erosão ocorrendo simultaneamente no fundo. Numericamente pode-se aproximar essas características naturais utilizando perfis parabólicos na área de seção transversal da entrada da bacia (no canal) e, para trabalhar com a inclinação do leito aplica-se rotação sólida - onde todo o domínio de cálculo é inclinado. A Figura 4.1 mostra um esquema da configuração não-confinada, evidenciando as duas entradas que foram consideradas, uma seguindo um perfil parabólico e outra quadrada, e o domínio com possibilidade de rotação do fundo para avaliar o efeito da inclinação. Parâmetros dimensionais serão expressos por ( $\tilde{\quad}$ ) sobre a variável.

As equações adimensionalizadas que regem o sistema são as equações de conservação de massa, da quantidade de movimento (Navier-Stokes) e a equação de advecção-difusão para resolução do campo de concentração de partículas. Considerando a aproximação de Boussinesq, o escoamento pode ser tratado como incompressível e as alterações de massa específica são somente contabilizadas no termo de força,

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - [\varphi \cos(\alpha) \delta_{i2} + \varphi(\alpha) \delta_{i1}] Ri, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + [u_j - u_s \cos(\alpha) \delta_{i2} + u_s(\alpha) \delta_{i1}] \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} = \frac{1}{ReSc} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (4.3)$$

As coordenadas espaciais e temporais são expressas por  $x_i$  e  $t$ , já o campo de velocidades em todas as direções é representado por  $u_i$  e  $p$  representa o campo de pressões. Na componente de força estão expressos os efeitos da variação da concentração, da inclinação

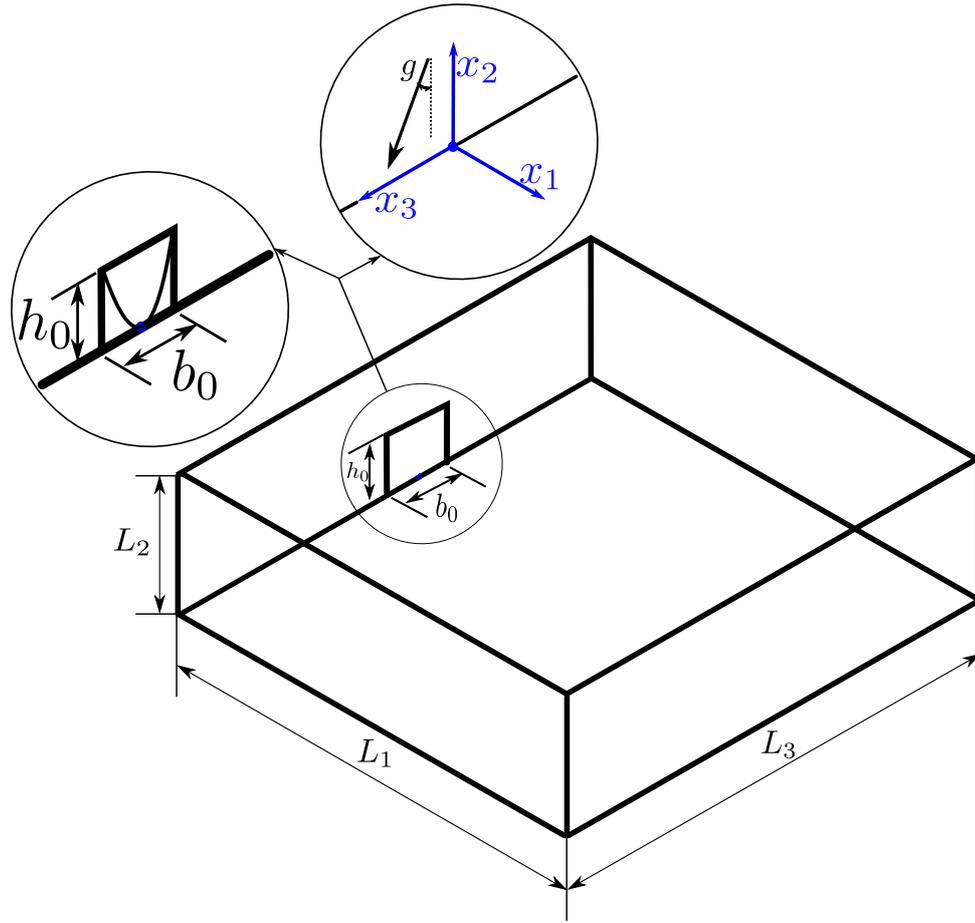


Figura 4.1: Esquema com a representação de uma configuração canal-bacia (confinada e não-confinada). A figura ilustra a entrada no domínio não-confinada com duas geometrias de seção transversal distintas, uma retangular e outra parabólica. A inclinação do domínio se dá por meio da rotação do sistema de coordenadas.

e da massa específica, expressos por  $\varphi$ ,  $\alpha$  e  $\delta_{ij}$ , respectivamente. Por fim,  $u_s$  é a velocidade de queda da partícula.

Nessa configuração, ao considerar uma injeção na janela  $b_o \times h_o$  da Figura 4.1, a vazão de entrada pode ser definida como,

$$\tilde{Q}_0 = \tilde{u}_0 \tilde{h}_0 \tilde{b}_0, \quad (4.4)$$

O parâmetro característico para esse estudo é a vazão por unidade de largura. Assim, a Equação 4.4 dividida por  $b_o$ , assim,  $\tilde{q}_0 = \tilde{Q}_0/\tilde{b}_0$  permite reescrever os números adimensionais de  $Re$  e de  $Ri$  como,

$$Re = \frac{\tilde{q}_0}{\tilde{\nu}}, \quad (4.5)$$

$$Ri = \tilde{g}' \frac{\tilde{h}_0}{\tilde{u}_0^2} = \tilde{g}' \frac{\tilde{h}_0}{\tilde{q}_0^2} = \tilde{g}' \frac{\tilde{h}_0^3}{\tilde{h}_0^2}. \quad (4.6)$$

A função de entrada da forma do canal está descrita por,

$$f(x_2) = b_0 \tilde{x}_2^n, \quad (4.7)$$

sendo  $n$  o expoente da função definido como zero para a configuração quadrada e para a configuração parabólica, dois. Observa-se que  $Ri$  depende do altura da janela e com a mudança da geometria de entrada, é necessário definir qual o diâmetro equivalente na configuração parabólica, já que o comprimento característico está ao cubo. Definindo o diâmetro hidráulico equivalente a  $\tilde{h}_0 = \tilde{D}_h$ . Sabe-se que  $\tilde{D}_h = \frac{4 \cdot \tilde{A}_s}{\tilde{P}_m}$ , sendo  $\tilde{A}_s$  a área da seção transversal e  $\tilde{P}_m$  o perímetro molhado, para a parábola o  $\tilde{D}_h$  se torna,

$$\tilde{D}_h = \frac{4 \int_{-\tilde{b}_0/2}^{\tilde{b}_0/2} \tilde{x}_2^2 dx}{\tilde{b}_0 + \int_{-\tilde{b}_0/2}^{\tilde{b}_0/2} \sqrt{(2\tilde{x})^2 + 1} dx} = \frac{\tilde{b}_0^3}{3 \left\{ \frac{1}{2} \left[ \sqrt{\tilde{b}_0^2 + 1} \tilde{b}_0 + \operatorname{senh}^{-1}(\tilde{b}_0) \right] + \tilde{b}_0 \right\}}, \quad (4.8)$$

assim, a Equação 4.8 é utilizado para a entrada parabólica e para a entrada quadrada o diâmetro equivalente se torna somente  $h_o$ . Tais ajustes servem para garantir a mesma vazão mássica para as duas geometrias, permitindo a sua comparação.

O número de Schmidt é definido como,

$$Sc = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{\kappa}}, \quad (4.9)$$

sendo  $\nu$  a coeficiente de viscosidade cinemática e  $\kappa$  a difusividade mássica, onde representa a relação entre a difusividade do momento (viscosidade) e a difusividade mássica. Para todas as simulações esse parâmetro foi considerado como um, pois esse apresenta efeitos mínimos na dinâmica da corrente e pouca influência na sua estrutura (Bonometti e Balachandar, 2008).

Como condição inicial os campos de velocidade e de concentração são nulos dentro do domínio,

$$u_i(x_i, t = 0) = 0 \quad \varphi(x_i, t = 0) = 0 \quad (4.10)$$

Para o campo de velocidade, as condições de contorno no topo, em  $x_2 = L_2$ , e nas suas laterais, em  $x_3 = -\frac{L_3}{2}$  e  $x_3 = \frac{L_3}{2}$ , é imposta uma condição de deslizamento livre. No fundo, em  $x_2 = 0$ , é utilizada uma condição de não-deslizamento. No plano  $x_1 = 0$  uma condição de entrada convectiva na janela,  $b_0 \times h_0$  é determinada e, nos demais pontos desse plano, se impõe uma condição de fluxo nulo. Por fim, na posição  $x_1 = L_1$  é aplicada uma condição de saída convectiva. Para o campo escalar, nas simulações conservativas, em  $x_2 = 0$ ,  $x_2 = L_2$ ,  $x_3 = -\frac{L_3}{2}$  e  $x_3 = \frac{L_3}{2}$  se impõe uma condição de fluxo nulo. No plano  $x_1 = 0$  utiliza-se uma condição de entrada convectiva na janela,  $b_0 \times h_0$ , nos demais pontos desse plano se impõe uma condição de fluxo nulo. E, na posição  $x_1 = L_1$ , segue-se uma saída convectiva. Por fim, para as simulações não conservativas, uma condição de depósito é imposta, somente em  $x_2 = 0$ , como,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + u_s \delta_{i2} \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} = 0 \quad (4.11)$$

e em  $x_1 = L_1$  uma condição de fluxo nulo é imposta. Demais condições se mantêm as mesmas.

A equação de entrada é obtida a partir da integração da equação de continuidade, Equação 4.1, no domínio e aplicando o teorema de Gauss,

$$\int_V \frac{\partial u_i}{\partial x_i} dV = \oint_S u_i n_i dS = 0. \quad (4.12)$$

Expande-se a integral e aplicando as condições de contorno de entrada,  $i, in$ , e saída,  $i, out$ , tem-se

$$\int_{S_{1,in}} u_{1,in} dS_{1,in} = \int_{S_{1,out}} u_{1,out} dS_{1,out} + \int_{S_{3,out1}} u_{3,out1} dS_{3,out1} - \int_{S_{3,out2}} u_{3,out2} dS_{3,out2}. \quad (4.13)$$

Considerando-se que o domínio seja largo o suficiente ou que o escoamento apresente comportamento simétrico em  $x_3$ , a Equação 4.13 pode ser reduzida a

$$\int_{S_{1,in}} u_{1,in} dS_{1,in} = \int_{S_{1,out}} u_{1,out} dS_{1,out}. \quad (4.14)$$

Para se aproximar do comportamento de uma corrente de densidade, são utilizados

perfis de tangente hiperbólica. Assim, assume-se a entrada como,

$$u_{1,in} = \frac{A_{in}}{2} \tanh\left(\frac{x_2}{\delta_2}\right) \left[1 - \tanh\left(\frac{x_2 - 1}{\delta_2}\right)\right] f(x_2, x_3), \quad (4.15)$$

$$\varphi_{in} = \frac{1}{2} \left[1 - \tanh\left(\frac{x_2 - 1}{\delta_2}\right)\right] f(x_2, x_3), \quad (4.16)$$

$$f(x_2, x_3) = \frac{1}{4} \left\{1 - \tanh\left[\frac{2x_3 - L_3 - d(x_2)}{2\delta_3}\right]\right\} \left\{1 + \tanh\left[\frac{2x_3 - L_3 + d(x_2)}{2\delta_3}\right]\right\}, \quad (4.17)$$

com  $\delta_i = 2\Delta x_i$ ,  $d(x_2)$  sendo uma função arbitrária que modela a largura da janela de injeção como uma função de  $x_2$  com direção e amplitude  $A_{in}$  ajustada pela vazão  $Q_o$ :

$$A_{in} = \frac{Q_o}{\int_{S_{1,in}} u_{1,in} dS_{1,in}}. \quad (4.18)$$

Em relação a função de saída, tomando como referência a Equação 4.14, a amplitude pode ser estimada como,

$$A_{out} = \frac{\int_{S_{1,in}} u_{1,in} dS_{1,in}}{\int_{S_{1,out}} u_{1,out} dS_{1,out}}. \quad (4.19)$$

E a sua forma pode ser assumida como uma equação de velocidade,

$$\begin{cases} \frac{\partial u_{1,out}}{\partial t} + c \frac{\partial u_{1,out}}{\partial x_1} = 0 \\ c = \frac{\partial}{\partial t} \left[ \int_{S_{1,out}} u_{1,out} dS_{1,out} \right] \left[ \int_{S_{1,out}} \frac{\partial u_{1,out}}{\partial x_1} dS_{1,out} \right]^{-1} \end{cases} \quad (4.20)$$

Definidas as equações que regem o sistema, são apresentadas as metodologias de resolução numéricas adotadas.

## 4.2 Métodos numéricos

O código utilizado para resolver as Equações 4.1, 4.2 e 4.3 foi o código aberto chamado *Incompact3d*. Numericamente ele é baseado em esquemas compactos de diferenças finitas de sexta ordem para computar as interpolações das derivadas primeira e segunda para as derivadas espaciais. Já o avanço temporal é realizado através de um esquema de Adams-Bashforth de terceira ordem. Com ele é possível utilizar as metodologias DNS ou ILES, por meio de estratégias de dissipação numérica da derivada segunda. O *Incompact3d* foi utilizado por Francisco et al. (2017), Schuch et al. (2020), Farenzena (2020) e Frantz et al. (2021) em estudos de correntes de densidade. A equação de Poisson é resolvida pelo método espectral e decomposição do domínio tridimensional em domínios bidimensionais utilizando a estratégia de paralelização, conforme apresentam Laizet e Li (2011).

## 4.3 Discretização espacial

Como desenvolvido por Lele (1992), foi considerada uma malha cartesiana com espaçamento uniforme, onde os nós são indexados por  $i$ . A variável independente nos nós é  $x_i = h(i-1)$ , para  $1 \leq i \leq \Delta x$  e função  $f_i = f(x_i)$  dada. A aproximação do valor da primeira derivada em função  $f_i$  no ponto  $i$ , dependem do valor da função nos pontos próximos e suas derivadas dada por,

$$\beta f'_{i-2} + \alpha f'_{i-1} + f'_i + \alpha f'_{i+1} + \beta f'_{i+2} = a \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2h} + b \frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{4h} + c \frac{f_{i+3} - f_{i-3}}{6h} + d \frac{f_{i+4} - f_{i-4}}{8h}. \quad (4.21)$$

A aproximação da derivada segunda é análoga à derivada primeira,

$$\beta f''_{i-2} + \alpha f''_{i-1} + f''_i + \alpha f''_{i+1} + \beta f''_{i+2} = a \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{h^2} + b \frac{f_{i+2} - 2f_i + f_{i-2}}{4h^2} + c \frac{f_{i+3} - 2f_i + f_{i-3}}{9h^2} + d \frac{f_{i+4} - 2f_i + f_{i-4}}{16h^2}, \quad (4.22)$$

Assim, os valores de  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $\alpha$  e  $\beta$  são derivados pela combinação dos coeficientes em série de Taylor para diversas ordens. Lele (1992), para o esquema de sexta ordem adotado de derivada primeira, sugere os parâmetros  $\alpha = 1/3$ ,  $\beta = c = 0$ ,  $a = 14/9$  e  $b = 1/9$ ,

resultando em:

$$\frac{1}{3}f'_{i-1} + f'_i + \frac{1}{3}f'_{i+1} = \frac{1}{9} \frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{4\Delta x} + \frac{14}{9} \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x}. \quad (4.23)$$

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

$$f'_1 + \alpha f'_2 = \frac{af_1 + bf_2 + cf_3}{\Delta x}, \quad (4.24a)$$

$$f'_N + \alpha f'_{\Delta x-1} = \frac{-af_{\Delta x} - bf_{\Delta x-1} - cf_{\Delta x-2}}{\Delta x}, \quad (4.24b)$$

com os coeficientes  $\alpha = 2$ ,  $a = -5/2$ ,  $b = 2$  e  $c = 1/2$ . Para os vizinhos dos contornos ( $i = 2$  e  $i = \Delta x - 1$ ) se utiliza um esquema centrado de quarta ordem:

$$\alpha f'_1 + f'_2 + \alpha f'_3 = a \frac{f_3 - f_1}{2\Delta x}, \quad (4.25a)$$

$$\alpha f'_{\Delta x-2} + f'_{\Delta x-1} + \alpha f'_{\Delta x} = a \frac{f_{\Delta x} - f_{\Delta x-2}}{2\Delta x}, \quad (4.25b)$$

com os coeficientes  $\alpha = 1/4$ ,  $a = 3/2$ .

Em relação a aplicação da derivada de segunda ordem para os contornos do domínio ( $i = 1$  e  $i = \Delta x$ ) um esquema de terceira ordem descentrado é aplicado,

$$f''_1 + \alpha f''_2 = \frac{af_1 + bf_2 + cf_3 + df_4}{\Delta x^2} \quad (4.26a)$$

$$f''_{\Delta x} + \alpha f''_{N-1} = \frac{af_{\Delta x} + bf_{\Delta x-1} + cf_{\Delta x-2} + df_{\Delta x-3}}{\Delta x^2} \quad (4.26b)$$

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

$$\alpha f''_1 + f''_2 + \alpha f''_3 = a \frac{f_3 - 2f_2 + f_1}{\Delta x^2} \quad (4.27a)$$

$$\alpha f''_{\Delta x-2} + f''_{\Delta x-1} + \alpha f''_{\Delta x} = a \frac{f_{\Delta x} - 2f_{\Delta x-1} + f_{\Delta x-2}}{\Delta x^2}, \quad (4.27b)$$

com os coeficientes  $\alpha = 1/10$ ,  $a = 6/5$ . E por fim, no esquema tridiagonal de sexta ordem para as derivadas no interior do domínio ( $3 \leq i \leq \Delta x - 2$ ),

$$\alpha f''_{i-1} + f''_i + \alpha f''_{i+1} = a \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{\Delta x^2} + b \frac{f_{i+2} - 2f_i + f_{i-2}}{4\Delta x^2}, \quad (4.28a)$$

com  $\alpha = \frac{2}{11}$ ,  $a = \frac{12}{11}$  e  $b = \frac{3}{11}$

#### 4.4 Avanço no tempo

Laizet e Lamballais (2009) apresentam o avanço no tempo da equação de Navier-Stokes utilizando o esquema de Adam-Bashforth de terceira ordem. Calculando-se os termos convectivo e difusivo da Equação de Navier-Stokes para um tempo  $t^k$ , tem-se

$$F_i^k = -u_j^k \frac{\partial u_i^k}{\partial x_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i^k}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (4.29)$$

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

$$\frac{u_i^* - u_i^k}{\Delta t} = a_k F_i^k + b_k F_i^{k-1}, \quad (4.30)$$

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

$$\frac{u_i^{k+1} - u_i^*}{\Delta t} = -(a_k + b_k) \frac{\partial p^{k+1}}{\partial x_i}, \quad (4.31)$$

aplicando o divergente sobre a Equação (4.31):

$$\frac{\partial u_i^{k+1}}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} = -(a_k + b_k) \Delta t \frac{\partial^2 p^{k+1}}{\partial x_i^2}. \quad (4.32)$$

Assim, a Equação 4.12, para o tempo  $k + 1$  e aplicando na Equação 4.32, fica,

$$\frac{\partial^2 p^{k+1}}{\partial x_i^2} = \frac{1}{(a_k + b_k) \Delta t} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i}. \quad (4.33)$$

A partir do valor da pressão  $p^{k+1}$ , retoma-se a Equação (4.31) para a resolução da velocidade em  $k + 1$ ,

$$u_i^{k+1} = u_i^* - (a_k + b_k) \Delta t \frac{\partial p^{k+1}}{\partial x_i}. \quad (4.34)$$

O mesmo esquema temporal é aplicado a Equação 4.3,

$$\varphi^{k+1} = \varphi^k + \Delta t (a_k G_l^k + b_k G_l^{k-1}), \quad (4.35)$$

## 4.5 Dissipação numérica sobre derivada segunda

Como apresentado na Subseção 3.3.1, a metodologia LES calcula de forma similar à DNS as grandes escalas de movimento. O método ILES, utiliza esquemas numéricos de alta ordem de forma que a cascata de energia é capturada com precisão e a dissipação numérica inerente imita os efeitos da dinâmica das pequenas escalas. Dessa forma, a ideia central dessa metodologia é controlar, por meio da derivada segunda, a dissipação numérica imposta pela modificação dos coeficientes dos termos viscosos. Isso significa que a estratégia utilizada, consiste em controlar o erro do método promovendo uma sobre dissipação numérica. Com isso não são aplicadas novas equações ou modelos para representar LES e os coeficientes modificados são utilizados nos esquemas de discretização do termo viscoso da equação da quantidade de movimento (Equação 4.2). Conforme desenvolvido por Lamballais et al. (2011), o número de onda modificado  $k''$  pode ser relacionado a Equação 4.22 a partir da seguinte expressão

$$k''k = \frac{2a[1 - \cos(k\Delta x)] + \frac{b}{2}[1 - \cos(2k\Delta x)] + \frac{2c}{9}[1 - \cos(3k\Delta x)] + \frac{d}{8}[1 - \cos(4k\Delta x)]}{\Delta x^2[1 + 2a\cos(k\Delta x)]} \quad (4.36)$$

Os autores sugerem o uso do número de onda modificado quadrático como  $k_c''\Delta x^2 = \frac{\nu}{\nu_0}k_c^2$ , sendo  $k_c = \pi/\Delta x$ . Segundo Lamballais et al. (2011), o valor ajustado e geralmente aplicado para DNS é  $\frac{\nu}{\nu_0} = 4$ . Esse valor de dissipação serve para controlar erros de *aliasing* e ruído junto às pequenas escalas. Ao aumentar esse valor, aumenta-se o efeito da dissipação, analogamente a um modelo SGS, no qual controla o acúmulo de energia das escalas não resolvidas no escoamento. Segundo (Frantz et al., 2017), o que se observa com o uso desses coeficientes é o equivalente à adição de um filtro numérico, onde não são acrescentadas novas equações ou modelos, fazendo com que a dissipação ocorra exatamente nas escalas e intensidade desejadas.

Frantz et al. (2021) apresenta um estudo rigoroso em relação ao efeito do uso de tal metodologia de dissipação, onde explica que com o aumento da viscosidade do coeficiente  $\frac{\nu}{\nu_0}$  exige-se uma redução significativa do passo de tempo, de forma a procurar a estabilidade no esquema de integração do tempo. Além disso, (Dairay et al., 2017) utilizam os conceitos aplicados ao método chamado *implicit Spectral Vanishing Viscosity* (ISVV) em LES de

forma a permitir maior flexibilização em relação à dissipação e ao passo de tempo. Como o método LES carece de um formalismo em relação a sua definição, onde muitas vezes a forma como a malha e o passo de tempo são definidos se torna uma incógnita, a metodologia ILES se apresenta de forma mais estruturada ao utilizar tais conceitos. Dairay et al. (2017) investigam a metodologia de ILES, comparando com os modelos explícitos no contexto do problema de vórtices de Taylor-Green. Assim, os coeficientes dos coeficientes compactos desenvolvidos para ILES são,

$$\begin{aligned}
\alpha &= \frac{1}{2} - \frac{(320k_m''\Delta x^2 - 1296)}{405\pi^2 - 640k_m''\Delta x^2 + 144} \\
a &= \frac{-\left(\frac{4329\pi^2}{8} - 32k_m''\Delta x^2 - 140\pi^2k_m''\Delta x^2 + 286\right)}{405\pi^2 - 640k_m''\Delta x^2 + 144} \\
b &= \frac{2115\pi^2 - 1792k_m''\Delta x^2 - 280k_m''\Delta x^2 + 1328}{405\pi^2\Delta x^2 - 640k_m''\Delta x^2 + 144} \\
c &= \frac{\left(\frac{7695\Delta x^2\pi^2}{8} + 288k_m''\Delta x^2 - 180k_m''\Delta x^2 - 2574\right)}{405\pi^2 - 640k_m''\Delta x^2 + 144} \\
d &= \frac{198\pi^2\Delta x^2 + 128k_m''\Delta x^2 - 40\pi^2k_m''\Delta x^2 - 736}{405\pi^2 - 640k_m''\Delta x^2 + 144}
\end{aligned} \tag{4.37}$$

sendo

$$\frac{\nu(k, k_c)}{\nu_0} = \begin{cases} 0, & k < 0, 3k_c \\ \exp\left[-\left(\frac{k_c - k}{0.3k_c - k}\right)^2\right], & 0, 3k_c \leq k \leq k_c. \end{cases} \tag{4.38}$$

Para fechar o sistema, duas outras condições precisam ser acrescentadas,  $k = k_m = 2/3k_c$  e  $k = k_c$ , assim,

$$\begin{aligned}
k''(k_c) &= \left(1 + \frac{\nu_0}{\nu}\right) k_c^2, \\
k''(k_m) &= \left(1 + 0,437\frac{\nu_0}{\nu}\right) k_m^2.
\end{aligned}$$

A ?? representa o valor de  $\frac{\nu}{\nu_0}$  que determina a dissipação numérica que está sendo aplicada ao sistema, comparando a solução exata, a DNS e os diferentes valores que podem ser utilizados para ILES. A intensidade da dissipação,  $\frac{\nu}{\nu_0}$ , em relação ao número de onda,

$k$ , como descrito na ??, representa, para maiores números de onda, as menores escalas de turbulência em relação a uma sobredissipação ou subdissipação numérica em relação a solução exata.

A dificuldade encontrada, ao utilizar esse método, é a determinação do número de pontos para a malha computacional. Frantz et al. (2021) e Farenzena e Silvestrini (2022) apresentam uma série de testes numéricos a fim de ajustar o número de pontos para a resolução. Os autores apresentam uma relação entre a determinação do número de pontos da DNS, Equação 3.12 para a ILES, da seguinte forma,

$$n_{ILES} = n_{DNS} \sqrt[3]{f} = \frac{Re^{3/4}}{k} \sqrt[3]{f} \quad (4.39)$$

onde o valor  $f$  é fixado com base nas simulações apresentadas pela bibliografia supracitada e  $k$  é escolhido como uma proporção do número de pontos em relação a DNS.

#### 4.5.1 Parâmetros de avaliação das correntes de gravidade

Como apresentado na Seção 3.3, existem alguns parâmetros fundamentais no estudo das correntes de densidade. O primeiro deles é a posição da frente. Esta é definida como o ponto mais distante em relação a direção principal do sentido do escoamento,  $x_1$ , a partir da projeção das isolinhas dos campos de  $\varphi$  para cada passo de tempo, no plano  $x_2 = 0$ . Da mesma forma, as posições laterais são definidas como os pontos máximos e mínimos em relação as direções transversais, ( $x_3$ ). A detecção da isolinha do campo de  $\varphi$  é dada para  $\{\forall \varphi | 10^{-2} < \varphi < 10^{-3}\}$ . Assim, a velocidade do deslocamento de frente é definida com base na posição da frente,

$$u_{i,f} = \frac{dx_{i,f}}{dt} \quad (4.40)$$

Outro parâmetro avaliado nas correntes desenvolvidas na configuração não-confinada é a razão de aspecto ou fator de forma. A razão de aspecto descreve a forma de propagação da corrente, sendo definida como a razão entre  $a$  e  $b$ , expressos na Figura 4.2 e caracterizada pela condição: se  $|a|$  é a distância entre o centro e o vértice em  $x_1$  e  $|b|$  é a distância entre

o centro e  $x_3$ , então:

$$\frac{a^2}{b^2} = 1 \Rightarrow \text{axissimétrico};$$

$$\frac{a^2}{b^2} \neq 1 \Rightarrow \text{elipse}.$$

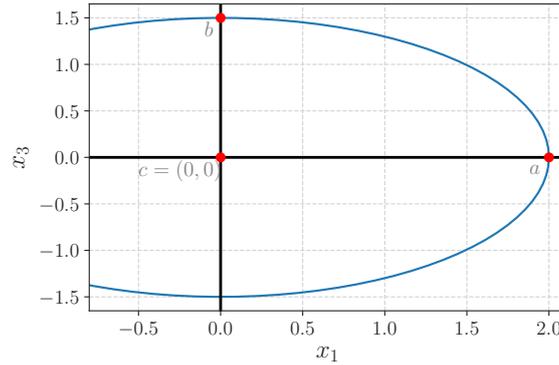


Figura 4.2: Representação geométrica para determinar se a razão de aspecto de uma corrente segue a forma de uma elipse ou circunferência. Considerando com centro como origem  $c$  e valores de  $a$  e  $b$  como posição da frente da corrente,  $x_{1,f}$  e  $x_{3,f}$ , respectivamente.

Avalia-se, também, relação da altura da cabeça com o nariz da corrente e o Reynolds da frente  $Re_f$  correspondente. Estes dados são extraídos a partir do plano central e, pela curva projetada dos valores do campo de concentração de  $\varphi = 5 \times 10^{-3}$ , são escolhidos os valores máximos, para cada passo de tempo, em  $x_1$  e seu correspondente em  $x_2$ , definindo a altura do nariz,  $h_n$ . Já a altura da cabeça,  $h_h$ , é detectada como sendo o máximo valor em  $x_2$  mais próximo de  $h_n$ . A Figura 4.3 apresenta detecção da altura da cabeça e do nariz.

Além disso, o  $Fr_d$  pode ser determinado em relação a velocidade de deslocamento da frente,

$$Fr_f = \frac{u_{f,1}}{\frac{1}{Fr_d} \sqrt{h_h}}, \quad (4.41)$$

passando a ser função do  $Fr_d$  da entrada. Da mesma forma, o  $Re$  pode ser determinado em função da velocidade de deslocamento da frente,

$$Re_f = \frac{u_{f,1} h_h}{\frac{1}{Re}}, \quad (4.42)$$

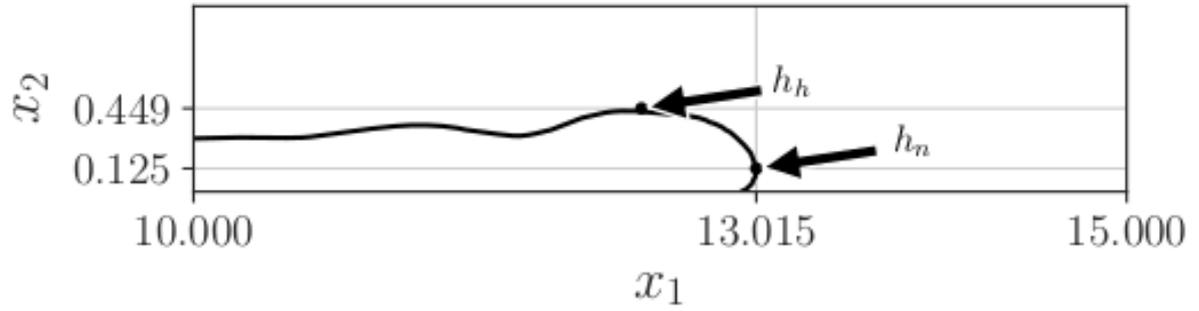


Figura 4.3: Definição da altura do nariz,  $h_n$ , e da altura da cabeça,  $h_h$ . Utiliza-se esse sistema de detecção para determinação da relação de Reynolds com a razão entre  $h_n/h_h$ .

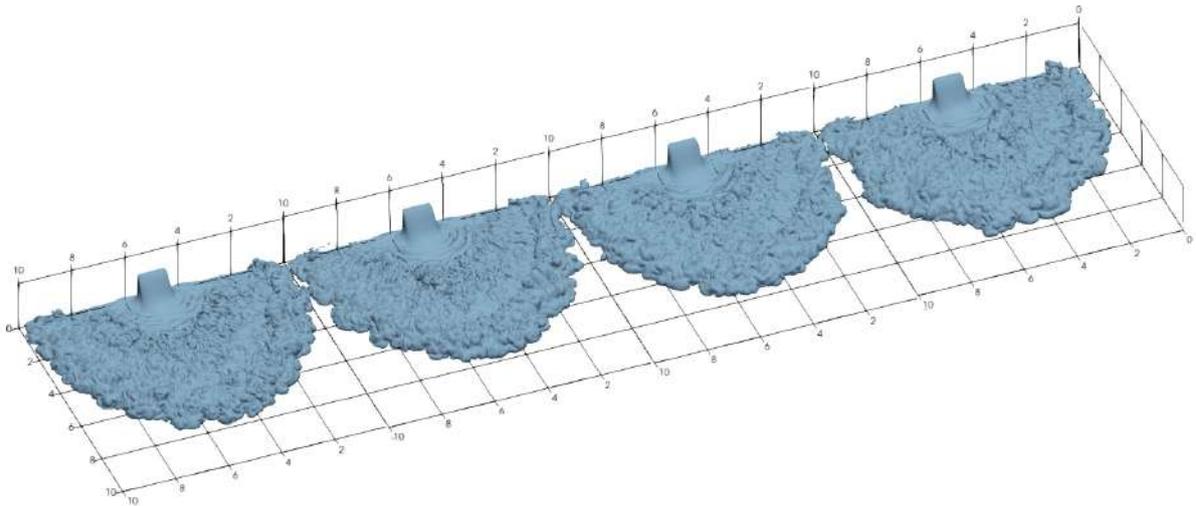
Lembrando que todas as variáveis são adimensionais. Por fim, a espessura de depósito é calculada como,

$$D(x_1, x_2 = 0, x_3) = \int_0^t \varphi(x_1, x_2 = 0, x_3) u_s dt. \quad (4.43)$$

## Resultados

### 5.1 Determinação dos parâmetros numéricos para as simulações

Para determinar o número de pontos de malha, a quantidade de dissipação aportada e ajustar o passo de tempo foram realizados quinze casos. As Tabelas 5.1, 5.2 e 5.3 sumarizam estas simulações. Para todos os casos foram utilizados  $Re = 10^4$ ,  $Ri = 1$ , um domínio de  $(L_1, L_2, L_3) = (10, 2, 10)$  e largura da janela de injeção de  $b_0 = 2h_0$ . A Tabela 5.1 apresenta os quatro casos onde o valor de dissipação de ILES escolhido foi de 18 e passo de tempo de  $\Delta t = 1 \times 10^{-3}$ . Esses casos objetivaram avaliar a estabilidade do código ao reduzir o números de pontos nas direções  $x_1$  e  $x_3$  com relação a anisotropia em  $x_2$ . A Equação 4.39 foi utilizada para determinar a proporção do número de pontos.



*Figura 5.1:* Isossuperfície de concentração instantânea das correntes de densidade para  $\varphi = 0,05$  dos casos 1 a 4, da esquerda para direita no tempo adimensional 15. No caso 1 é possível observar maior detalhamento das estruturas internas da corrente. Conforme se reduz a resolução da malha, menor será a resolução das estruturas.

Tabela 5.1 - Parâmetros utilizados para avaliar a qualidade da malha para os casos de ILES, avaliando o efeito da redução do número de pontos. A diferença entre os casos é a redução do número de pontos dos casos 1 ao 4 e a anisotropia de entre  $x_2/x_1$

caso	$k$	$f$	$n_1/L_1 \approx n_3/L_3$	$n_2/n_1$	$n_1, n_2, n_3$	$n_1 n_2 n_3 / (L_1 L_2 L_3)$
1	3,6	0,01	61	1	601,121,601	218.526
2	4	0,01	51	1,2	501,121,501	151.856
3	5	0,01	41	1,5	401,121,401	97.285
4	7	0,01	31	2	301,121,301	54.814

Os casos da Tabela 5.1 foram organizados de forma onde o primeiro apresenta maior número de pontos para resolução de malha e o último, menor o número de pontos. A Figura 5.1 apresenta a isossuperfície de concentração para  $\varphi = 0,05$ , onde pôde-se observar as estruturas tridimensionais da corrente para o tempo adimensional 15. Observou-se a reprodutibilidade das estruturas entre os diferentes casos. Estas informações complementam-se a Figura 5.2, no qual representa as isolinhas da corrente para os casos de 1 a 4.

Com base nas isolinhas de concentração é possível avaliar e complementar as informações dos gráficos da posição da frente, posição lateral e razão de aspecto, como descrito na Subseção 4.5.1. A Figura 5.3 apresenta a comparação entre as razões de aspecto das correntes, como definida pela Figura 4.2. Observa-se uma variação de menos do que 2,8% entre o caso 2 e o caso 1.

A Figura 5.4 (a) e (b) representam as posições da frente e lateral da corrente. A maior diferença ocorre entre as posições laterais, onde complementa a informação contida na Figura 5.3 sobre a origem da variação entre os casos de 1 a 4.

Como citado na Capítulo 3, a velocidade de propagação da corrente é um dos parâmetros chave sobre o seu comportamento. A Figura 5.5 apresenta o comportamento da velocidade de propagação da frente para os casos de 1 a 4. O comportamento da velocidade é similar, o que reforça a questão sobre as variações encontradas serem desprezíveis.

Por fim, as Figuras 5.6 mostram os valores da posição da frente e posição lateral em função dos números de pontos pelo tamanho do domínio. Tais variações podem ser atribuídas ao método de detecção da frente, pois as estruturas de lobos e fendas variam pseudo-aleatoriamente, além da detecção se tratar de uma média.

Com base nas análises realizadas dos casos 1 ao 4, observou-se que a malha para a ILES pode ser utilizada no seu valor de menor resolução sem perdas significativas sobre os

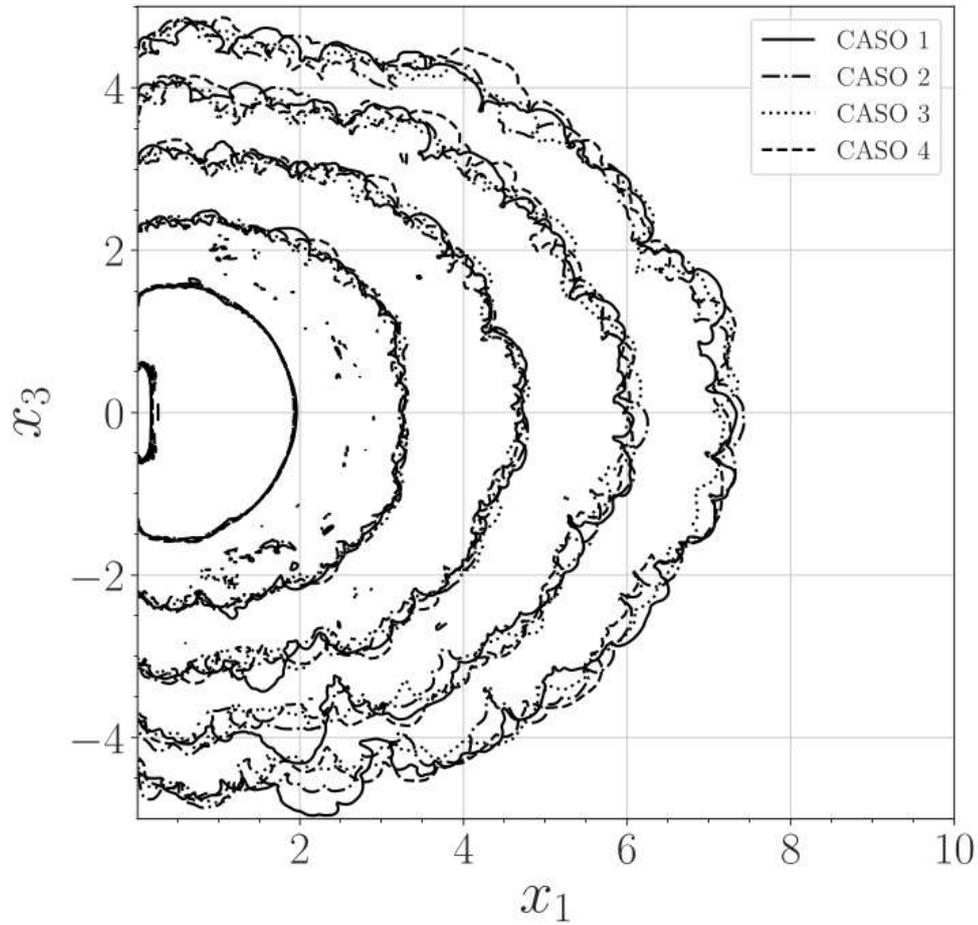


Figura 5.2: Isolinhas de concentração da corrente para tempos iguais, até o último passo de tempo. Observa-se boa convergência na propagação, posição e forma da corrente, entre os casos 1 a 4.

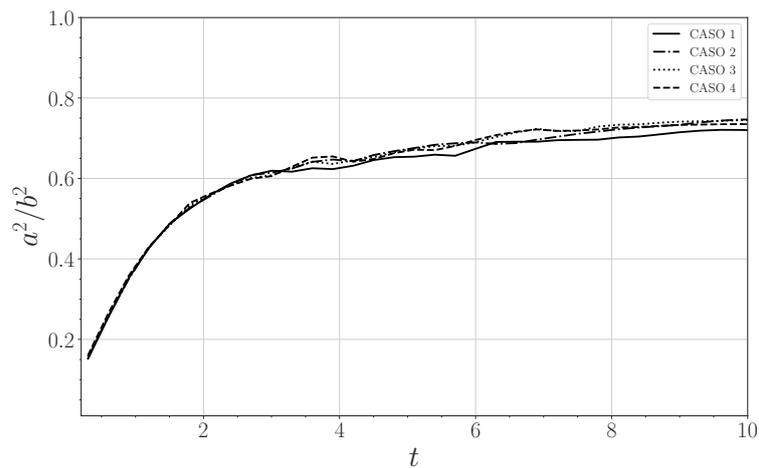


Figura 5.3: Razão de aspecto dos casos 1 a 4. Observa-se pequena variação quando entre as simulações. Até o tempo 3 não são observadas divergências, nos tempo finais, de 8 a 10, nota-se uma semelhança entre os casos 2, 3 e 4. O caso 1 apresenta uma razão de aspecto reduzido.

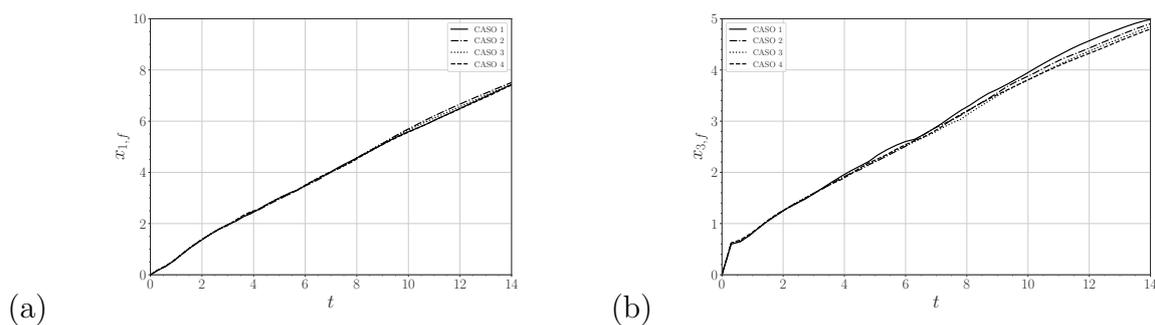


Figura 5.4: Comportamento sobre as posições da frente e lateral das correntes para os casos 1 a 4. Em (a) observa-se a convergência entre os valores da posição da frente do início ao fim da propagação. Em (b) observa-se uma pequena variação nos tempos finais da simulação do caso 1 em relação aos casos 2, 3 e 4.

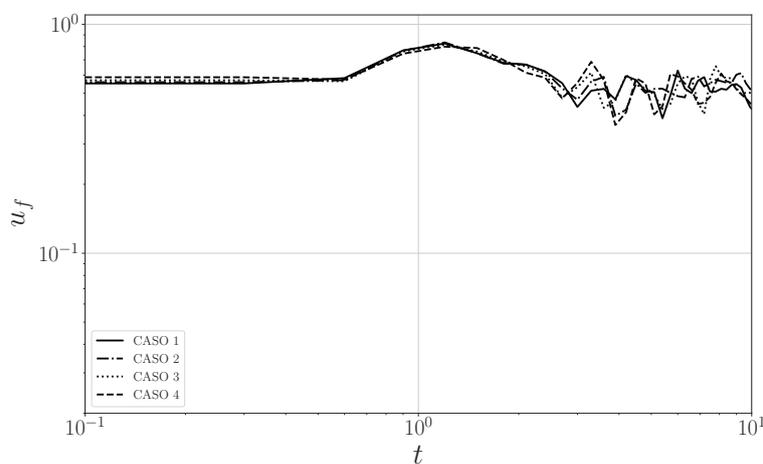


Figura 5.5: Velocidade de propagação da frente de corrente para os casos de 1 a 4. Observa-se um comportamento similar entre as simulações.

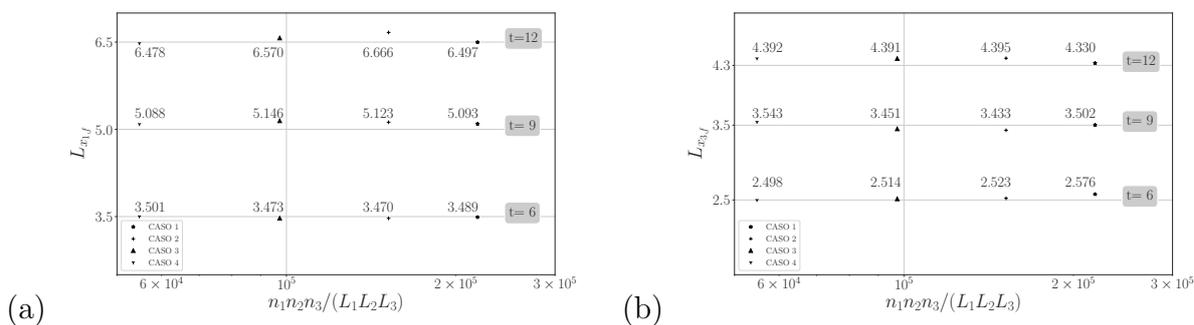


Figura 5.6: Relação da posição da frente em função da resolução da malha para os quatro casos e os mesmos valores de tempo adimensional, 6, 8 e 12.

resultados avaliados. Com isso, novos testes foram realizados para ajustar a sensibilidade da dissipação numérica, de forma a garantir a convergência dos resultados. A Tabela 5.2

representa o ajuste da dissipação numérica em relação a um passo de tempo menor, avaliando o efeito dessa dissipação. Para isto, foram mantidos os mesmos valores de  $Re$ ,  $Ri$ ,  $(L_1, L_2, L_3)$ ,  $b_0 = 2h_0$ , e foram utilizados os valores de  $k$ ,  $n_2/L_2$ ,  $n_1/L_1 = n_3/L_3$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  e  $n_1n_2n_3/(L_1L_2L_3)$  iguais do caso 4. O caso 8 apresenta os mesmos valores do caso 7, onde é ajustado o passo de tempo para um valor maior. Este caso divergiu, mostrando estar fora do limite da estabilidade numérica.

Tabela 5.2 - Parâmetros utilizados para avaliar a qualidade da malha para os casos de ILES, variando o efeito da dissipação aportada. Os casos apresentam valores de dissipação maiores do que os da Tabela 5.1 e maior passo de tempo.

Caso	$\nu/\nu_0$	$\Delta t$
5	25	$2,5 \times 10^{-4}$
6	50	$2,5 \times 10^{-4}$
7	70	$2,5 \times 10^{-4}$
8	70	$3,0 \times 10^{-4}$

A Figura 5.7 apresenta a isossuperfície de concentração para  $\varphi = 0,05$ , onde pôde-se observar as estruturas tridimensionais da corrente para o tempo adimensional 15 dos casos 5 a 8. Observou-se a reprodutibilidade das estruturas entre os diferentes casos.

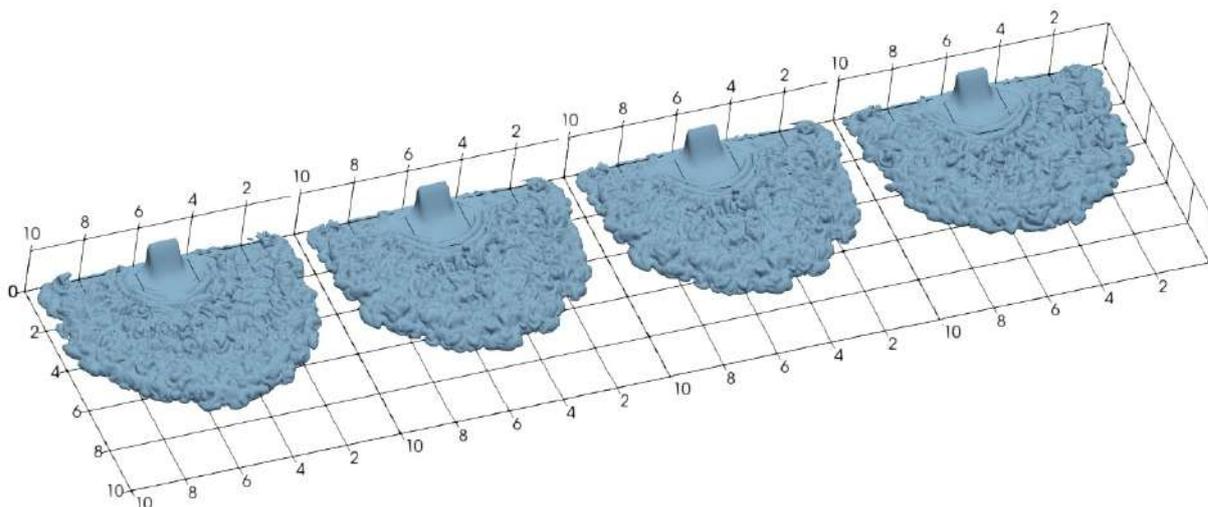


Figura 5.7: Isossuperfície de concentração instantânea das correntes de densidade para  $\varphi = 0,05$  dos casos 5 a 8, da esquerda para direita no tempo adimensional 15. As estruturas foram reproduzidas quase em sua totalidade.

A Figura 5.8 representa a isolinhas da corrente para os casos de 5 a 8. Observa-se também uma boa convergência qualitativa dos resultados, principalmente nos tempos

iniciais, onde são reproduzidas as estruturas de lobos e fendas em proporção semelhante. Nas três últimas isolinhas tem-se uma aleatoriedade entre elas. Na Figura 5.9 tem-se a comparação entre as razões de aspecto das correntes, onde observa-se uma variação menor do que 1,54% entre o caso 7 e o caso 5.

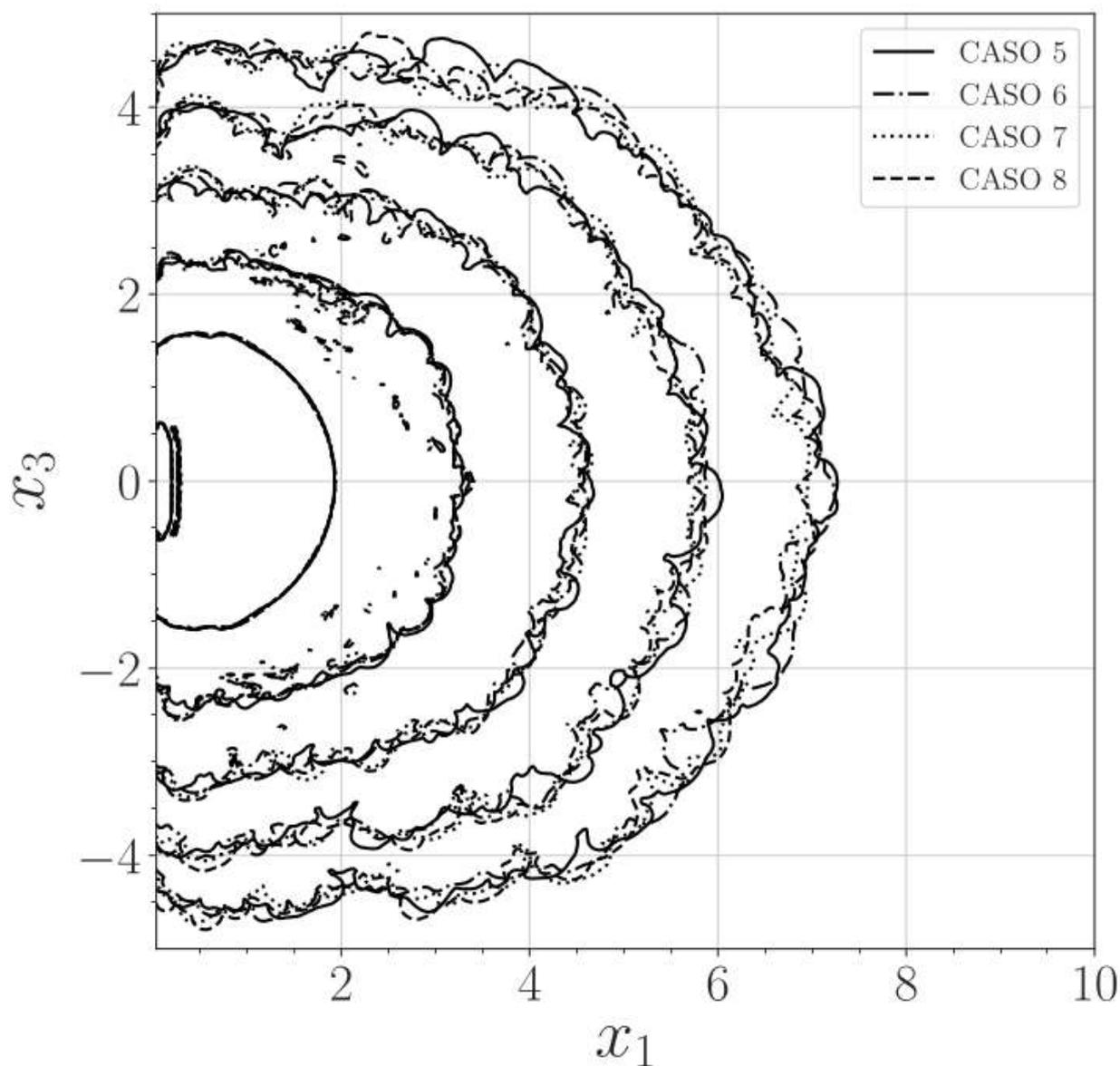


Figura 5.8: Isolinhas de concentração da corrente para tempos iguais, até o último passo de tempo. Observa-se convergência na propagação, posição e forma da corrente, entre os casos 5 a 8.

A Figura 5.10 (a) e (b) representam as posições da frente e lateral, respectivamente. Da mesma forma que os casos 1 a 4, percebe-se uma diferença no espalhamento lateral. Já na Figura 5.11 o comportamento da velocidade de propagação da frente para os casos de 5 a 8 também segue um comportamento similar, com uma pequena variação em relação ao

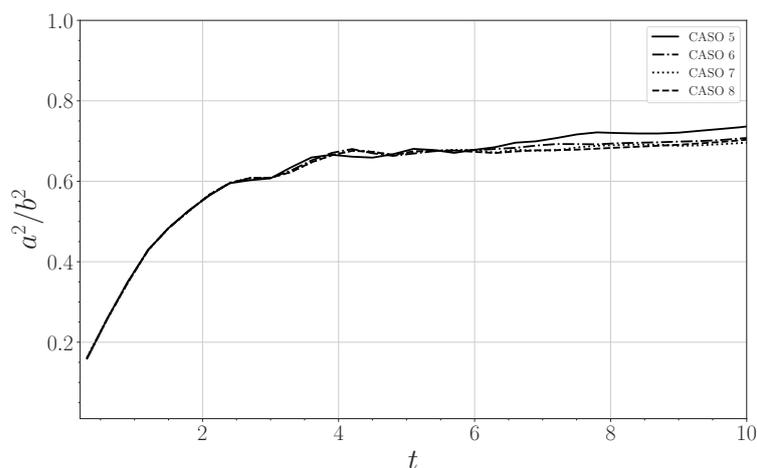


Figura 5.9: Razão de aspecto dos casos 5 a 8. Observa-se pequena variação quando comparando os sistemas.

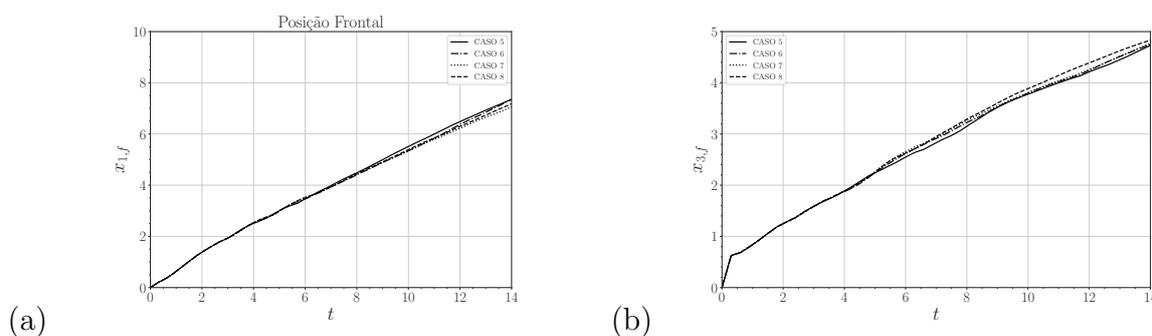


Figura 5.10: Comportamento sobre as posições da frente e lateral das correntes para os casos 5 a 8. Em (a) observa-se a convergência entre os valores da posição da frente do início ao fim da propagação. Em (b) observa-se uma pequena variação nos tempos finais da simulação do caso 8 em relação aos casos 5, 6 e 7.

caso 5, no entanto, entende-se que por serem variações com ordem de grandeza próximas a zero, podem ser desprezíveis.

Por fim, as Figuras 5.12 mostram os valores da posição da frente e posição lateral em função dos números de pontos pelo tamanho do domínio. Da mesma forma que para os casos 1 a 4, essas variações foram atribuídas ao método de detecção da frente.

Encerrando as verificações de malha e a conformidade das simulações, outros casos foram realizados, como a reprodução dos casos 3 e 5. Para estes foram utilizados uma dissipação numérica de 25 e um passo de tempo menor, de  $\Delta t = 10^{-3}$ . Outros dois casos com os mesmos parâmetros dos casos 4 e 5 foram simulados, somente trocando os valores para 70. Todos divergiram, mostrando a dependência entre o passo de tempo e a dissipação numérica. Outra verificação foi sobre a anisotropia entre  $x_1$  e  $x_3$  com valores

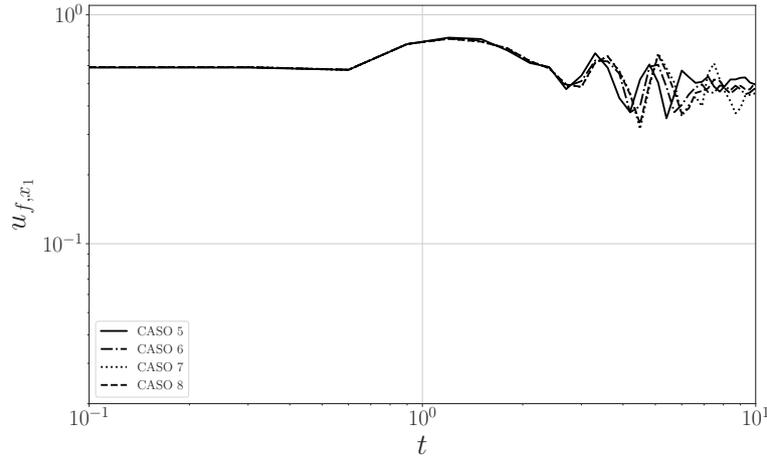


Figura 5.11: Velocidade de propagação da frente de corrente para os casos de 5 a 8. Observa-se um comportamento similar entre as simulações, com exceção da simulação 5, que apresenta uma amplitude de variação de velocidade final maior.

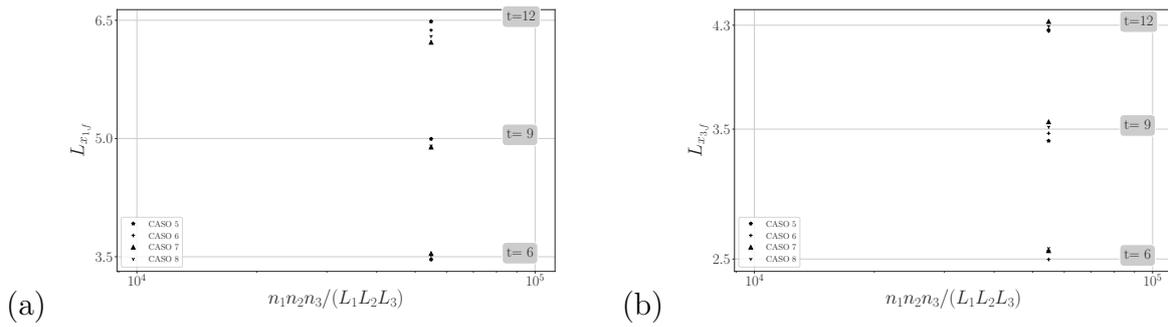


Figura 5.12: Relação da posição da frente em função da resolução da malha para os casos 5, 6, 7 e 8 e os mesmos valores de tempo adimensional, 6, 9 e 12. Variações menores do que 2% para os mesmos tempos.

de  $n_1/n_3 = 1,5$  e  $n_1/n_3 = 1,2$  e com  $\Delta t = 10^{-5}$  e a simulação diverge logo nos tempos iniciais.

Finalmente, para ajuste do passo de tempo foram utilizados os casos 5 e 6 como referência, mantendo os valores de  $Re$ ,  $Ri$ ,  $L_1, L_2, L_3$ ,  $b_0 = 2h_0$ , e utilizados os mesmos valores de  $k$ ,  $f$ ,  $n_2/L_2$ ,  $n_1/L_1 = n_3/L_3$ ,  $n_1, n_2, n_3$  e  $n_1 n_2 n_3 / (L_1 L_2 L_3)$ , onde os passos de tempo avaliados foram de  $\Delta t = 3 \times 10^{-5}$  e  $\Delta t = 5 \times 10^{-5}$  para  $n = 25$  e  $50$ , conforme mostra a Tabela 5.3.

Iniciando pela isossuperfície de concentração para  $\varphi = 0,05$ , a Figura 5.13 apresenta também as estruturas tridimensionais da correntes para o tempo adimensional 11 dos casos 13 a 15. O caso 13 apresenta ruído nas suas estruturas, já os demais casos reduzem esse ruído. Todos apresentam boa reprodutibilidade das estruturas

Tabela 5.3 - Parâmetros utilizados para avaliar a qualidade da malha para os casos de iLES, avaliando o efeito da redução do número de pontos.

Caso	$\nu/\nu_0$	$\Delta t$
13	25	$3 \times 10^{-4}$
14	50	$3 \times 10^{-4}$
15	25	$5 \times 10^{-4}$

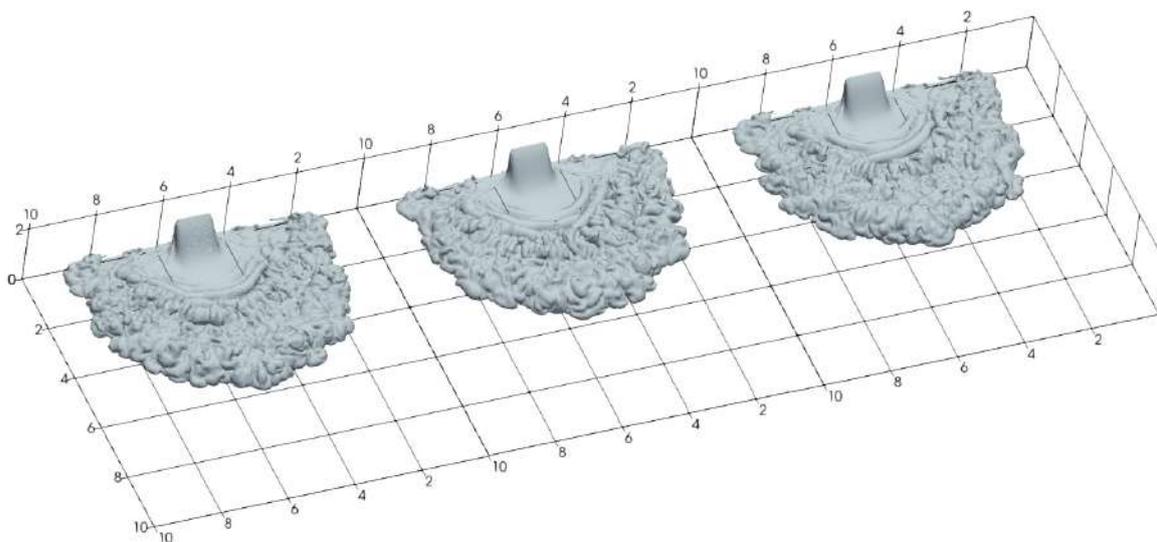


Figura 5.13: Isossuperfície de concentração instantânea das correntes de densidade para  $\varphi = 0,05$  dos casos 13 a 15, da esquerda para direita no tempo adimensional 11. Maior ruído observado no caso 13, no entanto, as estruturas foram reproduzidas.

Na Figura 5.14 estão apresentadas as isolinhas das correntes dos 13 a 15. Como os casos 13 e 15 apresentam o mesmo valor de dissipação numérica, observa-se a reprodução e repetibilidade em relação as estruturas da frente. Na última isolinha observa-se uma variação maior entre essas estruturas.

Sobre a razão de aspecto, como mostra a Figura 5.15, os casos com os mesmos valores de dissipação numérica são similares. Já o caso 14 apresenta variações maiores, no entanto, desprezíveis.

A Figura 5.16 (a) e (b) representam as posições da frente e lateral, respectivamente. O comportamento da propagação da frente e do espalhamento lateral da corrente apresentam valores similares, e isso se reproduz em termos de velocidade de propagação, onde as flutuações são desprezíveis. No entanto, para todos os casos, pode-se dizer que os efeitos mais significativos, como esperado, são em função da dissipação numérica.

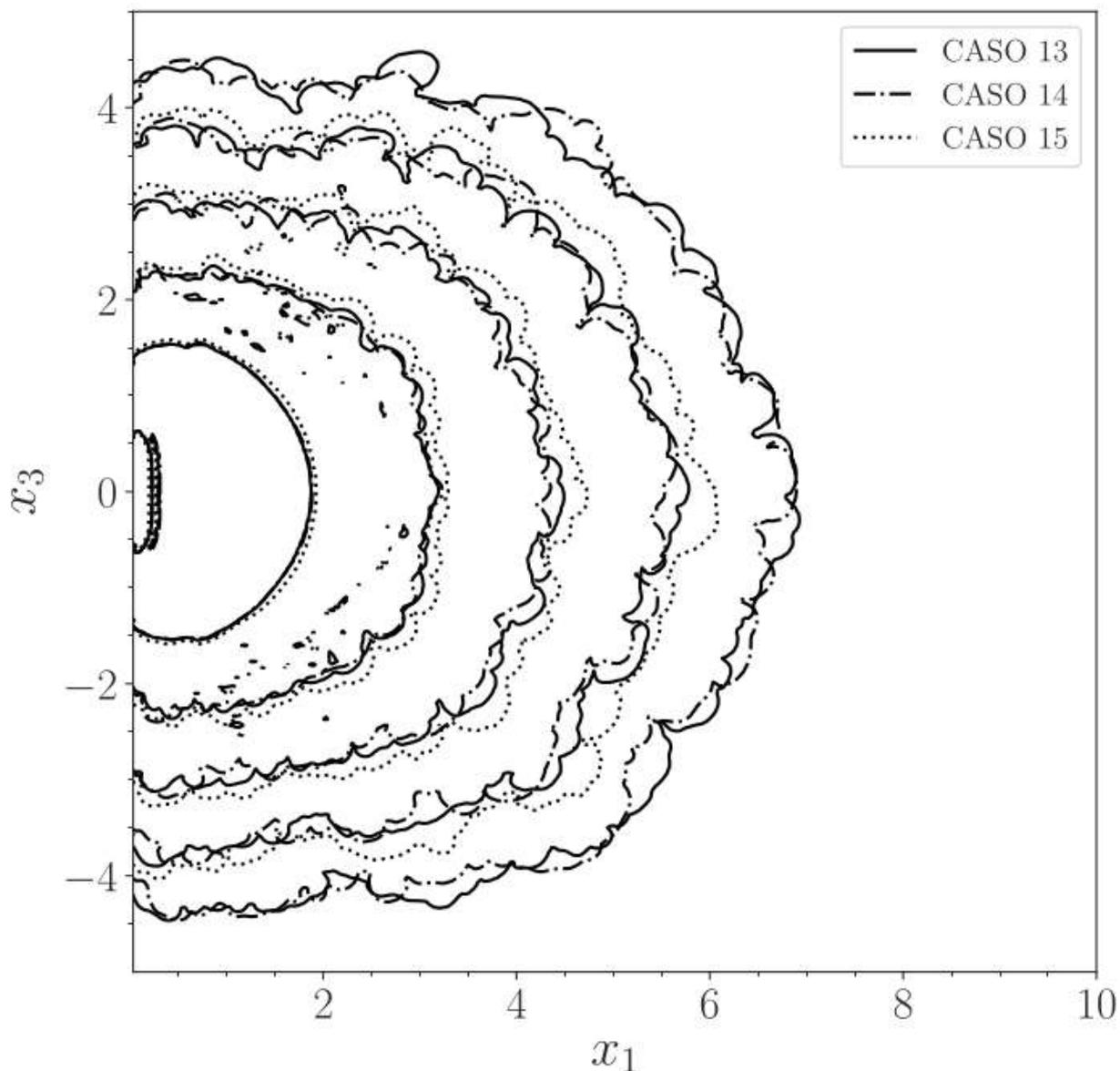


Figura 5.14: Isolinhas de concentração da corrente para tempos iguais, até o último passo de tempo. Casos 13 e 15 que apresentam os mesmos valores de  $n$  mantêm uma semelhança maior entre as estruturas de lobos e fendas.

Por fim, as Figuras 5.18 apresentam as variações da posição da frente e lateral em termos de resolução numérica. Esses valores são muito próximos entre si. Comparando com o caso de pior resolução e maior dissipação numérica (caso 14) com o de maior resolução e menor dissipação (caso 1) os valores também são próximos, conforme apresenta a Tabela 5.4. Os valores de desvio padrão encontrados são de 0,0065, 0,1070 e 0,1890 para a posição  $x_{1,f}$  nos tempos 6, 9 e 12. Utilizando o caso 1 como referência, observa-se que os casos 2, 3, 13, 14 e 15 apresentam uma posição mais a jusante, já os casos 6, 7 e 8 ficam em uma posição mais atrasada. Essas variações são menos expressivas em relação a posição lateral.

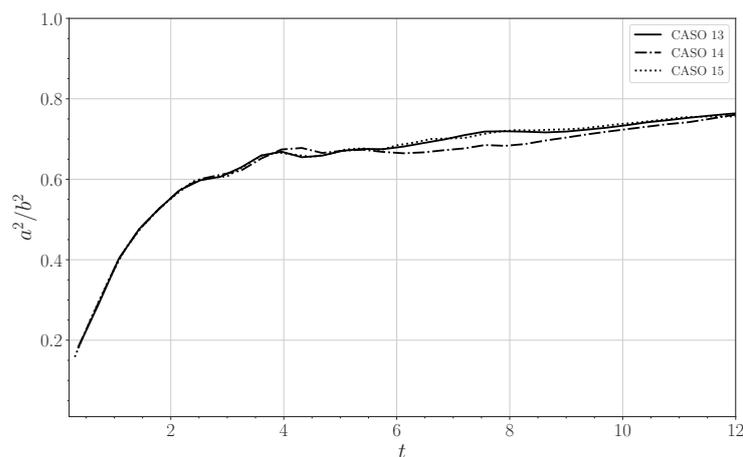


Figura 5.15: Razão de aspecto dos casos 5 a 8. Observa-se pequena variação quando comparando os sistemas.

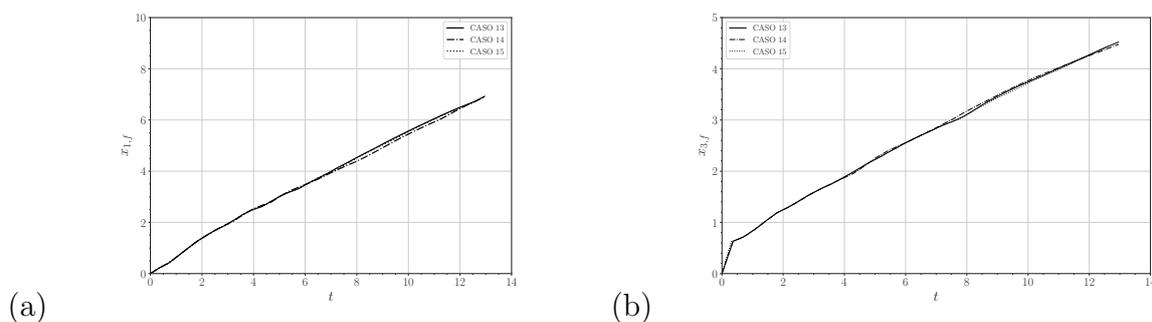


Figura 5.16: Comportamento sobre as posições da frente e lateral das correntes para os casos 13 a 15. Em (a) estão sendo comparados os valores da posição da frente do início ao fim da propagação e, em (b) está avaliando a posição lateral das correntes. Para todos os casos, para esse parâmetro, as variações são quase desprezíveis.

A partir dessas análises os números de pontos, passo de tempo e dissipação numérica foram determinados para as próximas simulações. Considerando um equilíbrio em relação ao número mínimo de pontos para garantir uma boa resolução de malha, uma dissipação numérica e passo de tempo necessários para não demandar muitas horas de cálculo e garantir estabilidade numérica, o caso 4 foi utilizado como referência para as demais simulações.

Para as próximas simulações optou-se por um valor de dissipação numérica de 18, pois entende-se que esse é o valor de dissipação que aumenta menos o passo de tempo e, por consequência, terá menor custo computacional em função desse parâmetro.

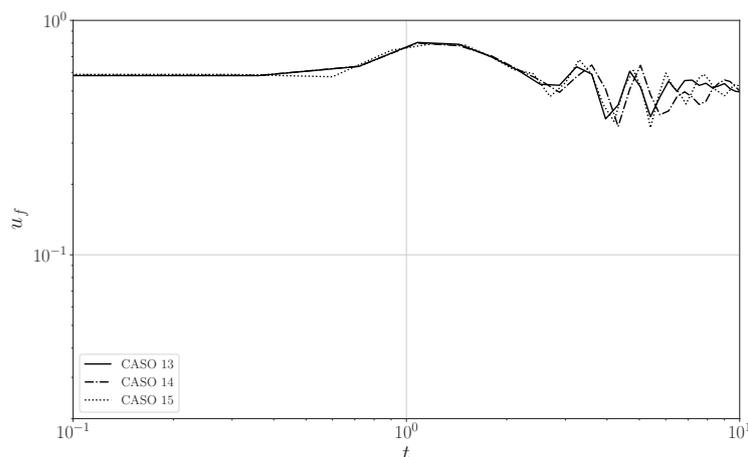


Figura 5.17: Velocidade de propagação da frente de corrente para os casos de 13 a 15. Observa-se um comportamento similar entre as simulações.

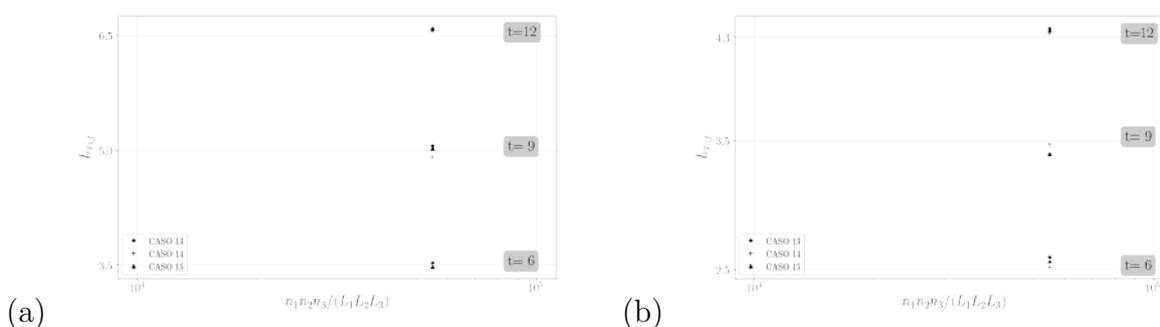


Figura 5.18: Relação da posição da frente em função da resolução da malha para os casos 5, 6, 7 e 8 e os mesmos valores de tempo adimensional, 6, 9 e 12. Variações menores do que 2% para os mesmos tempos.

## 5.2 Experimentos de referência para validação do código

### 5.2.1 Experimento conservativo de Lombardi et al. (2018)

Para validar o código para a configuração estudada os experimentos de Luthi (1981) e de Lombardi et al. (2018) foram utilizados. Dessa forma, os resultados das simulações foram comparados com estes experimentos físicos para determinar as variações entre eles. A primeira análise é com base em Lombardi et al. (2018), com um reservatório com  $L_1 = 1,225 \text{ m}$ ,  $L_2 = 0,1 \text{ m}$ ,  $L_3 = 1,35 \text{ m}$  e a largura da entrada do canal  $b_0$ , avaliada nos valores de  $0,136 \text{ m}$ ,  $0,350 \text{ m}$  e  $0,670 \text{ m}$ . Em termos adimensionais, o domínio ficou com  $L_1 = 18$ ,  $L_2 = 2$ ,  $L_3 = 18$  e uma área de entrada de seção transversal com altura  $h_0 = 1$  e largura da janela,  $b_0$ , variável. Foram escolhidos três experimentos, 1, 2 e 8. Eles serviram para avaliar a influência da largura da entrada na forma como a corrente propaga, como

Tabela 5.4 - Comparativo entre os valores das posições da frente e lateral para todos os casos. Maiores valores de desvio padrão são encontrados em  $x_{1,f}$  no tempo 12.

Posição	$x_{1,f}$			$x_{3,f}$		
Tempo	6	9	12	6	9	12
Casos						
1	3,489	5,093	6,496	2,576	3,501	4,330
2	3,470	5,122	6,666	2,522	3,432	4,395
3	3,472	5,146	6,570	2,514	3,450	4,391
4	3,500	5,088	6,478	2,498	3,542	4,392
5	3,465	4,994	6,483	2,560	3,467	4,262
6	3,465	4,889	6,374	2,496	3,409	4,254
7	3,465	4,886	6,219	2,563	3,555	4,328
8	3,515	4,886	6,297	2,582	3,516	4,291
13	3,532	5,061	6,591	2,594	3,397	4,369
14	3,525	4,914	6,563	2,519	3,472	4,331
15	3,477	5,026	6,598	2,563	3,390	4,352
Média	3,477	5,026	6,496	2,560	3,472	4,331
Desvio padrão	0,006	0,107	0,189	0,012	0,033	0,025

apresenta a Tabela 5.5. Para facilitar o entendimento e identificação, as simulações foram nomeadas conforme o número de Reynolds ( $Re_{8.5E3} - Re=8.588$ ), o número de Richardson ( $Ri_{0.5} - Ri=0,5$ ), a inclinação do domínio ( $\alpha_{00}$  - inclinação de  $0^\circ$ ) e largura da janela de injeção ( $b_{06} - b_0 = 6$ ). Os critérios de malha, passo de tempo e dissipação numérica foram determinados com base no caso 4. Os parâmetros  $Ri = 0,50$  e  $\Delta t = 5 \times 10^{-4}$  são os mesmos para todas as simulações serão retirados do sistema identificador.

Tabela 5.5 - Parâmetros de simulação para a reprodução do experimento de Lombardi et al. (2018).  $Ri = 0,50$  e  $\Delta t = 5 \times 10^{-4}$  são parâmetros constantes para todas simulações.

	$Re$	$b_0$	$n_1 \times n_2 \times n_3$
<b>Re8.5E3b1.81</b>	8.588	1,81	$451 \times 109 \times 451$
<b>Re8.5E3b4.67</b>	8.588	4,67	$451 \times 109 \times 451$
<b>Re15E3b4.67</b>	15.000	4,67	$721 \times 109 \times 721$

Os dados disponibilizados para comparação foram a posição da frente e as isolinhas de contorno da frente até o tempo dimensional de 20 s. As autoras também confrontaram os experimentos com simulações utilizando a metodologia numérica *shallow water*, como apresentado na Capítulo 3. A Figura 5.19 (a) apresenta os resultados das isolinhas de

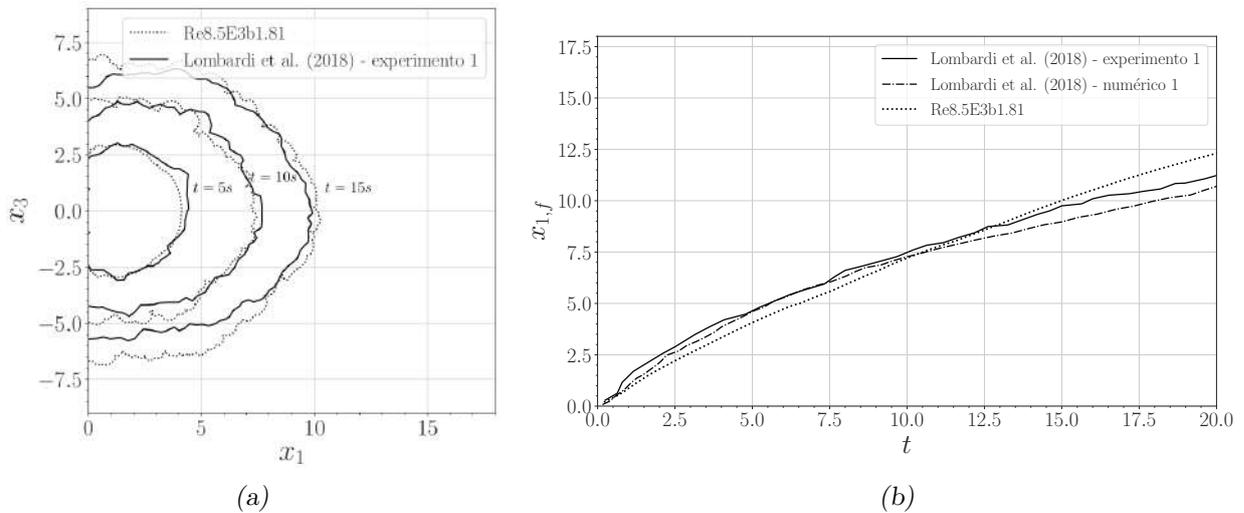


Figura 5.19: (a) apresenta as isolinhas de contorno da frente para os tempos 5 s, 10 s e 15 s. Observou-se convergência na forma da propagação da corrente. Em (b) tem-se a comparação da posição da frente da simulação Re8.5E3b1.81, do experimento 1 e do mesmo experimento em metodologia de águas rasas. A simulação numérica apresenta aceleração no final do domínio.

concentração da corrente para os tempos 5 s, 10 s e 15 s. Observa-se que simulação Re8.5E3b1.81 apresenta uma maior abertura lateral, no qual pode ser atribuída à influência da condição de deslizamento no plano  $x_1 = 0$ . Também é possível observar um maior detalhamento das estruturas de lobos e fendas nas simulações. A Figura 5.19 (b) apresenta a comparação entre os resultados para a posição da frente da corrente. O experimento e a simulação apresentaram boa convergência até o tempo 12,5, após, a simulação apresentou uma maior aceleração onde tem-se uma diferença de 12,7% para a posição da frente no último tempo.

Na Figura 5.20 (a), quanto à simulação Re8.5E3b4.67 também foi observada uma maior abertura lateral da corrente próximo ao plano  $x_1 = 0$ , mas com menor intensidade do que na Figura 5.19. Na Figura 5.20 (b) em relação a posição da frente da corrente, esta apresentou boa concordância de valores até o final do experimento, apresentando uma diferença virtualmente nula.

Por fim, a Figura 5.21 (a) mostra a comparação das isolinhas entre o experimento 8 e a simulação Re15E3b4.67. Em (a) observou-se também uma abertura lateral da corrente mais expressiva a partir do tempo 10, mas convergência com a forma da propagação da corrente. Em (b) tem-se as curvas da posição da frente, mostrando uma aceleração da frente no tempo 10 para a simulação ILES, representando uma diferença final de 7%.

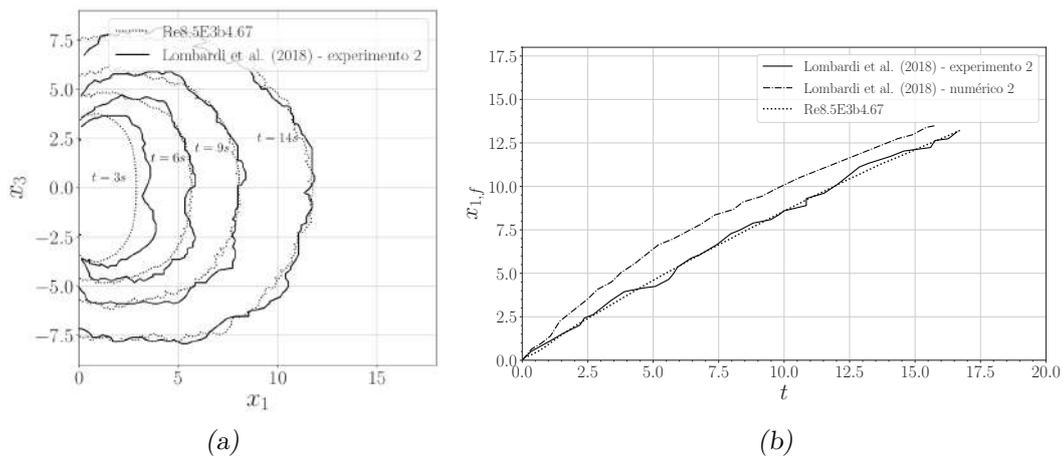


Figura 5.20: (a) apresenta as isolinhas de contorno da frente para os tempos 5 s, 10 s e 15 s. Tem-se boa concordância entre a forma da propagação da corrente. Em (b) tem-se a comparação da posição da frente da simulação Re8.5E3b4.67, do experimento 1 e do mesmo experimento em metodologia de águas rasas. A simulação numérica apresenta pouca variação em relação a posição da frente com relação ao experimento.

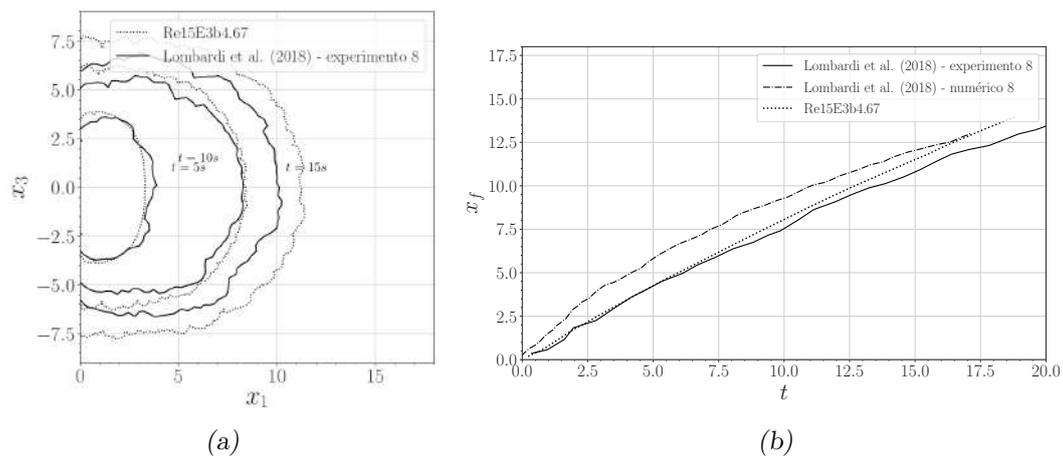


Figura 5.21: (a) apresenta as isolinhas de contorno da frente para os tempos 5 s, 10 s e 15 s. A forma da propagação da corrente apresenta maior abertura lateral na simulação numérica. Em (b) tem-se a comparação da posição da frente da simulação Re15E3b4.67, do experimento 8 e do mesmo experimento em metodologia de águas rasas. A simulação numérica apresenta aceleração a partir do tempo 10.

Assim, o experimento que apresentou melhor convergência de resultados foi a simulação Re8.5E3b4.67.

### 5.2.2 Experimento de Luthi (1981)

Como apresentado no início desta seção, o outro ensaio utilizado como parâmetro de comparação foi o de Luthi (1981). Este é composto por um reservatório com fundo liso, inclinação de  $5^\circ$  no fundo do reservatório e utiliza partículas de quartzo com  $d_p = 37 \mu m$  com concentração de  $\varphi \approx 4\%$ . A altura característica utilizada é de  $h_0 = 0,05 m$  e a vazão de entrada por unidade de largura é de  $1,17 \times 10^{-2} m^2/s$ . Numericamente, o domínio completo teria  $L_1 = 180$ ,  $L_2 = 2$  e  $L_3 = 100$  e, utilizando os critérios de malha estabelecidos, isso representaria um total de 4.566.218.890 de pontos. Assim, escolheu-se simular até o tempo de 20 s, utilizando como referência das isolinhas de contorno da frente, como apresenta a Figura 5.22. O domínio adimensionalizado para esse tempo ficou com  $L_1 = 60$ ,  $L_2 = 2$ ,  $L_3 = 48$ , com uma área de seção transversal na entrada com  $h_0 = 1$  e  $b_0 = 6$ . As condições de entrada eram de  $Ri = 0,61$ ,  $Re = 10.606$ ,  $u_s = 0,005$  e  $Q_o = 6$ . Em outras simulações de teste realizadas, o valor de  $u_s < 0,009$  apresentaram efeitos desprezíveis na simulação e maior instabilidade numérica.

A Tabela 5.6 apresenta os principais parâmetros utilizados para a simulação de Luthi (1981). Assim como as simulações anteriores, os critérios de malha, passo de tempo e dissipação numérica foram determinados com base no caso 4.

Tabela 5.6 - Parâmetros de simulação para a reprodução do experimento de Luthi (1981).

	$L_1 \times L_2 \times L_3$	$n_1 \times n_2 \times n_3$	$\Delta t$
<b>Re10E3Ri0.61a05b6</b>	$60 \times 2 \times 25$	$1945 \times 121 \times 1601$	$4 \times 10^{-4}$

A Figura 5.23 (a) mostra as isolinhas de contorno de fundo com os resultados da simulação Re10E3Ri0.61a05b6 para os tempos dimensionais de 10 s e 20 s. As isolinhas de contorno da frente demonstraram consonância em relação aos dados experimentais. A forma de propagação da corrente foi respeitada, assim como, reprodutibilidade em relação às estruturas frontais de lobos e fendas. A fim de complementar as informações, a Figura 5.23 (b) mostra o campo de concentração do escalar da corrente no tempo final. Tem-se uma corrente com forma alongada, além de uma região próxima a entrada onde pode-se ver o efeito de um ressalto hidráulico, próxima a região 10 e 15 em  $x_1$ .

Sobre a posição da frente e lateral, para o tempo de 10 s, é possível observar coerência com as isolinhas de contorno da frente, como mostram os gráficos da Figura 5.24 (a) e (b), respectivamente. Em termos dimensionais, a posição da frente é de 1,570 m no

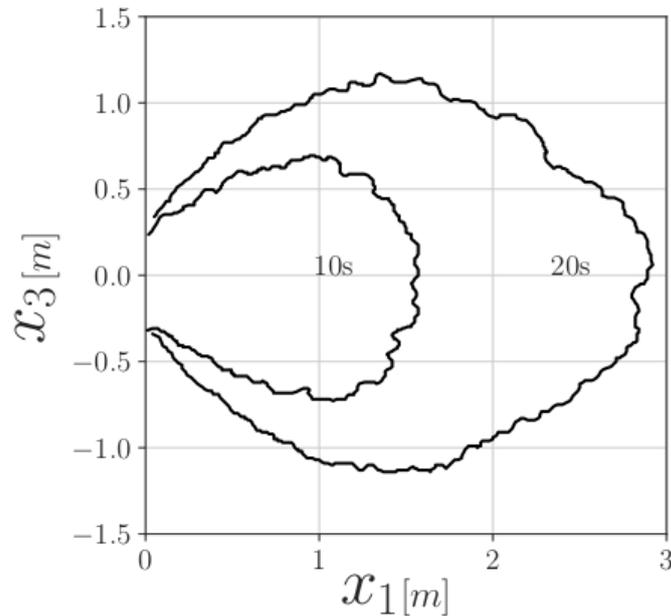


Figura 5.22: Isolinas de contorno da frente do experimento de Luthi (1981) das curvas de 10 s e 20 s. O reservatório do ensaio passou a ser considerado com um comprimento de 3 m por 3 m de largura.

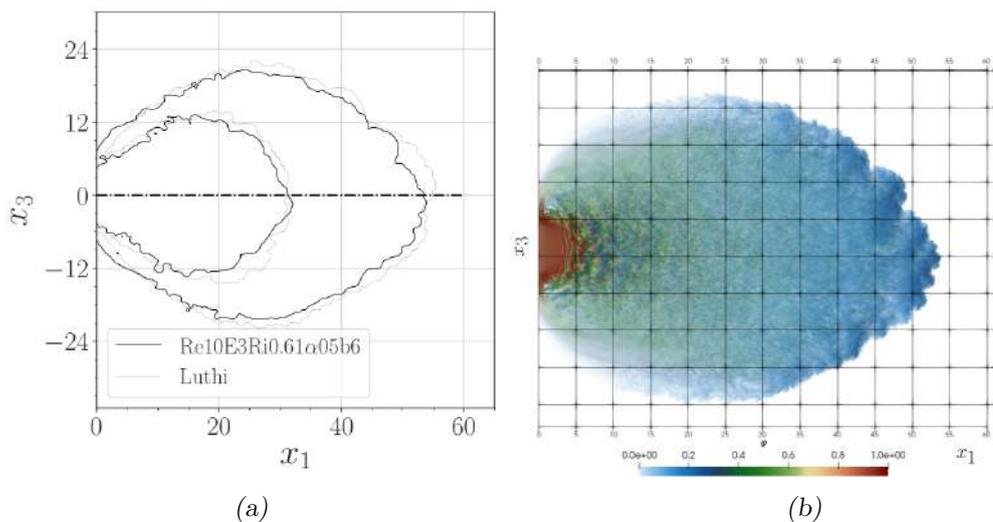


Figura 5.23: Em (a) tem-se as isolinas de contorno da frente para os tempos 10 s e 20 s, apresentando boa concordância entre a forma da propagação da corrente e conservação de algumas estruturas de lobos e fendas. Em (b) a vista superior para o último tempo da simulação onde pode ser observada a forma de propagação da corrente próxima a uma elipse.

experimento, e na simulação, é de 1,556 m. Isso representa uma diferença de 0,88 %. Para posição lateral, no experimento tem-se 0,694 m e na simulação obteve-se o valor de 0,683 m, correspondendo a uma diferença de 1,48%. Para o tempo 20 s, no experimento a posição da frente é 2,92 m e na simulação 2,83 m, representando uma variação de 3,20 %. Por fim, a posição lateral é de 1,17 m contra 1,08 m, representando uma diferença de

7,02 % entre o experimento e a simulação, respectivamente.

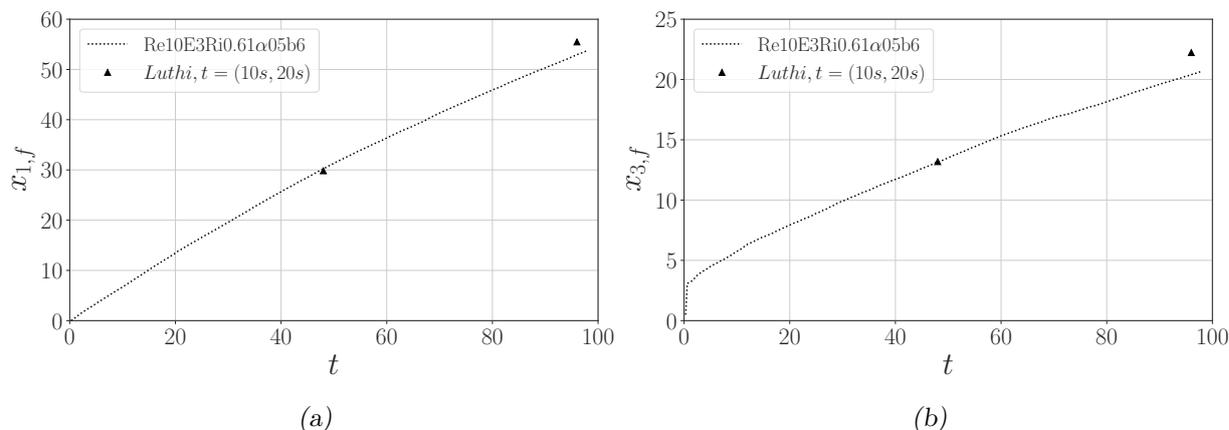


Figura 5.24: Comparação entre posições da frente (a) e lateral (b) da simulação com o experimento. Para o tempo 10 s observa-se uma diferença menor do que para o tempo 20 s.

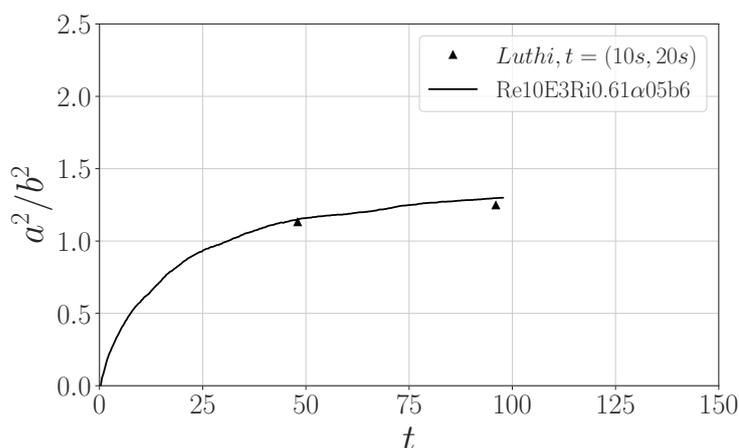


Figura 5.25: Razão da aspecto da simulação e do experimento, onde ambos apresentaram um comportamento elíptico.

A razão de aspecto, em Figura 5.25, demonstra convergência do resultado da simulação numérica com o experimento, apresentando um comportamento aparentemente elíptico em relação a forma de propagação. Tal comportamento também pôde ser observado na Figura 5.23 (b), onde tem-se uma vista superior da simulação para o último tempo do campo escalar de concentração  $\varphi$ . Nessa mesma Figura, constatou-se melhor o formato das estruturas da frente também. Complementarmente, a Figura 5.26 apresenta para diferentes tempos em relação a um plano central, a formação da cabeça da corrente, nariz e desprendimento de vórtices de Kelvin-Helmholtz.

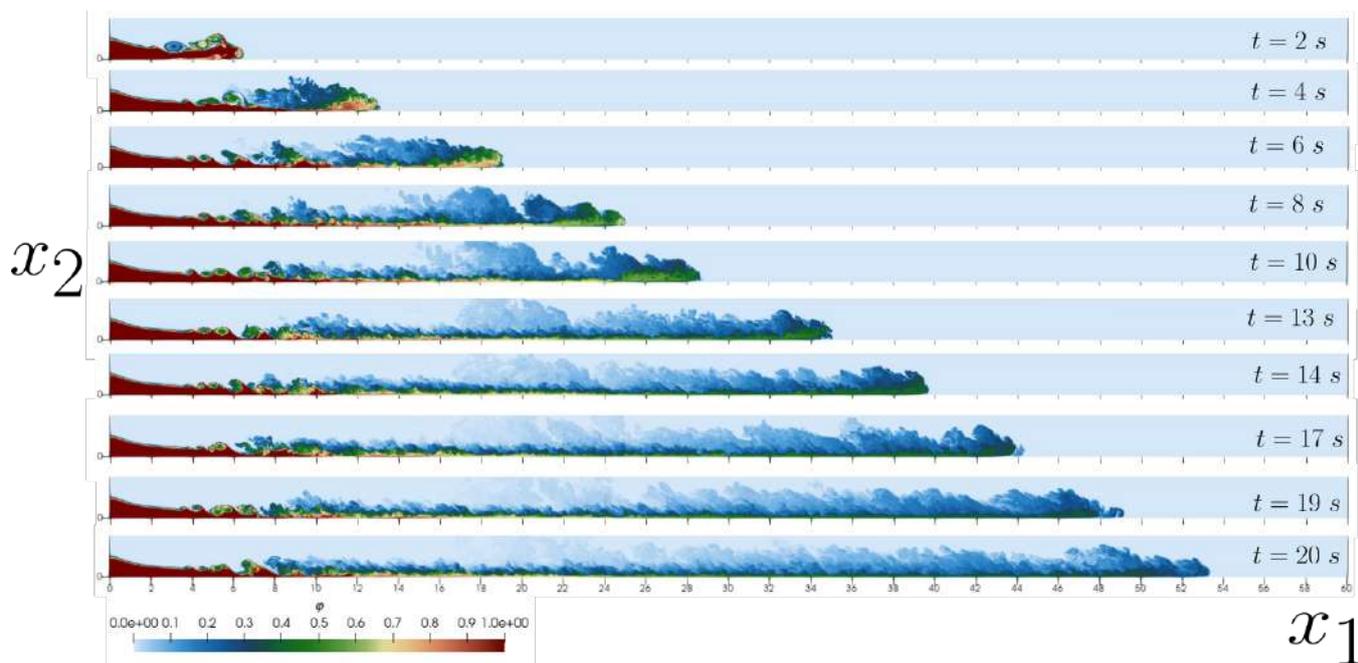


Figura 5.26: Imagens do plano central para diferentes tempos da corrente. Detalhes da formação de estruturas de Kelvin-Helmholtz, cabeça da corrente e nariz estão presentes nas imagens. Observa-se que conforme a corrente avança, a altura da corrente vai reduzindo.

### 5.2.3 Experimento de Luthi (1981) com efeito de sedimentação e simetria em $x_3 = 0$

A fim de verificar o efeito do depósito em Luthi (1981), optou-se por simular este mesmo experimento com simetria no plano  $x_3$  e com os mesmos parâmetros de entrada da simulação  $Re10E3Ri0.61\alpha05b6$ , com  $Re = 10606$  e  $Ri = 0,61$ . Já a velocidade de queda foi de  $u_s = 0,005$  e a vazão de  $Q_o = 3$ , pois a entrada do domínio será dividida pela metade, sendo  $b_o = 6$ . O domínio tinha  $L_1 = 60$ ,  $L_2 = 2$ ,  $L_3 = 25$  e altura da entrada,  $h_0 = 1$ . Os números de pontos utilizados foram de  $n_1 = 2431$ ,  $n_2 = 121$  e  $n_3 = 1025$ , totalizando 301.504.775 pontos. O ajuste do número de pontos se deu em função da velocidade de queda. O passo de tempo foi de  $\Delta t = 1 \times 10^{-3}$ . Essa simulação foi chamada de  $Re10E3Ri06\alpha05us$ .

Avaliando-se primeiramente a posição da frente, representada pela Figura 5.27 (a), na posição do tempo 10 s, o experimento está a 1,570 m e na simulação 1,520 m, representando uma diferença de 3,184%, correspondendo a uma diferença entre a simulação da  $Re10E3Ri0.61\alpha05b6$  e a  $Re10E3Ri0.61\alpha05us$  de 2,738%. Para a posição do tempo 20 s no experimento tem-se um valor de 2,920 m e na simulação 2,5049 m, representando uma diferença de 14,220%. Para a posição lateral em Figura 5.27 (b) observa-se um valor de 0,657 m na simulação e para o experimento tem-se 0,694 m, uma diferença com a si-

mulação Re10E3Ri0.61 $\alpha$ 05b6 de 9,361%, para o tempo 10 s. E, na posição lateral, para o tempo 20 s, a simulação apresenta um valor de 0,940 m e o experimento com 1,170 m, representando uma diferença de 19,660%.

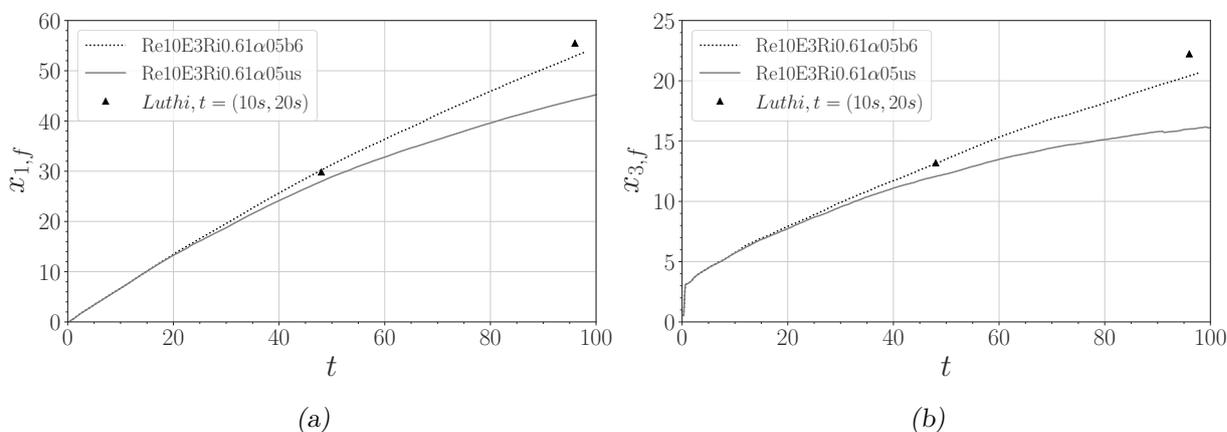


Figura 5.27: Comparação entre posições da frente (a) e lateral (b) da simulação com velocidade de queda com o experimento. Para o tempo 10 s observa-se uma diferença menor do que para o tempo 20 s. A diferença encontrada foi atribuída ao efeito do depósito.

Essas diferenças também ficam evidenciadas na Figura 5.28 e Figura 5.29, no entanto, qualitativamente a forma de propagação da corrente apresenta semelhança em relação ao experimento. As diferenças encontradas podem ser atribuídas ao efeito da sedimentação na simulação, no que se refere a condição de contorno de saída do campo escalar no plano  $x_2 = 0$ .

Para finalizar, como a posição da frente e o alcance final da corrente são alguns dos parâmetros mais importantes, o Quadro 5.7 apresenta o resumo em relação às diferenças encontradas nas simulações com os experimentos no tempo final de cada análise. Assim, para as demais análises, a simulação Re8.5E3b4.671 foi utilizada como referência por apresentar melhor convergência dentre todos os resultados simulados para comparação com experimentos. Na próxima seção, os efeitos da forma da área de seção transversal foram consideradas e o efeito do acréscimo de sedimentos foi inserido.

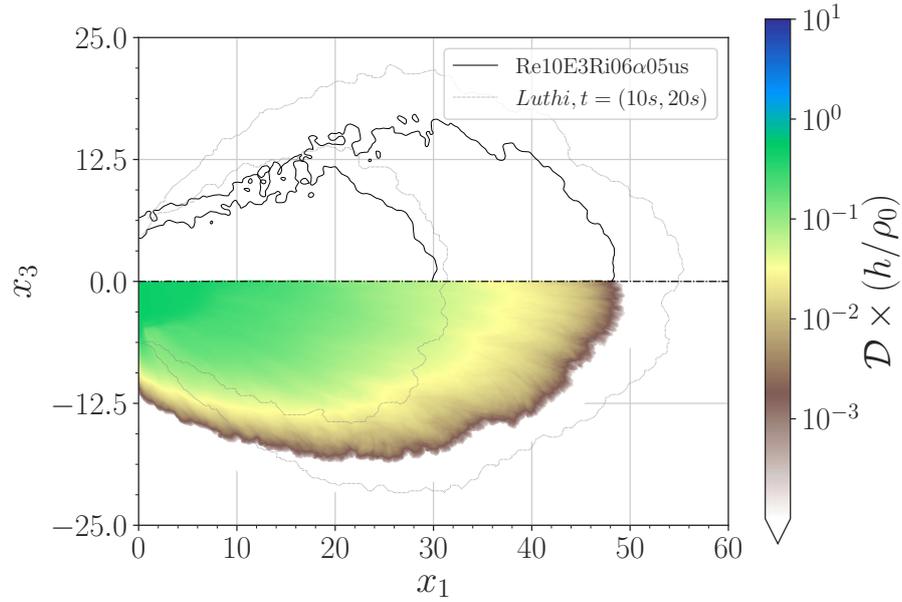


Figura 5.28: Espessura de depósito e isolinhas de contorno da frente da simulação com velocidade de queda e isolinhas de contorno da frente de (Luthi, 1981) para o tempo 20 s, onde observa-se a diferença entre o experimento e a simulação, mas a forma do deslocamento foi respeitada.

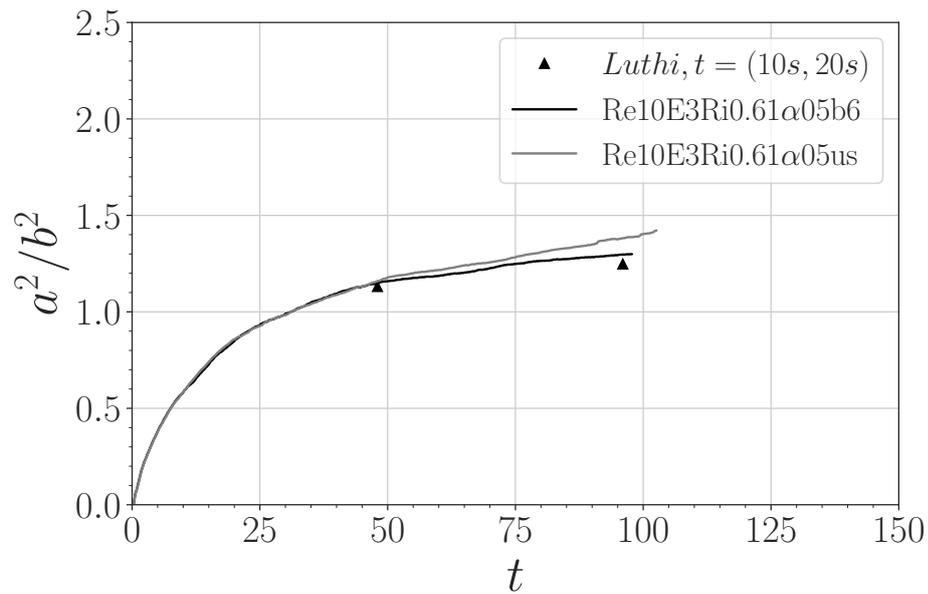


Figura 5.29: Fator de forma de propagação da corrente para a simulação e experimento de (Luthi, 1981) para os tempos 10 s e 20 s.

Tabela 5.7 - Comparação entre todos os casos utilizados para validação do código. O quadro apresenta a diferença entre os experimentos e as simulações em relação a posição da frente.

Casos	$x_{1,f}$ , t= final	Diferença com o experimento
Re8.5E3b1.81	12,48	12,70%
Re8.5E3b4.67	0	0,00%
Re15E3b4.67	14,52	7,00%
Re10E3Ri0.61 $\alpha$ 05b6	53	3,20%
Re10E3Ri06 $\alpha$ 05us	44	14,22%

### 5.3 Simulações propostas para análise do efeito da geometria de entrada e velocidade de queda

#### 5.3.1 Influência da forma da área da seção transversal de entrada no desenvolvimento da corrente

Conforme apresentado na Capítulo 3, a forma da entrada do canal na bacia pode ser responsável pela forma da propagação da corrente, assim como a sua distância final. Assim, foram avaliados os efeitos de uma entrada com alimentação contínua, mudança na sua geometria - comparando áreas de seção transversal de entrada com geometria quadrada ou parabólica - e inclinação do fundo.

Com esses parâmetros, foram definidos quatro casos como consta na Tabela 5.8. Todos eles consideraram um  $Re = 8.588$ ,  $Sc = 1$  e  $Q_0 = 4,67$ , de forma a garantir conservação de massa em todos as simulações. O domínio tinha  $L_1 = 18$ ,  $L_2 = 2$  e  $L_3 = 18$ , altura da entrada,  $h_0 = 1$ . O número de pontos foram  $n_1 = 451$ ,  $n_2 = 109$  e  $n_3 = 451$ , totalizando 22.170.709 pontos. O passo de tempo foi de  $\Delta t = 5 \times 10^{-4}$ . Ao sistema identificador foram acrescidos de dois dígitos finais para nomear a forma da entrada, sendo  $n0$  para entrada quadrada e  $n2$  para entrada com forma parabólica.

Tabela 5.8 - Parâmetros das simulação para os casos das correntes com mudança na área da seção transversal de entrada. Todos os casos consideraram um  $Re = 8588$  e janela com  $b = 4.67$

Casos	Entrada	$\alpha$ [ $^\circ$ ]	$Ri$
Ri0.5 $\alpha$ 00n0	Quadrada	0	0,5
Ri0.5 $\alpha$ 05n0		5	
Ri0.37 $\alpha$ 00n2	Parabólica	0	0,37
Ri0.37 $\alpha$ 05n2		5	

Para uma análise qualitativa foram observados os campos escalares de concentração,  $\varphi$ , como apresentados na Figura 5.30. A esquerda tem-se as duas primeiras simulações com  $n = 0$ . A primeira sem inclinação e a segunda com  $\alpha = 5^\circ$ . Já as terceira e quarta imagens representam as simulações com entrada parabólica, sendo a terceira com  $\alpha = 0^\circ$  e a última com  $\alpha = 5^\circ$ . Observa-se maior avanço da frente da corrente para as simulações com ângulo de  $5^\circ$  e menor espalhamento lateral. As simulações com entrada parabólica são mais projetadas para frente, perdendo a axissimetria.

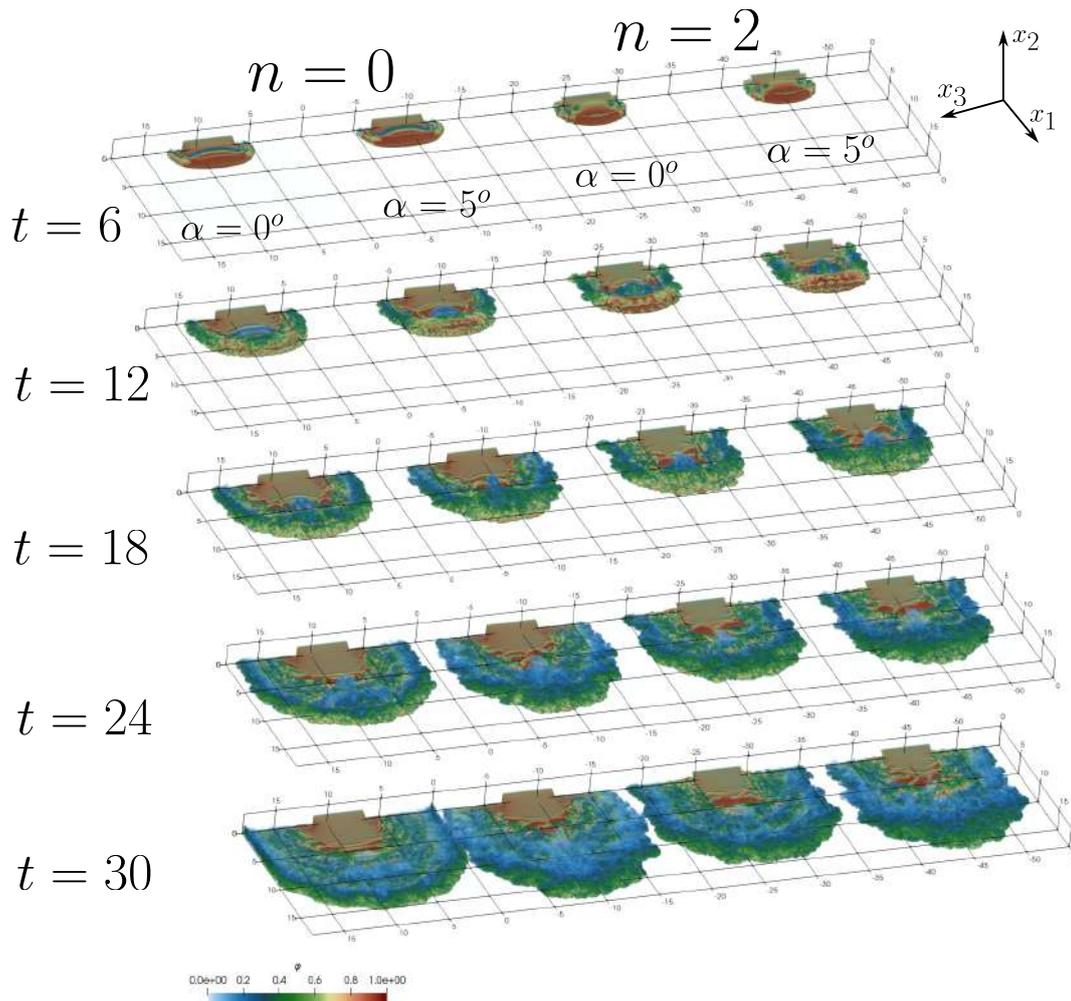


Figura 5.30: Na esquerda estão as duas simulações com entrada da seção transversal quadra, a primeira com ângulo do domínio igual a zero, a segunda com ângulo de  $5^\circ$ . As duas simulações a direita consideram a seção transversal parabólica ângulo de  $0^\circ$  e  $5^\circ$  para terceira e quarta coluna, respectivamente. De cima para baixo tem-se os tempos  $t = 6$ ,  $t = 12$ ,  $t = 18$ ,  $t = 24$  e  $t = 30$ .

Em relação à posição da frente da corrente, representada pela Figura 5.31 (a), observou-se, a partir do tempo adimensional 10, que as simulações com inclinação do fundo do

domínio apresentaram posições mais distais. O sistema que atinge uma posição mais distante é a simulação Ri0.5 $\alpha$ 05n0. O efeito do espalhamento lateral da corrente foi observado na Figura 5.31 (b), onde os sistemas que consideraram a área de seção transversal parabólica resultaram em menor espalhamento lateral. Espera-se que as simulações com entrada parabólica passem a atingir posições mais distais após um tempo de simulação maior.

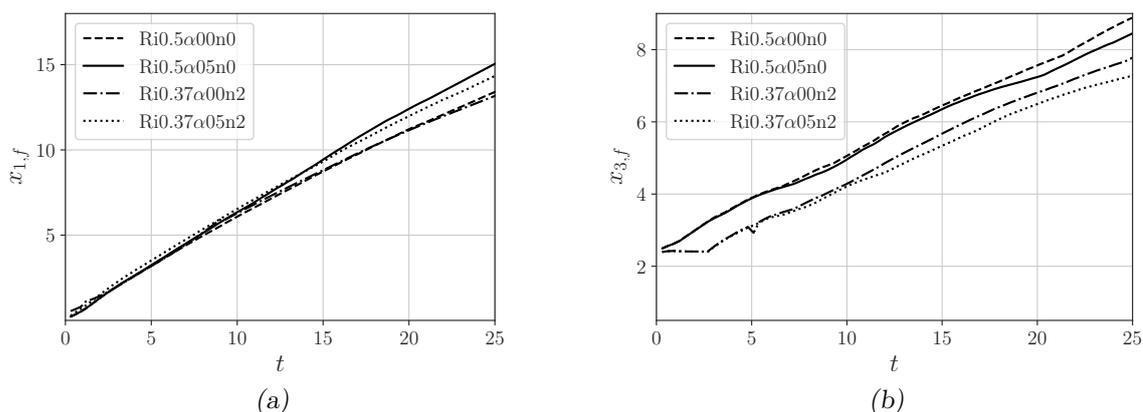


Figura 5.31: Comparação entre posições da frente (a) e lateral (b) das simulações identificadas na Tabela 5.8 para o tempo adimensional de 25. A partir do tempo 10, em (a), observa-se a aceleração das curvas que apresentam inclinação no fundo. Em (b) teve-se menor abertura lateral nas simulações com a entrada parabólica.

As informações contidas na Figura 5.32 em (a) complementam as apresentadas pela Figura 5.31 (a) e (b), onde observa-se uma mudança na forma de propagação de todas as correntes. Em todas as simulações com a entrada quadrada apresentaram maior espalhamento lateral e as simulações com domínio inclinado atingem posições mais distais. Além disso, as estruturas de lobos e fendas nas simulações com inclinação, apresentaram lobos maiores do que aquelas sem inclinação. Em relação às simulações parabólicas a axissimetria é perdida, em função do maior confinamento na parte da baixo do canal, assim, o efeito semelhante a um jato pode ser observado. Esse comportamento pode ser melhor observado na Figura 5.32 (b).

Na Figura 5.33 está apresentada o comportamento da velocidade da frente, onde as fases de propagação são semelhantes como consta na bibliografia. A fase inicial para as correntes com entrada parabólica apresentaram comportamento constante, já as simulações com entrada quadrada tem um aumento da velocidade.

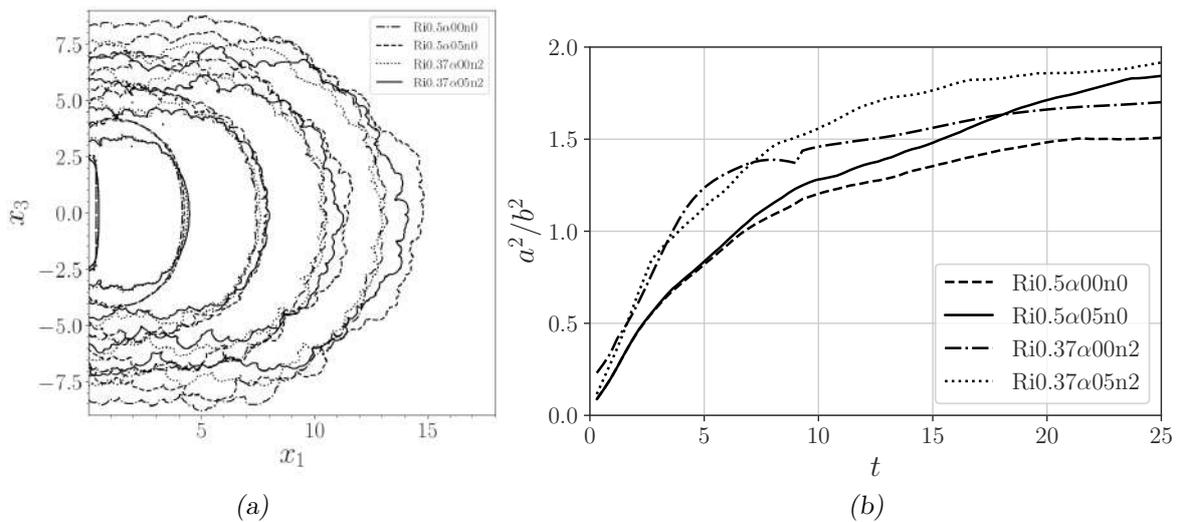


Figura 5.32: Em (a) tem-se as isolinhas de concentração da corrente para tempos iguais, até o último passo de tempo. Em (b) observa-se a razão de aspecto da corrente seguindo um comportamento elíptico mais acentuado para as simulações com entrada parabólica.

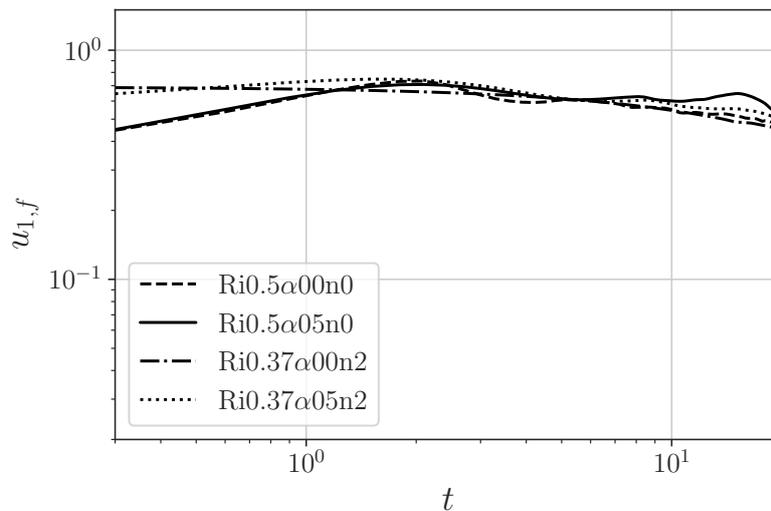


Figura 5.33: Comportamento da velocidade da frente da corrente. O comportamento da velocidade mostrou dependência com a forma de entrada do canal. Simulações com entrada parabólica apresentaram um perfil constante de comportamento até o tempo 1, após ocorre uma desaceleração. Já para as entradas com seção quadrada, o comportamento segue o padrão da literatura.

A Figura 5.34 apresenta o plano central das correntes de densidade. Em relação às estruturas da corrente, como a cabeça e nariz, para os casos  $Ri0.37\alpha00n2$  e  $Ri0.37\alpha05n2$  tem-se tais regiões melhor definidas, quando comparadas com as entradas quadradas. Em todos os casos os vórtices de Kelvin-Helmholtz estão presentes, evidenciando as intensas regiões de mistura e turbulência.

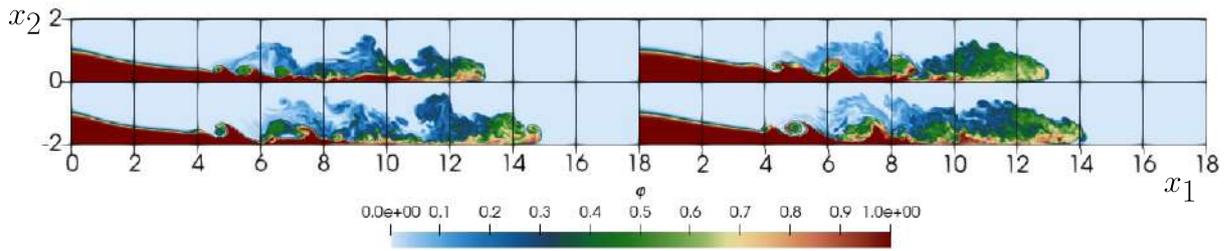


Figura 5.34: Imagens do plano central para o tempo adimensional 25 para todas as simulações. Da esquerda para direita entrada parabólica e quadrada, de cima para baixo, inclinação de  $0^\circ$  e  $4^\circ$ , respectivamente. Observam-se os vórtices de Kelvin-Helmholtz, a região da cabeça da corrente e nariz. As correntes com entrada com geometria parabólica apresentaram uma região melhor definida da cabeça da corrente.

A Figura 5.35 (a) apresenta os resultados da razão  $\frac{h_n}{h_h}$  em função de  $Re_f$ . Observa-se que razão  $\frac{h_n}{h_h}$  fica numa faixa de valores de 0,3 até 0,4 para todas as simulações, com exceção da simulação Ri0.5 $\alpha$ 00n0 que se encontra numa posição superior até atingir um valor máximo  $\approx 0,5$ . Essas variações entre as simulações em relação à inflexão pode ser atribuída ao salto hidráulico. As flutuações encontradas entre as simulações podem ser em função da dificuldade em determinar a altura da corrente, como pôde ser observada na Figura 5.34. As simulações com entrada parabólica apresentaram um perfil de comportamento similar. Observa-se que todas as simulações apresentam para um valor de Reynolds da frente iguais uma região de razão entre  $h_n/h_h$  constante, um ponto de inflexão máximo e uma redução linear até o maior  $Re_f$ . Em (b) está o gráfico apresentado por Simpson (1972) para uma configuração canalizada, em *lock-exchange* e sem inclinação do fundo. Observa-se um valor de  $Re_f$  numa proporção linear com o  $Re$  da entrada, onde tal comportamento não é reproduzido em casos considerando um configuração do tipo bacia com injeção.

No entanto, avaliando o comportamento dos números adimensionais em relação à frente da corrente, as Figuras 5.36 e 5.37 mostram um comportamento similar e de convergência dos valores. A partir dessas informações pode-se atribuir um perfil de comportamento logarítmico para Figura 5.36,

$$Re_f = 1426 \ln(2365x_f^{1,2} + 6127) \quad (5.1)$$

e para Figura 5.37 observou-se um comportamento sigmoide,

$$Fr_f = \frac{31,60}{1 + \exp^{-0,3(x_f - 6,2)} + 0,34} \quad (5.2)$$

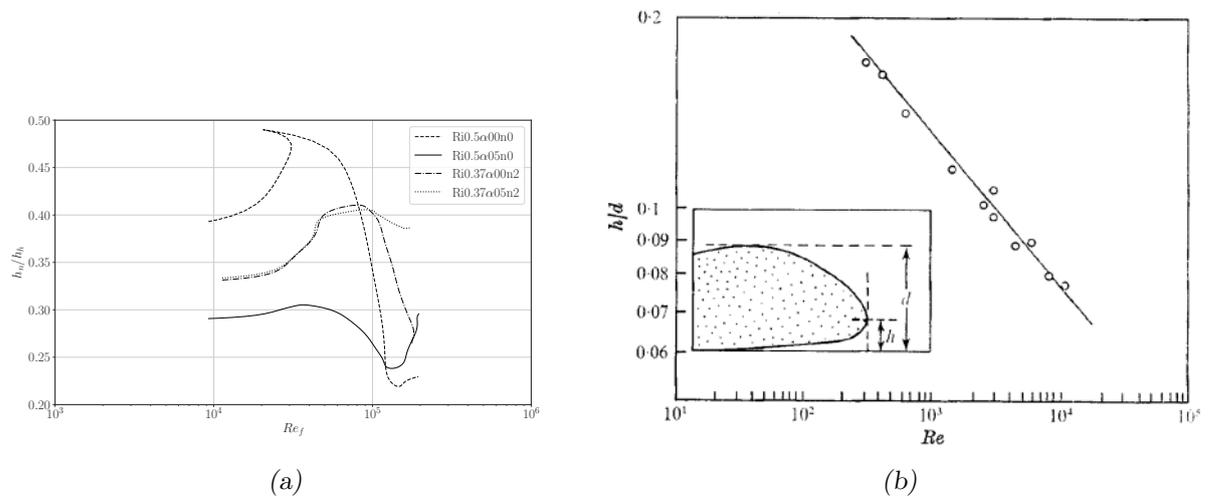


Figura 5.35: Relação entre a razão  $\frac{h_n}{h_b}$  e  $Re_f$  em a e referência proposta por Simpson (1972) em b em uma configuração canalizada, *lock-exchange* e sem inclinação de fundo.

os coeficientes de convergência são de 0,988 e 0,996, respectivamente.

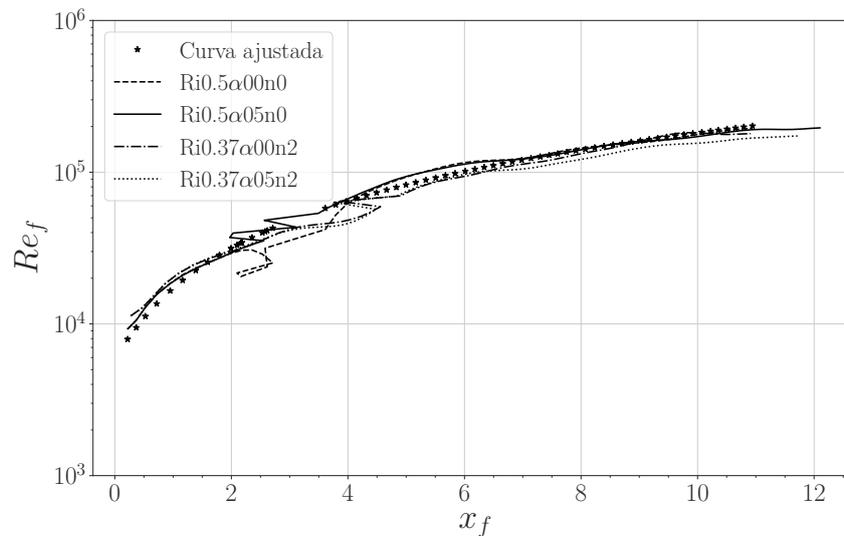


Figura 5.36: Relação entre posição da frente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar e seguindo um perfil logarítmico.

Por fim, a Figura 5.38 apresenta a relação entre o  $Fr_f$  e o  $Re_f$  da corrente. Com exceção da simulação  $Ri0.37\alpha05n2$ , a simulações apresentaram valores proporcionais em relação aos dois parâmetros dimensionais estudados.

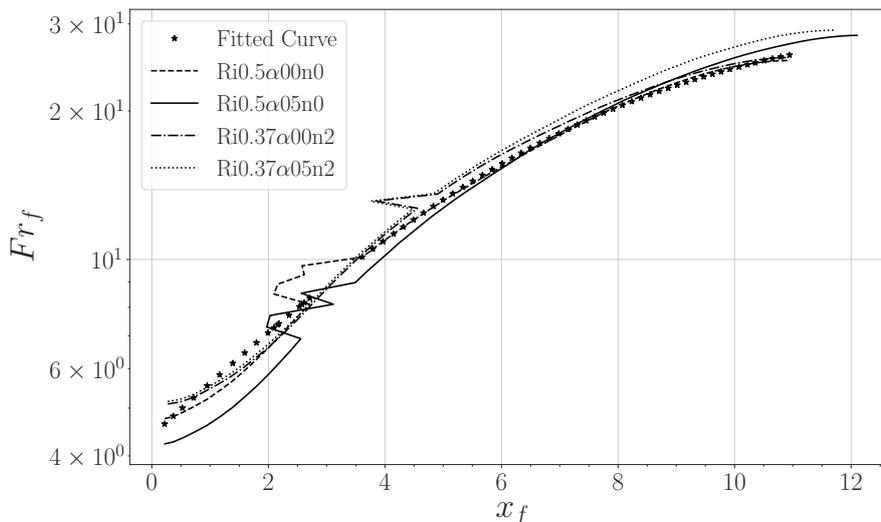


Figura 5.37: Relação entre posição da frente e Froude densimétrico da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar e um perfil sigmoide.

### 5.3.2 Simulações de correntes de turbidez

O objetivo central dessa seção foi estudar o efeito da sedimentação no fundo do domínio. Os parâmetros foram escolhidos a partir dos experimentos de Luthi (1981) e por isso decidiu-se utilizar uma inclinação de  $5^\circ$ . A simulação  $Re8.5E3b4.67$  foi utilizada como referência para tamanho do domínio, configuração da janela de injeção e vazão. Para escolha do diâmetro das partículas a referência Soutter et al. (2021) foi utilizada. Os diâmetros são de  $d_{50} = 37 \mu m$ ,  $d_{50} = 54 \mu m$  e  $d_{50} = 80 \mu m$ , esse valores correspondem a  $1,23 \times 10^{-3} m/s$ ,  $2,62 \times 10^{-3} m/s$  e  $5,76 \times 10^{-3} m/s$  de velocidade de queda. Ao adimensionalizar estes os valores, as velocidades de queda para as simulações passam a ser  $u_s = 0,014$ ,  $u_s = 0,030$  e  $u_s = 0,066$ . As simulações foram nomeadas como  $u_s = 0,014$ ,  $u_s = 0,030$  e  $u_s = 0,066$  para facilitar o entendimento e o caso  $Re8.5E3Ri0.5\alpha00b4.67$  foi chamado de  $u_s = 0,00$ .

Iniciando pelo comportamento das posições frontal e lateral em relação ao deslocamento da corrente de densidades, nas Figuras 5.39 (a) e (b) observou-se que conforme tem-se o aumento da velocidade de queda da corrente, menor será a posição atingida pelo escoamento, seja na direção principal do escoamento ou lateral. As correntes com velocidade de queda de  $u_s = 0$  e  $u_s = 0,014$  apresentaram valores de posição da frente e lateral muito próximos. A simulação  $u_s = 0,030$  apresenta a posição final mais atrasada em relação a

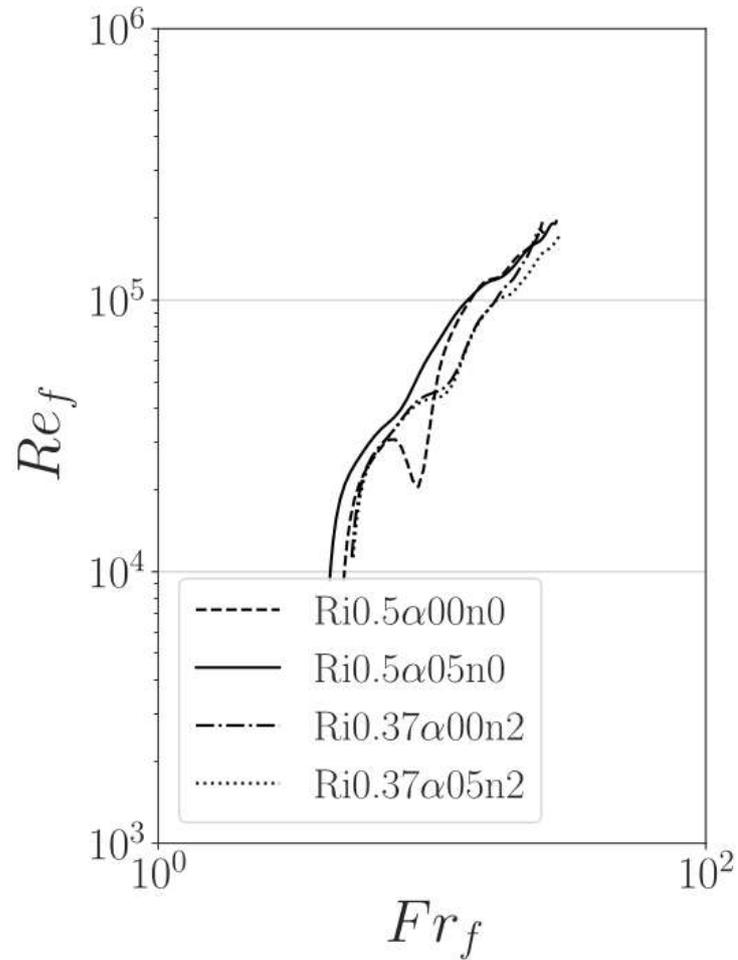


Figura 5.38: Relação entre Froude densimétrico da corrente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar.

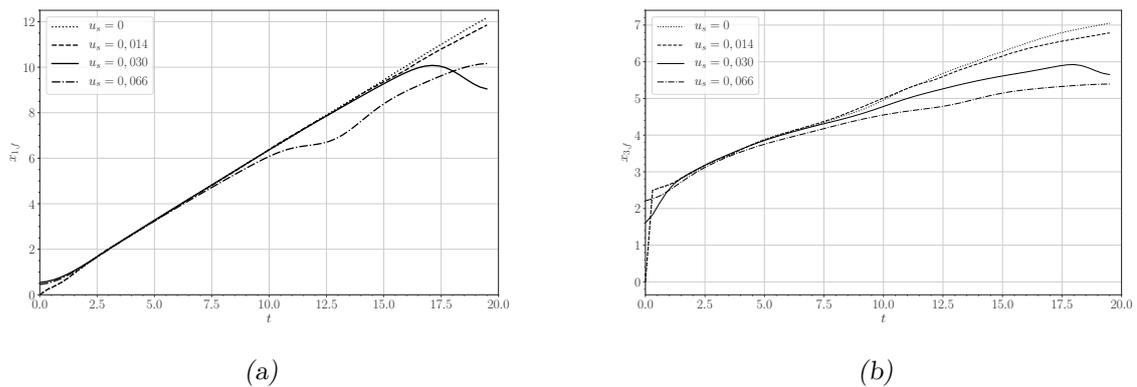


Figura 5.39: Comparação entre posições da frente (a) e lateral (b) das simulações com velocidade de queda até o tempo adimensional de 20. A partir do tempo 10, em (a), observa-se a mudança no comportamento da simulação com  $u_s = 0,066$ . Em (b) teve-se menor abertura lateral nas simulações com velocidade de queda de  $u_s = 0,030$  e  $u_s = 0,066$ .

$u_s = 0,066$ , sendo atribuída a dificuldade de detecção da frente da corrente. A Figura 5.40 representa o comportamento da relação de aspecto da corrente, onde a partir do tempo 7,5 todas as simulações passam a ter um comportamento elíptico. Para valores acima de  $u_s = 0,030$  este comportamento tornou-se mais pronunciado.

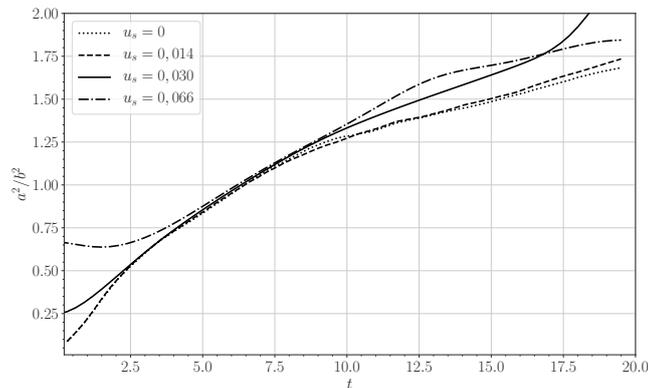


Figura 5.40: Razão de aspecto da do comportamento das correntes até o último passo de tempo. A forma de propagação da corrente apresenta um comportamento elíptico, que se torna mais acentuado para velocidade de queda maiores.

Na Figura 5.41 está apresentada o comportamento da velocidade da frente, onde as fases de propagação são semelhantes entre si, com exceção da corrente com velocidade de queda de 0,066. A partir do tempo 1 até o final, a velocidade apresentou o mesmo comportamento e convergência de valores para todas as simulações.

Para a análise dos parâmetros adimensionais da corrente de densidade, são avaliados também as relações da altura do nariz pela altura da cabeça da corrente. A partir do detalhamento da Figura 5.42, onde tem-se a imagem do plano central para o último passo de tempo, observou-se a diferença fundamental na formação da cabeça e nariz das correntes. Para os casos  $u_s = 0,0$  e  $u_s = 0,014$  tem-se tais regiões bem definidas; já as simulações  $u_s = 0,030$  e  $u_s = 0,066$  essas regiões se tornam mais difíceis de serem determinadas. Para todos os casos é possível identificar os vórtices de Kelvin-Helmholtz.

A Figura 5.43 apresenta os resultados da razão  $\frac{h_n}{h_h}$  em função de  $Re_f$  de todas as simulações. No início das simulações, a  $\frac{h_n}{h_h}$  fica entre 0,225 e 0,300. Após cada uma apresenta um ponto de inflexão relativo ao valor máximo da razão entre alturas de 0,275 e 0,312. Todas as simulações apresentaram um comportamento semelhante, com exceção da  $u_s = 0,066$ .

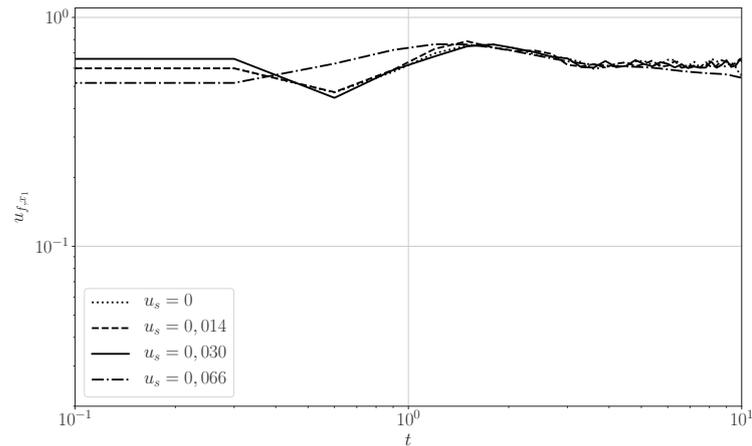


Figura 5.41: Velocidade de propagação da frente da corrente de densidade. As fases inerciais e viscosas são identificadas como consta na literatura.

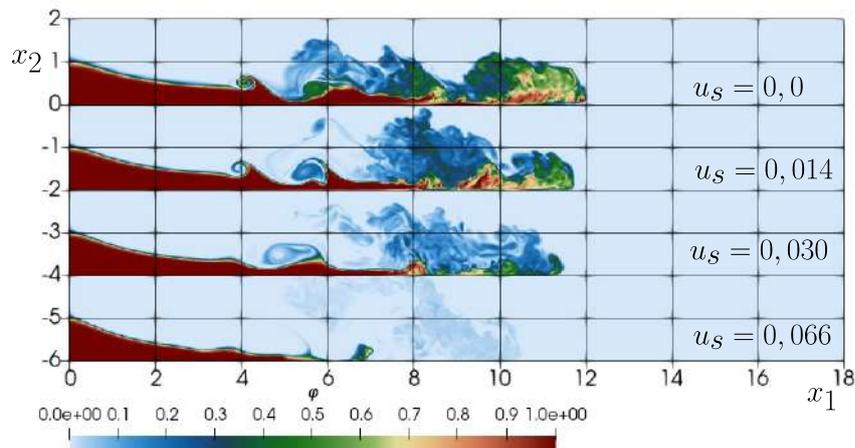


Figura 5.42: Imagens do plano central para o tempo adimensional 20 para todas as simulações. Da cima para baixo estão identificadas as simulações  $u_s = 0,0$ ,  $u_s = 0,014$ ,  $u_s = 0,030$  e  $u_s = 0,066$ . Conforme se aumenta a velocidade de queda, observa-se a dificuldade na determinação das regiões da cabeça e nariz da corrente.

No entanto, para complementar essas informações, a Figura 5.44 apresenta o comportamento similar entre todas as simulações e seu comportamento é descrito por,

$$Re_f = 1568 \ln(3523x_f^{1,2} + 6910) \quad (5.3)$$

e para Figura 5.37 observou-se um comportamento sigmoide,

$$Fr_f = \frac{40,54}{1 + \exp^{-0,35(x_f - 6,35)} + 1,15} \quad (5.4)$$

os coeficientes de convergência são de 0,988 e 0,996, respectivamente.

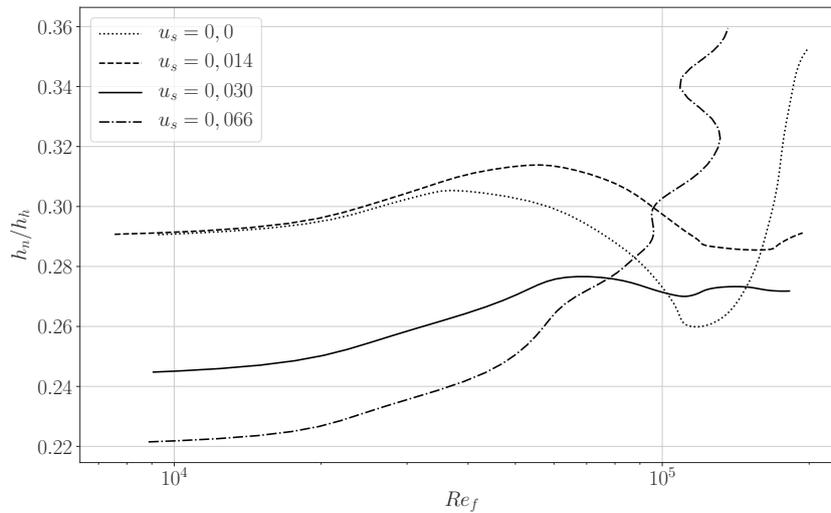


Figura 5.43: Relação entre a razão  $\frac{h_n}{h_h}$  e  $Re_f$ . Todas simulações apresentam um comportamento similar.

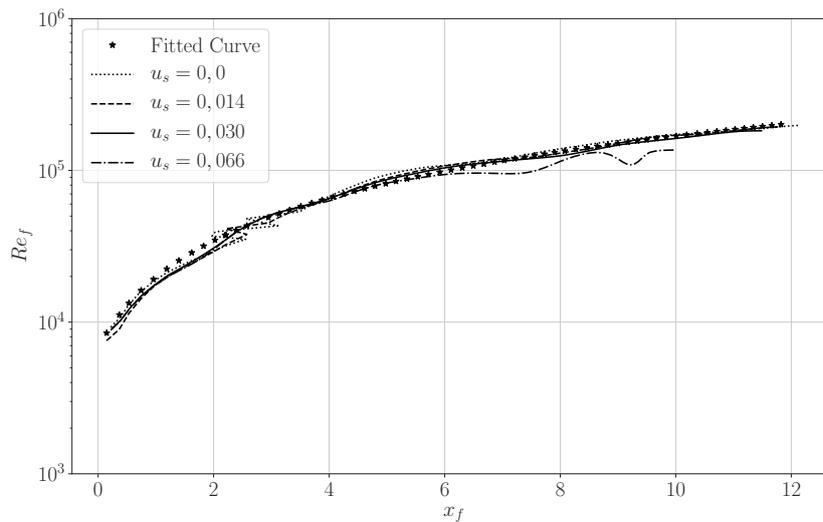


Figura 5.44: Relação entre posição da frente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar.

Assim como pode ser observado na Figura 5.45. A Figura 5.46 mostra a convergência entre todas as simulações quando avaliadas em função dos parâmetros adimensionais.

Por fim, na Figura 5.47 estão apresentados os mapas de depósito e as isolinhas de contorno da frente. Observa-se que com o acréscimo da velocidade de queda, o perfil do depósito se torna mais alongado, como apresenta a Figura 5.40, além de valores de concentração serem mais elevados próximos a saída da janela de injeção. A forma do

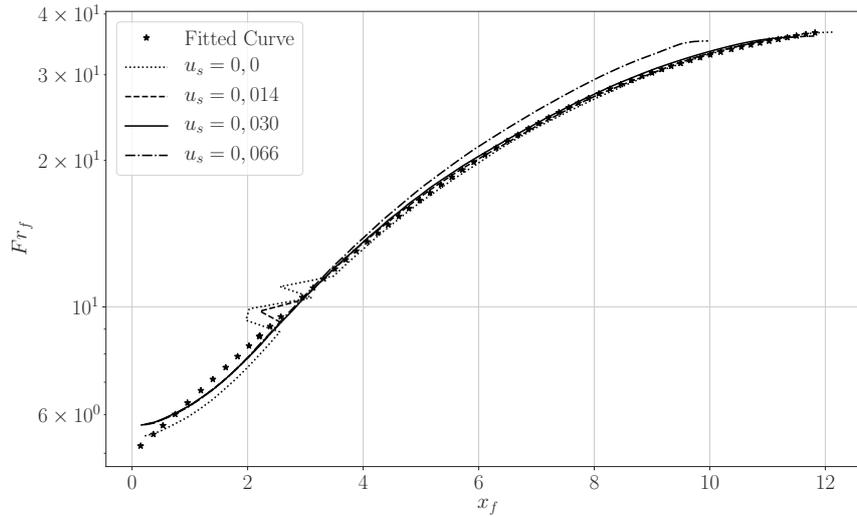


Figura 5.45: Relação entre posição da frente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar.

depósito também apresenta menos abertura lateral para a velocidade de queda de  $u_s = 0,066$ . As estruturas de fendas apresentaram uma quantidade maior na simulação  $u_s = 0,014$ , já a simulação  $u_s = 0,066$  apresenta lobos maiores.

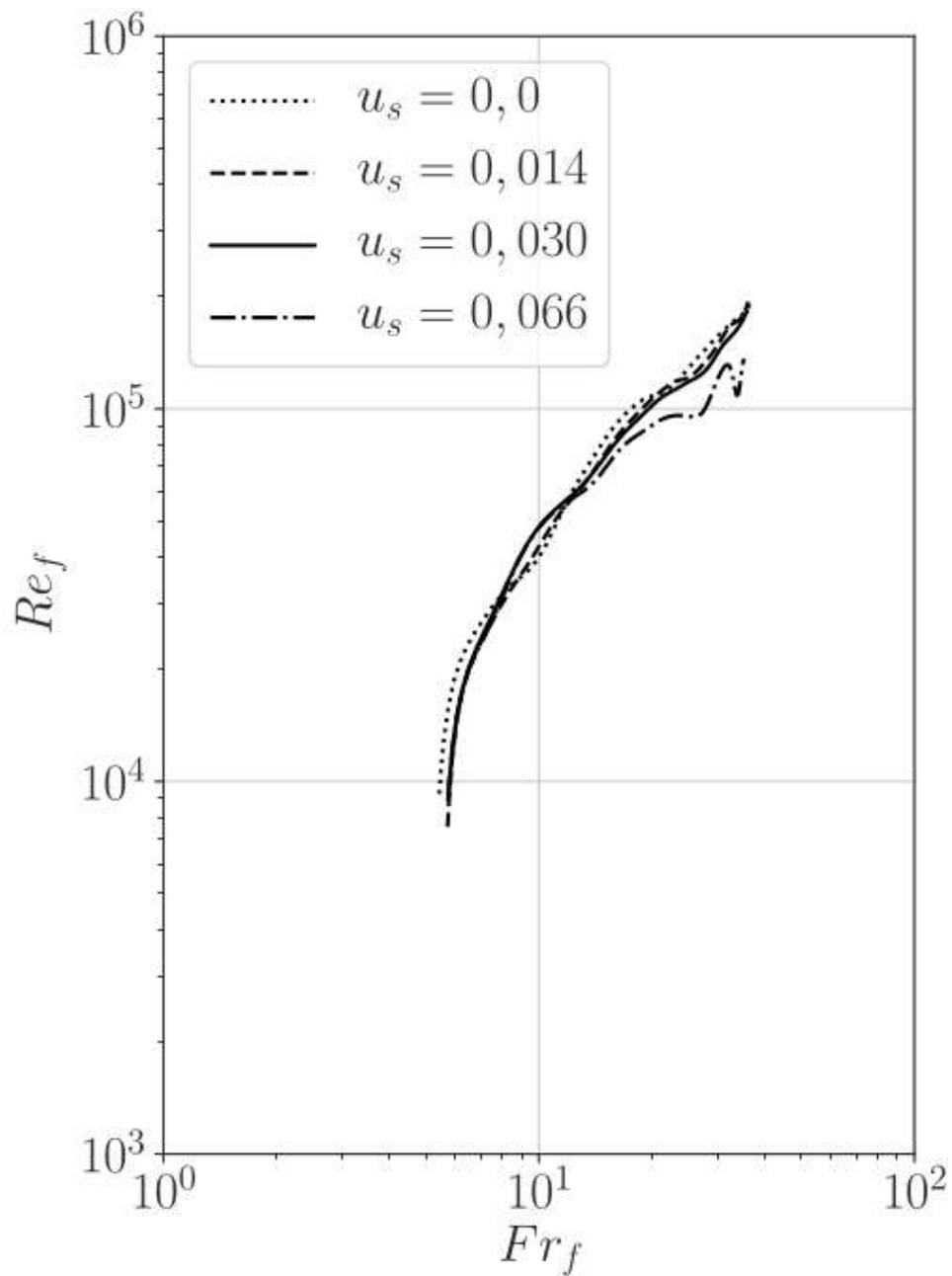


Figura 5.46: Relação entre Froude densimétrico da corrente e Reynolds da frente da corrente. Todas simulações apresentam um comportamento similar.

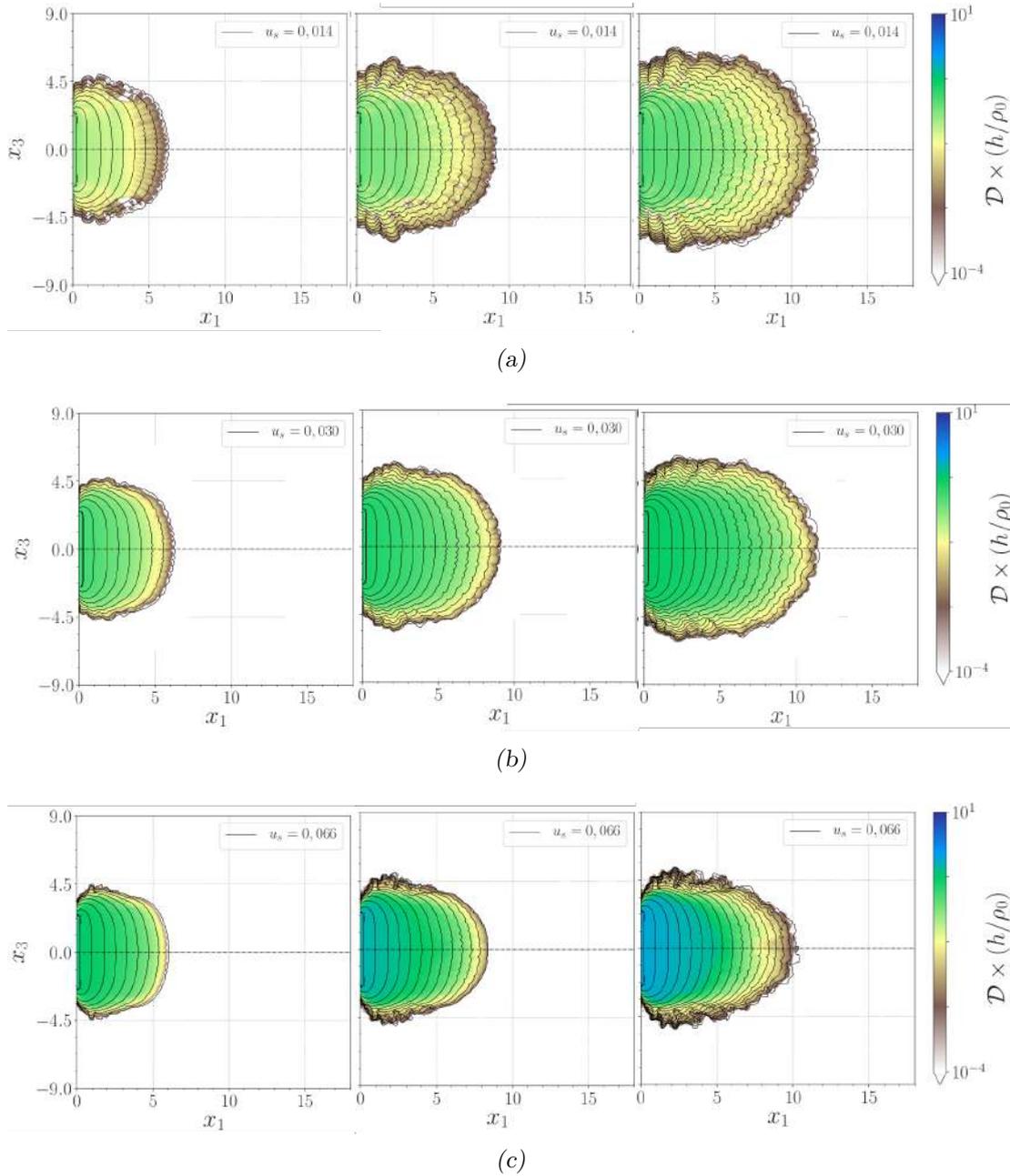


Figura 5.47: Representação dos mapas de depósito e as isolinhas de concentração da corrente para tempos adimensionais 10, 15 e 20. Em (a), (b) e (c) tem-se os resultados das simulações  $u_s = 0,014$ ,  $u_s = 0,030$  e  $u_s = 0,066$ , respectivamente. Análise em relação à quantidade de lobos e fendas, assim como valores de concentração no próprio mapa são observados.

### Conclusões

Este trabalho foi desenvolvido utilizando metodologia numérica ILES em configurações do tipo canal-bacia para o estudar correntes de densidade conservativas e não-conservativas. Foram investigados os efeitos da inclinação do fundo do domínio e a influência da mudança da área de seção transversal no comportamento e forma de propagação da corrente ao considerar uma corrente com injeção contínua. As perguntas apresentadas no Capítulo 2 dessa tese de doutorado foram respondidas:

*Em relação a metodologia numérica utilizada, como a escolha dos parâmetros de malha, dissipação numérica e passo de tempo afeta as análises globais do escoamento estudado?*

Primeiramente, sobre os testes de malha utilizando a metodologia ILES, apresentados em Seção 5.1 para o estudo de correntes de densidade, observa-se boa reprodutibilidade de informação em relação aos parâmetros avaliados nesse tipo de fenômeno. O limiar de resolução de malha foi relacionado com a perda do refino das estruturas de lobos e fendas. O que se entende é que essas estruturas estão intimamente relacionadas com as pequenas escalas de energia turbulenta, mas não apresentam efeito importante sobre o formato de propagação da corrente, assim como na posição da frente e lateral.

As variações encontradas na comparação entre as análises globais são atribuídas ao método de detecção da frente e lateral da corrente. Como explicado na Capítulo 4 esse valor é definido como o maior valor em relação à posição avaliada. Uma melhoria que pode ser realizada, para reduzir as variações, é realizar uma média em relação aos dez maiores valores naquela posição. Já as variações aleatórias em relação à formação dos lobos e fendas são atribuídas à redução do refino da malha. O aumento da dissipação numérica

também apresenta um papel fundamental na formação dos lobos e fendas, principalmente quando essas estruturas passam a ser menores. No entanto, como não foram mensurados os seus tamanhos e quantidade como um critério de reprodutibilidade para este trabalho, tais diferenças não foram contabilizadas.

Com isso, a metodologia ILES se apresenta como uma excelente estratégia numérica para o estudo das correntes de densidade, garantindo uma boa reprodutibilidade das pequenas estruturas e seu detalhamento, como foi possível observar nas Figuras 5.1 e 5.2, e análise de variáveis globais. No entanto, o método ainda precisa de ajustes quando são estudados sistemas com sedimentação, como foi observado nos experimentos de Re10E3Ri06a05us onde foi avaliado o efeito da velocidade de queda e a simetria no plano  $x_3 = 0$ .

*Utilizando um sistema de alimentação contínua na entrada da bacia, é possível reproduzir satisfatoriamente uma corrente de densidade?*

Sobre a reprodução dos experimentos de Lombardi et al. (2018) pode-se afirmar que a condição de deslizamento livre na parede de entrada do domínio ( $x_1$ ) foi a responsável pela diferença em relação à convergência dos valores avaliados. O aumento na velocidade observada nas simulações Re8.5E3b1.81 e Re15E3b4.67 mostram que mais simulações são necessárias para ajustar a metodologia. Além disso, o experimento de referência utilizava um sistema do tipo *lock-exchange*, no qual não havia uma saída como existia nas simulações, e isso pode ter afetado os resultados. Apesar dessas diferenças encontradas, a metodologia ILES e o sistema de injeção contínua se mostraram mais confiáveis, quando comparadas ao experimento eram muito maiores e a metodologia *shallow water*.

Os experimentos de Luthi (1981) tiveram excelente concordância em relação aos dois tempos avaliados. O formato da corrente foi mantido ao se comparar a simulação com o experimento. As estruturas de lobos e fendas foram também mantidas seguindo um grau de detalhamento maior ou superior ao experimento referência. Contudo, ao se considerar o efeito de sedimentação para o tempo 20 s do experimento, observou-se uma diferença importante na posição final, mas a forma de propagação da corrente manteve a suas características.

*Numa configuração canal-bacia avaliando os parâmetros utilizadas no estudo das cor-*

*rentes de densidade, é possível definir quais apresentam o papel fundamental para a propagação da forma da corrente em simulações numéricas computacionais? É possível determinar um perfil de comportamento em relação aos parâmetros adimensionais?*

Sobre o efeito da inclinação no domínio e a forma da seção transversal na entrada pode-se afirmar que ao utilizar um canal com geometria parabólica, onde se assemelha ao formato dos cânions ou das desembocaduras dos rios e lagos nos oceanos, estas apresentam efeitos importantes na forma propagação da corrente. A geometria parabólica faz com que a corrente tenha menor espalhamento lateral, o que pode fazer a corrente atingir distâncias maiores. Com base nos trabalhos referenciados no Capítulo 3, as correntes de densidade encontradas na natureza apresentam uma razão de aspecto não axissimétrica. Assim, quando uma simulação numérica se propõe a reproduzir uma corrente encontrada na natureza é importante considerar o efeito da inclinação e da forma do canal, principalmente ao examinar a posição da frente. Estas considerações também modificam a estrutura central da corrente, como apresentada na Figura 5.34. Além da região da cabeça ser melhor determinada com a entrada parabólica, essa é a região em que se tem maior incorporação de fluido para a corrente e intensa mistura. Essa análise se confirma ao avaliar os resultados encontrados na Figura 5.35. A Figura 5.30 apresenta para diferentes tempos a visualização instantânea do campo escalar, onde se tem o menor espalhamento lateral das correntes com entrada parabólica.

As relações apresentadas pelas Figuras 5.35 e 5.43 são inéditos para configuração bacia e sistema com injeção. A justificativa para as diferenças encontradas na Figura 5.35 com entrada quadrada são justamente pela mudança na formação da cabeça da corrente, onde o ressalto hidráulico apresentou-se proeminente.

Outra análise importante e inédita é sobre o comportamento dos parâmetros adimensionais avaliados,  $Fr_f$  e  $Re_f$ . Os gráficos Figura 5.36 e Figura 5.44 apresentaram comportamento similar para todas as simulações, apesar dos efeitos da sedimentação, inclinação do fundo e da entrada do canal. O mesmo pode ser observado nas Figura 5.37 e Figura 5.45. A partir dessas observações foi possível propor que o comportamento das curvas do  $Re_f$  em função da posição da frente é uma função logarítmica e as curvas do  $Fr_f$  em função da posição da frente é uma função sigmoide.

Com base nessas análises, a posição da frente fica atrelada aos parâmetros adimensio-

nais. Todas simulações consideraram um  $Ri$  que as classificam como sendo supercríticas. Atribui-se a forma de propagação da corrente ser mais alongada as seguintes variáveis:  $Ri < 1$ , forma do canal com geometria parabólica e inclinação do fundo. Em relação à forma do depósito, uma maior velocidade de queda implica numa forma com menor axissimetria, além de mudança significativa na forma da corrente.

Com isso, pode-se pensar em diferentes estratégias de simulação numérica para reproduzir a física contida nas correntes de densidade ou turbidez. Quando se busca avaliar parâmetros globais, como posição da frente, lateral, razão de aspecto e velocidade da corrente, uma malha com menor resolução, assim como uma entrada quadrada com inclinação do domínio, pode ser utilizada a fim de reproduzir com boa acurácia estas variáveis. Para estudar a forma da corrente e o detalhamento dos lobos e fendas, a forma da entrada da corrente deve ser escolhida com atenção, pois pôde-se perceber como esse parâmetro influencia na morfologia da corrente. Por fim, ao se analisar características adimensionais, o efeito da entrada e do domínio são desprezíveis, assim como valores de velocidade de sedimentação abaixo de  $5 \times 10^{-3} \text{ m/s}$

## 6.1 Proposta para trabalhos futuros

Com base nos resultados e conclusões apresentados, sugere-se aportar os seguintes pontos para trabalhos futuros:

*Partindo das configurações com mesmo tamanho do domínio e velocidade de queda, avaliar o efeito de diferentes valores de Reynolds e Froude densimétrico de entrada;*

Validar a equação sobre a posição final da corrente. Isso auxiliaria na discussão sobre a importância dos parâmetros adimensionais e na escolha das variáveis fundamentais para reproduzir casos de campo. Para isso, considerar outros valores de Reynolds para confirmar a autossimilaridade.

Além disso, as simulações aqui apresentadas utilizam número de Froude densimétrico na entrada como sendo sempre supercríticos. A combinação dessas adimensionais é fundamental para confirmar seu peso em relação a caracterização do escoamento.

*Em simulações com velocidade de queda, avaliar a estatigrafia dos depósitos ao estudar casos polidispersos;*

Verificar se os efeitos da polidispersão modificam a morfologia do depósito e como.

---

Junto disso, analisar as estruturas de lobos e fendas e como estas são influenciadas por esse parâmetro.

Incorporar o número de Rouse na equação do alcance e  $Re = 10^4$  e confrontar com as proporções encontradas de similaridade para as curvas entre posição de frente, Reynolds da frente e Froude da frente. No entanto, como não foram mensurados os seus tamanhos e quantidade como um critério de reprodutibilidade para este trabalho, tais diferenças não foram contabilizadas.

*Mensurar os tamanhos e quantidade dos lobos e fendas ao se estudar os critérios de malha para ILES.*

Como afirmado nas conclusões, esse não foi um parâmetro considerado como fundamental nesse estudo. Mas, compreender o que interfere na sua formação e em seus tamanhos é fundamental no estudo das correntes de densidades.

## Referências Bibliográficas

- Allen J., Principles of physical sedimentology. Springer Science & Business Media, 2012
- Bardina J., Ferziger J., Reynolds W., Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation. In 13th fluid and plasmadynamics conference , 1980, p. 1357
- Benjamin T. B., Gravity currents and related phenomena, Journal of Fluid Mechanics, 1968, vol. 31, p. 209
- Bonometti T., Balachandar S., Effect of Schmidt number on the structure and propagation of density currents, Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 2008, vol. 22, p. 341
- Bressan D., , 2018 Earthquake And Typhoon Trigger Massive Landslides On Northern Island Of Japan Acessado: 31/03/2021
- Brunetti F., Motores de Combustão Interna-Vol. 1. Editora Blucher, 2018
- Cantero M. I., Lee J., Balachandar S., Garcia M. H., On the front velocity of gravity currents, Journal of Fluid Mechanics, 2007, vol. 586, p. 1
- Cao Z., Li J., Pender G., Liu Q., Whole-process modeling of reservoir turbidity currents by a double layer-averaged model, Journal of Hydraulic Engineering, 2015, vol. 141, p. 04014069
- Carter L., Gavey R., TALLING P. J., Liu J. T., Insights into submarine geohazards from breaks in subsea telecommunication cables, Oceanography, 2014, vol. 27, p. 58
- Cenedese C., Nokes R., Hyatt J., Lock-exchange gravity currents over rough bottoms, Environmental Fluid Mechanics, 2018, vol. 18, p. 59

- 
- Chassignet E. P., Cenedese C., Verron J., Buoyancy-driven flows. Cambridge University Press, 2012
- Claudio D. M., Marins J. M., Cálculo numérico computacional: teoria e prática. vol. 2, Atlas, 1989
- da Fonseca J. J. S., Apostila de metodologia da pesquisa científica. João José Saraiva da Fonseca, 2002
- Dairay T., Lamballais E., Laizet S., Vassilicos J. C., Numerical dissipation vs. subgrid-scale modelling for large eddy simulation, *Journal of Computational Physics*, 2017, vol. 337, p. 252
- Dorrell R. M., Burns A. D., McCaffrey W. D., The inherent instability of leveed seafloor channels, *Geophysical Research Letters*, 2015, vol. 42, p. 4023
- Edwards D. A., Turbidity currents: dynamics, deposits and reversals. vol. 44, *Lecture Notes in Earth Sciences*, Berlin Springer Verlag, 1993
- Emfing B., , 2021 The growing Iceland Volcano Acessado: 10/04/2021
- Engel T., Tolfo D., Métodos de pesquisa, Porto Alegre: Editora da UFRGS, 2009
- Ettema R., Hunter Rouse—His work in retrospect, *Journal of Hydraulic Engineering*, 2006, vol. 132, p. 1248
- Farenzena B. A., Simulação numérica de correntes de densidade hiperpicnais sob referencial móvel, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, 2020, Dissertação de Mestrado
- Farenzena B. A., Silvestrini J. H., Density currents front velocity uncertainty, *Computers & Fluids*, 2022, vol. 232, p. 105209
- Ferguson R., Church M., A simple universal equation for grain settling velocity, *Journal of sedimentary Research*, 2004, vol. 74, p. 933
- Ferziger J. H., Perić M., Street R. L., Computational methods for fluid dynamics. vol. 3, Springer, 2002

- Floresti F., , 2020 Lama da Samarco afetou os corais de Abrolhos, comprova estudo Acessado: 31/03/2021
- Francisco E., Espath L., Laizet S., Silvestrini J., Calo V. M., Direct numerical simulations of intrusive density-and particle-driven gravity currents, *Physics of Fluids*, 2022, vol. 34, p. 045116
- Francisco E., Espath L., Laizet S., Silvestrini J. H., Reynolds number and settling velocity influence for finite-release particle-laden gravity currents in a basin, *Computers & Geosciences*, 2018, vol. 110, p. 1
- Francisco E. P., Espath L., Silvestrini J., Direct numerical simulation of bi-disperse particle-laden gravity currents in the channel configuration, *Applied Mathematical Modelling*, 2017, vol. 49, p. 739
- Francisco E. P., et al., Modelagem matemática e simulação numérica de correntes de gravidade em uma configuração canal-bacia, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, 2018, Dissertação de Mestrado
- Frantz R., Francisco E., Laizet S., Silvestrini J., DNS/LES OF PARTICLE-DRIVEN GRAVITY CURRENTS IN A BASIN CONFIGURATION. In 16TH EUROPEAN TURBULENCE CONFERENCE , 2017
- Frantz R. A., Deskos G., Laizet S., Silvestrini J. H., High-fidelity simulations of gravity currents using a high-order finite-difference spectral vanishing viscosity approach, *Computers & Fluids*, 2021, vol. 221, p. 104902
- Ganti V., Lamb M. P., McElroy B., Quantitative bounds on morphodynamics and implications for reading the sedimentary record, *Nature communications*, 2014, vol. 5, p. 1
- Georgoulas A. N., Angelidis P. B., Panagiotidis T. G., Kotsovinos N. E., 3D numerical modelling of turbidity currents, *Environmental fluid mechanics*, 2010, vol. 10, p. 603
- Green D. L., 5.3. Modelling Geomorphic Systems: Scaled Physical Models, 2014
- Hage S., Cartigny M. J., Sumner E. J., Clare M. A., Hughes Clarke J. E., Talling P. J., Lintern D. G., Simmons S. M., Silva Jacinto R., Vellinga A. J., et al., Direct monitoring

- reveals initiation of turbidity currents from extremely dilute river plumes, *Geophysical research letters*, 2019, vol. 46, p. 11310
- Heezen B. C., Ewing W. M., Turbidity currents and submarine slumps, and the 1929 Grand Banks [Newfoundland] earthquake, *American journal of Science*, 1952, vol. 250, p. 849
- Hogg A. J., Nasr-Azadani M. M., Ungarish M., Meiburg E., Sustained gravity currents in a channel, *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, vol. 798, p. 853
- Hogg C. A., Dalziel S. B., Huppert H. E., Imberger J., Inclined gravity currents filling basins: the impact of peeling detrainment on transport and vertical structure, *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, vol. 820, p. 400
- Hsu S.-K., Kuo J., Chung-Liang L., Ching-Hui T., Doo W.-B., Ku C.-Y., Sibuet J.-C., Turbidity currents, submarine landslides and the 2006 Pingtung earthquake off SW Taiwan, *TAO: Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences*, 2008, vol. 19, p. 7
- Hu P., Li Y., Numerical modeling of the propagation and morphological changes of turbidity currents using a cost-saving strategy of solution updating, *International Journal of Sediment Research*, 2020
- Huppert H. E., Simpson J. E., The slumping of gravity currents., *J. Fluid. Mech.*, 1980, vol. 99, p. 785
- Inghilesi R., Adduce C., Lombardi V., Roman F., Armenio V., Axisymmetric three-dimensional gravity currents generated by lock exchange, *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, vol. 851, p. 507
- Jiang X., Lai C.-H., *Numerical techniques for direct and large-eddy simulations*. CRC press, 2016
- Kane I. A., Clare M. A., Dispersion, accumulation, and the ultimate fate of microplastics in deep-marine environments: A review and future directions, *Frontiers in Earth Science*, 2019, vol. 7, p. 80

- Kneller B., Buckee C., The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications., *Sedimentology*, 2000, vol. 47, p. 62
- Konopliv N., Meiburg E., Double-diffusive lock-exchange gravity currents, *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, vol. 797, p. 729
- Kuenen P. H., Menard H. W., Turbidity currents, graded and non-graded deposits, *Journal of Sedimentary Research*, 1952, vol. 22
- Kuenen P. H., Migliorini C., Turbidity currents as a cause of graded bedding, *The Journal of Geology*, 1950, vol. 58, p. 91
- Laizet S., Lamballais E., High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy., *Journal of Computational Physics.*, 2009, vol. 228, p. 5989
- Laizet S., Li N., Incompact3d: a powerful tool to tackle turbulence problems with up to  $O(10^5)$  computational cores, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2011, vol. 67, p. 1735
- 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*, 2011, vol. 230, p. 3270
- Leeder M. R., *Sedimentology and sedimentary basins: from turbulence to tectonics*. John Wiley & Sons, 2009
- Lele S. K., Compact finite difference schemes with spectral-like resolution, *Journal of computational physics*, 1992, vol. 103, p. 16
- Lombardi V., Adduce C., La Rocca M., Unconfined lock-exchange gravity currents with variable lock width: laboratory experiments and shallow-water simulations, *Journal of Hydraulic Research*, 2018, vol. 56, p. 399
- Lowe R. J., Rottman J. W., Linden P., The non-Boussinesq lock-exchange problem. Part 1. Theory and experiments, *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, vol. 537, p. 101

- Luthi S., Experiments on non-channelized turbidity currents and their deposits, *Marine Geology*, 1981, vol. 40, p. M59
- Machado L. C. R., Kowsmann R. O., Almeida-Jr W., Murakami C. Y., Schreiner S., Miller D. J., Piauilino P., Geometria da porção proximal do sistema deposicional turbidítico moderno da Formação Carapebus, Bacia de Campos; modelo para heterogeneidades de reservatório, *Boletim de Geociências da Petrobras*, 2004, vol. 12, p. 287
- Manica R., Geração de Correntes de Turbidez de Alta Densidade: Condicionantes Hidráulicos e Depositionais., Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2009, Tese de Doutorado
- Meiburg E., Kneller B., Turbidity currents and their deposits., *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 2010, vol. 42, p. 135
- Meiburg E., Radhakrishnan S., Nasr-Azadani M., Modeling gravity and turbidity currents: computational approaches and challenges, *Applied Mechanics Reviews*, 2015, vol. 67, p. 040802
- Middleton G. V., Sediment deposition from turbidity currents., *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 1993, vol. 21, p. 89
- Mulder T., Alexander J., The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits., *Sedimentology*, 2001, vol. 48, p. 269
- Necker F., Härtel C., Kleiser L., Meiburg E., Mixing and dissipation in particle-driven gravity currents., *J. Fluid. Mech.*, 2005, vol. 545, p. 339
- Negretti M.-E., Flòr J.-B., Hopfinger E. J., Development of gravity currents on rapidly changing slopes, *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, vol. 833, p. 70
- Ozan A. Y., Constantinescu G., Hogg A. J., Lock-exchange gravity currents propagating in a channel containing an array of obstacles, *J. Fluid Mech*, 2015, vol. 765, p. 544
- Peakall J., Ashworth P., Best J., Physical modelling in fluvial geomorphology: principles, applications and unresolved issues, *The scientific nature of geomorphology*, 1996, pp 221–253

- 
- Pérez-Díaz B., Palomar P., Castanedo S., Álvarez A., PIV-PLIF characterization of non-confined saline density currents under different flow conditions, *Journal of Hydraulic Engineering*, 2018, vol. 144, p. 04018063
- Petley D., , 2016 The Aberfan Disaster: a simple guide to what happened Acessado em 23/01/2020
- Pohl F., Eggenhuisen J., Cartigny M., Tilston M., de Leeuw J., Hermidas N., The influence of a slope break on turbidite deposits: an experimental investigation, *Marine Geology*, 2020, p. 106160
- Pope S. B., *Turbulent flows*. IOP Publishing, 2001
- Richardson L. F., *Weather prediction by numerical process*. Cambridge university press, 2007
- Rodi W., Turbulence modeling and simulation in hydraulics: A historical review, *Journal of Hydraulic Engineering*, 2017, vol. 143, p. 03117001
- Rondaxe, 2020 Will The Saharan Dust Storm Ruin our Lungs? Acessado: 31/03/2021
- Rowland J. C., Hilley G. E., Fildani A., A test of initiation of submarine leveed channels by deposition alone, *Journal of Sedimentary Research*, 2010, vol. 80, p. 710
- Sangster T., Friedrich H., Strachan L., Evolution of unconfined turbidity current deposits: an experimental study, *Evolution*, 2010, vol. 5, p. 9
- Schuch F. N., et al., Análise do mergulho de escoamentos hiperpicnais em canal inclinado por meio de simulação numérica de grandes escalas, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, 2020, Tese de Doutorado
- Schuch F. N., Meiburg E., Silvestrini J. H., Plunging criterion for particle-laden flows over sloping bottoms: Three-dimensional turbulence-resolving simulations, *Computers & Geosciences*, 2021, vol. 156, p. 104880
- Schuch F. N., Pinto L. C., Silvestrini J. H., Laizet S., Three-dimensional turbulence-resolving simulations of the plunge phenomenon in a tilted channel, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2018, vol. 123, p. 4820

- Sequeiros O. E., Cantelli A., Viparelli E., White J. D., García M. H., Parker G., Modeling turbidity currents with nonuniform sediment and reverse buoyancy, *Water Resources Research*, 2009, vol. 45
- Sher D., Woods A. W., Mixing in continuous gravity currents, *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, vol. 818
- Silvestrini J. H., , 2003 Simulação numérica direta e de grandes escalas de escoamentos transicionais e turbulentos. *ABCM* pp 1–81
- Simpson J. E., Effects of the lower boundary on the head of a gravity current, *Journal of Fluid Mechanics*, 1972, vol. 53, p. 759
- Simpson J. E., Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1982, vol. 14, p. 213
- Simpson J. E., Britter R. E., The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface., *J. Fluid. Mech.*, 1979, vol. 94, p. 477
- Soutter E. L., Bell D., Cumberpatch Z. A., Ferguson R. A., Spsychala Y. T., Kane I. A., Eggenhuisen J. T., The influence of confining topography orientation on experimental turbidity currents and geological implications, *Frontiers in Earth Science*, 2021, vol. 8, p. 540633
- Souza J. F. A. d., Oliveira L. R. d., Azevedo J. L. L. d., Soares I. D., Mata M. M., Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem, *Revista Brasileira de Geofísica*, 2011, vol. 29, p. 21
- Spsychala Y. T., Eggenhuisen J. T., Tilston M., Pohl F., The influence of basin setting and turbidity current properties on the dimensions of submarine lobe elements, *Sedimentology*, 2020, vol. 67, p. 3471
- Tennekes H., Lumley J. L., *A first course in turbulence*. MIT press, 2018
- Tominaga L. K., Santoro J., Amaral R., *Desastres naturais*. São Paulo: Ed. Instituto Geológico, 2009
- Ungarish M., Energy balances for propagating gravity currents: homogeneous and stratified ambients., *J. Fluid Mech.*, 2006, vol. 565, p. 363

Ungarish M., *An Introduction to Gravity Currents and Intrusions*. Taylor & Francis Boca Raton, Florida, 2009

Wells M. G., Dorrell R. M., Turbulence processes within turbidity currents, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2021, vol. 53

Wilson R. I., Friedrich H., Stevens C., Quantifying propagation characteristics of unconfined turbidity currents interacting with an obstacle within the slumping regime, *Journal of Hydraulic Research*, 2019, vol. 57, p. 498



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