

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

LITIÉLE DOS SANTOS

ANÁLISE DE CORRENTE DE DENSIDADE EM CONFIGURAÇÃO DE  
BACIA COM ALIMENTAÇÃO CONTÍNUA

Porto Alegre  
2020

PÓS-GRADUAÇÃO - *STRICTO SENSU*



Pontifícia Universidade Católica  
do Rio Grande do Sul



# **ANÁLISE DE CORRENTE DE DENSIDADE EM CONFIGURAÇÃO DE BACIA COM ALIMENTAÇÃO CONTÍNUA**

**LITIÉLE DOS SANTOS**  
ENGENHEIRA MECÂNICA

Orientador: Prof. Jorge Hugo Silvestrini

**Dissertação para a obtenção do título de Mestre em  
Engenharia e Tecnologia dos Materiais**

**Porto Alegre  
Agosto, 2020**

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

**ANÁLISE DE CORRENTE DE  
DENSIDADE EM  
CONFIGURAÇÃO DE BACIA  
COM ALIMENTAÇÃO CONTÍNUA**

**LITIÉLE DOS SANTOS**

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

Orientador: Prof. Jorge Hugo Silvestrini

**Porto Alegre  
2020**

## Ficha Catalográfica

S237a Santos, Litiéle dos

Análise de corrente de densidade em configuração de bacia com  
alimentação contínua / Litiéle dos Santos. – 2020.  
95f.

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

Orientador: Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini.

1. correntes de densidade. 2. simulação numérica direta. 3. simulação de  
grandes escalas. 4. correntes de turbidez. 5. correntes de turbidez não  
confinadas. 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: Clarissa Jesinska Selbach CRB-10/2051



## **Análise de corrente de densidade monodispersa em configuração de bacia com alimentação contínua**

**CANDIDATA: LITIÉLE DOS SANTOS**

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

**DR. JORGE HUGO SILVESTRINI - ORIENTADOR**

### **BANCA EXAMINADORA**

**DRA. EDITH BEATRIZ CAMANO SCHETTINI - INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS - UFRGS**

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

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

## DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho a minha família, em especial a memória do meu pai.

“You’ll never make me believe women were  
made to walk on stilts.”  
(Marie Curie)

## AGRADECIMENTOS

Para que este trabalho pudesse ser realizado e concluído foi necessário o suporte de muitas pessoas ao meu redor, porém eu agradeço em primeiro lugar a Deus por tudo que tem feito na minha vida e por me permitir concluir mais esta etapa com minha família ao meu lado. Agradeço a minha mãe e aos meus irmãos, por me darem todo o suporte e sustentarem a minha ausência em tantos momentos importantes. Ao meu esposo por me apoiar independente das circunstâncias, sou grata por ter você ao meu lado. Também não poderia deixar de agradecer ao meu orientador Jorge Hugo Silvestrini pela oportunidade e ao meu coorientador Gabriel Narvaéz por todas as discussões. Agradeço aos meus amigos e a todos que fizeram parte dessa etapa, que foi de grandes aprendizados em todos os âmbitos da minha vida.

Esta dissertação foi desenvolvida no Laboratório de Escoamentos Turbulentos (LA-SET) como parte das atividades nos projetos de pesquisa DNS-DAM<sup>1</sup> e SINAPSE<sup>2</sup>.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001.

---

<sup>1</sup>Simulação numérica de geração e evolução de correntes hiperpicnais por DNS (DNS-DAM). Termo de Cooperação N° 0050.0092355.14.9., de Setembro de 2014 a Março de 2019.

<sup>2</sup>Modelagem matemática e simulação numérica de processos sedimentares com foco em correntes de densidade (SINAPSE). Termo de Cooperação N° 5900.0110995.19.9., de Julho de 2019 até o momento.

# ANÁLISE DE CORRENTE DE DENSIDADE EM CONFIGURAÇÃO DE BACIA COM ALIMENTAÇÃO CONTÍNUA

## RESUMO

Correntes de densidade são escoamentos que ocorrem pela diferença de massa específica entre dois fluidos. Essa diferença de massa específica pode ser ocasionada por diversos motivos, como a diferença de temperatura e a presença de partículas no escoamento. Quando a corrente possui partículas em suspensão, tem-se um caso particular de correntes de densidade, que são as correntes de turbidez. O estudo dessas correntes é essencial para a compreensão da formação de bacias sedimentares, que possuem uma configuração de escoamento não confinada. Essa configuração ainda é pouco explorada na literatura, devido a dificuldade de instrumentação experimental e do alto custo computacional na simulação numérica. Assim, se diferencia pela contribuição a respeito da análise da sensibilidade do número de *Schmidt*, da influência do número de *Reynolds* e da velocidade de queda na evolução e no formato da frente de uma corrente monodispersa, em configuração de bacia com alimentação contínua, usando simulação numérica de alta precisão. O código computacional *Incompact3D* foi usado para realizar Simulação Numérica Direta (DNS) e Simulação de Grandes Escalas Implícito (iLES). Analisou-se diferentes variáveis como a posição e a velocidade da frente da corrente, além de mapas de depósito e a evolução do formato das correntes de densidade. A partir destas análises, observou-se que o formato desenvolvido pela corrente não confinada está diretamente ligado com a relação entre as forças inerciais e viscosas do escoamento (ou seja, com o número de *Reynolds*) e com a velocidade de queda da partícula. Por fim, ainda foi possível relacionar a dinâmica da corrente com o mapa de depósito acumulado e o potencial erosivo no leito do domínio.

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

# ANALYSIS OF DENSITY CURRENT IN BASIN CONFIGURATION WITH CONTINUOUS FLOW

## ABSTRACT

Density current flows occur due to the density difference between the two fluids. This density difference happens for several reasons, such as the temperature difference and the presence of particles in the flow. When the flow has suspended particles, this is a particular case of density currents, which are called turbidity currents. The study of these currents is essential for an understanding of sedimentary basins formation, which have an unconfined flow configuration. This configuration is still not deep studied in the literature, due to the difficulty of experimental instrumentation and the high computational cost of numerical simulation. Thus, the main goal is to identify and analyze the flow patterns and the deposited map formed by a density current in basin configuration with continuous inflow flow, using high precision numerical simulation. Incompact3D was used to perform Direct Numerical Simulation (DNS) and Implicit Large Scale Simulation (iLES). Different variables were analyzed, such as the position and velocity of the front's current, in addition to deposit maps and the evolution of the shape of the density currents. From these analyzes, it was observed that the format developed by the unconfined current is directly related to the relationship between the inertial and viscous forces of the flow (know as the Reynolds number) and with the particle sedimentation velocity. Finally, it was still possible to relate the dynamics of the current to the deposited map formed and the erosive potential in the bed.

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

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Representação de uma bacia sedimentar com a formação de uma corrente de turbidez e seus depósitos. Fonte: Grotzinger e Jordan (2014) . .	21
Figura 1.2 – Mancha de lama ocasionada pela desembocadura dos rejeitos da barragem de Mariana no Oceano Atlântico. Fonte: Oliveira (2016). . . . .	21
Figura 3.1 – Mecanismos de iniciação de correntes (Manica, 2009). O esquema superior representa a remobilização instantânea de material e o inferior a remobilização contínua de material. . . . .	26
Figura 3.2 – Classificação das correntes de densidade em função das diferenças de massas específicas (Adaptado de Alexander e Mulder (2001)). . . . .	27
Figura 3.3 – Características morfológicas da corrente Adaptado de Meiburg e Kneller (2010) . . . . .	28
Figura 3.4 – Perfis de concentração (Kneller e Buckee, 2000) (a) corrente com duas regiões bem definidas (mais densa - gradiente de concentração nulo, menos densa - alta mistura), (b) corrente não conservativa com baixas concentração e deposição, (c) perfil característico para correntes erosivas, (d) corrente não conservativa onde os grãos maiores se assentam mais rápido e os sedimentos mais finos permanecem em suspensão por mais tempo. . .	29
Figura 3.5 – Experimento físico de Pérez-Díaz e Palomar et al. (2018) em configuração não confinada. . . . .	32
Figura 3.6 – Configuração <i>Lock-exchange</i> (Inghilesi e Adduce et al., 2018). . . . .	33
Figura 3.7 – Configuração canal-bacia estudada por Francisco (2018) com uma renderização volumétrica da corrente simulada pelo mesmo. . . . .	33
Figura 3.8 – Lobos e Fendas em corrente axissimétrica. a) Visualização da frente da corrente em experimento físico com $Re = 10000$ e $Sc = 700$ com a mesma configuração da simulação numérica. b) Corrente simulada numericamente com $Re = 1224$ e $Sc = 1$ . Retirado de (Cantero e Balachandar et al., 2006). . . . .	35
Figura 3.9 – Corrente em perspectiva e corte transversal de uma corrente em configuração de bacia para melhor visualização dos vórtices de $KH$ em escoamento não confinado. . . . .	35
Figura 3.10 – Tubos de vórtices das simulações axissimétricas do trabalho de Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015a) em diferentes tempos da simulação. . . . .	37
Figura 3.11 – Observação das estruturas turbulentas em configuração canal-bacia. Retirado de Francisco e Espath et al. (2018). . . . .	37

Figura 3.12 – Esquema de experimento físico em bacia. Retirado de Fick, Manica e Toldo Junior (2017). . . . .	39
Figura 3.13 – Detalhes da morfologia do depósito de experimentos realizados por Fick, Manica e Toldo Junior (2017). A e B) são correntes de turbidez com alta concentração de sedimentos. C e D) são correntes de turbidez com baixa concentração de sedimentos. Em ambos os casos, a primeira imagem mostra as unidades morfológicas e a segunda é o modelo topográfico da corrente. Retirado de Fick, Manica e Toldo Junior (2017). . . . .	42
Figura 3.14 – Mapas de depósito para simulações com diferentes números de Reynolds ( $Re = 1000, 5000, 10000$ ) e diferentes velocidades de queda de partícula ( $u_s = 0, 0, 2, 0, 4, 0, 8$ ) do estudo de Francisco e Espath et al. (2018)	42
Figura 3.15 – Espectro de energia cinética turbulenta ( $E(k)$ ) comparando DNS e LES. $k_c$ é o número de onda. Adaptado de Francisco e Espath et al. (2018).	45
Figura 4.1 – Esquema da configuração de bacia usada neste trabalho. . . . .	52
Figura 4.2 – Esquema da configuração de bacia com as condições de contorno usadas neste trabalho. . . . .	55
Figura 4.3 – Gráfico de $f(x_3)$ com $\delta \approx 0,0001$ . É a função que fixa a forma da janela de injeção do domínio. . . . .	55
Figura 4.4 – Perfil de entrada de concentração (esquerda) e de velocidade (direita).	56
Figura 4.5 – Síntese do Estudo . . . . .	57
Figura 5.1 – Campo de concentração da simulação S2 de $Re = 707$ para três tempos diferentes da simulação. Corrente simulada por meio de DNS. . . . .	59
Figura 5.2 – Contorno da corrente plenamente desenvolvida da simulação de $Re = 707$ e informações geométricas: $a = x_f - x_c$ , ' $b$ ' igual a metade da distância máxima de $x_3$ entre os dois pontos extremos desse eixo na linha de frente e ' $c$ ' é a relação de simetria $\left(c = \frac{a^2}{b^2}\right)$ . . . . .	60
Figura 5.3 – Gráfico da esquerda: posição do centro. Gráfico da direita: relação de simetria. Ambos para simulações de $Re = 2850$ com diferentes malhas. . . . .	61
Figura 5.4 – Gráfico da esquerda: contorno da frente da corrente para simulações de $Re = 2850$ e diferentes malhas. Gráfico da direita: contorno da frente da corrente para simulação S5M2 e as respectivas elipses, que são parametrizadas por meio das equações 5.1 e 5.2, que foram definidas anteriormente. . . . .	62
Figura 5.5 – Comportamento do campo de concentração em $t = 25$ para as simulações conservativas: S2 ( $Re = 707$ ), S3 ( $Re = 1410$ ) e S5 ( $Re = 2850$ ). . . . .	63

Figura 5.6 – Gráfico da esquerda: relação de simetria das simulações de $Re = 707, 1410$ e $2850$ , comparando ao estudo de referência de $Re = 23021$ de (Inghilesi e Adduce et al., 2018). Gráfico da direita: contorno da frente das correntes simuladas $Re = 707, 1410$ e $2850$ , comparado com o contorno da corrente do estudo de referência de $Re = 707$ (Inghilesi e Adduce et al., 2018). . . . .	64
Figura 5.7 – Gráfico da posição da frente para as simulações de $Re = 707, 1410$ e $2850$ , comparando com a referência de $Re = 23021$ (Inghilesi e Adduce et al., 2018). . . . .	64
Figura 5.8 – Variação do campo de concentração para as simulações com diferentes números de <i>Schmidt</i> visto de um plano central $x_3 = 0$ em $t = 5, 6, t = 13, 3$ e $t = 25$ . . . . .	67
Figura 5.9 – Visualização de topo do campo de concentração para as simulações com $Sc = 0, 1; 1$ e $7$ . . . . .	68
Figura 5.10 – A esquerda está o gráfico de posição da frente ( $x_f$ ) e a direita está o contorno do escoamento plenamente desenvolvido. Comparação de resultados de correntes com $Sc = 0.1, Sc = 1, Sc = 7$ e $Re = 707$ com o estudo de referência Inghilesi e Adduce et al. (2018) de mesmo número de <i>Reynolds</i> e $Sc = 600$ (em laranja pontilhado). . . . .	68
Figura 5.11 – Visualização em perspectiva e através de um plano central em $x_3 = 0$ das simulações de $Re = 707$ com diferentes velocidades de queda em um tempo no início ( $t = 5, 20$ ) do escoamento e outro no final ( $t = 25$ e $t = 20$ ). . . . .	70
Figura 5.12 – Gráfico da esquerda: posição da frente. Gráfico da direita: velocidade da frente, juntamente com as leis de potência de velocidade que definem as fases do escoamento. Ambos gráficos para simulações de $Re = 707$ com partículas ( $u_s = 0, 013$ e $0, 020$ ) e sem partículas ( $u_s = 0$ ). . . . .	71
Figura 5.13 – Gráfico da esquerda: relação de simetria do contorno da corrente. Gráfico da direita: contorno da frente das correntes simuladas. Ambos para simulações de $Re = 707$ com partículas ( $u_s = 0, 013$ e $0, 020$ ) e sem partículas ( $u_s = 0$ ). . . . .	72
Figura 5.14 – Visualização em perspectiva e através de um plano central em $x_3 = 0$ das simulações de $Re = 2850$ com diferentes velocidades de queda em um tempo no início ( $t = 5, 20$ ), no meio ( $t = 12$ ) e no final do escoamento ( $t = 20$ ou $t = 25$ ). . . . .	73
Figura 5.15 – Isolinhas de contorno do campo de concentração de sedimentos em $x_2 = 0$ , com $\varphi = 0, 2\%$ de concentração e espaçamento $\Delta t = 0, 001$ entre isolinhas. Todos os casos apresentados nessa imagem possuem $Re = 2850$ . . . . .	74

Figura 5.16 – Gráfico da esquerda: relação de simetria do contorno das correntes. Gráfico da direita: contorno de correntes simuladas. Ambos gráficos são para simulações de $Re = 2850$ com partículas ( $u_s = 0,005$ e $0,013$ ) e sem partículas ( $u_s = 0$ ). . . . .	76
Figura 5.17 – Gráfico da esquerda: posição da frente das simulações. Gráfico da direita: velocidade da frente das correntes, com as leis das fases do escoamento. Em ambos os gráficos as correntes possuem $Re = 2850$ com partículas ( $u_s = 0,005$ e $0,013$ ) e sem partículas ( $u_s = 0$ ). . . . .	76
Figura 5.18 – Campo de concentração de sedimentos para $t = 2$ , $t = 3,2$ e $t = 8$ da simulação C-013. . . . .	77
Figura 5.19 – Campo de concentração de sedimentos para $t = 10$ e $t = 14$ (tempo final) da simulação C-013. . . . .	78
Figura 5.20 – Isolinhas de concentração no fundo do domínio. Para $Re = 707$ e $u_s = 0,020$ , o $\Delta t = 0,002$ . Para $Re = 2850$ e $u_s = 0,005$ , o $\Delta t = 0,001$ . No caso $Re = 10000$ e $u_s = 0,013$ , o $\Delta t = 0,00008$ . Em todos os casos o campo de concentração é $\varphi = 0,2\%$ de densidade. . . . .	79
Figura 5.21 – Relação de simetria da simulação de $Re = 10000$ e $u_s = 0,013$ em comparação com simulações de $Re = 707$ e $u_s = 0,020$ , bem como $Re = 2850$ e $u_s = 0,005$ . Com detalhamento da corrente de $Re = 10000$ nos tempos anterior e posterior a queda na simetria, devido ao estrangulamento da frente da corrente. . . . .	80
Figura 5.22 – Gráfico da esquerda: posição da frente para simulação com $Re = 10000$ . Gráfico da direita: velocidade da frente para a simulação com $Re = 10000$ e $u_s = 0,013$ em comparação com simulações de $Re = 707$ e $u_s = 0,020$ , bem como $Re = 2850$ e $u_s = 0,005$ . . . . .	80
Figura 5.23 – No topo da figura: mapa do depósito acumulado e velocidade de cisalhamento. Na base da figura: mapa do depósito acumulado e velocidade de cisalhamento. Ambos os gráficos referentes a corrente de $Re = 707$ e $u_s = 0,020$ em $t = 20$ . . . . .	83
Figura 5.24 – Imagem da esquerda: mapa do depósito acumulado. Imagem da direita: velocidade de cisalhamento. Ambos os gráficos referentes a corrente de $Re = 2850$ e $u_s = 0,005$ em $t = 18$ . . . . .	84
Figura 5.25 – Imagem da esquerda: mapa do depósito acumulado. Imagem da direita: velocidade de cisalhamento. Ambos os gráficos referentes a corrente de $Re = 2850$ e $u_s = 0,013$ em $t = 20$ . . . . .	85
Figura 5.26 – Imagem da esquerda: mapa do depósito acumulado. Imagem da direita: recorte do mapa de depósito acumulado. Ambos os gráficos referentes a corrente de $Re = 10000$ e $u_s = 0,013$ em $t = 14$ . . . . .	86

Figura 5.27 – Imagem da esquerda: velocidade de cisalhamento. Imagem da direita: recorte da velocidade de cisalhamento. Ambos os gráficos referentes a corrente de  $Re = 10000$  e  $u_s = 0,013$  em  $t = 14$ . . . . . 86

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Estado da arte sobre pesquisas experimentais e numéricas.....	47
Tabela 3.2 – Estado da arte - Trabalhos numéricos .....	48
Tabela 5.1 – Informações numéricas das simulações para escolha da malha de cálculo das correntes conservativas. ....	59
Tabela 5.2 – Informações numéricas das simulações escolhidas para validação da solução numérica. ....	62
Tabela 5.3 – Informações numéricas das simulações realizadas com diferentes números de <i>Schmidt</i> . ....	65
Tabela 5.4 – Informações numéricas das simulações realizadas com diferentes velocidades de queda. ....	69
Tabela 5.5 – Informações das partículas escolhidas para as simulações de correntes não conservativas realizadas. ....	69

## LISTA DE SIGLAS

DNS – Simulação Numérica Direta

KH – Kelvin Helmholtz

LES – Simulação de Grandes Escalas

ILES – Simulação de Grandes Escalas Implícita

$Fr$  – Número de Froude

$Pr$  – Número de Prandtl

$Ri$  – Número de Richardson

$Ri_g$  – Número de Richardson local

$Re$  – Número de Reynolds

$Sc$  – Número de Schmidt

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\tilde{\phantom{x}}$ – As grandezas com o til são dimensionais e as demais são adimensionais . . . . .	25
$\tilde{\rho}_c$ – Massa específica da corrente [ $kg/m^3$ ] . . . . .	27
$\tilde{\rho}_a$ – Massa específica do fluido ambiente [ $kg/m^3$ ] . . . . .	27
$h$ – Altura total da corrente . . . . .	28
$h_c$ – Altura da cabeça da corrente . . . . .	28
$\tilde{d}$ – Largura da janela de alimentação de fluido [m] . . . . .	31
$\tilde{h}_0$ – Altura inicial da corrente [m] . . . . .	31
$\tilde{\rho}$ – Massa específica do fluido [ $kg/m^3$ ] . . . . .	31
$u_x$ – Componente $x$ da velocidade média . . . . .	31
$u_s$ – Velocidade de queda . . . . .	33
$Q$ – Vazão de entrada . . . . .	36
$C_0$ – Concentração volumétrica inicial de partícula . . . . .	40
$\tilde{d}_{mp}$ – Diâmetro médio da partícula [ $\mu m$ ] . . . . .	41
$\tilde{d}_p$ – Diâmetro da partícula [ $\mu m$ ] . . . . .	43
$E(k)$ – Espectro de energia cinética turbulenta . . . . .	44
$k_c$ – Número de onda . . . . .	44
$Fr_0$ – Número de Froude inicial . . . . .	46
$\tilde{Q}$ – Vazão de entrada [ $m^3/s$ ] . . . . .	47
$\tilde{\alpha}$ – Inclinação do fundo [ $^\circ$ ] . . . . .	47
$E$ – Coeficiente de entranhamento . . . . .	47
$R$ – Raio do contorno da frente da corrente . . . . .	47
$x_f$ – Posição da frente da corrente . . . . .	47
$u_f$ – Velocidade da frente . . . . .	48
$\tilde{\rho}_p$ – Massa específica da partícula [ $kg/m^3$ ] . . . . .	49
$c_0$ – Concentração volumétrica inicial de partículas . . . . .	49
$\tilde{u}_j$ – Velocidade local do fluido [ $m/s$ ] . . . . .	50
$\tilde{u}_s$ – Velocidade de sedimentação [ $m/s$ ] . . . . .	50
$e_j^g$ – Vetor apontando a direção da gravidade . . . . .	50
$\tilde{\mu}$ – Viscosidade dinâmica do fluido [ $kg/ms$ ] . . . . .	50
$t$ – Tempo . . . . .	50
$p$ – Campo de pressão . . . . .	50
$\varphi$ – Campo de concentração de sedimentos . . . . .	50

$N_p$ – Quantidade de frações granulométricas . . . . .	50
$\tilde{\nu}$ – Viscosidade cinemática do fluido [ $m^2/s$ ] . . . . .	50
$\tilde{U}$ – Velocidade característica [ $m/s$ ] . . . . .	50
$\tilde{g}'$ – Aceleração da gravidade reduzida [ $m/s^2$ ] . . . . .	51
$\tilde{k}$ – Difusividade mássica [ $m^2/s$ ] . . . . .	51
$\tilde{L}$ – Comprimento característico [ $m$ ] . . . . .	51
$\tilde{H}$ – Altura do domínio [ $m$ ] . . . . .	51
$\tilde{g}$ – Aceleração da gravidade [ $m/s^2$ ] . . . . .	51
$\tilde{A}$ – Área da janela por onde a corrente entra no domínio [ $m^2$ ] . . . . .	51
$L_1$ – Dimensão do domínio na direção do eixo $x_1$ . . . . .	52
$L_2$ – Dimensão do domínio na direção do eixo $x_2$ . . . . .	52
$L_3$ – Dimensão do domínio na direção do eixo $x_3$ . . . . .	52
$A$ – Amplitude . . . . .	53
$\delta$ – intervalo de transição entre a condição de entrada e a condição de não deslizamento nas paredes . . . . .	54
$n_1$ – Número de pontos da malha de cálculo na direção $x_1$ . . . . .	59
$n_2$ – Número de pontos da malha de cálculo na direção $x_2$ . . . . .	59
$n_3$ – Número de pontos da malha de cálculo na direção $x_3$ . . . . .	59
$x_c$ – posição do centro . . . . .	60
$D_t$ – Mapa de depósito acumulado no fundo do domínio . . . . .	81
$u^*$ – Velocidade de cisalhamento no fundo do domínio . . . . .	82
$\tau_w$ – Tensão de cisalhamento no fundo do domínio . . . . .	82

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	<b>20</b>
<b>2</b>	<b>OBJETIVOS</b> .....	<b>24</b>
<b>3</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> .....	<b>25</b>
3.1	CORRENTES DE DENSIDADE .....	25
3.1.1	CLASSIFICAÇÃO QUANTO AO MECANISMO DE INICIAÇÃO DA CORRENTE	25
3.1.2	CLASSIFICAÇÃO QUANTO A DIFERENÇA DE MASSA ESPECÍFICA .....	27
3.2	CORRENTES DE TURBIDEZ .....	28
3.3	CARACTERÍSTICAS DAS CORRENTES DE DENSIDADE .....	28
3.4	CONFIGURAÇÕES DE ESCOAMENTO .....	30
3.5	ESTRUTURAS TURBULENTAS E INSTABILIDADES .....	34
3.6	CORRENTES DE DENSIDADE NATURAIS E DE LABORATÓRIO .....	38
3.7	CONCENTRAÇÃO DE PARTÍCULAS E DEPOSIÇÃO .....	40
3.8	ABORDAGENS NUMÉRICAS DE CORRENTES DE DENSIDADE .....	43
3.9	ANÁLISE COMPARATIVA DO ESTADO DA ARTE .....	45
<b>4</b>	<b>METODOLOGIA</b> .....	<b>49</b>
4.1	EQUAÇÕES GERAIS .....	49
4.2	CONFIGURAÇÃO GEOMÉTRICA .....	52
4.3	CONDIÇÕES INICIAIS E CONDIÇÕES DE CONTORNO .....	52
4.4	METODOLOGIA NUMÉRICA .....	55
4.5	SÍNTESE DO ESTUDO .....	56
<b>5</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES</b> .....	<b>58</b>
5.1	CORRENTES CONSERVATIVAS .....	58
5.1.1	AVALIAÇÃO DA SOLUÇÃO NUMÉRICA .....	58
5.1.2	SENSIBILIDADE DO NÚMERO DE <i>SCHMIDT</i> .....	65
5.2	CORRENTES NÃO CONSERVATIVAS .....	67
5.2.1	EVOLUÇÃO E FORMATO DA CORRENTE .....	69
5.2.2	MAPAS DE DEPÓSITO E POTENCIAL EROSIVO DA CORRENTE .....	81
5.3	CONSIDERAÇÕES FINAIS .....	87

<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES</b> .....	<b>89</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b> .....	<b>91</b>

## 1. INTRODUÇÃO

Correntes de densidade, ou também chamadas de correntes de gravidade, são definidas como o escoamento de um fluido sobre o outro que ocorrem pela diferença de massa específica entre os dois fluidos (Simpson, 1982). A partir dessa definição, observa-se que o movimento das correntes de densidade pode ser encontrado em diversas ocorrências industriais, naturais e geológicas (Zgheib, Bonometti e Balachandar, 2015b). Além disso, em correntes de densidade, o escoamento entre os fluidos ocorre preferencialmente na horizontal e em decorrência de diversos fatores. No contexto oceanográfico, alguns dos fatores são a diferença de temperatura, a falta de homogeneidade da salinidade da água ou a presença de sedimentos (lama, areia, silte, etc) (Middleton, 1967).

Nesse contexto das correntes de densidade, tem despertado interesse as correntes de turbidez, pois elas são um dos maiores responsáveis pela redistribuição de sedimentos na superfície da Terra (Talling e Allin et al., 2015). As correntes de turbidez são formadas pelo deslocamento de uma mistura de água com sedimento, devido a diferença de densidade entre os dois meios (água e sedimento) (Manica, 2009). Normalmente, elas são compostas por sedimentos em suspensão como areia e silte de grão fino, que são agentes importantes para a formação de reservatórios sedimentares (Middleton, 1967). Também destacam-se os turbiditos, que são depósitos formados especificamente por correntes de turbidez e que compõem uma importante classe de bacia sedimentar (Talling e Allin et al., 2015). Na Figura 1.1 é representada uma bacia sedimentar, com a formação de uma corrente de turbidez e seus depósitos. Estima-se que 35% a 40% das reservas mundiais de hidrocarbonetos estejam armazenados nessa classe sedimentológica. No Brasil, as principais reservas confirmadas são provenientes desse tipo de reservatório, o que representa 90% das reservas sedimentares brasileiras (D'Ávila e Paim, 2003). Por isso, a compreensão a cerca dessas correntes e da formação dos seus depósitos, ganhou o interesse da indústria petrolífera nas últimas décadas.

As correntes de turbidez podem causar danos irreparáveis em situações específicas. No Brasil, o rompimento da barragem de Brumadinho liberou 12 milhões de metros cúbicos de rejeitos de minério (CNDH, 2019). A velocidade estimada da corrente foi de mais de  $70\text{km/h}$ , deixando centenas de mortos e soterrando grande área de vegetação da região de Córrego do Feijão em Minas Gerais (CNDH, 2019). Além desse caso, uma situação semelhante ocorreu há cinco anos atrás em Mariana - MG. Com o desabamento da barragem de Mariana, por exemplo, os rejeitos contaminaram as redes hidrológicas ao longo de  $663,2\text{km}$  do rio Doce (Fernandes e Goulart et al., 2016) até chegar ao mar e formar uma grande mancha de lama no oceano (como mostra a Figura 1.2). Apesar desses episódios de Brumadinho e Mariana, as ocorrências de correntes de turbidez são pouco registradas,

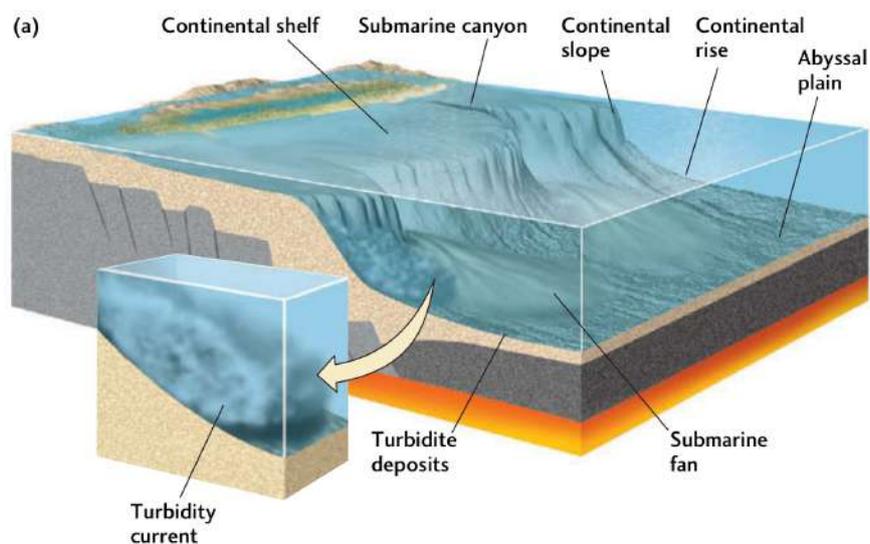


Figura 1.1 – Representação de uma bacia sedimentar com a formação de uma corrente de turbidez e seus depósitos. Fonte: Grotzinger e Jordan (2014)

imprevisíveis e de natureza destrutiva. Por isso, ainda há questionamentos sobre a sua natureza e características hidrodinâmicas (Meiburg e Kneller, 2010).



Figura 1.2 – Mancha de lama ocasionada pela desembocadura dos rejeitos da barragem de Mariana no Oceano Atlântico. Fonte: Oliveira (2016).

A busca pela compreensão a respeito da dinâmica e natureza dessas correntes avançou nos últimos anos. Os estudos estão concentrados em sua maioria em ambientes de águas rasas ( $< 50 - 250\text{m}$ ). Nessas regiões, a ocorrência das correntes é mais frequente e de curta duração (Talling e Allin et al., 2015). No entanto, são as correntes de turbidez de longa duração que despertam maior interesse, pois são responsáveis pela formação das bacias sedimentares (Talling e Allin et al., 2015). Devido a isso, ainda são necessárias formas eficientes de coletar informações sobre as correntes de longa duração, já que a identificação da passagem de correntes de densidade ainda é feita por métodos de alto

custo (como os métodos de prospecção nos depósitos turbidíticos) e que carregam grandes incertezas (testemunhos e levantamentos geofísicos). Esses métodos de identificação observam apenas o que restou de uma corrente (Talling e Allin et al., 2015) e não analisam os sucessivos fenômenos que ocorreram durante a formação do depósito (Manica, 2009). Assim, são considerados métodos pouco precisos.

Como alternativa para auxiliar no entendimento de correntes de turbidez e na sua influência para a formação de depósitos, ganham destaque as reproduções físicas das correntes e as simulações numéricas. Graças a pesquisa e aos avanços tecnológicos, existem softwares mais eficientes e computadores de alto desempenho que contribuem para os estudos de simulação da dinâmica de fluidos. O código aberto *Incompact3d* é um bom exemplo disso, pois com ele podem ser realizados estudos numéricos detalhados para observar os fenômenos que ocorrem no escoamento, valendo-se de Simulação Numérica Direta (DNS) e Simulações de Grandes Escalas (LES). A simulação numérica permite que o pesquisador tenha um controle maior sobre os diferentes parâmetros que envolvem o escoamento. Ainda, é possível ter acesso há informações como a velocidade da frente e mapas dos depósitos gerados pelo escoamento, tornando-se uma ferramenta importante para pesquisas na área de bacias sedimentares.

A maior parte dos estudos experimentais e numéricos analisam correntes de densidade em um canal, restringindo o escoamento com paredes laterais (Lombardi, Adduce e La Rocca, 2018). Apesar do estudo de correntes confinadas lateralmente (canal) ser bastante utilizado, a compreensão a respeito do comportamento de correntes de densidade não confinadas (Figura 1.1) é importante para auxiliar na investigação e compreensão da formação dos depósitos sedimentares. Em relação ao estudo de configurações não confinadas, há recentes avanços na compreensão de correntes de densidade axissimétricas (Zgheib, Bonometti e Balachandar, 2015b; CANTERO e LEE et al., 2007), com escoamento iniciando por meio de injeção de um volume finito de fluido. No entanto, Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015b) destacam que é fundamental estudar os fenômenos do corpo da corrente. Por isso, o escoamento com alimentação contínua é uma forma de compreender melhor o corpo da corrente de turbidez, já que a duração da corrente e a extensão do corpo tendem a ser maiores. Referente aos mecanismos de iniciação de corrente em alimentação contínua de fluido, a literatura está concentrada na análise de propagação da corrente e nas condições de estado quase-estacionário (Pérez-Díaz e Palomar et al., 2018).

Portanto, este trabalho se destaca por contribuir para preencher a lacuna no que tange ao entendimento da influência do número de *Schmidt*, do número de Reynolds e da velocidade de queda de partículas em correntes de densidade monodispersas em configuração de bacia com entrada contínua de fluido. Busca-se então, identificar e analisar o formato da frente da corrente, os padrões de escoamento e dos mapas de depósitos de correntes com sedimentos, através de simulação numérica de alta precisão e a comparação com estudos encontrados na literatura. Para alcançar estes objetivos, o trabalho está

organizado da seguinte maneira: no Capítulo 2 serão apresentados os objetivos geral e específicos do estudo, o Capítulo 3 traz a revisão bibliográfica relacionada com o estudo de correntes de densidade. No Capítulo 4 é descrita a metodologia da pesquisa. O Capítulo 5 discute os resultados a cerca dos parâmetros analisados. Por fim, o Capítulo 6 discorre sobre as conclusões deste estudo.

## 2. OBJETIVOS

O objetivo deste trabalho é identificar e analisar padrões no escoamento e no depósito formados por uma corrente de densidade monodispersa, em uma configuração de bacia com alimentação contínua, por meio de simulação numérica de alta precisão. Para conformar este objetivo, primeiro terão que ser atingidos os seguintes objetivos específicos:

- Avaliar a qualidade da solução numérica em termos de evolução e formato da frente da corrente;
- Analisar a sensibilidade do número de *Schmidt* na evolução e no formato da corrente;
- Analisar a evolução e o formato da frente da corrente com diferentes números de *Reynolds*;
- Representar e avaliar a deposição no leito;
- Identificar e analisar padrões geométricos no mapa de depósito;
- Analisar a relação da dinâmica da corrente com a deposição no fundo do domínio;
- Observar e avaliar o potencial erosivo da corrente para diferentes velocidades de queda.

### 3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo é introduzido o conceito de correntes de densidade, assim como algumas das suas classificações e características. São apresentadas as diferentes configurações de escoamento para estudos de correntes de densidade. Além de apresentar os tipos de formações de depósitos e discorrer brevemente sobre as diferentes abordagens numéricas, é traçado um paralelo entre correntes produzidas experimentalmente e as correntes naturais.

#### 3.1 Correntes de Densidade

As correntes de densidade ocorrem quando um fluido com massa específica escoia, preferencialmente na horizontal, para dentro de outro fluido de massa específica diferente (Simpson, 1982). Tais correntes podem ser definidas como conservativas quando não há variação na quantidade de material dissolvido, como é o caso de um escoamento com água salina. Ou então, como correntes de densidade não conservativas, quando não há conservação de massa no meio devido a sedimentação de partículas em suspensão (Manica, 2009). A classificação de correntes de densidade é bastante controversa entre os pesquisadores, porém, Manica (2009) fez uma extensa análise na tentativa de classificar as diferentes correntes em relação as propriedades do escoamento e da formação de depósitos. A seguir são apresentadas as classificações de correntes de densidade que serão pertinentes ao objeto de estudo deste trabalho.

##### 3.1.1 Classificação quanto ao mecanismo de iniciação da corrente

As correntes de densidade podem ser divididas em duas categorias distintas a partir do tipo de alimentação da corrente (Manica, 2009), conforme ilustrado na Figura 3.1:

- Remobilização instantânea de material (*surge-like flows*): é caracterizada por formar o escoamento a partir de uma quantidade finita de fluido, ou seja, ocorre como um pulso (Ravenne e Beghin, 1983). Esse mecanismo provoca eventos isolados e com duração de tempo relativamente curto. Em ambientes marinhos, pode-se destacar os deslizamentos e escorregamentos de talude continental (Schuch, 2016). Correntes como essas, costumam ter velocidade da frente maior que velocidade da cauda (Ravenne e Beghin, 1983). Somando a isso, essas correntes transportam grande quantidade de material e atingem altas velocidades, as quais acabam reduzindo após início dos processos de sedimentação (Manica, 2009), conforme pode ser visto na Fi-

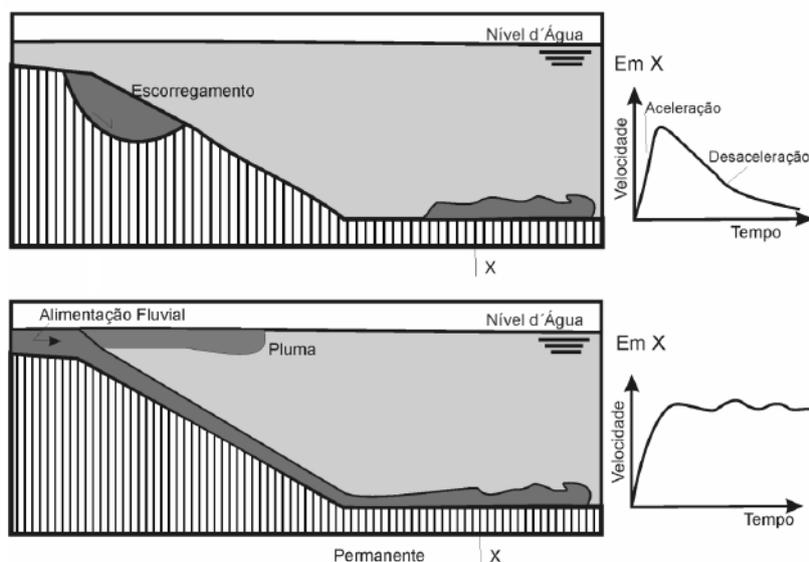


Figura 3.1 – Mecanismos de iniciação de correntes (Manica, 2009). O esquema superior representa a remobilização instantânea de material e o inferior a remobilização contínua de material.

gura 3.1. Na natureza, especificamente em meios submarinos que é o viés deste trabalho, existem eventos conhecidos devido a magnitude e poder de transporte de material por longas distâncias. O deslizamento ocorrido em 1979 durante a construção do aeroporto de Nice na França<sup>1</sup>, é um desses casos, pois com uma remobilização com volume de material de  $10^8 m^3$ , a corrente de densidade causada pode ser sentida a  $90 km$  do local do deslizamento (Sahal e Lemahieu, 2011). Experimentalmente, tal mecanismo é amplamente reproduzido pela configuração *Lock-release*.

- Remobilização não-instantânea de material (*quasy-steady flow*): é o escoamento a partir de uma alimentação contínua de fluido (Ravenne e Beghin, 1983), que dura um determinado tempo, podendo ser horas ou dias (Manica, 2009; Alexander e Mulder, 2001). Tal comportamento pode ser visto na natureza quando um rio desemboca no mar (Schuch, 2016). Sendo que a concentração e a granulometria dos sedimentos no fluido do rio, definem como o escoamento ocorrerá próximo a superfície superior ou no fundo do leito (Francisco, 2018). Já que a alimentação pode ocorrer por períodos longos de tempo, a corrente tem uma aceleração inicial e após determinado tempo, alcança velocidade média local quase constante (Manica, 2009). O que corrobora para a sua denominação *quasy-steady flow* (Alexander e Mulder, 2002).

<sup>1</sup>Notícia sobre o evento: <https://bityli.com/KNoYP>

### 3.1.2 Classificação quanto a diferença de massa específica

Em escoamentos subaquáticos com transporte de sedimentos, o escoamento pode ser caracterizado de acordo com a diferença de densidade da corrente ( $\tilde{\rho}_c$ ) e o fluido ambiente ( $\tilde{\rho}_a$ ) (Alexander e Mulder, 2001), sendo dividido em homo, meso, hipo e hiperpicnal conforme a Figura 3.2:

- Homopícnal: é um fenômeno que ocorre quando as massas específicas da corrente e do fluido ambiente são iguais ( $\tilde{\rho}_c = \tilde{\rho}_a$ ).
- Mesopícnal: é quando há estratificação no fluido ambiente e a corrente tem massa específica intermediária ( $\tilde{\rho}_{a1} < \tilde{\rho}_c < \tilde{\rho}_{a2}$ ).
- Hipopícnal: acontece no momento em que a massa específica da corrente é menor que a massa específica do fluido ambiente ( $\tilde{\rho}_c < \tilde{\rho}_a$ ).
- Hiperpícnal: pode ser visto quando a massa específica da corrente é maior que a massa específica do fluido ambiente ( $\tilde{\rho}_c > \tilde{\rho}_a$ ).

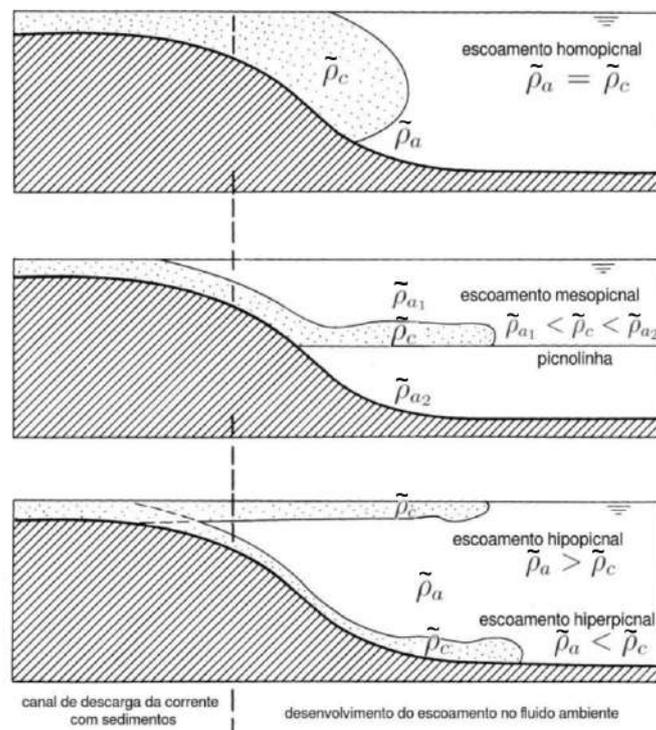


Figura 3.2 – Classificação das correntes de densidade em função das diferenças de massas específicas (Adaptado de Alexander e Mulder (2001)).

### 3.2 Correntes de Turbidez

As correntes de turbidez são um caso particular de corrente de densidade que apresenta partículas em suspensão devido a turbulência de fluido (Meiburg e Kneller, 2010). O estudo dessas correntes tornou-se importante devido a sua capacidade de transportar sedimentos (*e.g.* areia, argila e silte) em suspensão para o fundo submarino, desempenhando um papel sedimentológico e geomorfológico importante para as bacias sedimentares (Middleton, 1967). Além disso, os turbiditos, como são chamados os depósitos ocasionados por correntes de turbidez, constituem grande parte dos sedimentos no fundo do mar e em lagos (Meiburg e Kneller, 2010). As tentativas de reproduzir e analisar as correntes de turbidez na natureza são difíceis e têm pouco sucesso (Middleton, 1967). Até mesmo pequenas correntes de turbidez podem danificar equipamentos e instrumentos no leito marinho. Devido a isso e pela sua alta resolução no espaço-temporal, as técnicas numéricas trazem um auxílio para a compreensão e previsão dos processos e depósitos de correntes de turbidez (Kneller e Buckee, 2000).

### 3.3 Características das correntes de densidade

Uma corrente pode ser dividida em 3 partes, sendo elas: cabeça, corpo e cauda (Middleton, 1967; Kneller e Buckee, 2000), conforme demonstrado na Figura 3.3. A cabeça da corrente é uma região de grande mistura e possui relação com a profundidade total ( $h$ ) ocupada pela corrente (Simpson, 1982). O corpo da corrente inicia logo após a cabeça, apresentando duas regiões: uma fina e densa no fundo e outra mais espessa com fluido menos denso, que foi incorporado fluidodinamicamente (Britter e Simpson, 1978).

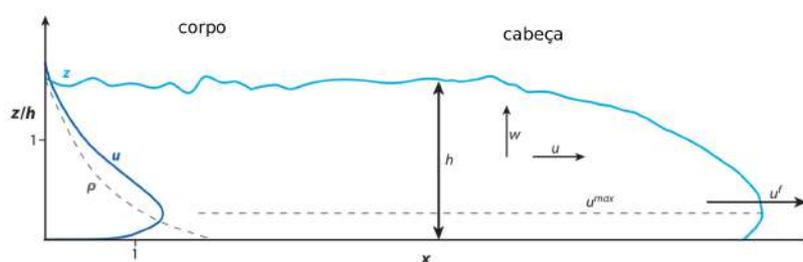


Figura 3.3 – Características morfológicas da corrente Adaptado de Meiburg e Kneller (2010)

Na década de 50, a formação da cabeça foi descrita por Keulegan, que observou o fenômeno em seus experimentos com corrente de solução salina em canal horizontal. Ainda, o autor relata que a região possui uma espessura maior ( $h_c$ ) do que o escoamento imediatamente atrás da cabeça (Simpson, 1982). Já na década de 60, Middleton (1967)

observou em seus experimentos com sedimentos, um perfil de cabeça similar ao de Keulegan, diferenciando-se apenas por um decaimento do “nariz” da corrente. Essa saliência frontal da corrente, também chamada de “nariz”, foi explicada posteriormente por (Britter e Simpson, 1978) como sendo decorrente da condição de não deslizamento no fundo. Em escoamentos de curta duração ou de pulso (*surge-like flows*), o comportamento da cabeça é de grande importância. Enquanto isso, em escoamentos com injeção contínua de fluido (*quasi-steady flows*), os processos que ocorrem no corpo da corrente tem maior relevância para a deposição de sedimentos (Alexander e Mulder, 2001).

Na Figura 3.3 também podem ser vistos perfis gerais de velocidade e concentração de correntes de densidade. Dessa forma, o perfil de velocidade em correntes de densidade experimentais e naturais é semelhante ao perfil de jatos parietais (Kneller e Buckee, 2000; Meiburg e Kneller, 2010). Assim, o perfil possui duas regiões de velocidade que são divididas pela velocidade máxima ( $u^{max}$ ) (Kneller e Buckee, 2000; Pérez-Díaz e Palomar et al., 2018). A região interna (*inner region*) é próxima ao fundo e apresenta gradiente de velocidade positivo, sendo geralmente menor que a metade da espessura da região externa. Já essa região externa possui gradiente de velocidade negativo (Kneller e Buckee, 2000).

Contudo, sabendo que o perfil de concentração pode variar de acordo com o fenômeno presente na corrente, que consiste em uma camada de fluido mais denso embaixo e uma de mistura menos densa e homogênea acima (Kneller e Buckee, 2000), podemos ver algumas variações dos perfis de concentração na Figura 3.4. Observa-se que o perfil de velocidade mantém uma forma característica, conforme ilustrado na Figura 3.3 e 3.4.

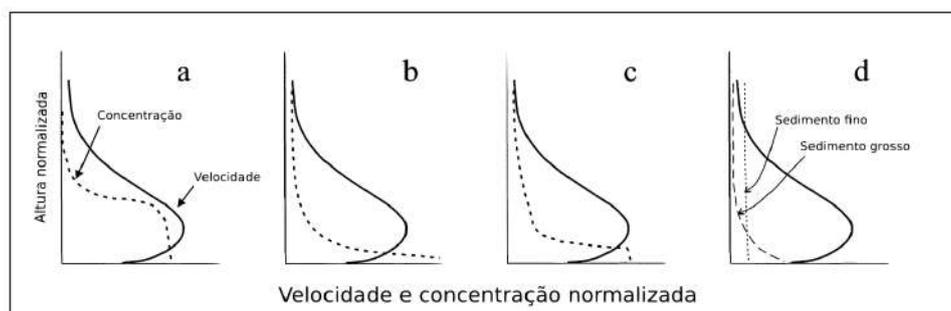


Figura 3.4 – Perfis de concentração (Kneller e Buckee, 2000) (a) corrente com duas regiões bem definidas (mais densa - gradiente de concentração nulo, menos densa - alta mistura), (b) corrente não conservativa com baixas concentração e deposição, (c) perfil característico para correntes erosivas, (d) corrente não conservativa onde os grãos maiores se assentam mais rápido e os sedimentos mais finos permanecem em suspensão por mais tempo.

O perfil (a), mostra uma corrente com duas regiões bem definidas, sendo uma mais densa embaixo com gradiente de concentração nulo no fundo e uma região acima menos densa com alta mistura (por exemplo Britter e Simpson (1978); Middleton (1993)). Já o perfil (b), mostra uma corrente não conservativa com baixa concentração e baixa deposição, por isso, possui um perfil mais suave (exemplo Altinakar, Graf e Hopfinger (1996); Garcia e Hull (1994)). A situação (c), mostra um perfil escalonado característico para correntes erosivas

(exemplo García (1993)). E por fim, o perfil (d), que possivelmente seja o perfil mais próximo para o caso que será desenvolvido neste trabalho, é um perfil de corrente não conservativa, onde os grãos maiores possuem uma tendência a se assentarem mais rapidamente (linha tracejada) e os sedimentos mais finos permanecem em suspensão por mais tempo (linha pontilhada) (exemplo Garcia e Hull (1994)).

### 3.4 Configurações de escoamento

Grande parte do conhecimento adquirido sobre correntes de densidade provém de estudos com a configuração chamada de *Lock-exchange*. Na configuração *Lock-exchange*, dois fluidos com diferentes massas específicas estão separados por uma 'porta' e são liberados pela remoção dessa porta de separação. Tal estudo é baseado na teoria de fluxo potencial de Von Kármán (1940) (Yuan e Horner-Devine, 2013). Porém, nessa configuração há um volume finito de material entrando no domínio. Em situações naturais, as correntes de densidade e de turbidez ocorrem em um intervalo de tempo tão grande que podem ser consideradas como um escoamento de alimentação contínua de fluido. Além disso, Simpson (1999) há algumas décadas já constatou que as correntes decorrentes de *Lock-exchange* possuem características diferentes das correntes com alimentação contínua, tanto na morfologia da corrente quanto nos fenômenos que ocorrem durante a evolução do escoamento. Portanto, é importante e relevante compreender sobre as correntes de alimentação contínua no contexto de correntes de densidade.

Aliado a constante busca por aproximar-se dos fenômenos que ocorrem na natureza, o trabalho de Yuan e Horner-Devine (2013) teve como objetivo: analisar, por meio de experimentos físicos, a dinâmica da corrente de densidade com alimentação contínua com e sem confinamento lateral da corrente. No estudo, os pesquisadores ressaltam a importância de entender as diferenças entre as correntes com diferentes tipo de confinamento, tendo em vista que a grande parte dos estudos de propagação de corrente foi realizada com configurações clássicas bidimensionais, que dificultam a compreensão da dinâmica de espalhamento da corrente. No entanto, o estudo de Yuan e Horner-Devine (2013) é especificamente sobre correntes de densidade denominadas de plumas hiperpicnais, que ocorrem largamente em rios. Os autores verificaram que a taxa de espalhamento da corrente é altamente dependente das condições de entrada e caracterizada pelo número de Froude densimétrico. Ainda, foi observado que o espalhamento lateral modifica consideravelmente a estrutura vertical da pluma. Na configuração não confinada, a pluma apresenta um perfil de densidade aproximadamente linear e um perfil de velocidade que se estende na superfície. A pluma canalizada tem regiões de densidade e velocidade uniformes próximas a superfície. A observação de Yuan e Horner-Devine (2013) é interessante e demonstra a dificuldade de encontrar estudos sobre a dinâmica de correntes de densidade não con-

finadas. O entendimento de correntes não confinadas pode auxiliar na compreensão de fenômenos como a formação de bacias sedimentares.

Na linha de estudo de correntes não confinadas, Lombardi, Adduce e La Rocca (2018) investigaram a dinâmica de correntes de densidade conservativas, escoando livremente por meio de uma configuração de *Lock-exchange* com diferentes larguras de janela de injeção. Nesse estudo foram realizados experimentos físicos e simulações numéricas utilizando o modelo de águas rasas, descrito por La Rocca e Adduce et al. (2008). Embora a configuração utilizada seja a de *Lock-exchange*, o fato do escoamento ocorrer apenas por uma janela de abertura central, faz com que o escoamento da corrente seja não confinado, mesmo ocorrendo com alimentação de um volume finito de fluido. Nos experimentos físicos, os autores observam que o desenvolvimento da corrente possui um espalhamento radial, produzindo uma forma típica de cogumelo e mantendo simetria com a linha de centro do tanque. Para isso, foram realizados 12 experimentos com número de *Reynolds* ( $Re$ ) variando de 8850 a 30971, com janela de alimentação de fluido de três larguras diferentes ( $\tilde{d} = 0,136m$ ;  $\tilde{d} = 0,35m$  e  $\tilde{d} = 0,67m$ ), bem como configurando duas alturas iniciais ( $\tilde{h}_0 = 0,10m$  e  $\tilde{h}_0 = 0,15m$ ) e duas massas específicas diferentes para a corrente salina ( $\tilde{\rho}_{01} = 1010kg/m^3$  e  $\tilde{\rho}_{02} = 1030kg/m^3$ ). O estudo concluiu que a velocidade da frente da corrente depende da altura inicial e da massa específica da mesma. Quanto maior a altura e a massa específica da corrente, mais rápido viaja a corrente de densidade. Em relação a variação de largura da janela observou-se que as correntes produzidas com janela mais larga desenvolvem uma fase linear (ou seja, a velocidade de propagação é constante ao longo da linha central da corrente). Por outro lado, as correntes de densidade com janela menor desenvolvem uma fase não linear. Nesse última configuração ocorre uma desaceleração do escoamento e o comprimento da fase não linear aumenta a medida que a largura da janela reduz.

Pérez-Díaz e Palomar et al. (2018) analisaram a evolução hidrodinâmica e de mistura de um conjunto de correntes de densidade não confinadas que foram geradas em laboratório experimental. A corrente formada tem propagação lateral livre (conforme pode ser visto na Figura 3.5). Ela foi analisada variando a inclinação do fundo, a taxa do escoamento de entrada, a espessura e a concentração salina da corrente. O estudo mostra que o componente principal da velocidade média ( $u_x$ ) reduz acentuadamente ao longo da corrente de densidade não confinada. Isso ocorre devido ao atrito com o fluido ambiente, a fricção com o fundo e o espalhamento lateral. Constatou-se também que as flutuações turbulentas de velocidade possuem valores mais altos próximo a entrada de fluido e vão decaindo rapidamente ao longo da corrente.

Se tratando de estudos de correntes axissimétricas, o trabalho de Inghilesi e Adduce et al. (2018) utiliza configuração *Lock-exchange* e aproximação de escoamento de entrada constante para analisar a formação de uma corrente axissimétrica. Foram relacionados a sua forma e evolução no tempo com regimes característicos comumente descritos

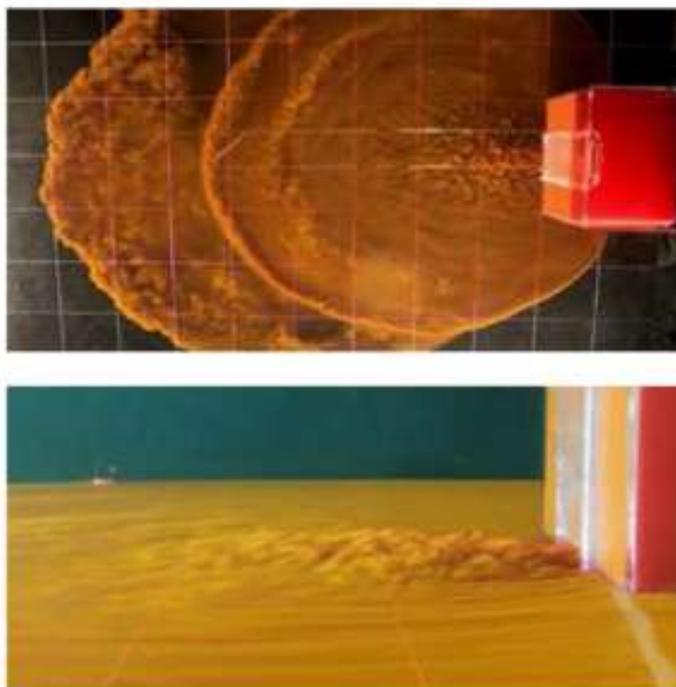


Figura 3.5 – Experimento físico de Pérez-Díaz e Palomar et al. (2018) em configuração não confinada.

na literatura (*slumping phase, inertial, viscous phase*). O estudo de Inghilesi e Adduce et al. (2018) é sobre corrente conservativa. Além de dois experimentos físicos com alto número de *Reynolds* (assim o trabalho abrange o range de  $284 < Re < 28284$ ), os autores utilizaram simulação numérica de grandes escalas. A configuração empregada pelos autores está representada na Figura 3.6. Do lado esquerdo (em cinza) fica o reservatório de solução salina com massa específica  $\tilde{\rho}_1$ , separado do fluido ambiente (água) com massa específica  $\tilde{\rho}_2$  por uma ‘porta’ central removível (com largura  $d$ ). Inicialmente, o fluido está em repouso. Após a liberação da ‘porta’, ocorre o escoamento por diferença de densidade entre os dois fluidos. O escoamento de entrada possui duas correntes com propagação quase simétricas em direções opostas (separadas pelo plano  $z = h/2$ ), sendo uma de fluido denso que se propaga na parte inferior do tanque no sentido positivo de  $x$  (Figura 3.6) e a outro é a corrente mais leve que se propaga na parte superior do tanque com sentido negativo de  $x$ . O trabalho analisa os regimes característicos quando o escoamento atinge a condição de vazão constante, que varia de caso para caso. O estudo faz uso de um método para detectar as características geométricas da corrente, ou seja, verificar o formato da linha de frente da corrente de densidade. Com isso, foi possível observar que a corrente de densidade possui um formato circular, onde o centro do círculo está movendo-se na direção  $x$  e o raio aumentando monotonicamente no tempo.

Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015a) estudaram correntes cilíndricas com configuração axissimétrica por meio de simulações numéricas. Esse tipo de estudo é mais comum em correntes axissimétricas, por exemplo, Cantero e Balachandar et al. (2006);

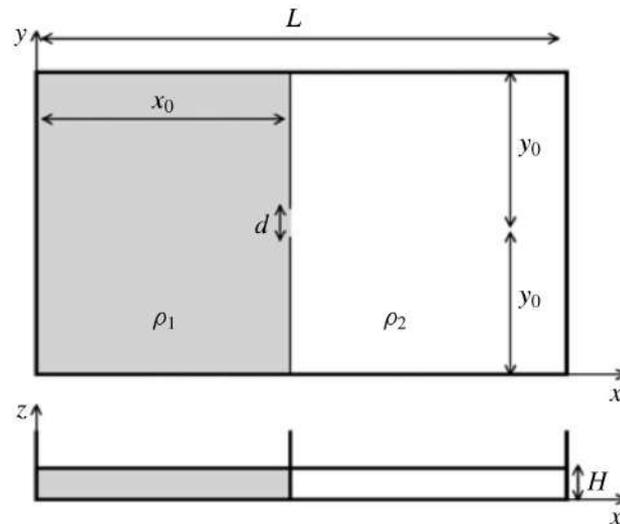


Figura 3.6 – Configuração *Lock-exchange* (Inghilesi e Adduce et al., 2018).

CANTERO e LEE et al. (2007). Os autores buscaram identificar a dinâmica da corrente, com ênfase na propagação tridimensional e nas estruturas de vórtices. Foram desconsiderados os efeitos da ressuspensão e analisada a deposição do leito. Também foram simulados  $Re = 10000$  e  $Re = 3450$ , com  $u_s = 0,013$  (velocidade de queda) em um domínio de  $30 \times 30 \times 1$ . Como a corrente é cilíndrica, foi simulado apenas um quadrante e admitido que os outros seguem o mesmo comportamento. A maior parte dos estudos de correntes axissimétricas tem como base o estudo de Bonnezaze e Hallworth et al. (1995) e fazem uso dos modelos de águas rasas e *box model*, modelos esses que serão abordados mais detalhadamente na seção 3.8.

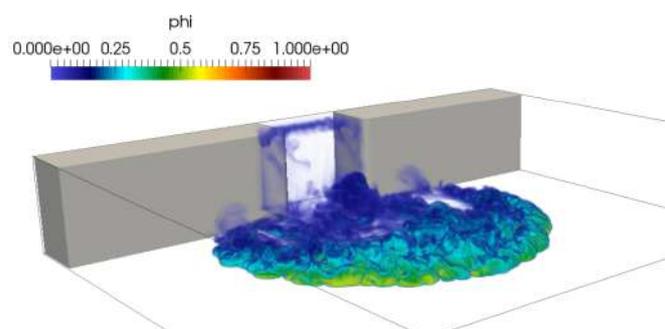


Figura 3.7 – Configuração canal-bacia estudada por Francisco (2018) com uma renderização volumétrica da corrente simulada pelo mesmo.

Já Francisco (2018) usou simulação numérica para reproduzir uma corrente em uma configuração denominada por ele como canal-bacia (Figura 3.7), com volume finito de material escoando no domínio. A pesquisa teve como objetivo observar as estruturas turbulentas, verificar de que forma as mesmas impactam no escoamento, e analisar como a geometria do canal de alimentação influencia no desenvolvimento da corrente. A pesquisa

foi realizada para três números de *Reynolds* ( $Re = 1000, 5000, 10000$ ) que foram combinados com três velocidades de queda de partículas, sendo que todas as simulações foram monodispersas. No trabalho o autor observou que o espalhamento da corrente não confinada tem relação direta com as dimensões do canal de alimentação da corrente.

### 3.5 Estruturas turbulentas e instabilidades

Grande parte das correntes de densidade que ocorrem na natureza são complexas e com diferentes fenômenos ocorrendo no seu interior. Pode-se destacar dois tipos principais de instabilidades que geram estruturas turbulentas que são responsáveis pela mistura que ocorre dentro da corrente: as estruturas de lobos e fendas e os vórtices de *Kelvin-Helmholtz* (*KH*).

As estruturas de lobos e fendas são um padrão complexo que ocorre na cabeça da corrente (Figura 3.8), causado pela instabilidade do fluido menos denso que é invadido pelo nariz da corrente (Simpson, 1999). Simpson (1999) salienta que esse padrão se modifica com o decorrer do desenvolvimento da cabeça, fazendo com que os lobos aumentem e reduzam a sua largura, formando novas fendas durante o percurso. Enquanto isso, os vórtices de *KH* estão associados com a velocidade de cisalhamento na interface entre os dois fluidos com diferentes densidades, que se movem um em relação ao outro. Podem ser vistos como o principal processo, no qual o fluido ao redor se mistura pra dentro da corrente, ocorrendo mesmo em fluidos não viscosos.

A compreensão e a observação das estruturas turbulentas e dos vórtices de *KH* é bastante importante para compreender a dinâmica das correntes de turbidez na natureza. Devido a isso, a maioria dos trabalhos do século passado tentaram compreender sobre esse assunto em correntes de densidade. Em 1987, Simpson (1999) relacionou os vórtices de *KH* com o número de *Richardson* ( $Ri$ ). Segundo ele, essas instabilidades são normalmente desenvolvidas quando o  $Ri$  é menor que 0,25. Porém, destacou-se que o número de *Richardson* local ( $Ri_g$ ) pode ser mais importante para a mistura que o  $Ri$  propriamente dito. Infelizmente, os estudos sobre esse tema esbarram nas dificuldades de medição na natureza e na ausência de dados confiáveis na literatura (Alexander e Mulder, 2002). Na última década, com o intuito de aumentar o entendimento sobre as estruturas turbulentas e as instabilidades, os estudos se concentraram na visualização dessas estruturas e instabilidades.

Yuan e Horner-Devine (2013) verificaram a presença dos vórtices de *KH* no escoamento de correntes de densidade em rios (plumas). Lombardi, Adduce e La Rocca (2018) visualizaram estruturas características de lobos e fendas na frente do escoamento de correntes de densidade produzidas em laboratório. Para eles, as estruturas de lobos e fendas ocorrem devido a influência do fundo do leito na frente da cabeça da corrente de densidade.

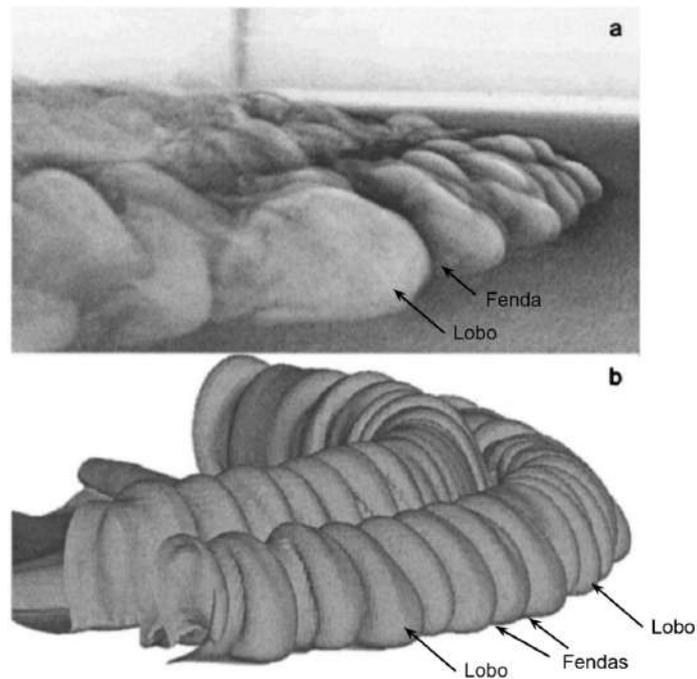


Figura 3.8 – Lobos e Fendas em corrente axissimétrica. a) Visualização da frente da corrente em experimento físico com  $Re = 10000$  e  $Sc = 700$  com a mesma configuração da simulação numérica. b) Corrente simulada numericamente com  $Re = 1224$  e  $Sc = 1$ . Retirado de (Cantero e Balachandar et al., 2006).

Como nesse estudo eles utilizam apenas técnicas de análises de imagens, a visualização dos vórtices de  $KH$  é mais difícil do que em técnicas de visualização com o fluido em movimento. No entanto, a visualização pela vista do topo do tanque em tempos distintos do escoamento mostra as oscilações periódicas, características desse tipo de instabilidade, tal como pode ser visto na Figura 3.9.

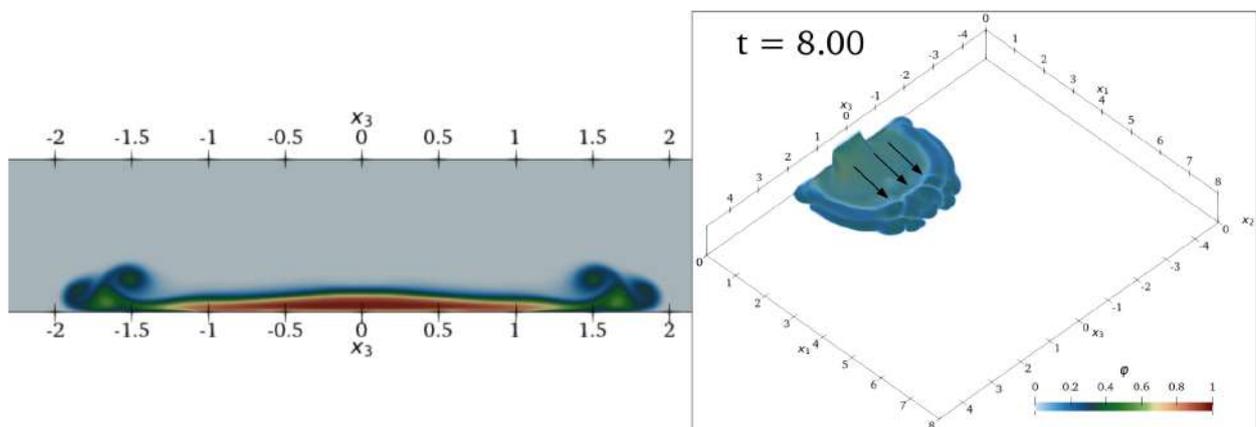


Figura 3.9 – Corrente em perspectiva e corte transversal de uma corrente em configuração de bacia para melhor visualização dos vórtices de  $KH$  em escoamento não confinado.

No estudo de Inghilesi e Adduce et al. (2018), os autores observam os vórtices de *KH*, salientando que a ação dos mesmos, combinados com os saltos hidráulicos presentes no interior da corrente, são os responsáveis pelo crescimento das estruturas turbulentas e estão visíveis nos campos de densidade analisados. Além disso, sugerem que a frequência de formação desses anéis de vórtices seja independente do número de *Reynolds*. Em números de *Reynolds* baixos, o escoamento radial é laminar com a presença de saltos hidráulicos apenas próximo a janela de entrada de fluido. As estruturas de lobos e fendas são aparentes apenas na proximidade do leito. Com o aumento do número de *Reynolds* é possível verificar dois tipos de instabilidades no escoamento: 1) lobos e fendas na linha da frente da corrente. 2) deformação progressiva da simetria axial dos anéis de vórtices. A partir desses resultados, os pesquisadores acreditam que a vazão de entrada adimensional ( $Q$ ) pode ser o parâmetro crítico do escoamento. Ainda, com o número de *Reynolds* mais alto, ficam evidentes os efeitos da turbulência no escoamento e os mesmos estão associados com as instabilidades nas direções radial e azimutal.

Já Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015a) observaram que a frente da corrente de densidade axissimétrica pode ser considerada quase bidimensional, com a cabeça formada por um tubo de vórtices frontal. É possível verificar um padrão nas formações de vórtices durante a evolução da corrente. Como as velocidades dos vórtices variam, os vórtices de velocidades maiores acabam alcançando tubos mais lentos e formando vórtices ainda maiores. A medida que a corrente vai desacelerando e devido a condição de não deslizamento começa a formação dos lobos e fendas na linha de frente da corrente, o surgimento dessas estruturas torna a frente mais complexa e tridimensional. No estudo foi estimado a presença de 200 lobos na linha de frente da corrente de densidade. Os tubos de vórtices podem ser vistos na Figura 3.10, sendo que os tubos de vórtices primários identificados ( $T_1 - T_4$ ) são vórtices de *KH* que foram gerados na interface da corrente com o fluido ambiente. Esses vórtices mais energéticos, acabam acelerando localmente a corrente. Com a condição de não deslizamento no fundo do leito faz com que surjam vórtices no sentido horário próximo do leito. Ainda, os autores verificaram que o primeiro tubo de vórtices inferior surge atrás da cabeça e apresenta estruturas de características chamadas de vórtices *hairpin*. É importante salientar que em muitas aplicações os vórtices de grande escala possuem um papel importante na erosão e na ressuspensão de partículas, causando modificações na tensão de cisalhamento no leito. Além disso, contribuem para a deposição de partículas, transportando fluido com baixa concentração de partículas das camadas superiores da corrente para o leito, reduzindo a taxa de sedimentação do escoamento (Zgheib, Bonometti e Balachandar, 2015a).

No estudo Francisco e Espath et al. (2018) os autores observaram que as estruturas de lobos e fendas e os vórtices de *KH* tendem a reduzir de tamanho com o aumento do número de *Reynolds*. Os mesmos analisaram a turbulência do escoamento por meio da caracterização de estruturas tridimensionais, ou seja, os vórtices presentes no escoamento.

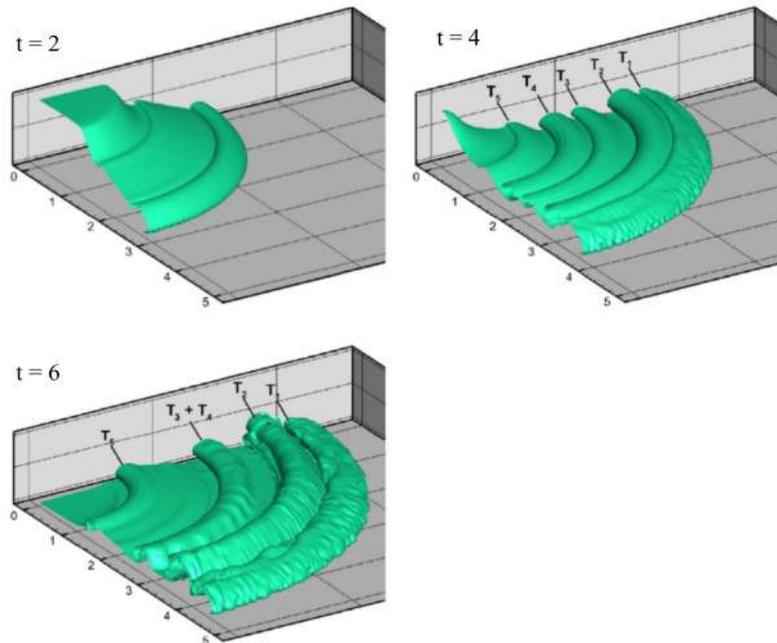


Figura 3.10 – Tubos de vórtices das simulações axissimétricas do trabalho de Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015a) em diferentes tempos da simulação.

Na Figura 3.11 podem ser observadas algumas dessas estruturas nas diferentes correntes simuladas no trabalho em questão, por meio da visualização do critério- $Q^2$ .

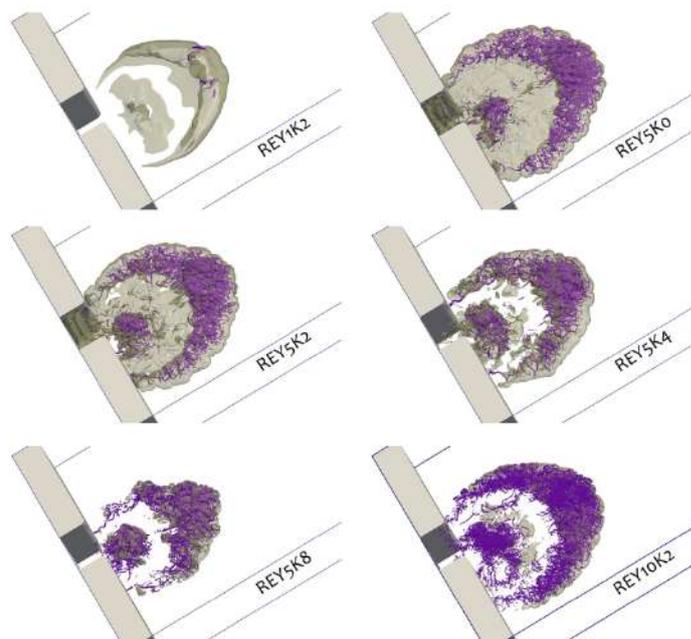


Figura 3.11 – Observação das estruturas turbulentas em configuração canal-bacia. Retirado de Francisco e Espath et al. (2018).

<sup>2</sup>Avalia o segundo variante do tensor gradiente de velocidades. Seu valor dá o balanço da taxa de rotação e a taxa de deformação do fluido.

### 3.6 Correntes de densidade naturais e de laboratório

Os conhecimentos sobre os escoamentos observados em laboratório podem ser relacionados com o conhecimento de correntes naturais bem maiores, por meio de leis de escala para fenômenos hidráulicos (Alexander e Mulder, 2002). Embora o número de *Reynolds* possa ter sensíveis alterações em se tratando de escoamentos naturais e laboratoriais, os depósitos medidos podem ser qualitativamente semelhantes ao depósito encontrado em correntes que ocorrem na natureza.

Há alguns registros de escoamentos naturais nas quais se tem aproximações de número de *Reynolds* ( $Re$ ), como é o caso de *Katsurozawa Reservoir* com número de *Reynolds* entre  $0,96 \times 10^5$  e  $3,59 \times 10^5$  e, posteriormente, em *Queens Inlet* no Alasca que tem número de *Reynolds* próximo de  $1,4 \times 10^6$  (Alexander e Mulder, 2002). Porém, ambos os casos possuem velocidade e espessura de fluxo pequenas, fazendo com que o número de *Reynolds* seja bem menor do que pode ser encontrado em grandes escoamentos naturais. Apesar disso, poucos escoamentos hiperpicnais naturais foram instrumentados até o momento. Yuan e Horner-Devine (2013) sugerem que por meio do Froude densimétrico, seja possível determinar que partes do escoamento de plumas hiperpicnais serão supercríticas ( $Fr_d > 1$ ) e quais serão subcríticas ( $Fr_d < 1$ ).

Em correntes naturais, a areia fina, o lodo e a argila podem ser transportados por longas distâncias antes de serem depositados. Tais correntes chegam a valores de velocidade da ordem de  $m/s$  em picos de escoamento. Já as correntes produzidas no laboratório por Alexander e Mulder (2002), não excedem algumas dezenas de  $cm/s$ , fazendo com que a maior parte do sedimento deposite no leito antes que o escoamento atinja a saída do tanque. Tal restrição, faz com que o diâmetro de partícula seja limitado a silte grosso e areia. Porém, ainda assim se assemelha a sedimentos encontrados em correntes naturais. Para tais correntes laboratoriais, tendo em vista o tamanho de grãos de partículas e as características do escoamento, estima-se que as correntes produzidas tenham acomodação e classificação de Stokes. Na natureza, a ressuspensão é um fator importante a ser considerado. Assim, pode-se dizer que as correntes produzidas em laboratório são intermediárias, entre escoamentos dominados pelo sedimento do leito, envolvendo sedimentos grossos que se depositam no leito e escoamentos hiperpicnais dominados pela suspensão. Tais experimentos, são modelos para correntes transportando sedimentos grossos (grão de areia) e relativamente pouco sedimento de granulação fina.

Embora estudos experimentais de bacia sejam mais difíceis de replicar e de montar experimentalmente, Fick, Manica e Toldo Junior (2017) realizaram experimentos físicos conforme mostra o esquemático da Figura 3.12. Além do estudo físico, os autores realizaram análises topográficas 3D da morfologia do depósito formado para correntes de turbidez de baixa (5%) e alta (15%) concentração de sedimentos em configuração de bacia. Apesar

do estudo de Fick, Manica e Toldo Junior (2017) ter sido realizado em um reservatório de bacia relativamente pequeno e das extrapolações dos resultados, para comparação com situações em ambientes naturais, os autores puderam visualizar satisfatoriamente características deposicionais análogas as encontradas em ambientes subaquáticos.

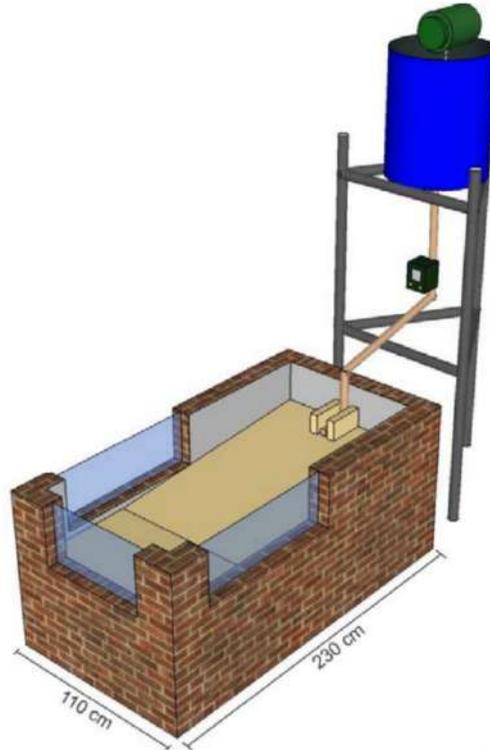


Figura 3.12 – Esquema de experimento físico em bacia. Retirado de Fick, Manica e Toldo Junior (2017).

Tratando-se de correntes encontradas na natureza e correntes reproduzidas em laboratório, é possível discorrer brevemente sobre o número de *Schmidt* ( $Sc$ ), que é a razão entre a viscosidade cinemática e a difusividade mássica do fluido. Através da literatura é possível verificar uma diferença entre os valores utilizados para esse adimensional em correntes naturais e os valores geralmente aplicados em simulações numéricas de correntes de densidade. Neste estudo, o maior interesse é sobre as correntes simuladas numericamente, porém, é de grande importância que tais correntes possam reproduzir correntes com analogias válidas as correntes maiores, como as naturais.

O número de *Schmidt* possui um outro adimensional análogo para a difusividade térmica que é o número de *Prandtl* ( $Pr$ ). Assim, sabe-se que, para a difusividade térmica no ar o  $Pr = 0,7$  e na água  $Pr = 7$  (Bonometti e Balachandar, 2008). Em contrapartida, o número de *Schmidt* para o sal e outros solventes em água é próximo de 700. Devido a isso, o estudo de Inghilesi e Adduce et al. (2018) reproduz corrente com  $Sc = 600$  e Bonometti e Balachandar (2008) analisa casos com  $Sc = \infty$ . Contudo, a maioria dos trabalhos encontrados na literatura utilizam  $Sc = 1$ , ou seja, supõem-se que a viscosidade cinemática ( $\nu$ ) e difusividade mássica ( $k$ ) sejam de mesma ordem (CANTERO e LEE et al., 2007; Härtel,

Meiburg e Necker, 2000; Huppert e Simpson, 1980). A escolha por  $Sc = 1$  também pode ser relacionada com o custo computacional, já que o aumento do número de *Schmidt* requer um refinamento de malha na ordem de  $\sqrt{Sc}$  (Bedrossian, Blumenthal e Punshon-Smith, 2019). Por isso, na Subseção 5.1.2 será analisada brevemente a sensibilidade da variação do  $Sc$  em uma corrente não confinada com entrada contínua e com baixo valor de número de *Reynolds*.

### 3.7 Concentração de partículas e deposição

Em relação a concentração de sedimentos, Alexander e Mulder (2002) fizeram observações ao que ocorre na natureza, ressaltando que dependendo da temperatura e salinidade da água da bacia, o efluente do rio deve ter mais de  $36 - 44(Kg/m^3)$  de sedimento em suspensão para produzir um escoamento hiperpicnal. Isso representa cerca de  $1,36 - 1,66\%$  de concentração volumétrica mínima (assumindo partículas com densidade do quartzo). Ainda, salienta que a maioria das correntes hiperpicnais têm concentração volumétrica ( $C_0$ ) bem menor que  $9\%$ , com exceção do leito, onde tem maior quantidade de material. Como esperado, escoamentos com diferentes concentrações iniciais de sedimentos em suspensão se comportam de maneira muito diferente. Pois o contraste de densidade entre a corrente e o fluido ambiente, devido ao sedimento, acaba controlando o escoamento da corrente. Conseqüentemente, a distribuição total de massa de depósito é dependente direta da descarga de fluido no tanque.

Em correntes de densidade carregadas de partículas em suspensão, a deposição de sedimentos é fundamental, uma vez que a deposição causa uma redução na densidade da corrente, reduzindo a força motriz do escoamento e fazendo que a corrente pare quando todas as partículas tiverem depositadas no leito (Zgheib, Bonometti e Balachandar, 2015a). Segundo Alexander e Mulder (2002), as medições de massa de sedimentos são provavelmente a medida mais precisa da distribuição de depósitos, pois a espessura varia com a estrutura e o sedimento recém depositado consolida rapidamente.

Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015a) observaram a deposição de partículas em configuração axissimétrica. Porém, ao contrário do que esperavam, o escoamento com maior número de *Reynolds* apresentou maior massa total depositada. Tal comportamento não é intuitivo, levando em consideração que o aumento do número de *Reynolds* faz com que o escoamento tenha uma dinâmica turbulenta maior e uma mistura melhor, fazendo com que as partículas não depositem. No entanto, existem outros fatores que podem influenciar na deposição de partículas. Nesse caso, o comportamento foi relacionado com a maior extensão horizontal de cobertura da corrente. Pois, quanto maior a superfície de cobertura da corrente, maior será a área sobre a qual ocorrerá a deposição de partículas, mesmo que o escoamento seja turbulento, como é o caso do estudo de Zgheib, Bonometti

e Balachandar (2015a). Assim, foi observado que o escoamento com  $Re = 10000$  teve um aumento de área de 12% em relação ao escoamento com  $Re = 3450$ , sendo uma possível explicação para a maior deposição no caso de maior número de *Reynolds*.

Com relação ao perfil vertical de concentração, Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015a) verificaram que quanto menor o número de *Reynolds* mais estratificado é o perfil e maior é o depósito por unidade de área da corrente. Já a taxa de deposição do estudo segue o que é encontrado em correntes planares, com aumento inicial e redução após algum tempo. Na taxa de deposição instantânea é percebida a forte influência dos vórtices de grande escala, pois os mesmos geram mínimos locais no perfil instantâneo de concentração.

O estudo realizado por Fick, Manica e Toldo Junior (2017) teve como objetivo a observação da influência de fatores intrínsecos ao sistema deposicional (deslizamentos e formação de novos canais) na morfologia dos depósitos formados em águas profundas. Por meio de experimentos físicos (esquema do experimento na Figura 3.12) de correntes de turbidez de baixa (5%) e alta (15%) concentração de sedimentos, com partículas de carvão com diâmetro médio ( $\tilde{d}_{mp}$ ) de  $45\mu m$ , os autores encontraram padrões de depósitos que foram aproximados aos depósitos encontrados em ambientes subaquáticos. Dessa forma, os autores observaram cinco padrões de formatos de depósitos que serão resumidos a seguir e que poderão ser observados na Figura 3.13.

1. Leques superiores (*Upper fans*): esse padrão foi identificado em todos os experimentos de alta e baixa concentração de partículas. Está localizado próxima a entrada de fluido, além de possuir formato semi-circular e espessura grossa (entre 20 e 40mm).
2. Leques médios (*Middle fans*): é um padrão observado quase que na totalidade dos experimentos de correntes com alta concentração de sedimentos. Abrange a região ao redor dos ventiladores superiores e se estende até o início do complexo de lobos, que é uma região mais alongada limitada lateralmente pelas franjas de ventiladores. Essa região tem duas características internas, uma que ocorre nas laterais semelhante a forma de diques com elevações no terreno e a outra é um canal, mais suave e curto, normalmente preenchido de sedimentos e mais visível próximo do complexo de lobos.
3. Complexo de lobos (*Lobe complex*): esse padrão se encontra na extremidade oposta da entrada do fluido e consiste em um conjunto com quantidade variada de lobos, dispostos lado a lado e de tamanhos variados.
4. Franjas de leques (*Fan-fringes*): é o padrão observado nas correntes de alta concentração de partículas. É encontrado nas bordas dos ventiladores superiores e ventiladores médios, sendo caracterizado por ser uma camada muito fina (1mm).

5. Leques baixos (*Lower fans*): é um padrão verificado em correntes com baixa concentração de sedimentos, consistindo em um depósito com formato circular, suave, uniforme e que vem após ventiladores superiores.

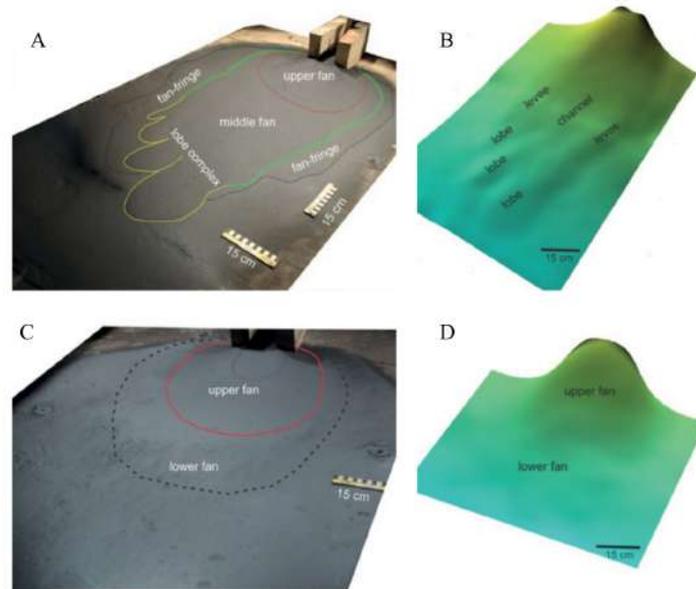


Figura 3.13 – Detalhes da morfologia do depósito de experimentos realizados por Fick, Manica e Toldo Junior (2017). A e B) são correntes de turbidez com alta concentração de sedimentos. C e D) são correntes de turbidez com baixa concentração de sedimentos. Em ambos os casos, a primeira imagem mostra as unidades morfológicas e a segunda é o modelo topográfico da corrente. Retirado de Fick, Manica e Toldo Junior (2017).

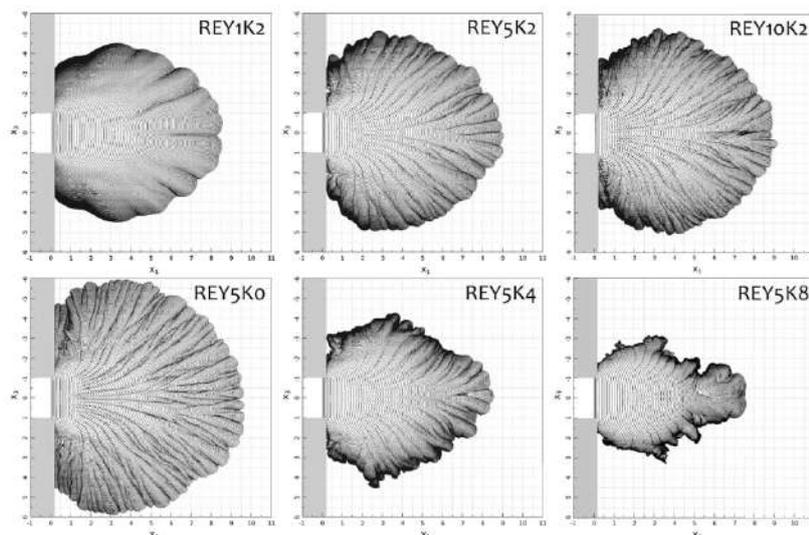


Figura 3.14 – Mapas de depósito para simulações com diferentes números de *Reynolds* ( $Re = 1000, 5000, 10000$ ) e diferentes velocidades de queda de partícula ( $u_s = 0, 0, 2, 0, 4, 0, 8$ ) do estudo de Francisco e Espath et al. (2018)

A Figura 3.14 mostra a visualização dos mapas de depósito das diferentes correntes simuladas por Francisco e Espath et al. (2018), com diferentes números de *Reynolds* e

diferentes velocidades de queda de partícula. O estudo observou os mapas de depósito de partículas e qual a influência da velocidade de queda nos mesmos. Toda essa análise foi realizada por meio de de simulação numérica de correntes de densidade. Os autores verificaram que o aumento da velocidade de queda da partícula causa uma redução mais rápida da concentração da corrente de densidade, ou seja, uma rápida deposição de partículas. Além de que modifica o formato da frente da corrente.

### 3.8 Abordagens numéricas de correntes de densidade

Devido as dificuldades de instrumentação e medição de correntes de densidade na natureza e até mesmo em experimentos físicos, a utilização de simulações numéricas ganha cada vez mais espaço devido a possibilidade de simular diferentes tipos de correntes e configurações. Também são uma maneira de viabilizar a coleta e análise das informações do escoamento de forma mais detalhada. Assim, é interessante ter uma visão geral de quais abordagens numéricas estão sendo utilizadas nos últimos tempos.

O modelo de caixa, mais conhecido como “*box model*”, é a forma mais simplificada e rápida para fazer a modelagem de correntes de turbidez. O estudo de Bonnacaze e Hallworth et al. (1995), utilizou esse modelo para analisar experimentalmente e numericamente correntes de turbidez com dois diâmetros de partículas diferentes ( $\tilde{d}_p = 23\mu m$  e  $37\mu m$ ). Esse modelo não deriva diretamente das Equações de *Navier Stokes*, mas considera que o entranhamento é insignificante para configurações axissimétricas e não permite nenhuma variação radial.

Uma abordagem mais completa é a de águas rasas (*Shallow Water*), que utiliza a média vertical das equações de *Navier Stokes*, pressupondo uma alta relação comprimento/altura. Porém, precisa de uma equação de conservação de partículas, devido a variação da fração de volume da corrente. A abordagem de águas rasas é bastante utilizada para correntes de densidade. La Rocca e Adduce et al. (2008) utilizaram o modelo de águas rasas 2D (adaptado) para investigar numérica e experimentalmente a propagação de uma corrente de densidade 3D em fundo plano e rugoso. Lombardi, Adduce e La Rocca (2018) utilizaram o mesmo modelo, mas com a introdução dos termos de entranhamento nas equações de movimento para analisar a dinâmica de correntes escoando livremente em configuração de *Lock-exchange*, com diferentes tamanhos de janela de entrada. Já o estudo de Inghilesi e Adduce et al. (2018) é com o modelo de águas rasas com esquema de *Adams-Bashforth* para o avanço temporal dos termos convectivos e o esquema *Crank-Nicolson* para os termos difusivos. Para o avanço espacial se tem o esquema centralizado de segunda ordem, portanto, o algoritmo é de segunda ordem tanto no tempo quanto no espaço (Armenio e Sarkar, 2002).

A abordagem pseudo-espectral também é empregada em simulações numéricas de correntes de densidade. Nesses casos, as equações governantes são resolvidas com um código numérico pseudo-espectral (Boyd, 1988). Para essa abordagem, as expansões de *Fourier* são empregadas para as variáveis de escoamento na direção horizontal ( $x$ ). Na direção vertical ( $z$ ), não homogênea, é utilizada uma expansão de *Chebyshev* com pontos de quadratura de *Gauss-Lobatto*. Para a discretização temporal dos termos advecção-difusão, Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015a) utilizam os esquemas *Runge-Kutta* e *Crank-Nicolson* de terceira ordem mista de baixo armazenamento. Os trabalhos de Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015a) e Cantero, García e Balachandar (2008) aplicam esse modelo numérico e alcançam bons resultados para correntes de densidade com configuração axissimétrica e com partículas. Já o trabalho de Francisco (2018) utiliza um código com precisão quase-espectral (Laizet e Lamballais, 2009), com esquemas compactos de sexta ordem para a discretização espacial e esquema de terceira ordem de *Adams-Bashforth* para a discretização temporal. Com o auxílio de IBM, o autor analisou o desenvolvimento de uma corrente de densidade de pulso com e sem partícula em uma configuração de canal-bacia.

Em relação a modelagem da turbulência, na Simulação Numérica Direta (DNS), todas as escalas de turbulência do escoamento são explicitamente resolvidas no espaço e no tempo (Härtel, Meiburg e Necker, 2000; Biegert e Vowinckel et al., 2017). A resolução numérica da DNS é determinada pela razão entre as maiores e menores escalas do escoamento, que por sua vez são diretamente dependentes do número de *Reynolds* (Härtel, Meiburg e Necker, 2000). A grande diferença entre as menores e maiores escalas do escoamento faz com que o custo computacional da DNS seja alto. Por isso, limita-se às simulações de correntes com números de *Reynolds* de situações experimentais, realizadas em laboratórios (Biegert e Vowinckel et al., 2017). Nesse contexto, o uso de LES (Simulação de grandes escalas) pode contribuir, pois com esse método as menores escalas são modeladas numericamente por modelos sub-malha, conforme a Figura esquemática 3.15 (Pope, 2000). Através disso, pode-se reduzir o custo computacional e como a transferência de energia cinética turbulenta ocorre das grandes para as pequenas escalas. O erro inserido pela modelagem das menores escalas é menor (Corrêa, 2016). Uma forma de LES, denominada iLES (*implicit large-eddy simulation*), não utiliza de modelos sub-malha nas menores escalas, mas introduz o efeito dissipativo dessas escalas implicitamente nos esquemas numéricos (Rafei, Könözsy e Rana, 2017). Essa abordagem apresentou resultados satisfatórios em comparação com estudos realizados com DNS (por exemplo Dairay e Lamballais et al. (2017)) e é um dos métodos que será utilizado neste trabalho.

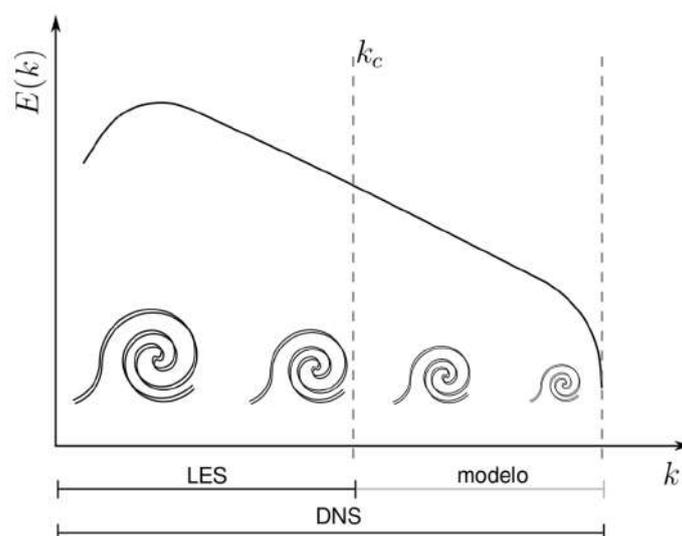


Figura 3.15 – Espectro de energia cinética turbulenta ( $E(k)$ ) comparando DNS e LES.  $k_c$  é o número de onda. Adaptado de Francisco e Espath et al. (2018).

### 3.9 Análise comparativa do estado da arte

A partir da revisão bibliográfica realizada neste estudo, foram mapeados os estudos de correntes de densidade para realizar uma análise comparativa. Os trabalhos dispostos nas Tabelas 3.1 e 3.2 foram escolhidos considerando três pontos principais. O primeiro é o tipo de confinamento da corrente, pois foi observado que a maior parte dos estudos de correntes de densidade foram desenvolvidos com correntes confinadas, como o caso de canal e *Lock-exchange*. A segunda característica é em relação a conservação de massa no meio, uma vez que as correntes de densidade encontradas na natureza, em sua maior parte, possuem diferentes partículas no escoamento, ou seja, são correntes não conservativas. Por fim, foi considerada a configuração do escoamento, por uma que ainda fosse pouco explorada e que pudesse ser analisada com entrada contínua de fluido.

A Tabelas 3.1 e 3.2 elencam as principais características. A primeira coluna identifica quais são os trabalhos considerados. Na segunda coluna está indicado o tipo de confinamento da corrente, sendo caracterizado como confinada (C) ou não confinada (NC). É possível observar que tem-se apenas dois trabalhos de correntes confinadas, justamente porque um dos principais interesses neste trabalho era compreender melhor sobre as correntes não confinadas. O trabalho de Alexander e Mulder (2002) foi explorado, por ter uma boa base de pesquisa com correntes realizadas em laboratório experimental e comparando com correntes naturais, apesar de ter configuração de canal. Enquanto o trabalho de La Rocca e Adduce et al. (2008) traz uma abordagem de visualização do formato da corrente, mas com correntes conservativas.

A terceira coluna classifica a corrente em corrente conservativa (CC) ou corrente não conservativa (CNC) dependendo da conservação ou não de massa no meio. Em relação a essa característica, é possível observar que a grande parte dos estudos analisam apenas um dos tipos de correntes. Isso faz com que a característica da corrente seja um dos pontos que diferencia este trabalho dos demais, tendo em vista que apenas o trabalho de Francisco (2018) (Tabela 3.2) realizou uma análise observando correntes conservativas e não conservativas. Além disso, o estudo de Francisco (2018) é do mesmo grupo de pesquisa que este trabalho e foi a primeira tentativa do grupo de compreender sobre correntes de densidade não confinadas.

A quarta coluna identifica as técnicas usadas para analisar as correntes em cada um dos estudos elencados. Pode ser visto que para os estudos experimentais são necessários diferentes aparatos e técnicas para realizar as medições e as análises. Na quinta coluna é definida a configuração do escoamento, sendo que a primeira palavra indica a configuração e a segunda o tipo de mecanismo de iniciação da corrente (pulso ou entrada contínua). Assim, observa-se que, apenas um dos trabalhos experimentais encontrados nesta revisão conseguiu replicar uma corrente em configuração de bacia com alimentação contínua de fluido (Pérez-Díaz e Palomar et al., 2018). No entanto, devido ao tamanho do domínio utilizado nesse estudo, não foi possível replicar com simulação numérica. A maioria dos trabalhos estudaram correntes de densidade em configuração de *Lock-exchange* com mecanismo de iniciação da corrente de pulso. Dessa forma, pode-se elencar mais um diferencial deste trabalho que é o estudo de uma corrente com alimentação contínua de fluido.

A sexta coluna mostra os parâmetros que variam em cada trabalho. E por fim, a última coluna é composta por um resumo das variáveis analisadas em cada estudo, bem como as discussões abordadas. A partir da observação dessas duas colunas das Tabelas 3.1 e 3.2 se vê que este estudo analisa uma gama maior de números de *Reynolds* e de velocidades de queda de partícula. O que deixa o trabalho consistente e permite um maior embasamento sobre os diferentes aspectos da corrente de bacia com alimentação contínua que ainda é pouco explorado na literatura de correntes de densidade. Além disso, foi a partir dessa análise comparativa do estado da arte que foi definido que o trabalho de Inghilesi e Adduce et al. (2018) serviria como referência para este estudo. Pois o mesmo validou suas simulações a partir de alguns testes experimentais e analisou a evolução da corrente para uma configuração de *Lock-exchange* axissimétrica.

Portanto, constatou-se que até o momento existe uma oportunidade no aprofundamento da compreensão no que tange o estudo de correntes de densidade em configuração de bacia com entrada contínua. Devido ao grande tamanho de domínio a ser considerado, essa configuração é de difícil instrumentação para a realização de experimentos físicos. Por isso, há uma oportunidade para o estudo de configuração de bacia com entrada contínua por meio de simulações numéricas.

Tabela 3.1 – Estado da arte sobre pesquisas experimentais e numéricas.

Experimental						
Trabalho	Confinamento*	Corrente**	Técnica	Configuração***	Parâmetros variados	Variáveis analisadas e discussões
Alexander e Mulder, 2002	C	CNC	sedígrafo, imagens	canal	$\tilde{Q}, \tilde{\rho}, \tilde{d}_p, Fr, \tilde{\alpha}$ .	$h$ vs comprimento do canal ( $\tilde{L}$ ) com diferentes $\tilde{\alpha}, d_p, Q, d_p$ vs $\tilde{L}$ com diferentes $\tilde{\alpha}$ , depósito vs $t$ .
Yuan e Hornerdevine, 2013	C e NC	CC	OTM, PIV, PLIF	<i>Lock-exchange</i> /contínuo	estrutura e largura da pluma, $7277 < Re < 18920$ .	$h_{pluma}$ , espalhamento da pluma, $\tilde{\alpha}$ vs $Fr_0$ , perfis de $\varphi$ e $u$ com diferentes $Fr, E$ vs $Ri$ .
Samasiri e Woods, 2015	NC	CC	imagens, atenuação da luz	<i>Lock-release</i> /pulso	$h$	Evolução da corrente, evolução de $h, u, h_c$ e $E$ vs $2R/d$ , lei de escala, $Fr$ e $Re$ vs $2R/d$ .
Fick, 2017	NC	CNC	analisador de partículas, scanner laser	bacia/pulso	$C_{r,l} = 5\%, 10\%$ .	Evolução do escoamento, análises estatísticas, topografia do leito após a deposição.
Díaz et al., 2018	NC	CC	PIV, PLIF	bacia/contínuo	$\tilde{\rho}, \tilde{Q}, \tilde{h}, \tilde{\alpha} = 1^\circ, 2^\circ, 5^\circ, 4^\circ, 5^\circ$ .	Perfis de $\varphi$ e $u$ , evolução de $\varphi$ .
Experimental e numérico						
Autor	Confinamento*	Corrente**	Técnica	Configuração***	Parâmetros variados	Variáveis analisadas e discussões
Bonnecaze et al., 1995	NC	CNC	box model	axissimétrico/pulso e contínuo	$d_p, u_s, L$	$R$ vs $t$ , depósito final vs $L_1, h, u$ e $\varphi$ vs $R$ .
La Rocca et al., 2008	C	CC	águas rasas, análise de imagens	<i>Lock-exchange</i> /pulso	$\rho, h$	Comparação de $x$ e $u$ p/ caso numérico e experimental, corrente experimental, contorno da frente vs $t$ , contorno da frente vs $Ri$ .
Lombardi et al., 2018	NC	CC	águas rasas, análise de imagens	<i>Lock-exchange</i> /pulso	$\rho_0, h_0, d, 8850 < Re < 30971$ .	Contornos correntes experimentais e numéricas, posição da frente ( $x_f$ ), contornos correntes vs $d$ , esc. físico, influência de $h_0$ e do excesso de $\rho$ na propagação.
Inghilesi et al., 2018	NC	CC	águas rasas, análise de imagens	<i>Lock-exchange</i> /pulso	$Q, 284 < Re < 28460$	Contorno do escoamento, $R$ e $x_f$ vs $t$ , iso-superfície de $\varphi$ , campo de $u, Fr$ vs $x_1$ .

\* confinamento da corrente: confinada (C) e não confinada (NC).

\*\* características da corrente: conservativa (CC) e não conservativa (CNC).

\*\*\* configuração do escoamento: configuração do estudo/mecanismo de iniciação da corrente.

Tabela 3.2 – Estado da arte - Trabalhos numéricos

Numérico						
Autor	Confinamento*	Corrente**	Técnica	Configuração***	Parâmetros variados	Variáveis analisadas e discussões
Cantero et al., 2006	NC	CC	código pseudo espectral	<i>Lock-exchange</i> planar e cilíndrico/pulso	$Re = 316, 1225$ .	Planar - isosuperfície tridimensional do campo de $\varphi$ , contorno do campo de $\varphi$ , $u_f$ vs $Re$ ; Circular - isosuperfície tridimensional, $\varphi_{max}$ vs tempo, contorno do campo $\varphi$ .
Bonometti e Balachandar, 2008	NC	CC	código espectral e volumes finitos	<i>Lock-exchange</i> /pulso	$Sc = 1, 10, 100, \infty$ .	Velocidade da frente ( $u_f$ ) vs tempo, contornos do campo de $\varphi$ , contornos do campo de $\varphi_c$ (concentração na cabeça da corrente).
Ooi, Zgheib e Balachandar, 2015	NC	CNC	código espectral	axissimétrico/pulso	$\tilde{\alpha} = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ .	$x, u$ , análise de comportamentos característicos nas imagens da simulação.
Zgheib, Bonometti e Balachandar, 2015	NC	CNC	código espectral	axissimétrico/pulso	$Re = 10000, 3450$ .	Espectros de partículas vs número de onda na direção, isosuperfícies de $\varphi$ e contorno do fundo, altura e área de depósito vs raio do domínio, taxa de deposição vs tempo.
Francisco et al., 2018	NC	CC e CNC	IBM + <i>Incompact3d</i>	canal-bacia/pulso	$u_s = 0; 0, 02; 0, 04; 0, 08$ .	Estruturas turbulentas, $x, u_s$ e $E_p$ vs tempo, isolinhas de $\varphi$ , mapas de depósito.
Este trabalho	NC	CC e CNC	<i>Incompact3d</i>	bacia/ entrada contínua	$Re = 707, 1410, 2850, 1000$ , $Sc = 0, 1; 1; 7$ , $u_s = 0; 0, 005; 0, 013; 0, 020$	$x_f, u_f, x_c$ , contorno e relação de simetria da corrente, estruturas turbulentas, isolinhas de $\varphi, u^*$ e mapas de depósito

\* confinamento da corrente: confinada (C) e não confinada (NC).

\*\* características da corrente: conservativa (CC) e não conservativa (CNC).

\*\*\* configuração do escoamento: configuração do estudo/mecanismo de iniciação da corrente.

## 4. METODOLOGIA

Este capítulo descreve a metodologia usada neste estudo. Primeiramente são apresentadas as equações governantes que regem o escoamento. Posteriormente, é descrita a modelagem da configuração, que neste caso, será a de bacia. Do mesmo modo, as condições iniciais e de contorno do escoamento. Por fim, será descrita a metodologia numérica adotada e a síntese de como foi dividido o estudo e a análise das informações. Cabe salientar que as grandezas com ‘ $\tilde{\phantom{x}}$ ’, são grandezas dimensionais e as demais são grandezas adimensionais.

### 4.1 Equações gerais

O foco deste trabalho é simular correntes de densidade, considerando as seguintes premissas:

- o fluido ambiente está inicialmente em repouso e o fluido com partículas, que é relativamente mais denso, possui massa específica inicial, conforme:

$$\tilde{\rho}_c = c_0(\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a) + \tilde{\rho}_a, \quad (4.1)$$

sendo  $\tilde{\rho}_p$  e  $\tilde{\rho}_a$  são as massas específicas da partícula e do fluido ambiente, respectivamente.  $c_0$  é a concentração volumétrica inicial de partículas (Zgheib, Bonometti e Balachandar, 2015a). Cabe salientar que, na corrente de densidade polidispersa, essa concentração é a soma das concentrações iniciais das diversas frações granulométricas de partículas presentes no escoamento ( $c_{l,0}$ ), então:

$$c_0 = \sum_{l=1}^{N_p} c_{l,0}, \quad (4.2)$$

o valor de  $c_0$  não pode ser maior que a unidade;

- há uma **baixa concentração** volumétrica de partículas, garantindo uma interação partícula-partícula desprezível e uma variação da viscosidade negligenciável (e não uma função da concentração de partículas);
- com a premissa anterior, pode-se assumir a **aproximação de Boussinesq** e considerar o fluido como incompressível (Kneller e Buckee, 2000);
- as partículas possuem diâmetro muito menor que as menores escalas do escoamento. Isso permite admitir que a partícula tem inércia desprezível em relação ao escoamento.

mento, já que a escala de tempo característico do escoamento é significativamente maior que a escala de tempo de resposta da partícula. Assim, a partícula pode ser transportada com uma velocidade igual a soma da velocidade local do fluido ( $\tilde{u}_j$ ) e da velocidade de sedimentação ( $\tilde{u}_s$ ), ou seja,

$$\tilde{u}_{p,j} = \tilde{u}_j + \tilde{u}_s e_j^g, \quad (4.3)$$

onde  $e_j^g$  é o vetor apontando a direção da gravidade (Necker e Härtel et al., 2002);

- a velocidade de sedimentação  $\tilde{u}_s$  é obtida equilibrando as forças gravitacionais com o arrasto de Stokes para uma partícula esférica, assim:

$$\tilde{u}_s = \frac{\tilde{d}_p^2 (\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a) \tilde{g}}{18 \tilde{\mu}}, \quad (4.4)$$

sendo  $\tilde{d}_p$  é o diâmetro da partícula,  $\tilde{g}$  é a gravidade e  $\tilde{\mu}$  é a viscosidade dinâmica do fluido.

Sob as premissas anteriores, o modelo matemático corresponde a equação de Navier Stokes (conservação do *momentum*), a equação da continuidade para fluido incompressível (conservação de massa) e a equação de transporte escalar para a concentração. Na sua forma adimensional, essas equações são expressas, respectivamente:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \sum_{l=1}^{N_p} \varphi_l Re e_j^g, \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (4.6)$$

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

sendo que  $u_j$  é o campo de velocidade,  $t$  é o tempo,  $p$  é o campo de pressão,  $\varphi$  é o campo de concentração de sedimentos,  $N_p$  é a quantidade de frações granulométricas e  $u_{s,l}$  é a velocidade de queda (ou velocidade de sedimentação) da partícula.

Pelo processo de adimensionalização, surgem alguns números adimensionais presentes em estudos de escoamentos de fluidos, que são:

- Número de Reynolds ( $Re$ ): é definido como a relação entre as forças inerciais e as forças viscosas,

$$Re = \frac{\tilde{U} \tilde{L}}{\tilde{\nu}}; \quad (4.8)$$

- Número de Richardson ( $Ri$ ): relaciona a energia potencial e a energia cinética do fluido,

$$Ri = \frac{\tilde{g}'\tilde{L}}{\tilde{U}^2}; \quad (4.9)$$

- Número de Schmidt ( $Sc_l$ ): é a relação entre a viscosidade cinemática e a difusividade mássica da partícula,

$$Sc_l = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{K}_l}. \quad (4.10)$$

O comprimento característico  $\tilde{L}$  é a altura do domínio  $\tilde{H}$ , ou seja,  $\tilde{L} = \tilde{H}$ . A escala de velocidade para correntes conservativas, foi definida pela velocidade de flutuabilidade ( $\tilde{U}$ ), devido ao fato da configuração de *Lock-exchange* ter sido utilizada como referência neste trabalho. Assim:

$$\tilde{U} = \sqrt{\tilde{g}'\tilde{H}}, \quad (4.11)$$

sendo que  $\tilde{g}'$  é a gravidade reduzida, que para correntes de densidade conservativas é definida como:

$$\tilde{g}' = \frac{\tilde{\rho}_c - \tilde{\rho}_a}{\tilde{\rho}_a} \tilde{g}, \quad (4.12)$$

sendo que  $\tilde{\rho}_c$  e  $\tilde{\rho}_a$  são as massas específicas da corrente e do fluido ambiente, respectivamente.

Para correntes de densidade não conservativas a gravidade reduzida pode ser expressa da seguinte forma:

$$\tilde{g}' = \frac{\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_a}{\tilde{\rho}_a} C_{r,l} \tilde{g}, \quad (4.13)$$

sendo que  $C_{r,l}$  é a concentração volumétrica de partícula e  $\tilde{\rho}_p$  é a massa específica da partícula.

Em termos de escala de velocidade para as correntes não conservativas, foi empregada a velocidade média, uma vez que este estudo é focado em correntes de densidade com entrada contínua de fluido. Então:

$$\tilde{U} = \frac{\tilde{Q}}{\tilde{A}}, \quad (4.14)$$

onde  $\tilde{Q}$  é a vazão dimensional da entrada da corrente e  $\tilde{A}$  é a área da janela por onde a corrente entra na bacia.

As equações 4.5, 4.6 e 4.7 estão na forma geral para correntes de densidade não conservativas. Para correntes de densidade conservativas, na equação 4.5, o último termo será composto apenas por uma fração granulométrica, ou seja,  $N_p = 1$ . E na equação 4.7, a velocidade de queda (velocidade de sedimentação) da partícula será nula ( $u_{s,l} = 0$ ).

## 4.2 Configuração geométrica

A verificação do código computacional é um dos primeiros passos para o estudo. Ela foi baseada no trabalho de Inghilesi e Adduce et al. (2018), detalhado na Seção 3.4 e a configuração está esquematizada na Figura 4.1.

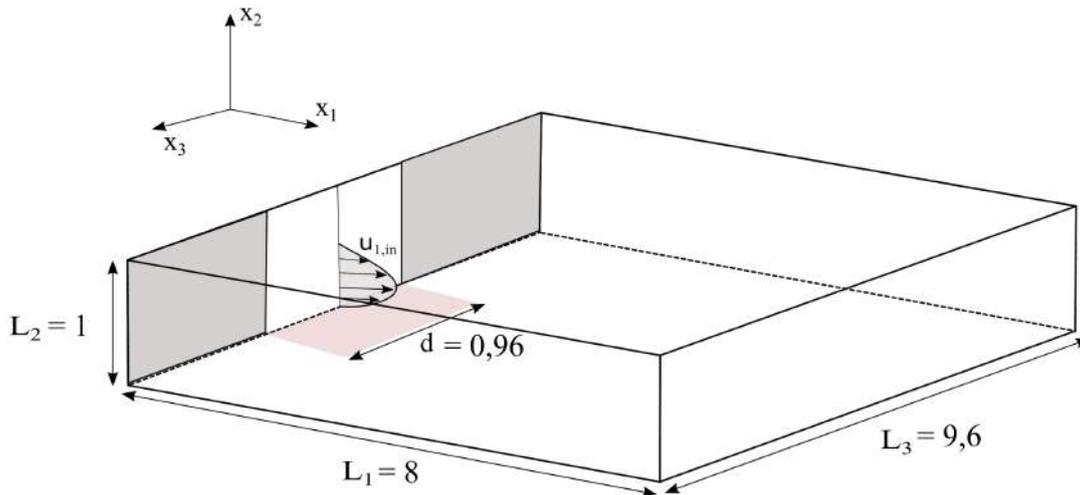


Figura 4.1 – Esquema da configuração de bacia usada neste trabalho.

A configuração proposta neste trabalho é a de bacia com alimentação contínua, idealizada a partir de uma configuração de *lock-exchange* infinito. Tal idealização só pode ser realizada porque Inghilesi e Adduce et al. (2018) analisaram o comportamento da corrente – após um determinado tempo – onde a vazão de fluido é constante. A configuração de bacia na Figura 4.1 é basicamente uma caixa retangular fechada, com uma janela de injeção (de largura  $d$ ) de fluido no centro de uma das paredes laterais. A largura da janela adimensional ( $d$ ) é igual a 0,96 para as simulações baseadas no estudo de Inghilesi e Adduce et al. (2018). Para a simulação de  $Re = 10000$   $d$  é igual a unidade. A caixa possui dimensões  $L_1 \times L_2 \times L_3$  ( $8 \times 9,6 \times 1$ ), onde  $L_1$  representa o comprimento,  $L_2$  a altura e  $L_3$  a largura, adimensionalizadas pela altura da janela de entrada de fluido ( $H = L_2$ ), conforme Inghilesi e Adduce et al. (2018). Para as simulações de correntes de densidade, o estudo de Inghilesi e Adduce et al. (2018) será usado para a verificação dos resultados.

## 4.3 Condições iniciais e condições de contorno

Para reproduzir a configuração de referência numericamente é necessário definir condições iniciais e condições de contorno para a velocidade e para a concentração, que estão representadas esquematicamente na Figura 4.2. Portanto, para a velocidade foi defi-

nida a condição de não deslizamento ( $u_i = 0$ ) em todas as paredes do domínio, com exceção da janela de entrada de fluido, na qual foi imposta uma condição por meio da equação:

$$u_1 = A \sin(2\pi x_2) f(x_3), \quad (4.15)$$

Onde  $A$  é a amplitude, o gráfico com esse perfil de velocidade pode ser observado na Figura 4.4.

Integrando a equação da continuidade (Equação 4.6) no volume do domínio e aplicando o teorema de Gauss, a equação fica na forma:

$$\int_S u_i n_i dS = 0, \quad (4.16)$$

onde  $n_i$  é um vetor normal à superfície de integração  $S$ . Considerando agora as condições de contorno, como sendo de não deslizamento em todas as faces, chega-se a conclusão de que a equação do perfil de entrada para a velocidade deve respeitar a seguinte integral:

$$\int_S u_1 dS = 0, \quad (4.17)$$

sendo a integral do campo de velocidade na direção  $x_1$  em relação a superfície de integração  $S$ .

Sendo assim, foi escolhida a função  $\sin(2\pi x_2)$ , uma vez que a mesma respeita a integral e é simétrica (entrada escoamento = saída escoamento), o que permite a reprodução do escoamento de entrada desejado neste trabalho. É essa função seno (*sin*) que dá a forma do perfil de entrada da velocidade.

Com a forma do escoamento de entrada definida, falta apenas a amplitude ( $A$ ), que é calculada da seguinte forma:

$$A = \frac{Q}{\int_S \Theta [\sin(2\pi x_2) f(x_3)] dS}, \quad (4.18)$$

onde  $Q$  é a vazão de entrada (predefinida) e  $\Theta = 1$ .

onde o  $\Theta$  é um artifício numérico que garante que seja considerada apenas a porção positiva da velocidade. Essa condição foi baseada no trabalho de Inghilesi e Adduce et al. (2018).

Em correntes de densidade conservativas, a concentração respeita a condição de contorno de gradiente normal nulo ( $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$ ) em todas as paredes. Porém, na entrada da janela de injeção também foi imposta uma condição para o perfil de concentração, através da equação:

$$\varphi_{inl} = \frac{1}{2} \left\{ \left( 1 - \tanh \left[ 2\pi \left( x_2 - \frac{1}{2} \right) \right] c_p (1 + \varphi') \right) \right\} f(x_3), \quad (4.19)$$

onde o  $c_p$  é a concentração inicial da fração de partículas, o  $\varphi'$  é uma flutuação sobre a concentração (ruído branco na ordem de 2,5%), inserida para que o escoamento transicione mais rapidamente.

Em caso de correntes não conservativas, a concentração (Equação 4.19) será definida para cada fração granulométrica no caso polidisperso, ou pela fração única no caso monodisperso. Além disso, para os casos de correntes não conservativas é de interesse a análise da formação de deposição de partículas no fundo. Para isso, a condição imposta no fundo do leito é a de convecção para o campo de concentração, estando da seguinte forma:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = u_s \frac{\partial \varphi}{\partial x_2}, \quad (4.20)$$

onde  $x_2 = 0$ ,  $u_s$  conforme já mencionado é a velocidade de queda da partícula e  $\varphi$  é o campo de concentração. Cabe salientar que a ressuspensão de partículas é desprezada, bem como as diferenças de topologia no fundo decorrentes do acúmulo de sedimentos.

A função  $f(x_3)$ , presente nas equações 4.15 e 4.19 é utilizada como uma “máscara”, ou seja, é um artifício puramente numérico. Essa função visa garantir que na face de entrada onde tem parede, será considerado condição de não deslizamento e onde tem janela, será utilizado o perfil de entrada de fluido (tanto para a velocidade, como para a concentração). Além disso, a função  $f(x_3)$  auxilia na suavização das variáveis nas bordas, onde se impõe a condição de não deslizamento na parede. Sua definição é dada por:

$$f(x_3) = \frac{1}{4} \left[ 1 - \tanh \left( \frac{2x_3 - L_3 - d}{2\delta} \right) \right] \left[ 1 + \tanh \left( \frac{2x_3 - L_3 + d}{2\delta} \right) \right], \quad (4.21)$$

onde  $\delta$  é o intervalo de transição entre a condição de entrada e a condição de não deslizamento nas paredes do domínio ( $\delta \approx 0,0001 = \frac{dz}{444}$ ) e  $d$  é a largura da janela de entrada de fluido. Para melhor visualização, a Figura 4.3 mostra  $f(x_3)$  com  $\delta = 0,0001$ , garantindo a janela de injeção de fluido igual a do trabalho de referência (Inghilesi e Adduce et al., 2018).

Os perfis de velocidade e concentração na entrada representados pelas Equações 4.15 e 4.19 podem ser vistos na Figura 4.4. No gráfico da direita está o perfil de velocidade. A parte positiva do perfil é onde o fluido está entrando e a parte negativa do perfil apenas impõem um escoamento “reverso” para garantir o balanço global de massa, pois o domínio é fechado. No gráfico da direita está o perfil de concentração da janela de injeção de fluido.

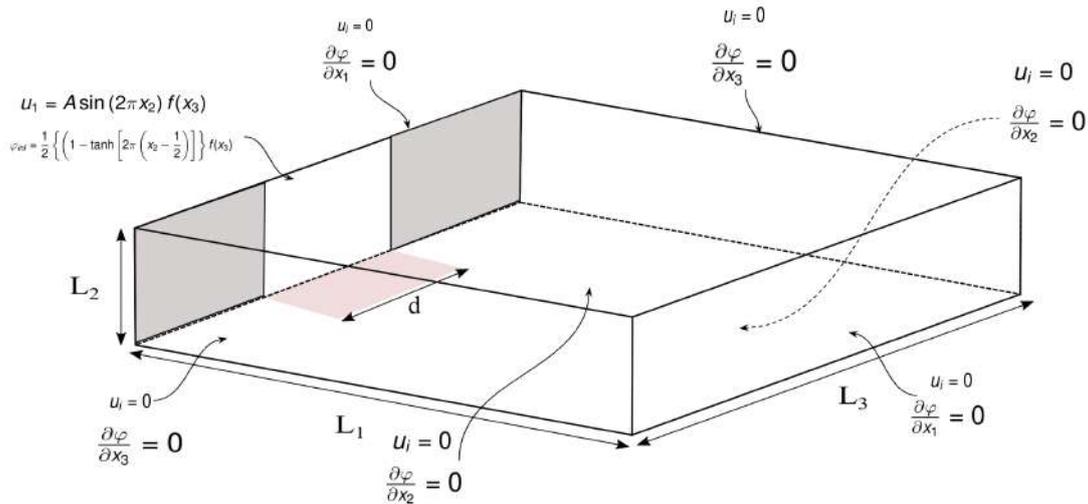


Figura 4.2 – Esquema da configuração de bacia com as condições de contorno usadas neste trabalho.

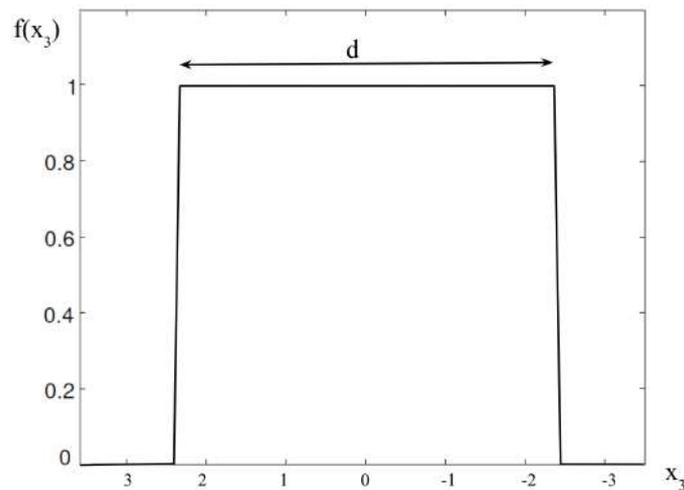


Figura 4.3 – Gráfico de  $f(x_3)$  com  $\delta \approx 0,0001$ . É a função que fixa a forma da janela de injeção do domínio.

#### 4.4 Metodologia Numérica

Para a resolução das Equações governantes 4.5, 4.6 e 4.7, foi utilizado o código de cálculo *Incompact3d*<sup>1</sup> (Laizet e Lamballais, 2009). Ele é um código aberto escrito em linguagem Fortran 90/95 para Simulação Numérica Direta (DNS) e Simulação de Grandes Escalas (LES e LES implícita - iLES). O objetivo é resolver escoamentos de fluidos incompressíveis. Para a discretização temporal, o código tem implementado os esquemas de *Adam-Bashforth* (2ª e 3ª ordem) e o *Runge-Kutta* (3ª e 4ª ordem). Neste trabalho, foi adotado o esquema de *Adam-Bashforth* de 3ª ordem para o avanço no tempo. Na discretização espacial, o *Incompact3d* trabalha com esquemas compactos centrados de 6ª ordem, que

<sup>1</sup>Mais informações podem ser encontradas em <https://www.incompact3d.com/>

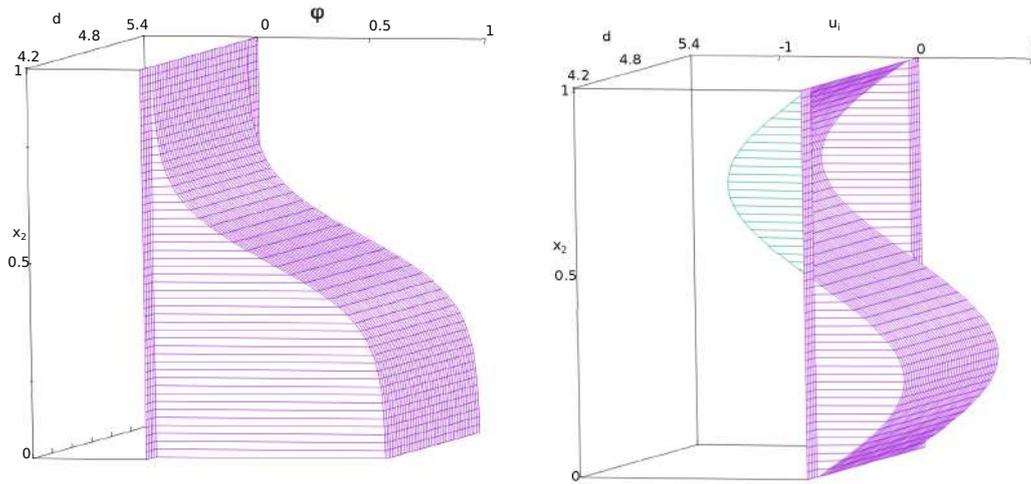


Figura 4.4 – Perfil de entrada de concentração (esquerda) e de velocidade (direita).

são implementados em uma malha cartesiana, tornando o código eficiente e simples para a utilização (Laizet e Lamballais, 2009). Com o intuito de considerar a condição de incompressibilidade, um método de passo fracionário requer solucionar uma equação de *Poisson* para a pressão. O código resolve a equação de *Poisson* no espaço espectral aplicando Transformada Rápida de Fourier (FFT) (Laizet e Li, 2010). Para este estudo, foi adotada malha com espaçamento uniforme em todas as direções, além de terem sido realizados testes de convergência de malha para a determinação da melhor malha de cálculo.

#### 4.5 Síntese do estudo

A análise da evolução do formato da corrente de densidade em um escoamento hiperpícnal com configuração de bacia e entrada contínua, foi realizada verificando a influência de alguns parâmetros do escoamento. Aqui será apresentado como foram organizadas as etapas deste estudo (simulações, análises e resultados).

Inicialmente, foram realizados testes para a escolha da malha de cálculo para as simulações. Posteriormente, com três casos de números de *Reynolds* diferentes definidos (veja na Figura 4.5). A avaliação da solução numérica foi realizada em relação ao estudo de referência (Seção 5.1.1). Ainda sobre as correntes conservativas, foram simulados três casos para um número de *Reynolds* fixo, o qual é o mais baixo ( $Re = 707$ ), variando então, somente o número de *Schmidt*. Essas simulações, têm como objetivo principal observar a sensibilidade desse adimensional ( $Sc$ ) na evolução e formato da frente da corrente. Os resultados e discussões sobre a influência do número de *Schmidt* podem ser encontrados na Subseção 5.1.2 do próximo capítulo.

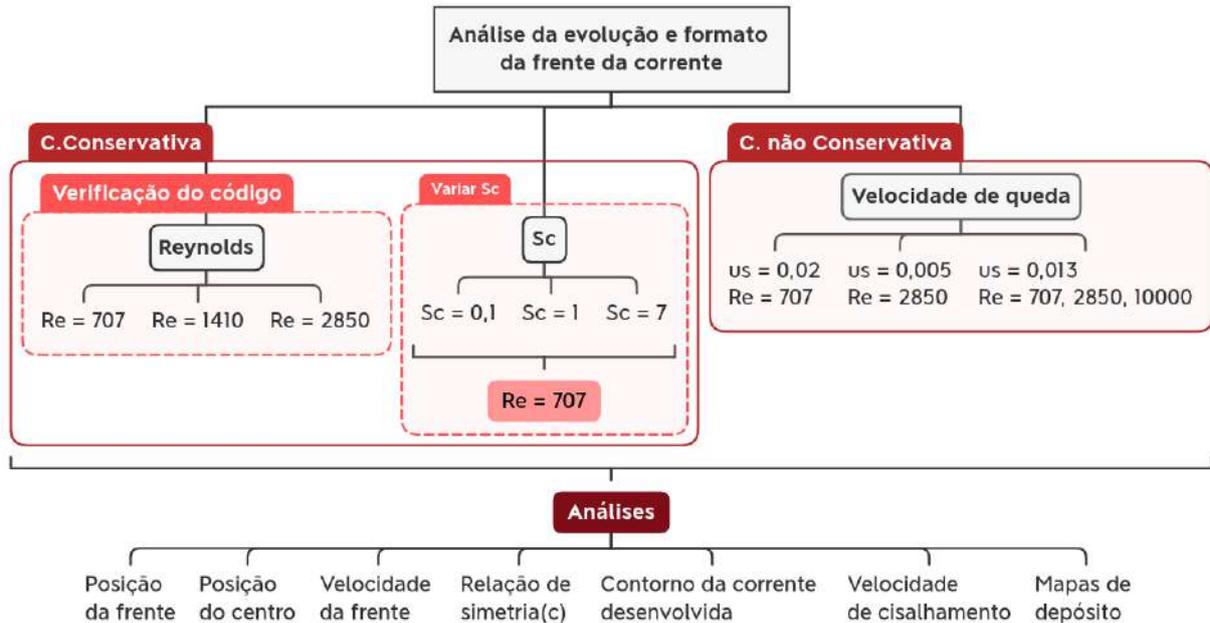


Figura 4.5 – Síntese do Estudo

Além disso, como o estudo sobre o tipo de alimentação (contínua) e a configuração da corrente (bacia) aplicados neste estudo ainda são pouco encontrados na literatura, foram necessárias adaptações (principalmente no código de cálculo) para aproximar de casos mais comuns estudados, conforme detalhado nas seções anteriores do Capítulo 4. Por isso, o trabalho teve início com a análise e observação de correntes de densidade conservativas, por possuir menor complexidade na sua análise. Só a partir desse conhecimento adquirido foi possível avançar no estudo de correntes de densidade não conservativas. Logo, a parte final deste estudo é sobre as correntes de densidade com uma fração granulométrica para diferentes números de *Reynolds* (Seção 5.2).

A Figura 4.5 faz uma síntese do estudo descrita nesta seção, bem como as variáveis analisadas (posição e velocidade da frente, posição do centro, contorno e relação de simetria da corrente, velocidade de cisalhamento e mapas de depósito) para a observação da influência de cada parâmetro modificado. Isso será discutido no Capítulo 5.

## 5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Este capítulo apresenta os resultados e discussões sobre a verificação do código de cálculo e as simulações realizadas com base no artigo de referência. Além de uma análise para diferentes valores de número de *Schmidt* com as correntes conservativas e diferentes velocidades de queda de partículas para as simulações não conservativas. Todas essas análises e verificações foram baseadas no comportamento, evolução e formato de uma corrente de densidade hiperpicnal em configuração de bacia.

### 5.1 Correntes Conservativas

Conforme detalhado no Capítulo 4, a configuração de bacia estudada aqui foi adaptada a partir de uma configuração de *Lock-Exchange*. Por isso, um passo importante consistiu na avaliação da qualidade da solução numérica. Para tal, foram escolhidas três simulações de correntes conservativas do artigo de Inghilesi e Adduce et al. (2018), com base no número de *Reynolds* e na vazão de entrada do escoamento. Seguindo a nomenclatura desse artigo, nomeou-se as simulações da seguinte forma: S2 tem  $Re = 707$ , S3 possui  $Re = 1410$  e S5 com  $Re = 2850$ . Esses três casos foram escolhidos levando em consideração alguns critérios como a busca por correntes com número de *Reynolds* baixos a moderados, para iniciar a compreensão desse tipo de escoamento. A necessidade de simulações com menor tempo possível e que fossem comparáveis com o estudo encontrado na literatura. Além de que, a simulação com  $Re < 1000$  é facilmente replicada com DNS, enquanto as outras duas são simuladas com iLES e assim, possuem uma boa diversidade entre os comportamentos das correntes para serem analisados posteriormente.

Antes de partir para a etapa de avaliação da qualidade da solução numérica, foi necessário definir a malha de cálculo que seria usada em cada simulação, por meio de simulações testes. Portanto, as análises dos testes para definição da malha e a verificação da solução numérica, serão discutidas na Subseção 5.1.1. No contexto das correntes conservativas, realizou-se uma breve análise a respeito da sensibilidade do número de *Schmidt* a partir da simulação S2 ( $Re = 707$ ), que será discutida com detalhes na Subseção 5.1.2.

#### 5.1.1 Avaliação da solução numérica

Sabendo que as simulações do trabalho de Inghilesi e Adduce et al. (2018) foram realizadas com o uso de LES e que o Incompact3d teve as condições de contorno ajustadas para aproximar de uma configuração de bacia, optou-se por replicar a simulação

S2 com o uso de DNS. As visualizações do campo de concentração da simulação estão apresentadas na Figura 5.1 para diferentes tempos do escoamento. Essa escolha foi proposital, pois com esse número de *Reynolds* a corrente possui dinâmica pouco turbulenta. Dessa forma, tornou-se mais fácil a análise e compreensão do comportamento da corrente na configuração de bacia. Para as simulações S3 e S5, foram realizados testes com variação do número de pontos na direção  $x_2$ , tendo em vista que é nessa direção que estão os maiores gradientes de velocidade e concentração das correntes. Para todos os casos simulados, a estimativa inicial do número de pontos da malha de cálculo foi realizada com base na ordem de grandeza da escala de Kolmogorov (Biegert e Vowinckel et al., 2017). Assim, as informações numéricas dessas simulações estão dispostas na Tabela 5.1, sendo  $d$  a largura da janela de entrada adimensional,  $\frac{Q}{UH^2}$  a vazão adimensional,  $n_1, n_2, n_3$  são os números de pontos nas direções  $x_1, x_2$  e  $x_3$ , respectivamente.  $\Delta t$  é o passo de tempo utilizado para cada simulação. Conforme esquematizado na Figura 4.1 do Capítulo 4, todas as simulações foram realizadas para o mesmo tamanho de domínio de cálculo.

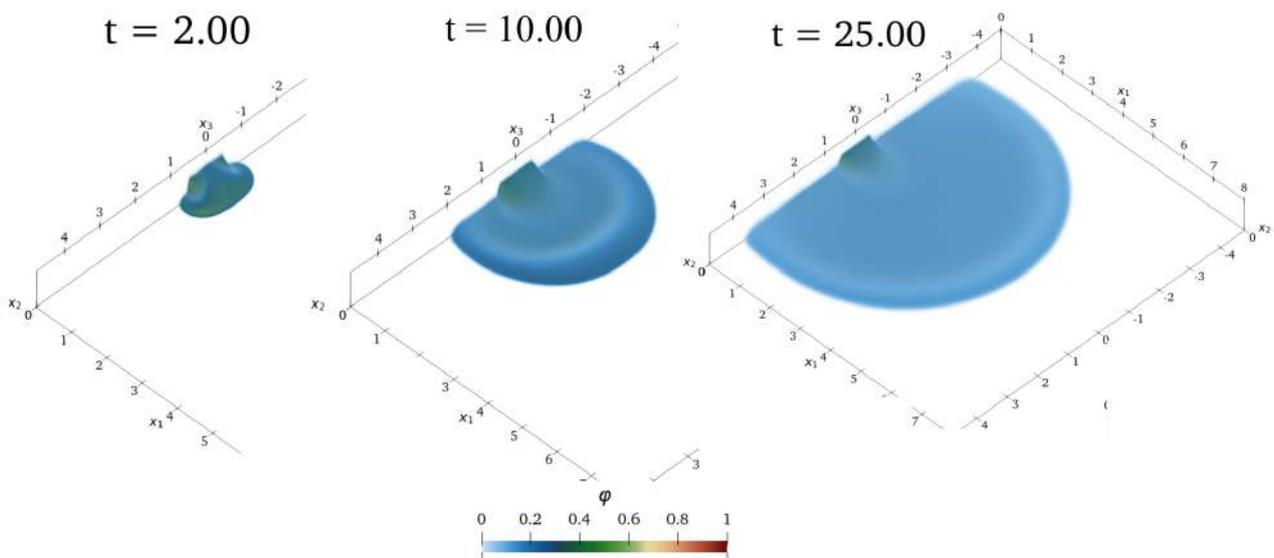


Figura 5.1 – Campo de concentração da simulação S2 de  $Re = 707$  para três tempos diferentes da simulação. Corrente simulada por meio de DNS.

Simulação	Abordagem	$d$	$Sc$	$Re$	$\frac{Q}{UH^2}$	$n_1, n_2, n_3$	$\Delta t$
S2	DNS	0,96	1	707	0,169	361,49,433	$5 \times 10^{-4}$
S3-n1	iLES	0,96	1	1410	0,175	181,73,217	$1 \times 10^{-3}$
S3-n2	iLES	0,96	1	1410	0,175	181,61,217	$1 \times 10^{-3}$
S5-M1	iLES	0,96	1	2850	0,179	289,37,361	$5 \times 10^{-4}$
S5-M2	iLES	0,96	1	2850	0,179	289,81,361	$5 \times 10^{-4}$
S5-M3	iLES	0,96	1	2850	0,179	289,120,361	$5 \times 10^{-4}$

Tabela 5.1 – Informações numéricas das simulações para escolha da malha de cálculo das correntes conservativas.

A primeira análise foi a do contorno da linha de frente da corrente. Para tal, foi empregada uma abordagem geométrica (esquematizada na Figura 5.2) por meio da relação de simetria, denominada neste trabalho como 'c'  $\left(c = \frac{a^2}{b^2}\right)$  e baseada no trabalho de Inghilesi e Adduce et al. (2018). Para essa abordagem foram coletadas informações da geometria da corrente, com base no contorno da frente da mesma. Primeiramente, foi encontrada a posição do centro ( $x_c$ ), que consiste na distância desde a origem até a componente  $x_1$  do ponto máximo na direção transversal. Posteriormente foi detectada a posição da frente ( $x_f$ ), que compreende a distância da origem até o ponto extremo na direção longitudinal associado ao plano central ( $x_3 = 0$ ). A partir daí, definiu-se que 'a' é a posição da frente menos a posição do centro, ou seja,  $a = x_f - x_c$ . 'b' representa a metade da distância máxima na direção transversal ( $x_3$ ) entre os pontos extremos do contorno da linha de frente da corrente. Essas informações estão esquematizadas na Figura 5.2. O uso dessa abordagem buscou a simplificação e também a aproximação do estudo de bacia para uma configuração que possui pesquisas consolidadas, como é o caso das correntes axissimétricas. Em relação a identificação do contorno da frente da corrente, é importante destacar que neste trabalho, o escoamento foi considerado plenamente desenvolvido no momento em que a corrente está próxima das paredes laterais. No entanto, as paredes ainda não estão influenciando no escoamento. Tal premissa também foi utilizada no trabalho de Lombardi, Adduce e La Rocca (2018).

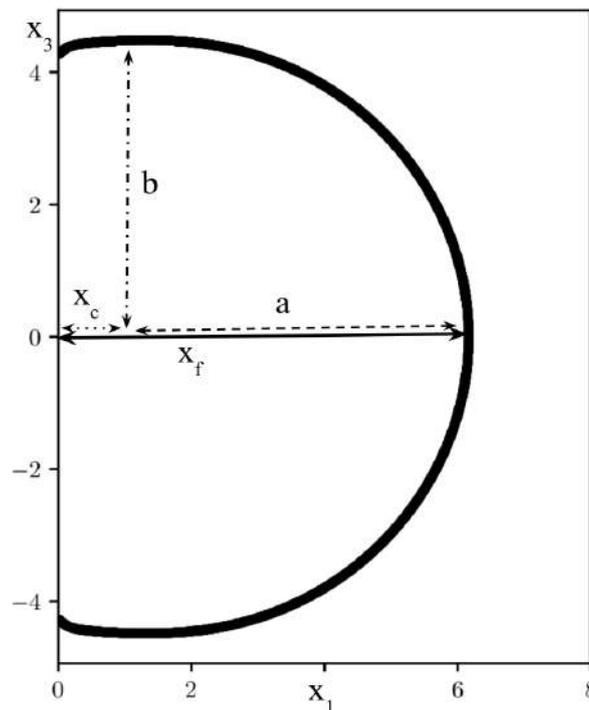


Figura 5.2 – Contorno da corrente plenamente desenvolvida da simulação de  $Re = 707$  e informações geométricas:  $a = x_f - x_c$ , 'b' igual a metade da distância máxima de  $x_3$  entre os dois pontos extremos desse eixo na linha de frente e 'c' é a relação de simetria  $\left(c = \frac{a^2}{b^2}\right)$ .

A escolha final da malha de cálculo de cada simulação foi baseada na análise da posição do centro ( $x_c$ ), na relação de simetria ( $c$ ) e no contorno da frente da corrente, bem como o tempo de simulação. As Figuras 5.4 e 5.3 mostram algumas das análises realizadas para a simulação S5 (de  $Re = 2850$ ), demonstrando como as análises foram efetuadas para as seis simulações (detalhadas na Tabela 5.1) com o intuito de escolher a malha de cálculo. Para o caso da simulação S5, foi escolhida a malha testada na simulação S5M2 ( $n_1 = 289$ ,  $n_2 = 81$  e  $n_3 = 361$ ), pois foi a que apresentou melhor convergência ao resultado e melhor custo benefício. Isso é a consequência do teste realizado com o aumento do número de pontos na direção  $x_2$  (S5M3), no qual observou-se um comportamento muito próximo do resultado com um número de pontos menor (S5M2). A desvantagem da S5M3 é que o custo computacional é maior e gera uma quantidade maior de dados, levando mais tempo, consumindo mais energia e ocupando mais espaço em disco para atingir praticamente o mesmo resultado.

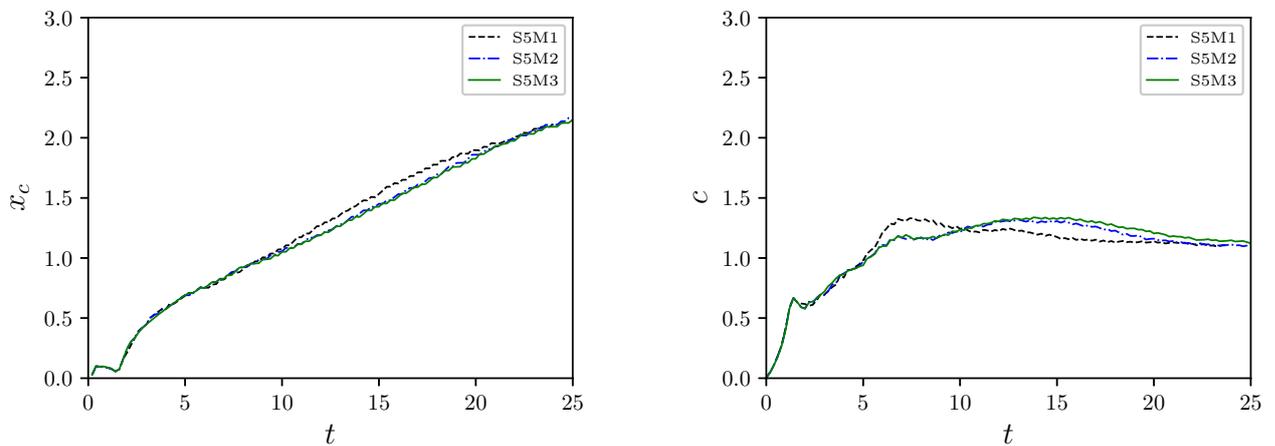


Figura 5.3 – Gráfico da esquerda: posição do centro. Gráfico da direita: relação de simetria. Ambos para simulações de  $Re = 2850$  com diferentes malhas.

Como neste trabalho o objetivo é compreender também sobre o formato da corrente, nas simulações para definição de malha foi estudada uma forma de facilitar a análise e compreensão a cerca do formato da frente da corrente. Desse modo, foram utilizadas as seguintes equações paramétricas para definir uma elipse centrada no ponto  $C = (x_c, 0)$ :

$$x = x_c + a \cos \theta \quad (5.1)$$

$$z = b \sin \theta \quad (5.2)$$

, onde  $x_c$ ,  $a$ ,  $b$  e  $\theta$  são definidos a partir das informações do contorno da linha da frente para cada tempo analisado, conforme já foi explicado anteriormente.

A partir das equações 5.1 e 5.2, bem como por meio do método dos mínimos quadrados, encontrou-se o coeficiente para cada equação de tal modo que, a soma das

diferenças dos quadrados entre os valores das equações e os valores encontrados, a cada um dos tempos dados, fosse o menor possível. Dessa forma, foi aproximado o contorno da linha da frente da corrente ao formato de uma elipse, facilitando as análises deste tipo de corrente. Desde a coleta de informações sobre a geometria do escoamento até a observação de estruturas turbulentas na linha de frente da corrente. São apresentadas na Figura 5.4 (gráfico da direita) as elipses parametrizadas para setes tempos diferentes do escoamento.

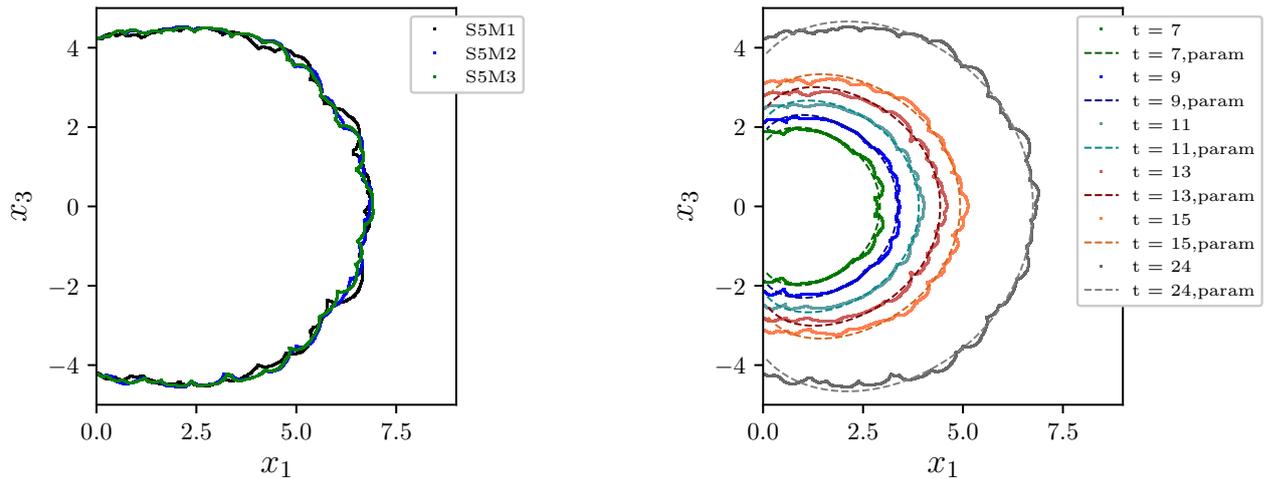


Figura 5.4 – Gráfico da esquerda: contorno da frente da corrente para simulações de  $Re = 2850$  e diferentes malhas. Gráfico da direita: contorno da frente da corrente para simulação S5M2 e as respectivas elipses, que são parametrizadas por meio das equações 5.1 e 5.2, que foram definidas anteriormente.

Após a escolha da malha de cálculo para cada simulação, foi realizada a avaliação da solução numérica, por meio da comparação dos resultados encontrados aqui com o que foi relatado por Inghilesi e Adduce et al. (2018). A Tabela 5.2 mostra as informações das simulações escolhidas para validação da solução numérica em termos de evolução e formato da frente da corrente. Na Figura 5.5 é mostrado o campo de concentração para as três simulações em  $t = 25$ , que é o tempo final das simulações.

Tabela 5.2 – Informações numéricas das simulações escolhidas para validação da solução numérica.

Simulação	Abordagem	d	Sc	Re	$\frac{Q}{U_H R^2}$	$n_1, n_2, n_3$	$\Delta t$
S2	DNS	0,96	1	707	0,169	361, 49, 433	0,0005
S3	iLES	0,96	1	1410	0,175	181, 61, 217	0,001
S5	iLES	0,96	1	2850	0,179	289, 81, 361	0,0005

Através da Figura 5.5 foi possível observar o campo de concentração para os casos S2, S3 e S5. O caso S2 ( $Re = 707$ ) apresentou um escoamento laminar desde a entrada no domínio até o seu tempo final. O aumento do número de *Reynolds* fez com que a corrente desenvolvesse uma dinâmica turbulenta mais intensa no escoamento, surgindo

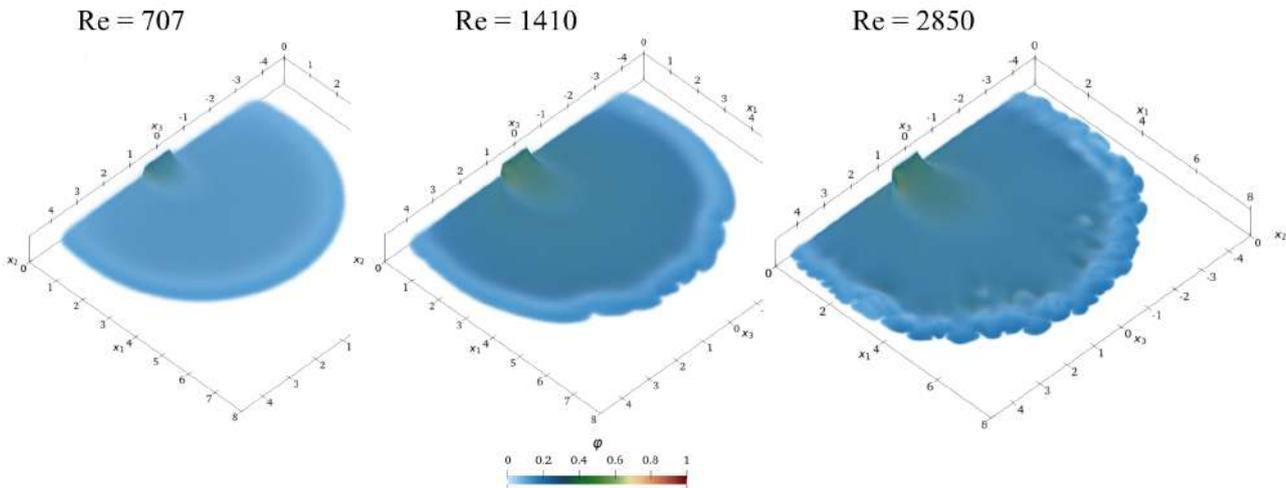


Figura 5.5 – Comportamento do campo de concentração em  $t = 25$  para as simulações conservativas: S2 ( $Re = 707$ ), S3 ( $Re = 1410$ ) e S5 ( $Re = 2850$ ).

assim, as estruturas turbulentas e os vórtices de  $KH$  na linha de frente do escoamento. As estruturas de lobos e fendas começaram a ficar perceptíveis no caso S3 ( $Re = 1410$ ), porém, concentraram-se em uma pequena região frontal (corrente do meio na Figura 5.5). No caso S5 ( $Re = 2850$ ) já foi possível observar as estruturas em todo o contorno da linha da frente do escoamento, sugerindo uma relação do aumento do número de *Reynolds* a maior quantidade de estruturas turbulentas frontais. Embora haja um aumento do números de estruturas de lobos e fendas, é bom observar também que elas ficaram menores em relação as estruturas observadas no caso S3. Isso significa que, com o aumento do número de *Reynolds*, as estruturas reduziram de tamanho e aumentaram em quantidade. Esse comportamento vai ao encontro do que foi observado por Inghilesi e Adduce et al. (2018) no seu estudo sobre as características gerais da corrente. Além disso, no caso S5 foi possível observar que os vórtices de  $KH$  permaneceram próximos a linha frontal da corrente e o restante do corpo da corrente se manteve laminar (Figura 5.5).

A Figura 5.6 traz a comparação entre as simulações referente a relação de simetria do escoamento. O gráfico da esquerda mostra  $c \approx 1$  para os casos com  $Re < 1500$ , assim, confirmando que nessa faixa de número de *Reynolds* a corrente têm tendência ao formato de uma circunferência. Com o aumento do número de *Reynolds*, a corrente apresentou o espalhamento longitudinal maior do que o espalhamento lateral, portanto  $c > 1$ . Além disso, percebeu-se que até  $t \approx 4,5$  o comportamento da corrente apresentou diferenças significativas com relação a referência. Tais diferenças podem ser atribuídas as modificações e aproximações realizadas, como é o caso da condição de entrada de fluido no domínio. Cabe salientar que devido a essas particularidades, a comparação com o estudo de Inghilesi e Adduce et al. (2018) tiveram que ser considerados apenas os tempos intermediários do escoamento da corrente, ou seja, os tempos iniciais e finais não estão replicando os mesmos efeitos que o estudo de referência.

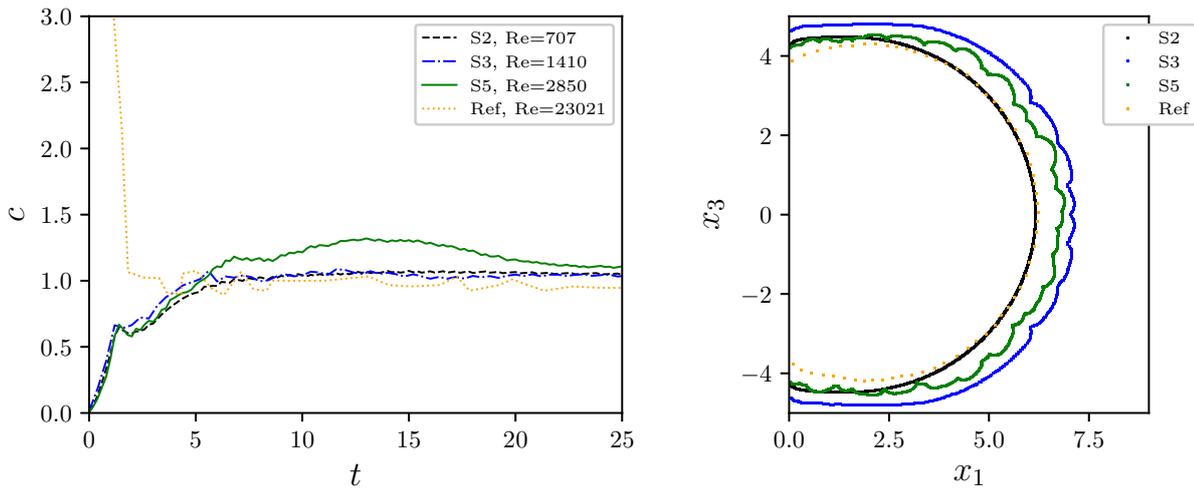


Figura 5.6 – Gráfico da esquerda: relação de simetria das simulações de  $Re = 707$ ,  $1410$  e  $2850$ , comparando ao estudo de referência de  $Re = 23021$  de (Inghilesi e Adduce et al., 2018). Gráfico da direita: contorno da frente das correntes simuladas  $Re = 707$ ,  $1410$  e  $2850$ , comparado com o contorno da corrente do estudo de referência de  $Re = 707$  (Inghilesi e Adduce et al., 2018).

O comportamento da posição da frente ( $x_f$ ) da corrente nas simulações realizadas foi comparado com os resultados do estudo de Inghilesi e Adduce et al. (2018) (em laranja pontilhado) e se encontram na Figura 5.7. As correntes simuladas neste trabalho mostraram que quanto maior o número de *Reynolds*, mais rápida foi a frente da corrente. No entanto, a linearidade da frente observada no resultado do estudo de referência não permanece. Esse crescimento não linear da velocidade já era esperado, devido aos ajustes nas condições de contorno e as diferenças entre este estudo (entrada contínua) e o trabalho referência escolhido (*Lock-exchange*).

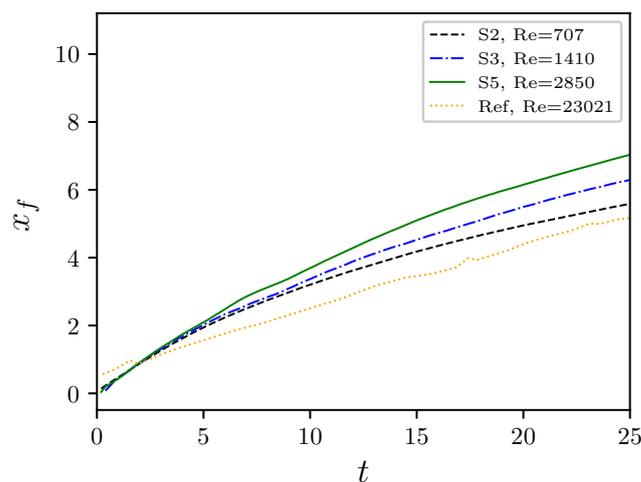


Figura 5.7 – Gráfico da posição da frente para as simulações de  $Re = 707$ ,  $1410$  e  $2850$ , comparando com a referência de  $Re = 23021$  (Inghilesi e Adduce et al., 2018).

A partir da comparação de resultados com o trabalho de Inghilesi e Adduce et al. (2018), foi possível demonstrar e verificar que apesar das adaptações realizadas no código

de cálculo nas condições de contorno, os gráficos possuem as mesmas tendências e os resultados estão coerentes com as diferenças entre os dois estudos. Demonstrando assim, ser um método de aproximação adequado para o estudo de correntes de densidade em configuração de bacia com alimentação contínua. Por isso, pode ser utilizado para aprofundar o entendimento deste tipo de corrente de densidade.

### 5.1.2 Sensibilidade do número de *Schmidt*

Como a avaliação da solução numérica demonstrou ser uma boa opção pra análise de correntes com alimentação contínua em configuração de bacia, esta subseção buscou compreender sobre a influência do número de *Schmidt* nesse tipo de corrente. Para isso, foram realizadas simulações com o caso S2 ( $Re = 707$ ) anteriormente validado. Esse número de *Reynolds* foi escolhido tendo em vista que em correntes com número de *Reynolds* baixos, o termo difusivo é mais importante do que em casos de número de *Reynolds* altos (Bonometti e Balachandar, 2008). Dessa forma, a Tabela 5.3 descreve os detalhes numéricos dos casos simulados. As simulações foram obtidas por meio de DNS e com três valores de número de *Schmidt* diferentes ( $Sc = 0, 1; 1$  e  $7$ ).

Tabela 5.3 – Informações numéricas das simulações realizadas com diferentes números de *Schmidt*.

Simulação	Abordagem	d	Sc	Re	$\frac{Q}{UH^2}$	$n_1, n_2, n_3$	$\Delta t$
S2-01	DNS	0,96	0.1	707	0,169	361, 49, 433	0,00005
S2-1	DNS	0,96	1	707	0,169	361, 49, 433	0,0005
S2-7	DNS	0,96	7	707	0,169	721, 97, 866	0,00025

Devido ao baixo número de *Reynolds*, independente dos valores do número de *Schmidt*, quase não foi possível observar vórtices nos escoamentos. Isso pode ser observado na Figura 5.8 através da visualização do campo de concentração, por meio de um corte longitudinal em  $x_3 = 0$  das três correntes simuladas. No caso de  $Sc = 0, 1$ , a corrente apresenta alta difusividade desde os tempos iniciais ( $t = 5, 6$ ) do escoamento (Figura 5.8), o que já era esperado. Por isso, nesse caso, a altura da corrente (incluindo corpo e cabeça) se manteve acima da metade da altura do domínio e a corrente não se espalhou da mesma forma que as correntes com  $Sc = 1$  e  $7$ , tanto lateral como longitudinalmente (Figura 5.9). Porém, não foi possível obter uma boa visualização do campo de concentração da corrente, justamente pela alta difusividade. Essa situação foi diferente do que ocorreu no caso de  $Sc = 1$ , onde ficou mais simples observar o espalhamento da corrente, mantendo uma altura próxima a 40% da altura total do domínio (no tempo final  $t = 25$ ). Ainda, pode ser observado que a corrente apresentou a cabeça levemente pronunciada, pois houve uma

pequena redução na altura da corrente atrás da cabeça, que ocorreu desde os tempos iniciais até o tempo final.

Na corrente com  $Sc = 7$ , esse pronunciamento da cabeça da corrente foi visto apenas entre  $t \approx 4$  e  $t \approx 13$ . Após esse intervalo, a corrente como um todo manteve altura próxima a metade da altura da corrente com  $Sc = 1$ . As observações a cerca da cabeça da corrente, foram ao encontro com o que foi visualizado por Bonometti e Balachandar (2008) em uma configuração de canal com baixo número de *Reynolds*. Porém, os autores verificaram tais diferenças apenas em correntes com altos valores  $Sc$  ( $Sc > O(1)$ ), diferentemente do que observou-se aqui. Além disso, os autores associaram ao valor do número de *Reynolds* o local exato onde ocorre a redução atrás da cabeça da corrente. Como as simulações realizadas aqui foram para um número de *Reynolds* fixo e ainda são observadas mudanças com os diferentes números de *Schmidt*, pode-se sugerir que o número de *Schmidt* tem alguma relação com o fenômeno em questão.

Apesar das discordâncias a respeito da cabeça da corrente com Bonometti e Balachandar (2008), quando foi analisado a evolução e formato da corrente, verificou-se o mesmo que os autores em relação a posição da frente da corrente. A posição da frente não apresentou grande variação quando  $Sc \geq 1$ , conforme apresentado na Figura 5.10. Além disso, algo parecido ocorreu com o perfil da frente da corrente, que apesar do aumento do valor do número de *Schmidt*, não apresentou grandes variações mesmo quando comparado com o perfil da frente encontrado por Inghilesi e Adduce et al. (2018), que possui  $Sc = 600$  e o mesmo número de *Reynolds* (Figura 5.10). Já em relação ao perfil da frente da corrente, para os casos de  $Sc = 1$  e  $Sc = 7$  o comportamento se manteve com espalhamento lateral levemente maior próximo a entrada, onde a condição de contorno é  $x_1 = 0$ , conforme visto nas simulações de validação da solução numérica anteriores (5.6).

Como os resultados sobre a evolução da corrente e formato da frente ficaram próximos aos encontrados por outras referências (Bonometti e Balachandar, 2008; Necker e Härtel et al., 2005), não demonstrando grande influência do número de *Schmidt* nos casos de  $Sc > 1$ , a análise realizada neste trabalho pode ser considerada para o aprofundamento do estudo com diferentes valores de número de *Schmidt*. Também, é importante destacar que o estudo sobre o tema é pouco explorado e que a aproximação de  $Sc = 1$  normalmente empregada se mostra grosseira, podendo estar desconsiderando fenômenos importantes no interior da corrente, é necessário um estudo mais aprofundado que contemple uma gama maior de números de *Schmidt*, pois alguns dos fenômenos que ocorrem em situações naturais possuem valores de  $Sc = O(10^2)$ . Isso significa que a mistura dos diferentes fluidos ocorre por meio da instabilidade interfacial e da turbulência presente no escoamento (Bonometti e Balachandar, 2008), diferentemente do que ocorre em casos com baixos números de *Schmidt*.

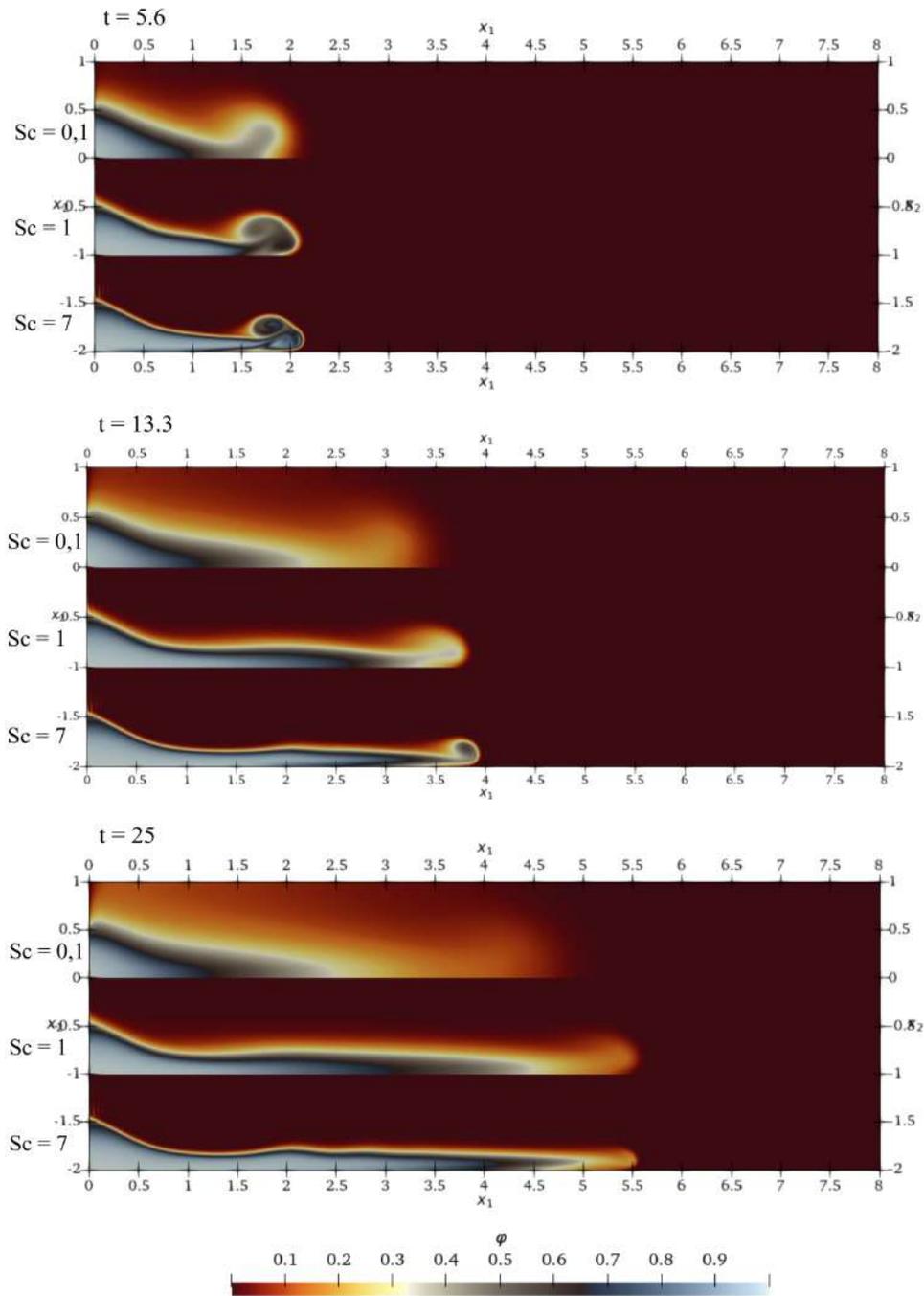


Figura 5.8 – Variação do campo de concentração para as simulações com diferentes números de *Schmidt* visto de um plano central  $x_3 = 0$  em  $t = 5,6$ ,  $t = 13,3$  e  $t = 25$ .

## 5.2 Correntes não conservativas

Após a compreensão sobre correntes conservativas em configuração de bacia, foi inserido a variável partícula na corrente, com o intuito de verificar a influência da presença de partículas no formato e na evolução da corrente. Para isso, foram escolhidos dois casos dentre os já avaliados na Seção 5.1, os casos S2 e S5 além de um caso com  $Re = 10000$ . A escolha foi baseada no número de *Reynolds*, tendo em vista que com os casos de menor

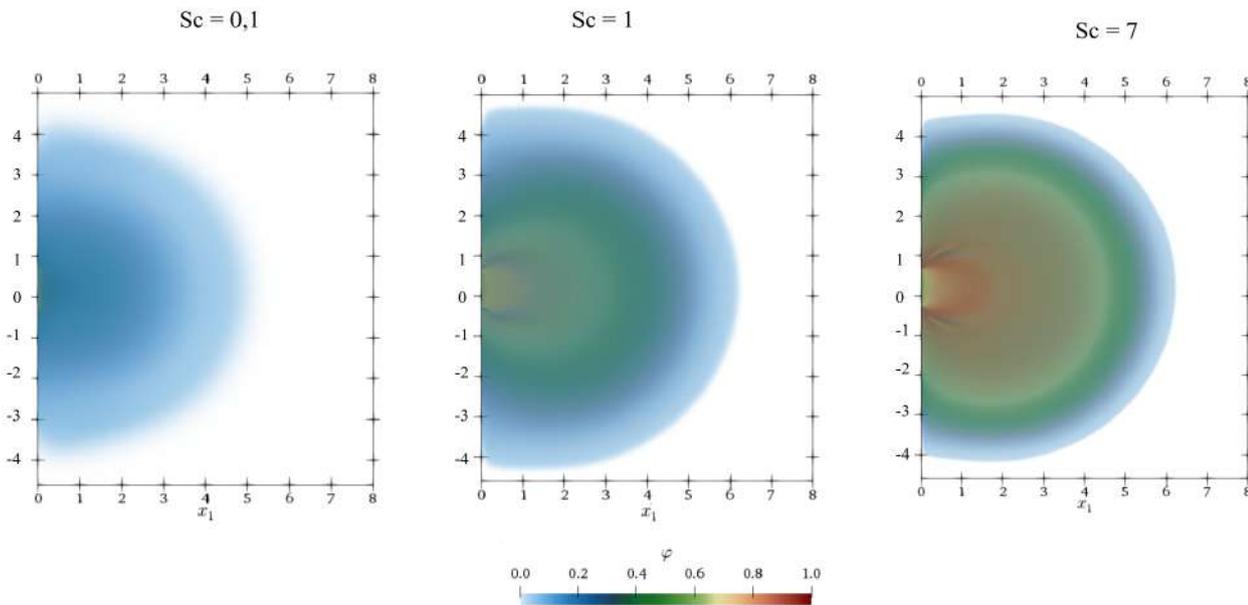


Figura 5.9 – Visualização de topo do campo de concentração para as simulações com  $Sc = 0,1; 1$  e  $7$ .

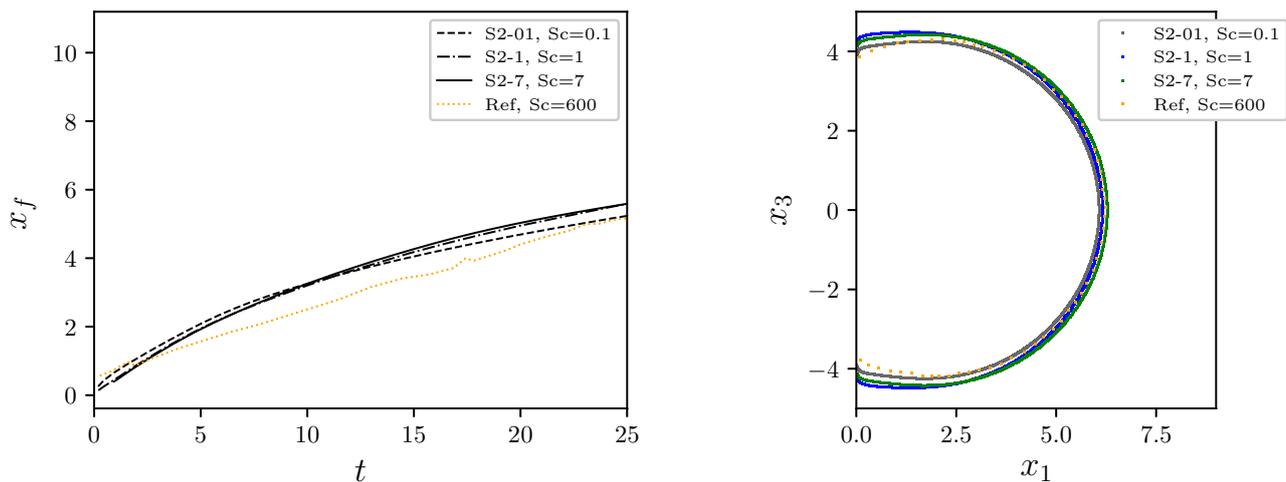


Figura 5.10 – A esquerda está o gráfico de posição da frente ( $x_f$ ) e a direita está o contorno do escoamento plenamente desenvolvido. Comparação de resultados de correntes com  $Sc = 0,1$ ,  $Sc = 1$ ,  $Sc = 7$  e  $Re = 707$  com o estudo de referência Inghilesi e Adduce et al. (2018) de mesmo número de *Reynolds* e  $Sc = 600$  (em laranja pontilhado).

número de *Reynolds*, as correntes são laminares e auxiliam para o entendimento do escoamento em bacia (simuladas por meio de DNS) e os casos com maior número de *Reynolds* permitem observar as estruturas turbulentas e instabilidades. Os casos com  $Re > 1000$  foram simulados por meio de iLES e todas as simulações não conservativas possuem o mesmo domínio de cálculo que as correntes conservativas ( $8 \times 1 \times 9,6$ ). Na Tabela 5.4 são apresentadas as informações das simulações realizadas com diferentes velocidades de queda, que serão discutidas nas próximas subseções deste capítulo em relação a evolução, formato da frente, mapas de depósito e potencial erosivo da corrente.

Tabela 5.4 – Informações numéricas das simulações realizadas com diferentes velocidades de queda.

Simulação	Abordagem	d	$u_s$	Sc	Re	$\frac{Q}{UH^2}$	$n_1, n_2, n_3$	$\Delta t$
S2-013	DNS	0,96	0,013	1	707	0,169	361, 49, 433	0,0005
S2-020	DNS	0,96	0,020	1	707	0,169	361, 49, 433	0,0005
S5-005	iLES	0,96	0,005	1	2850	0,179	289, 81, 361	0,001
S5-013	iLES	0,96	0,013	1	2850	0,179	289, 81, 361	0,001
C-013	iLES	1	0,013	1	10000	0,5	721, 97, 865	0,00008

### 5.2.1 Evolução e formato da corrente

Conforme visto na Tabela 5.4, todas as velocidades de queda foram calculadas através da lei de *Stokes*. Por isso, os diâmetros de partícula utilizados nas simulações e as respectivas granulometrias equivalentes seguem na Tabela 5.5. Em todos os casos apresentados, o material da partícula utilizado para o cálculo foi a sílica ( $\tilde{\rho}_{sil} = 2592,2 \text{ kg/m}^3$ ).

Tabela 5.5 – Informações das partículas escolhidas para as simulações de correntes não conservativas realizadas.

Simulação	Diâmetro de partícula	Granulometria equivalente
S2-013	$9\mu m$	silte fino
S2-020	$11\mu m$	silte fino
S5-005	$11\mu m$	silte fino
S5-013	$18\mu m$	silte médio
C-013	$34\mu m$	silte grosso

#### *Discussão dos resultados com $Re = 707$ :*

A partir da visualização dos campos de concentração de sedimentos das correntes de  $Re = 707$ , observou-se o comportamento laminar da corrente. Nos tempos iniciais do escoamento, verificou-se na linha da frente (Figura 5.2.1), o início de um vórtice de *KH* no sentido anti-horário do escoamento, que ocorre devido a interação da corrente com o fluido ambiente. Esse comportamento ocorreu para os três casos, com diferentes velocidades de queda, conforme pode ser visto na Figura 5.2.1. É a partir desse vórtice *KH* que a cabeça da corrente se forma. Já nos tempos finais das simulações, percebeu-se que a presença de partículas nas correntes reduziu a altura das mesmas e também desacelerou o escoamento, fazendo com que as correntes tenham uma posição da frente máxima de  $\approx 4,5$ . A simulação sem partículas atingiu escoamento plenamente desenvolvido com  $x_f =$

5,5. O avanço da posição da frente pode ser visto com mais detalhes no gráfico da direita na Figura 5.12.

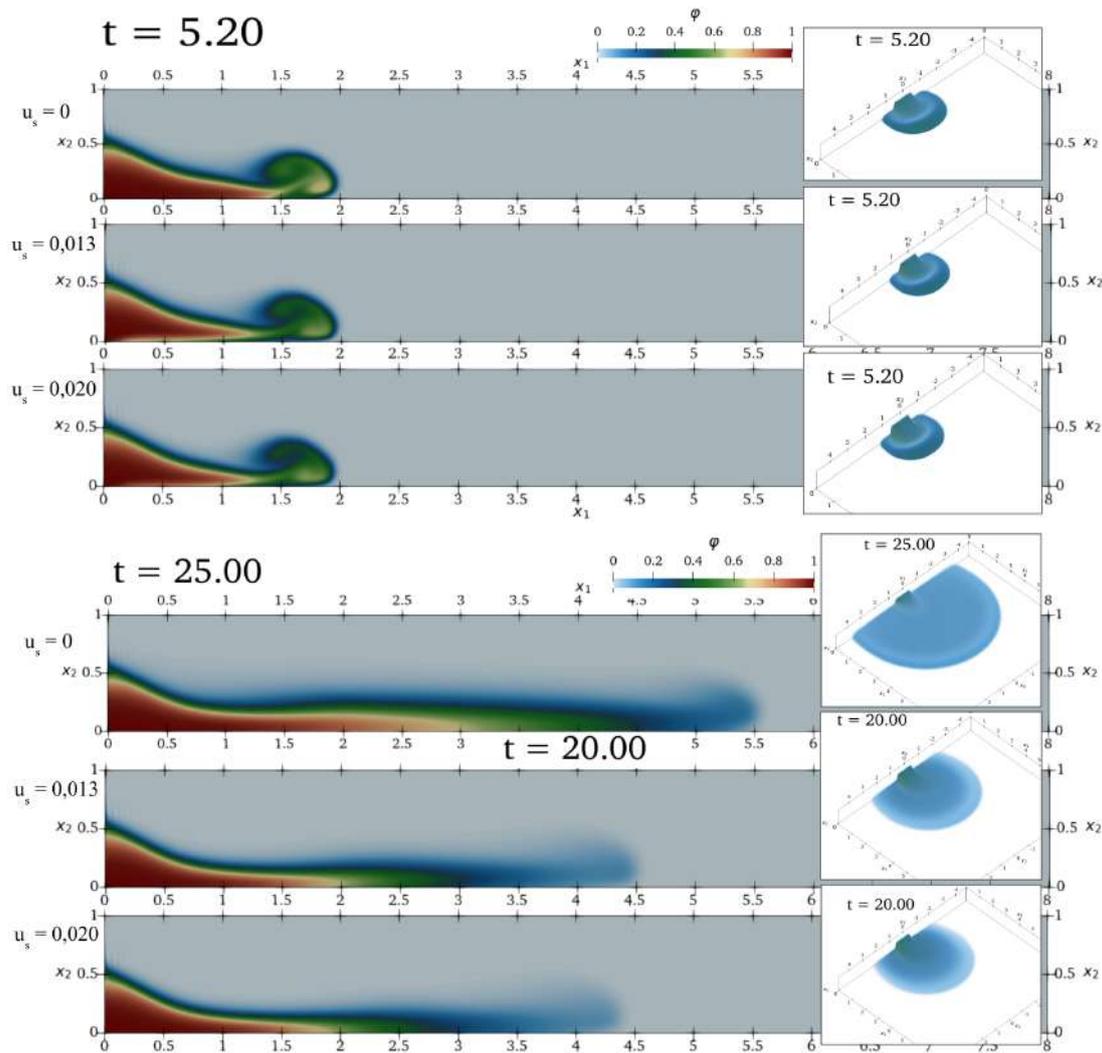


Figura 5.11 – Visualização em perspectiva e através de um plano central em  $x_3 = 0$  das simulações de  $Re = 707$  com diferentes velocidades de queda em um tempo no início ( $t = 5, 20$ ) do escoamento e outro no final ( $t = 25$  e  $t = 20$ ).

Para compreender sobre a evolução do escoamento, foi analisado o comportamento da velocidade da frente da corrente. A velocidade da frente foi calculada a partir da derivada da posição da frente em relação ao tempo. Essa informação não foi apresentada pelo artigo de referência (Inghilesi e Adduce et al., 2018). Diante disso, foi realizada uma análise com base nas fases do escoamento definidas no trabalho de CANTERO e LEE et al. (2007) (para correntes de *Lock-exchange* planares e axissimétricas). Como o caso estudado aqui não se encaixa exatamente em nenhum dos casos estudados por CANTERO e LEE et al. (2007), foi avaliado o comportamento da velocidade em relação as leis de potência para ambos os casos, sendo que as leis comumente utilizadas para a configuração *Lock-exchange* planar foram as que mais se aproximaram dos resultados encontrados neste estudo e por isso, serão apresentadas no decorrer deste trabalho.

Para os casos de  $Re = 707$ , as correntes conservativas ou não, apresentaram inicialmente a velocidade da frente igual a  $4 \times 10^{-1}$ , que se manteve constante até  $t = 2$  (Figura 5.12). Esse comportamento da velocidade da frente é característico da fase denominada fase de velocidade constante (*slumping phase*) (CANTERO e LEE et al., 2007) na qual a velocidade segue a lei  $t^0$ . Nesses casos específicos, a fase de velocidade constante ocorreu até que a posição da frente fosse aproximadamente a unidade ( $x_f \approx 1$ ). Após essa fase, a velocidade da frente apresentou um decaimento seguindo a lei de  $t^{-1/3}$ , conforme pode ser visto no gráfico da direita na Figura 5.12. Essa lei de potência é característica da fase inercial e depende da configuração do escoamento. Assim, verificou-se que a fase inercial ocorre de  $2 < t < 4$  e corresponde a  $1 < x_f < 1,5$  na posição da frente da corrente. A partir de  $t = 4$ , a velocidade teve um comportamento que se aproxima da lei de potência  $t^{-5/8}$ , que caracteriza a fase em que o escoamento é dominado pelas forças viscosas e se manteve até o tempo final do escoamento ( $t = 20$  para as correntes não conservativas e  $t = 25$  para a corrente conservativa). Nessa fase do escoamento, a posição da frente se desenvolveu de  $x_f = 1,5$  até  $x_f = 5,5$  para a corrente conservativa e até  $x_f \approx 4,5$  nos casos não conservativos.

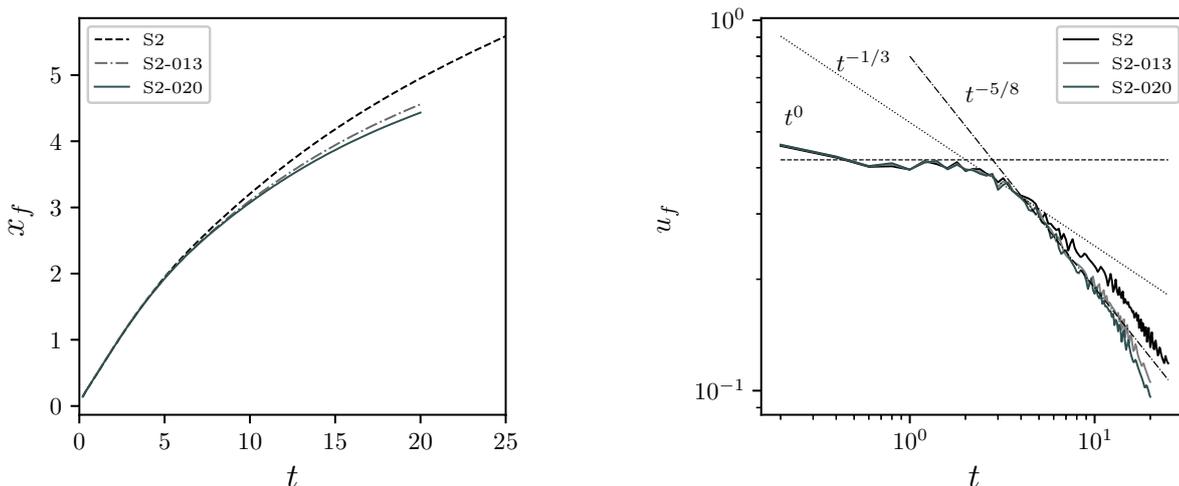


Figura 5.12 – Gráfico da esquerda: posição da frente. Gráfico da direita: velocidade da frente, juntamente com as leis de potência de velocidade que definem as fases do escoamento. Ambos gráficos para simulações de  $Re = 707$  com partículas ( $u_s = 0,013$  e  $0,020$ ) e sem partículas ( $u_s = 0$ ).

Analisando as correntes de  $Re = 707$  em relação ao formato da corrente, verificou-se que no caso conservativo a corrente se desenvolveu mais no domínio e manteve o formato circular. Esse comportamento era esperado, uma vez que a corrente não possui partículas. Pois nos casos das correntes com partículas, o início da formação dos depósitos começou logo na entrada do domínio. Assim, a corrente não se espalhou da mesma forma, ou seja, a corrente reduziu a sua força (Zgheib, Bonometti e Balachandar, 2015c). Além disso, as correntes não conservativas têm menor espalhamento lateral e esse comportamento foi confirmado quando se analisou a relação de simetria (Figura 5.13) do esco-

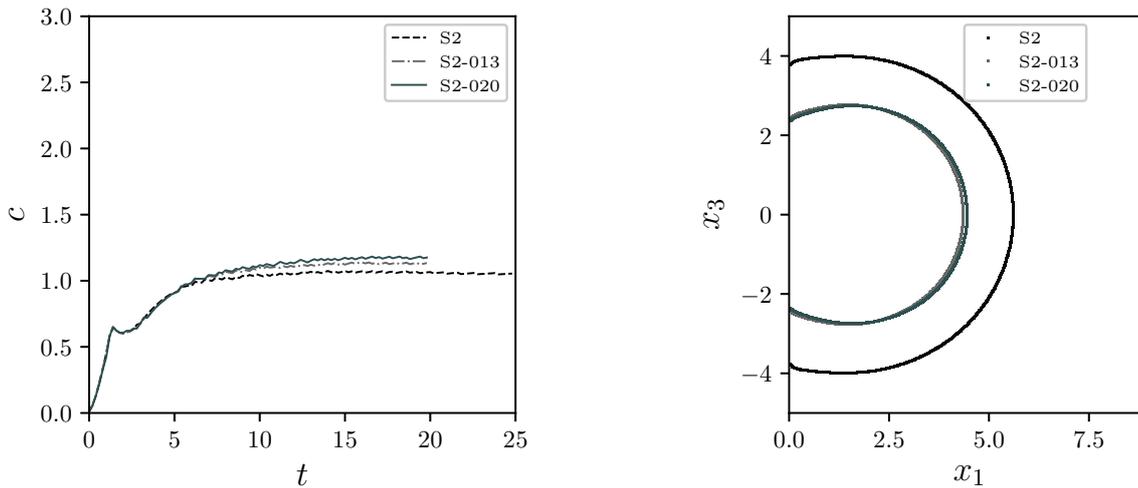


Figura 5.13 – Gráfico da esquerda: relação de simetria do contorno da corrente. Gráfico da direita: contorno da frente das correntes simuladas. Ambos para simulações de  $Re = 707$  com partículas ( $u_s = 0,013$  e  $0,020$ ) e sem partículas ( $u_s = 0$ ).

amento. Pois a relação de simetria foi tornando-se maior que a unidade com o aumento da velocidade de queda da corrente, mantendo-se em  $c \approx 1,13$  no caso S2-020 e  $c \approx 1,10$  na simulação S2-013. Na corrente sem partículas, a relação de simetria permaneceu próxima a  $c \approx 1,04$ . Cabe salientar que na figura dos contornos da frente da corrente (5.13), os perfis foram coletados nos tempos em que as correntes não conservativas apresentavam a mesma posição da frente para tempos diferentes, a fim de realizar uma comparação mais justa.

#### *Discussão dos resultados com $Re = 2850$ :*

Na Figura 5.14 estão as visualizações dos campos de concentração de sedimentos das correntes de  $Re = 2850$ , que vão auxiliar na visualização das estruturas turbulentas e da dinâmica das correntes com diferentes velocidades de queda.

Inicialmente, a corrente entrou no domínio com a forma bidimensional e logo nos tempos iniciais começou a enfrentar certa resistência no espalhamento. Por isso, apresentou uma região central da linha da frente ligeiramente mais ‘quadrada’, que pode ser observada nos casos com velocidades de queda diferentes de zero, conforme Figura 5.14 em  $t = 5, 20$ . Ainda em  $t = 5, 20$ , a cabeça da corrente já se formou para todos os casos, a partir de um vórtice de  $KH$  com rotação no sentido anti-horário que surgiu pela interação entre a corrente (mais densa) e o fluido ambiente. Pode-se perceber que para essa configuração de escoamento, os vórtices têm um formato toroidal característico. Ademais, foi devido a presença desse vórtice mais energético e da condição de contorno do fundo, que o escoamento no fundo do leito acelerou localmente (Zgheib, Bonometti e Balachandar, 2015c), formando um pequeno vórtice com rotação no sentido horário no fundo do domínio. Da mesma forma que ocorreu nas correntes axissimétricas estudadas por Zgheib, Bono-

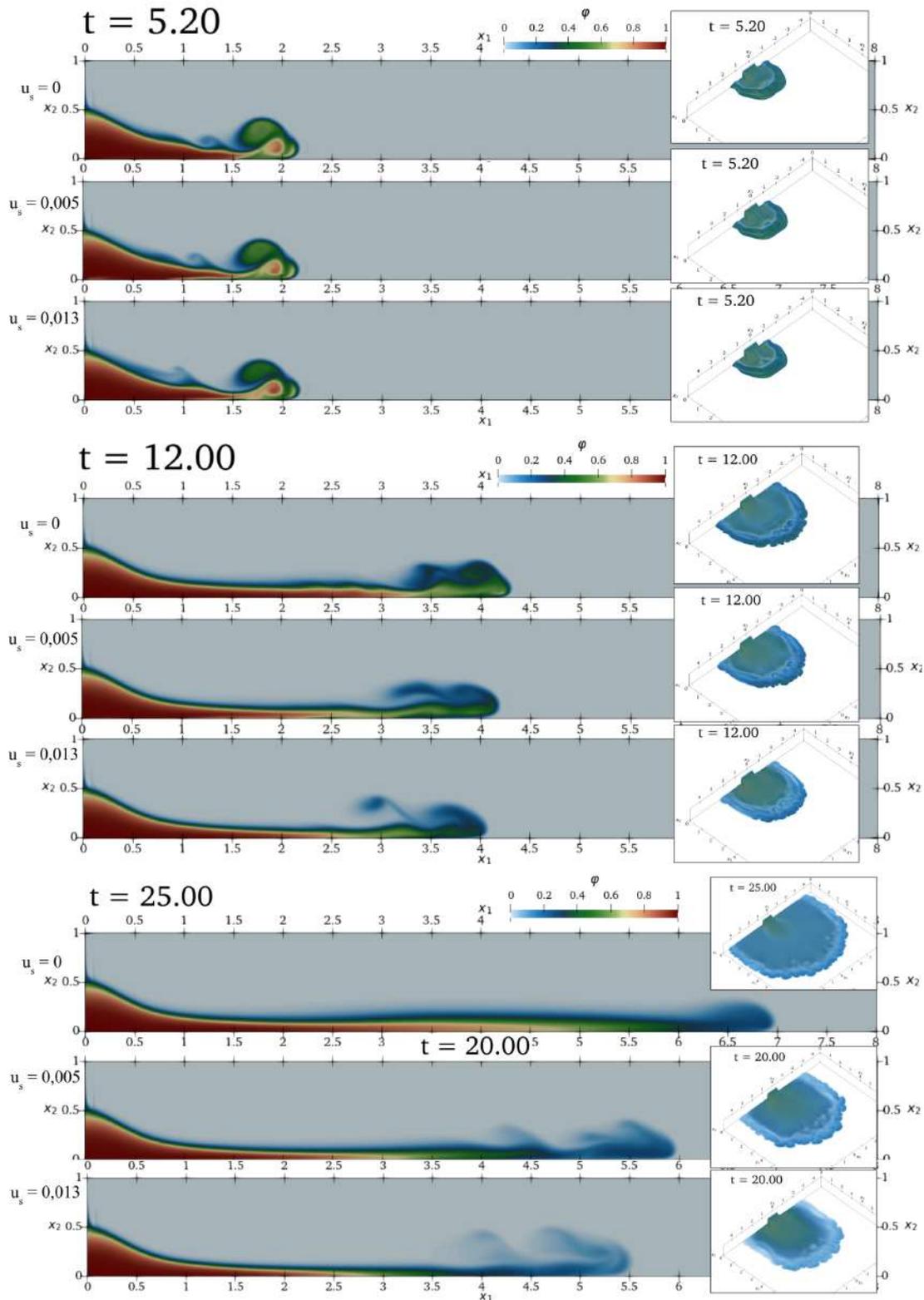


Figura 5.14 – Visualização em perspectiva e através de um plano central em  $x_3 = 0$  das simulações de  $Re = 2850$  com diferentes velocidades de queda em um tempo no início ( $t = 5, 20$ ), no meio ( $t = 12$ ) e no final do escoamento ( $t = 20$  ou  $t = 25$ ).

metti e Balachandar (2015c) e Cantero e Balachandar et al. (2006). Percebeu-se também a formação de um “nariz” em todo o contorno frontal da corrente, que se pronuncia para frente. É esse pronunciamento da corrente que vai formar um novo tubo de vórtice toroidal.

Essa característica alonga o corpo da corrente (Inghilesi e Adduce et al., 2018), sendo uma estrutura única. Porém, após  $t \approx 6$  se tornaram duas estruturas toroidais na linha da frente do escoamento. Essas estruturas toroidais, permaneceram até aproximadamente  $t = 14$ , em todos os casos de  $Re = 2850$  com diferentes velocidades de queda (Figura 5.14 em  $t = 12$ ). Características toroidais como essas foram observadas também nos trabalhos de Inghilesi e Adduce et al. (2018) e Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015c).

Durante todo o escoamento, a corrente apresentou uma dinâmica turbulenta mais intensa na região do contorno da frente e o corpo se manteve sem grande mistura, apresentando elevação da altura apenas onde tinha os tubos de vórtices. O restante do corpo permaneceu laminar até os tempos finais, da mesma forma que nos estudos de Inghilesi e Adduce et al. (2018) e Cantero e Balachandar et al. (2006). Nas correntes não conservativas, ocorreu o processo de sedimentação de partículas no leito. Isso fez com que a corrente não se espalhasse como nas correntes conservativas, como já visto nos casos de número de *Reynolds* mais baixo. Também foi possível verificar que a altura da corrente reduziu ao longo do escoamento (Figura 5.14). No tempo final ( $t = 20$ ) da simulação com  $u_s = 0,013$ , por exemplo, a altura do corpo da corrente era a metade da altura da cabeça, que é aproximadamente 0,6. O mesmo ocorre com a simulação de  $Re = 2850$  e  $u_s = 0,005$ . Nesse último caso, a altura da cabeça da corrente chegou a 0,45 no tempo final.

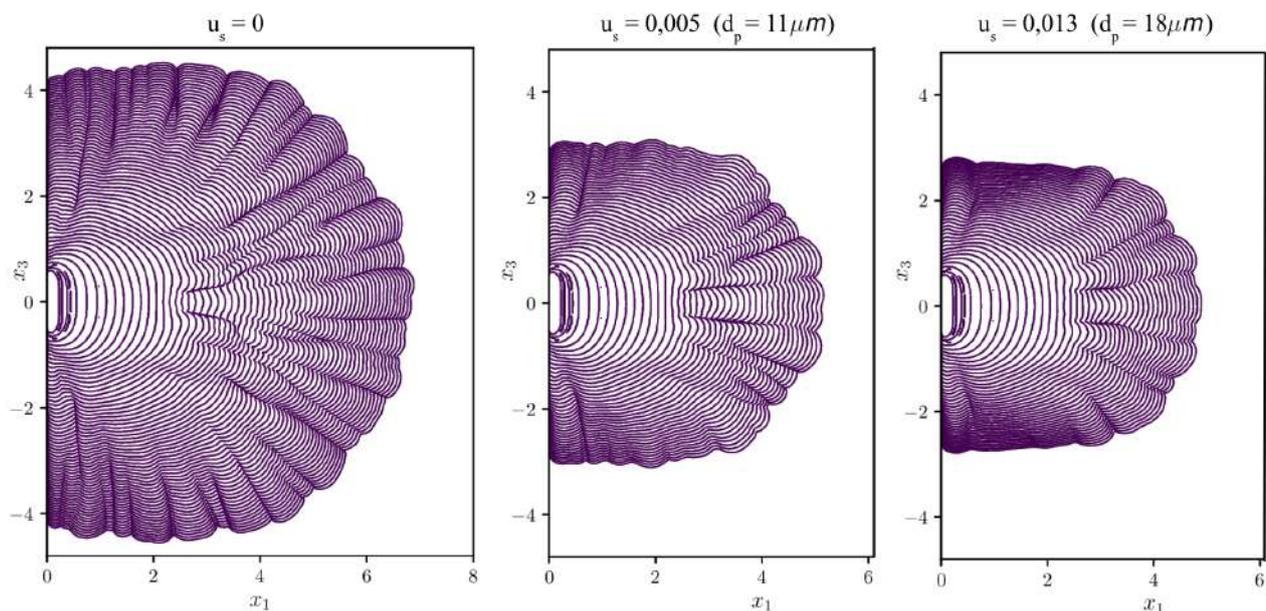


Figura 5.15 – Isolinhas de contorno do campo de concentração de sedimentos em  $x_2 = 0$ , com  $\varphi = 0,2\%$  de concentração e espaçamento  $\Delta t = 0,001$  entre isolinhas. Todos os casos apresentados nessa imagem possuem  $Re = 2850$ .

Diferentemente do que acontece nas correntes com  $Re = 707$ , nos casos com  $Re = 2850$ , as estruturas de lobos e fendas apareceram nitidamente no escoamento tanto para a simulação conservativa (S5) quanto para as simulações não conservativas (S5-005 e S5-013). Com o início da desaceleração do escoamento, as estruturas de lobos e fendas

começaram a surgir. A frente que antes era bidimensional (Figura 5.14 em  $t = 5, 20$ ), se tornou complexa e tridimensional com intensa dinâmica turbulenta (Figura 5.14 em  $t = 12$ ). Para auxiliar na visualização das estruturas turbulentas, a Figura 5.15 apresenta as isolinhas de contorno do campo de concentração no fundo do domínio ( $x_2 = 0$ ) para os três casos simulados com  $Re = 2850$ . As isolinhas estão espaçadas por um  $\Delta t = 0,001$  com  $\varphi = 0,2\%$  de concentração. Por meio da observação das isolinhas de contorno do campo de concentração, pode-se estimar visualmente o número de lobos na linha da frente, que na corrente conservativa ( $u_s = 0$ ) chegou a aproximadamente 30 e nas outras correntes reduziram para 25 e 17, sendo  $u_s = 0,005$  e  $u_s = 0,013$ , respectivamente. As estruturas reduzem em quantidade, portanto, ficam maiores a medida que a corrente se espalha até ser dissipada pelo fluido mais leve. Isso também foi constatado por Cantero e Balachandar et al. (2006) para o estudo de correntes axissimétricas conservativas. Além disso, neste trabalho notou-se que as estruturas turbulentas ficaram concentradas na região central da frente do contorno da corrente, quando aumentou a velocidade de queda do escoamento.

Em relação ao formato da corrente, a visualização das isolinhas de contorno da concentração (Figura 5.15) auxiliou na compreensão do comportamento do formato da corrente. Foi observado que ao aumentar a velocidade de queda, a corrente reduziu o seu espalhamento lateral, tornando a corrente alongada longitudinalmente e a frente com formato ligeiramente “quadrado”, diferentemente do que foi visto na corrente axissimétrica do estudo de Zgheib, Bonometti e Balachandar (2015c). A corrente conservativa apresentou comportamento e formato semelhantes ao encontrado por Inghilesi e Adduce et al. (2018), também para correntes conservativas. Essas características podem ser confirmadas quantitativamente por meio dos gráficos da Figura 5.16. No gráfico da esquerda está a relação de simetria, que confirma o alongamento longitudinal da corrente. Pois o caso de  $u_s = 0,013$  teve  $c \approx 1,5$  e o de  $u_s = 0,005$  teve  $c \approx 1,35$ . Além disso, é importante destacar que no gráfico de contorno da frente, plotou-se o perfil da frente das correntes nos tempos em que as simulações com velocidade de queda maior que zero estão na mesma posição da frente ( $t = 18$  para  $u_s = 0,005$  e  $t = 20$  para  $u_s = 0,013$ ). Como as correntes possuem diferentes velocidades de queda, foi mais adequado realizar a comparação desta forma, pois não é possível assegurar que no tempo final as duas simulações sejam comparáveis.

Em relação a evolução do escoamento, são apresentados na Figura 5.17, os gráficos de posição da frente (esquerda) e velocidade da frente (direita) da corrente. Observando o comportamento da corrente por meio das fases do escoamento, para os três casos de  $Re = 2850$ , notou-se a ausência da fase de velocidade constante. Fase na qual a velocidade da frente é constante ( $t^0$ ). Ao invés disso, as correntes não conservativas apresentaram uma leve aceleração inicial até  $t \approx 1,7$  e a corrente conservativa desacelerou. Esse comportamento pode ter relação com a condição de entrada inicial. Após esse tempo, a velocidade da frente da corrente desacelerou na lei de  $t^{-1/3}$  e a corrente apresentou comportamento auto-similar (CANTERO e LEE et al., 2007), que são características da

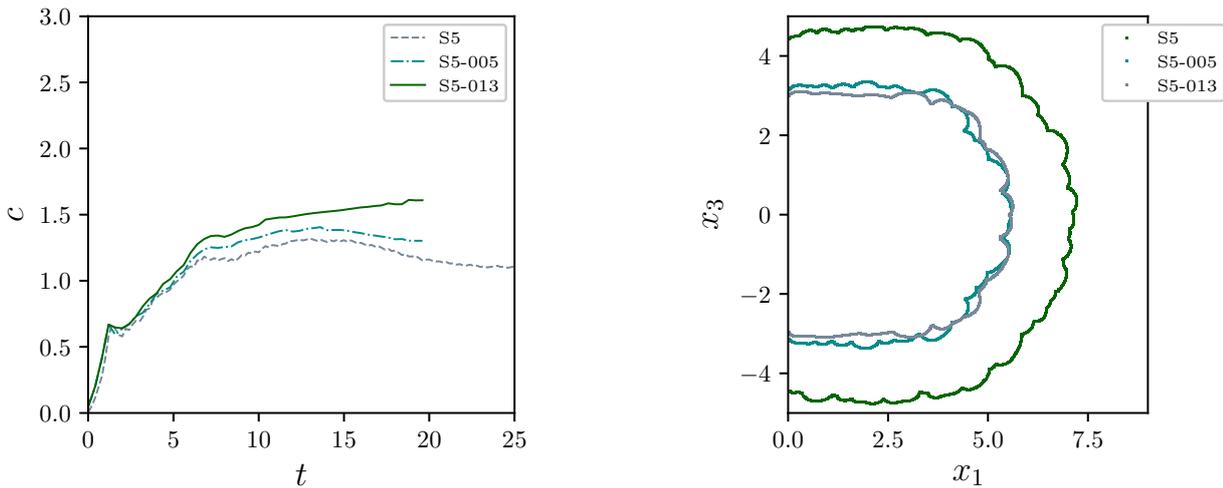


Figura 5.16 – Gráfico da esquerda: relação de simetria do contorno das correntes. Gráfico da direita: contorno de correntes simuladas. Ambos gráficos são para simulações de  $Re = 2850$  com partículas ( $u_s = 0,005$  e  $0,013$ ) e sem partículas ( $u_s = 0$ ).

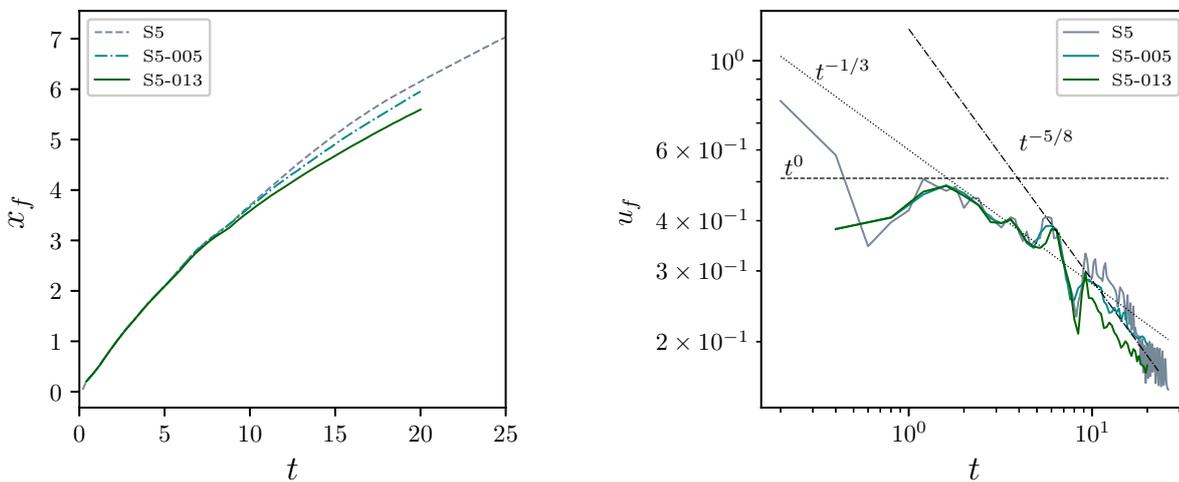


Figura 5.17 – Gráfico da esquerda: posição da frente das simulações. Gráfico da direita: velocidade da frente das correntes, com as leis das fases do escoamento. Em ambos os gráficos as correntes possuem  $Re = 2850$  com partículas ( $u_s = 0,005$  e  $0,013$ ) e sem partículas ( $u_s = 0$ ).

fase inercial do escoamento. Durante a fase inercial, a posição da frente da corrente foi de  $x_f = 0,5$  até  $x_f \approx 4$  (em  $t = 10$ ) para todos os casos, conforme o gráfico da Figura 5.17. Ainda, percebeu-se que até esse momento, a posição da frente das três correntes simuladas tiveram o mesmo comportamento. A partir de  $x_f \approx 4$  e  $t = 10$ , o aumento da posição da frente seguiu uma taxa de crescimento diferente para cada caso. Além disso, o escoamento entrou na fase viscosa com a velocidade seguindo a lei de  $t^{-5/8}$ , que se estendeu até o tempo final do escoamento ( $t = 20$  para as correntes não conservativas e  $t = 25$  para a corrente conservativa).

*Discussão dos resultados com  $Re = 10000$ :*

A partir das simulações apresentadas anteriormente, foram analisadas correntes de densidade com números de *Reynolds* moderados, buscando a simplificação da análise e a compreensão das características básicas das correntes, em configuração de bacia. No entanto, com o intuito de verificar se a evolução e o formato da frente da corrente possuem grandes diferenças em casos com número de *Reynolds* mais altos, foi realizada a simulação de uma corrente de  $Re = 10000$  e velocidade de queda  $u_s = 0,013$ . Para definir os parâmetros de entrada dessa simulação, foram utilizados como base os trabalhos de (Zgheib, Bonometti e Balachandar, 2015b) e (Francisco e Espath et al., 2018) sobre correntes axissimétricas e de canal-bacia, respectivamente. Dessa forma, as Figuras 5.18 e 5.19 mostram algumas visualizações do campo de concentração de sedimentos no plano central ( $x_3 = 0$ ) e em perspectiva, para cinco tempos diferentes (início, meio e fim) dessa simulação.

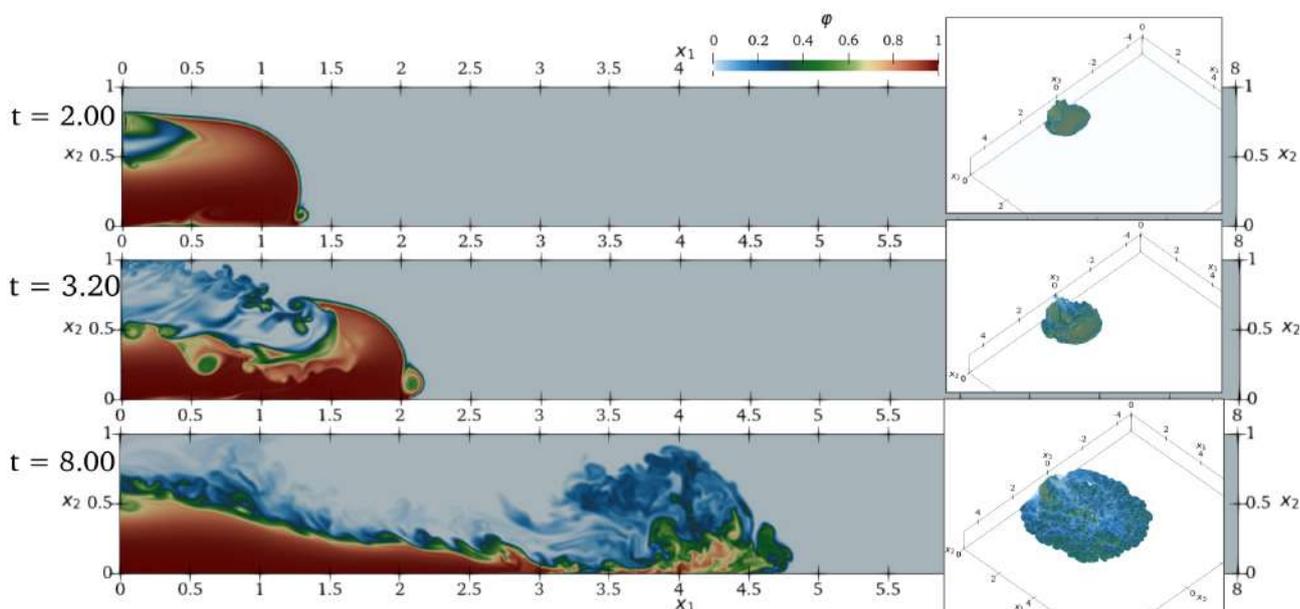


Figura 5.18 – Campo de concentração de sedimentos para  $t = 2$ ,  $t = 3,2$  e  $t = 8$  da simulação C-013.

O comportamento inicial dessa corrente de densidade é próximo do que foi visto nas simulações apresentadas anteriormente, com uma região na qual a corrente demora a “descolar” na parte superior da janela da injeção de fluido (Figura 5.18 em  $t = 2$ ). No entanto, nas simulações anteriores, com números de *Reynolds* menores, esse atraso no descolamento superior causa um fenômeno na frente da corrente que resulta em uma maior intensidade da dinâmica turbulenta, principalmente na parte central da linha de frente da corrente. Esse fenômeno pode ter relação com a alimentação contínua de fluido. No caso de  $Re = 10000$ , isso gera uma região com grande mistura atrás da cabeça da corrente. Observou-se que nessa região há a formação de vórtices na interface entre o fluido ambiente (vórtices de *KH*) e a corrente que está entrando no domínio (Figura 5.18 em  $t = 3,2$ ). Ademais, foi possível identificar a formação de um pequeno vórtice com rotação no sentido

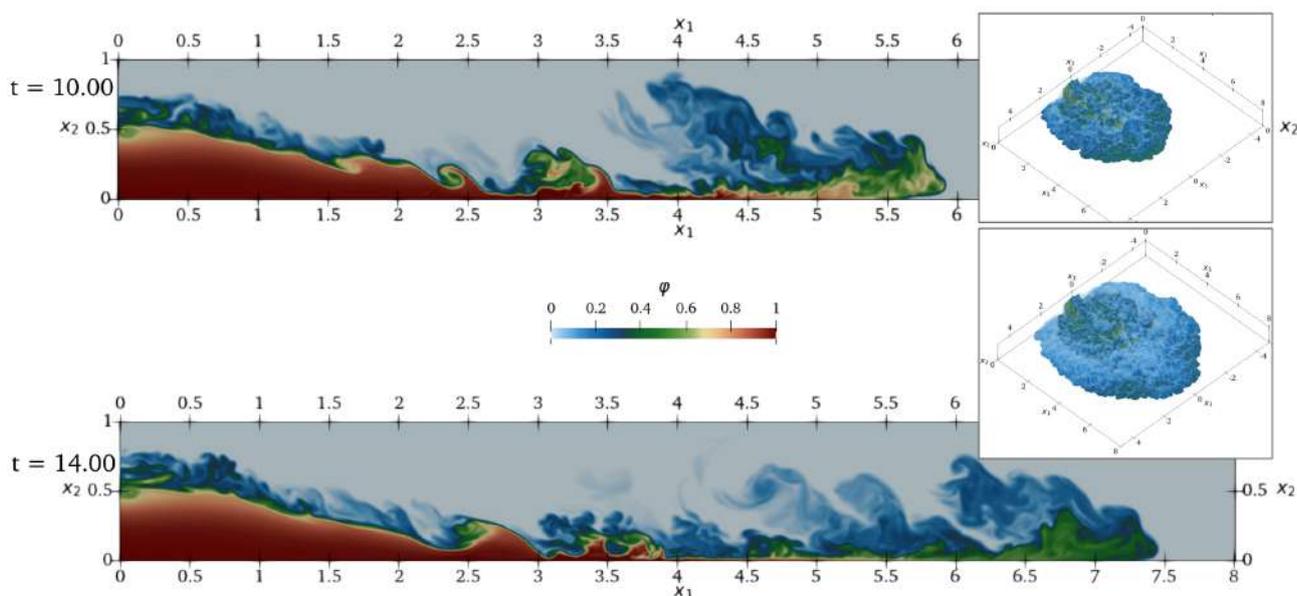


Figura 5.19 – Campo de concentração de sedimentos para  $t = 10$  e  $t = 14$  (tempo final) da simulação C-013.

horário bem na frente da corrente e próximo do fundo. Esse vórtice é o que dá origem a cabeça da corrente a partir de  $t = 4$ .

Uma diferença significativa entre essa simulação ( $Re = 10000$  e  $u_s = 0,013$ ) e as demais já analisadas neste trabalho foi no comportamento da corrente, que apresentou dinâmica turbulenta mais intensa desde os tempos iniciais, conforme Figuras 5.18 e 5.19. Além disso, ocorreu o estrangulamento da cabeça da corrente a partir de  $t = 8$  entre as posições 3 e 3,5 na Figura 5.18. A cabeça da corrente (em todo contorno da frente) se separou do resto do corpo. Dessa forma, a parte da frente começou a reduzir a concentração e a velocidade. Enquanto que o corpo da corrente, permaneceu sendo alimentado e escoando pra frente, em razão da alimentação contínua de fluido (Figura 5.19 em  $t = 8$ ). Por isso, em  $t = 9,6$ , o corpo da corrente encontrou novamente a cabeça e a corrente apresentou uma aceleração (Figura 5.19 em  $t = 10$ ). Após esse tempo, a concentração (Figura 5.19 em  $t = 14$ ) e a velocidade tendem a reduzir. Isso ocorreu até o tempo final da simulação. Ainda, observou-se que o nariz da corrente levantou levemente do fundo após o início da separação da cabeça ( $t = 8$ ) e baixou novamente próximo de  $t = 11$ , quando o corpo da corrente já encontrou a cabeça novamente. Por fim, em  $t = 14$ , percebeu-se que devido a alimentação contínua, a corrente criou novas frentes. Porém, para ter mais precisão sobre esse comportamento da frente, seria necessário um domínio maior para esse número de *Reynolds*.

Em razão da natureza turbulenta dessa simulação, com alto número de *Reynolds*, as estruturas turbulentas ficaram desorganizadas e mais difíceis de serem detectadas com precisão visualmente. A turbulência é de menor escala (Cantero, Balachandar e Garcia, 2007) do que a vista nas simulações anteriores. Por isso, a visualização das isolinhas de

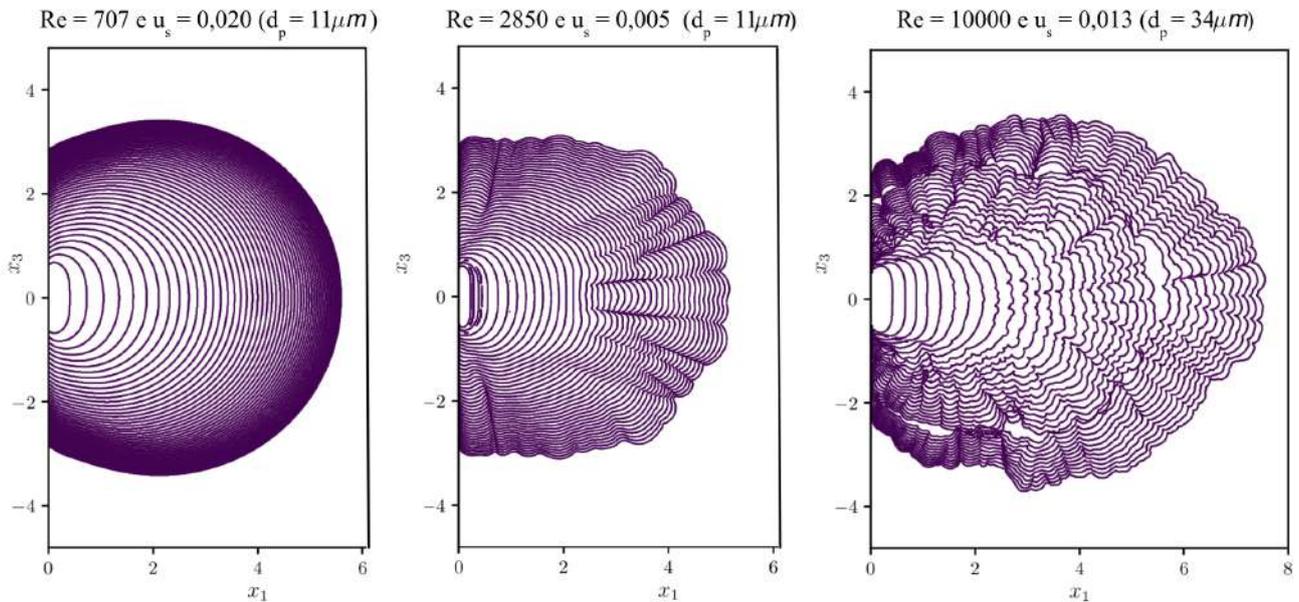


Figura 5.20 – Isolinhas de concentração no fundo do domínio. Para  $Re = 707$  e  $u_s = 0,020$ , o  $\Delta t = 0,002$ . Para  $Re = 2850$  e  $u_s = 0,005$ , o  $\Delta t = 0,001$ . No caso  $Re = 10000$  e  $u_s = 0,013$ , o  $\Delta t = 0,00008$ . Em todos os casos o campo de concentração é  $\varphi = 0,2\%$  de densidade.

concentração do fundo do domínio está na Figura 5.20 e contribui para a compreensão da evolução e do formato da corrente. Em busca da análise entre as diferentes situações estudadas aqui neste trabalho, foram colocadas juntas as isolinhas de concentração para os casos:  $Re = 707$  e  $u_s = 0,020$ ,  $Re = 2850$  e  $u_s = 0,005$  e por fim,  $Re = 10000$  e  $u_s = 0,013$ . As simulações com menores números de *Reynolds*, possuem sedimentos com o mesmo diâmetro de partícula ( $d_p = 11\mu m$ ), enquanto que na corrente de  $Re = 10000$ , o diâmetro da partícula é maior ( $d_p = 34\mu m$ ). Apesar disso, ainda é válido observar as três simulações juntas.

Na Figura 5.20, observa-se que com o número de *Reynolds* baixo, o escoamento fica circular e sugere um comportamento laminar. Quando se aumentou o mesmo em quatro vezes ( $Re = 2850$ ), foram observadas diferenças tanto em relação ao formato, como na evolução da corrente. Assim, o escoamento que antes era sugerido como totalmente laminar, começou a apresentar estruturas de lobos e fendas que são características de um escoamento turbulento. Nesse caso, as estruturas ficaram concentradas na região da frente da corrente e corpo só se eleva levemente onde têm os anéis de vórtices (Cantero, Balachandar e Garcia, 2007), modificando o formato da corrente. Por outro lado, quando aumentou-se mais o número de *Reynolds* e a velocidade de queda da partícula, a corrente com  $Re = 10000$  apresentou estruturas de lobos e fendas que iniciaram na cabeça e que reverberaram por praticamente toda a extensão do corpo da corrente (conforme Figura 5.20 na imagem da direita). Nesse caso, as estruturas são menores e menos organizadas do que na simulação de  $Re = 2850$  (Figura 5.20 na imagem do meio). Além disso, há uma região onde aparece uma “falha” nas isolinhas no caso de  $Re = 10000$ . Esse é o momento

em que a frente da corrente se une novamente ao corpo ( $t = 9,6$ ). Foi possível verificar esse fenômeno devido a metodologia utilizada para a detecção da posição da frente, que ocorreu sempre com uma varredura da direita para a esquerda, coletando o ponto mais a frente da cabeça da corrente.

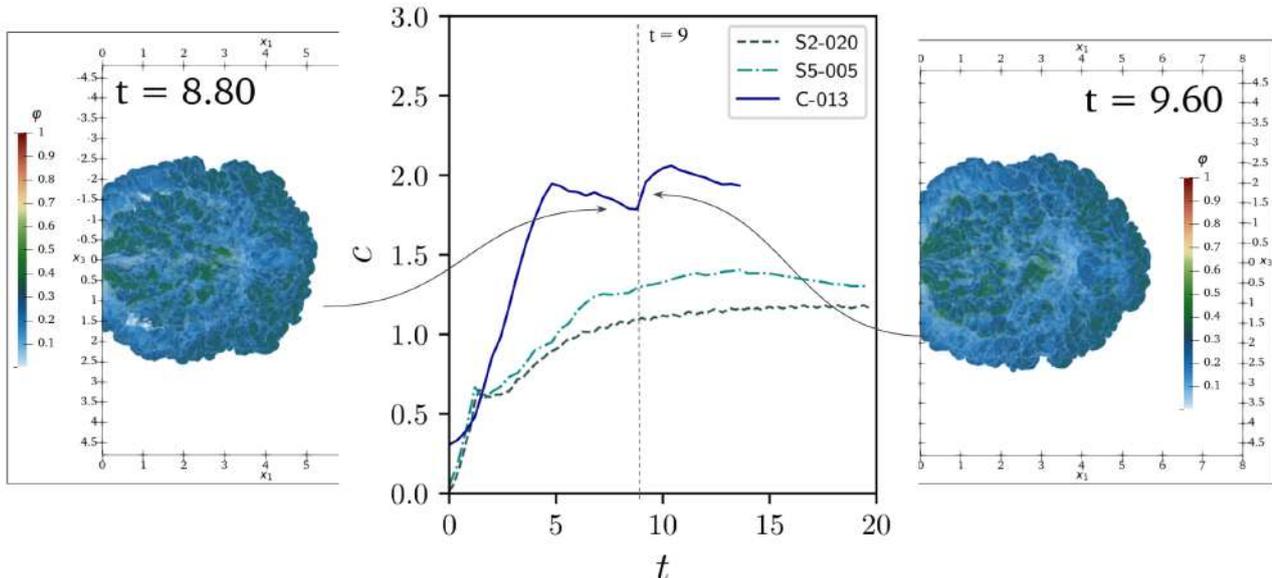


Figura 5.21 – Relação de simetria da simulação de  $Re = 10000$  e  $u_s = 0,013$  em comparação com simulações de  $Re = 707$  e  $u_s = 0,020$ , bem como  $Re = 2850$  e  $u_s = 0,005$ . Com detalhamento da corrente de  $Re = 10000$  nos tempos anterior e posterior a queda na simetria, devido ao estrangulamento da frente da corrente.

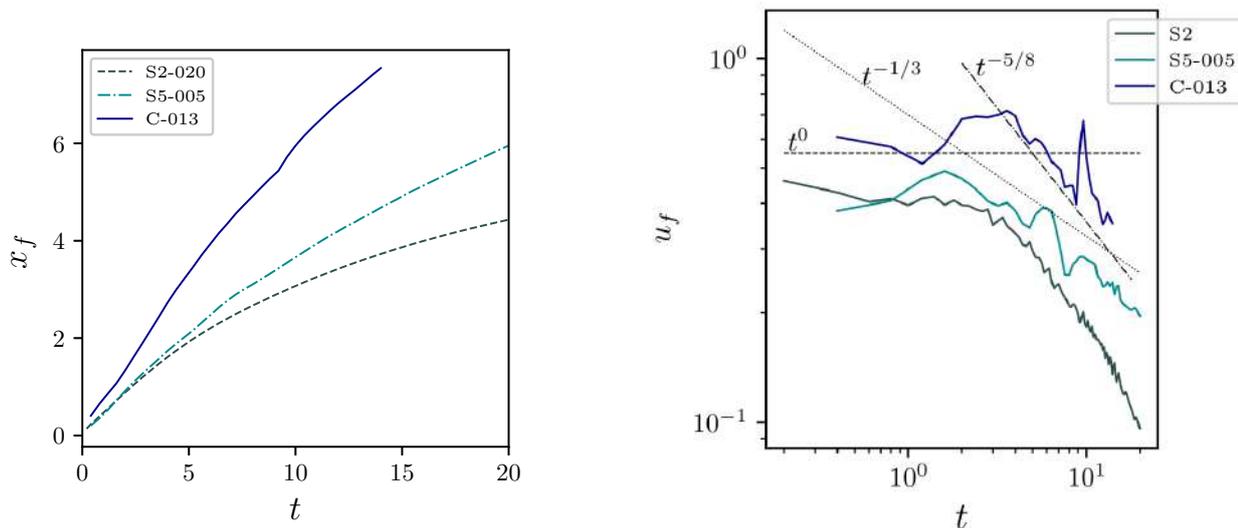


Figura 5.22 – Gráfico da esquerda: posição da frente para simulação com  $Re = 10000$ . Gráfico da direita: velocidade da frente para a simulação com  $Re = 10000$  e  $u_s = 0,013$  em comparação com simulações de  $Re = 707$  e  $u_s = 0,020$ , bem como  $Re = 2850$  e  $u_s = 0,005$ .

O gráfico de relação de simetria da Figura 5.21 apenas reforçou o que foi observado nas visualizações das isolinhas, pois a corrente com menor número de *Reynolds* manteve  $c \approx 1$ . Conseqüentemente, a corrente permaneceu com formato circular até seu tempo final. Com o aumento do número de *Reynolds*, a corrente teve um espalhamento

longitudinal maior. Então  $c < 1,5$  e para a corrente com alto número de *Reynolds*, a relação de simetria ficou em torno de  $c \approx 2$ . Por essa análise, também observou-se a variação do formato da corrente, que ocorreu após o estrangulamento do mesmo e no seu encontro com o corpo. Esse comportamento afetou o formato da corrente nos tempos subsequentes. Outro ponto a ser observado foi o comportamento da velocidade da frente para o caso de  $Re = 10000$ . Inicialmente, a fase de velocidade constante ( $t^0$ ) é de  $u_f \approx 0,69$  e vai de  $2 < t < 4$  que compreende a posição da frente de  $x_f = 1,5$  a  $x_f = 2,5$ . O escoamento não apresentou fase inercial, indo diretamente para a fase viscosa, onde os efeitos da corrente foram dominados pelos efeitos viscosos do escoamento e a velocidade segue a lei  $t^{-5/8}$ . Essa fase iniciou em  $t = 4$  e seguiu até o tempo final do escoamento ( $t = 14$ ), indo de  $x_f = 2,5$  até  $x_f = 7,54$ , que é a posição final da frente da corrente. No gráfico da posição da frente (gráfico da esquerda na Figura 5.22), observou-se que para o caso de  $Re = 10000$ , o comportamento teve crescimento maior do que nos outros casos. Além de que, conforme aumentou o número de *Reynolds*, a posição da frente tendeu a um comportamento linear em relação ao tempo analisado.

Apesar de ainda ter bastante o que explorar em correntes com altos números de *Reynolds*, por meio dessa análise foi possível melhorar a compreensão a respeito da evolução e o formato da frente da corrente. Em todos os casos analisados, os números de *Reynolds* demonstraram grande influência, apesar das diferenças entre as simulações. Sugere-se que seja utilizado o número de *Reynolds* para se estimar o formato da frente da corrente mais provável para cada caso. Pois pode haver um valor de número de *Reynolds* a partir do qual a corrente deixa de apresentar formato circular e mantém o formato de corrente com alongamento longitudinal (como nas simulações S5-005 e S5-013). Da mesma forma, após uma faixa de número de *Reynolds*, o escoamento se torna elíptico e reduz o espalhamento lateral, como ocorreu no caso de  $Re = 10000$ .

## 5.2.2 Mapas de depósito e potencial erosivo da corrente

Como as correntes não conservativas são mais complexas que as correntes conservativas, devido principalmente a grande mistura e ao processo de sedimentação no fundo do leito, nessa seção serão analisados o depósito acumulado e o potencial erosivo das correntes monodispersas simuladas neste estudo. Para isso, inicialmente foi calculado o mapa de depósito total acumulado ( $D_t$ ) no fundo do domínio, a partir da seguinte integral:

$$D_{t(x_1, x_2=0, x_3)} = \int_0^t \varphi_{(x_1, x_2=0, x_3)} u_s dt, \quad (5.3)$$

onde  $\varphi$  é o campo de concentração de sedimentos,  $u_s$  é a velocidade de queda da partícula e  $t$  é o tempo total até aquele momento da simulação, que varia de acordo com cada caso.

Somado a análise do depósito acumulado no leito do domínio, foi observado o potencial erosivo da corrente por meio da velocidade de cisalhamento ( $u^*$ ) no fundo, conforme sugerido por Necker e Härtel et al. (2002). Assim, a velocidade de cisalhamento no leito do domínio foi calculada como:

$$u^* = \sqrt{\tau_w}, \quad (5.4)$$

onde a tensão de cisalhamento ( $\tau_w$ ) é:

$$\tau_w = \frac{1}{Re} \sqrt{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right)^2}, \quad (5.5)$$

em  $x_2 = 0$ .

Como foi visto nas seções anteriores, as correntes com número de *Reynolds* mais baixos possuem o comportamento calmo e laminar praticamente durante todo o escoamento, tornando a análise desse tipo de corrente mais simples. A observação do depósito acumulado e do potencial erosivo iniciou por essas correntes. A Figura 5.23 mostra a visualização do mapa de depósito e da velocidade de cisalhamento para os casos de  $Re = 707$  e  $u_s = 0,013$  e  $Re = 707$  e  $u_s = 0,020$ . Devido a menor intensidade da dinâmica turbulenta das correntes com esse número de *Reynolds*, os mapas de depósito são bastante regulares e com formato circular, para ambas as simulações (independente da velocidades de queda). A região com maior depósito acumulado ficou próxima a janela de injeção de fluido, chegando a  $D_t = 0,23$  (na cor alaranjado escuro) para a simulação de  $u_s = 0,013$ , que alcançou a posição  $x_1 = 1$  do domínio. Essa também foi a região que apresentou maior velocidade de cisalhamento ( $u^* = 0,18$ ) e, conseqüentemente, maior potencial erosivo.

No caso da corrente com  $u_s = 0,020$ , a região com maior depósito acumulado ( $D_t = 0,23$ ) alcançou uma posição longitudinal de  $x_1 = 2$  e também apresentou velocidade de cisalhamento de  $u^* \approx 0,18$ . Além disso, a região com  $D_t \approx 0,005$  (em verde) foi menor para o caso de  $u_s = 0,020$ . O mesmo foi visto para zona de menor deposição ( $D_t \approx 0,0001$  em azul escuro). Identificou-se então que, a corrente com maior velocidade de queda ( $u_s = 0,020$ ), possui mais regiões com maior depósito acumulado e praticamente a mesma área depositada que o caso de menor velocidade de queda ( $u_s = 0,013$ ). Traçando uma relação desse comportamento do depósito acumulado ao potencial erosivo da corrente, por meio da análise do mapa de velocidade de cisalhamento, identificou-se que no caso de  $Re = 707$  e  $u_s = 0,013$  houve uma maior região com velocidade de cisalhamento, variando entre  $0,07 < u^* < 0,1$  (em verde) e uma região da frente com baixo potencial erosivo (em azul escuro) menor em comparação a situação de  $Re = 707$  e  $u_s = 0,020$ . Sugerindo assim, que a corrente com menor velocidade de queda de partícula apresentou um maior potencial de erosão para esse número de *Reynolds*. Essa relação pode ser pelo fato do mapa de depósito dessa simulação ter o mapa de depósito acumulado mais uniforme.

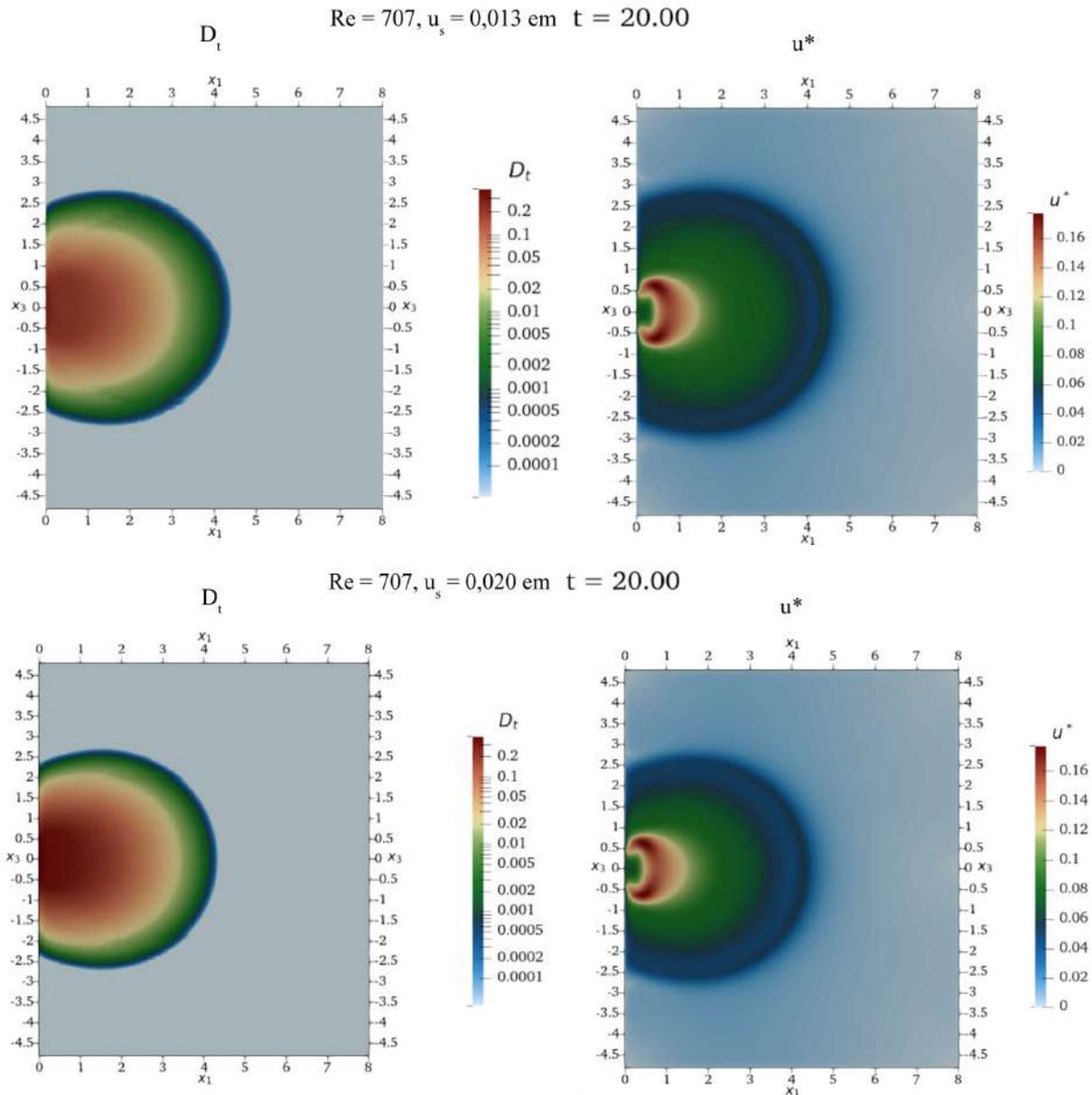


Figura 5.23 – No topo da figura: mapa do depósito acumulado e velocidade de cisalhamento. Na base da figura: mapa do depósito acumulado e velocidade de cisalhamento. Ambos os gráficos referentes a corrente de  $Re = 707$  e  $u_s = 0,020$  em  $t = 20$ .

Diferentemente do que ocorre nos casos de  $Re = 707$ , as correntes com  $Re = 2850$  apresentaram uma dinâmica turbulenta mais intensa. Isso influenciou no processo de deposição dos sedimentos no fundo do domínio. A análise a seguir buscou compreender sobre essa influência para os casos de  $Re = 2850$  e duas velocidades de queda diferentes. Os mapas de depósito e as velocidades de cisalhamento para os dois casos estão nas Figuras 5.24 e 5.25. Cabe lembrar que para os dois casos, os mapas de depósito e de velocidade de cisalhamento apresentados estão em tempos diferentes, mas em posições da frente iguais, conforme já explicado anteriormente.

Por meio do mapa de depósito acumulado no fundo (imagem da esquerda Figura 5.24), observou-se o rastro das estruturas turbulentas (lobos e fendas) no escoamento

$Re = 2850$   $u_s = 0,005$  em  $t = 18,00$

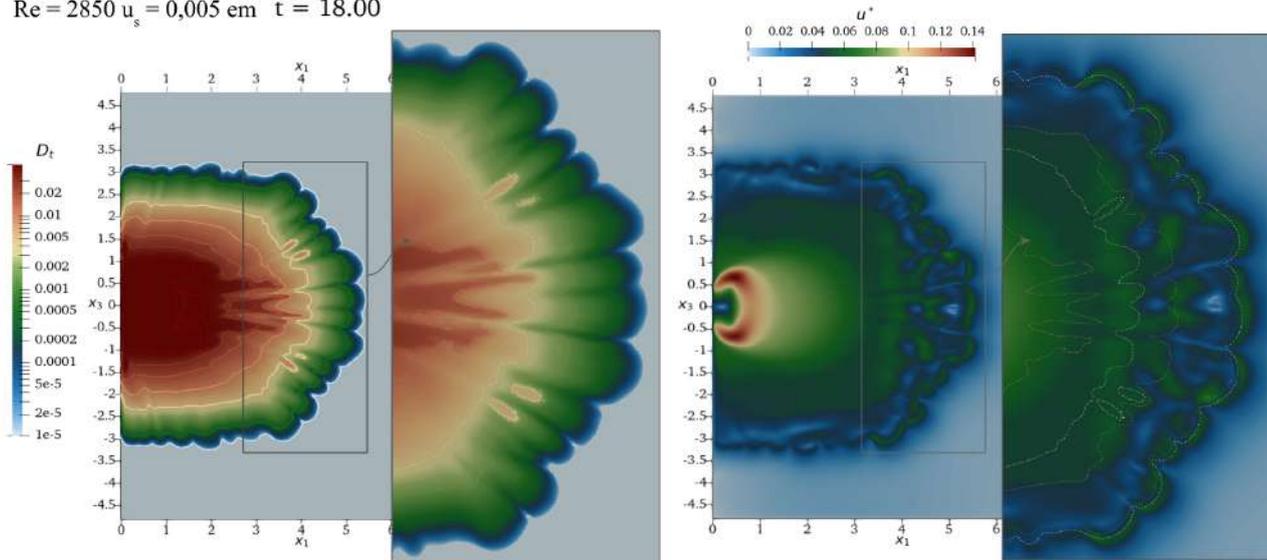


Figura 5.24 – Imagem da esquerda: mapa do depósito acumulado. Imagem da direita: velocidade de cisalhamento. Ambos os gráficos referentes a corrente de  $Re = 2850$  e  $u_s = 0,005$  em  $t = 18$ .

deixado na formação do depósito. Sugere-se que a quantidade de material depositado varia em razão dos lobos e fendas, da mesma forma que a velocidade de cisalhamento. De forma geral, o mapa de depósito teve maior deposição na região central e próximo da janela de injeção de fluido ( $D_t = 0,03$ ). Em direção as bordas da corrente, o depósito acumulado reduziu ( $D_t = 0,0003$ ) até chegar a  $D_t = 0,00001$ . O mesmo comportamento foi visto na velocidade de cisalhamento que na região central, próximo a janela, ficou em torno de  $0,08 < u^* < 0,14$  (do verde claro ao alaranjado escuro) e próximo das bordas variou. Essa observação da velocidade de cisalhamento, sugere que a corrente possui uma tensão de cisalhamento maior e, conseqüentemente, um maior potencial de erosão na parte central da corrente, assim como próximo a janela de injeção. Esse comportamento pode ser associado com a condição inicial do escoamento e com a velocidade de queda da partícula.

Para analisar a influência dos lobos e das fendas no formato do depósito e no potencial erosivo da corrente, foi realizado um recorte para aproximar a visualização da linha da frente da corrente, que é a região com maior concentração dessas estruturas turbulentas. Pelo mapa de depósito foi observado que os lobos e as fendas ficaram bem definidos no formato do depósito acumulado. No caso de  $Re = 2850$  e  $u_s = 0,005$ , os lobos apresentaram uma variação de depósito acumulado de  $D_t = 0,0007$  a  $D_t = 0,007$  e o potencial erosivo variou. Em uma região da frente e em partes do corpo, a variação é de  $0,047 < u^* < 0,058$  em verde escuro na imagem da direita da Figura 5.24. Nas outras regiões que apresentaram menor potencial erosivo, onde a velocidade de cisalhamento é  $0,025 < u^* < 0,040$  (regiões em diferentes tons de azul no detalhe da frente da corrente), as fendas tem predominância, sugerindo que nas fendas o potencial erosivo da corrente é menor.

Figura 5.25 mostra o resultado para a simulação de mesmo número de *Reynolds* ( $Re = 2850$ ) com maior velocidade de queda. Identificou-se através do mapa de depósito acumulado, que os lobos estão em menor quantidade do que no caso anterior. Como a velocidade de queda da partícula é maior, o depósito acumulado também é. Dessa forma, a região central e próxima da janela de injeção de fluido apresentou depósito acumulado, variando entre  $0,03 < D_t < 0,25$ . Em toda a linha frontal (em azul) ficou na faixa de  $0,00005 < D_t < 0,01$ . Tais observações quando co-relacionadas ao mapa da velocidade de cisalhamento no fundo do domínio (imagem da direita da Figura 5.25), a região com maior depósito acumulado pareceu coincidir com a região que apresentou maior potencial erosivo na corrente em questão, ficando na faixa de  $0,06 < u^* < 0,14$ . Outra característica é o comprimento dos lobos e das fendas. Na análise dos mapas de depósito acumulado para os casos com diferentes velocidades de quedas de partículas, foi observada uma tendência de que o aumento da velocidade de queda causou uma redução no comprimento dessas estruturas turbulentas. Para esse caso em específico, ainda se viu que o potencial erosivo dos lobos foi maior na frente, com valores de velocidade de cisalhamento entre  $0,042 < u^* < 0,047$  (região em verde escuro). Em outras partes do comprimento dos lobos a velocidade de cisalhamento ficou entre  $0,025 < u^* < 0,040$ . Nas regiões de fendas, o potencial erosivo reduziu quase que a metade, tendo uma velocidade de cisalhamento praticamente constante de  $u^* = 0,025$ .

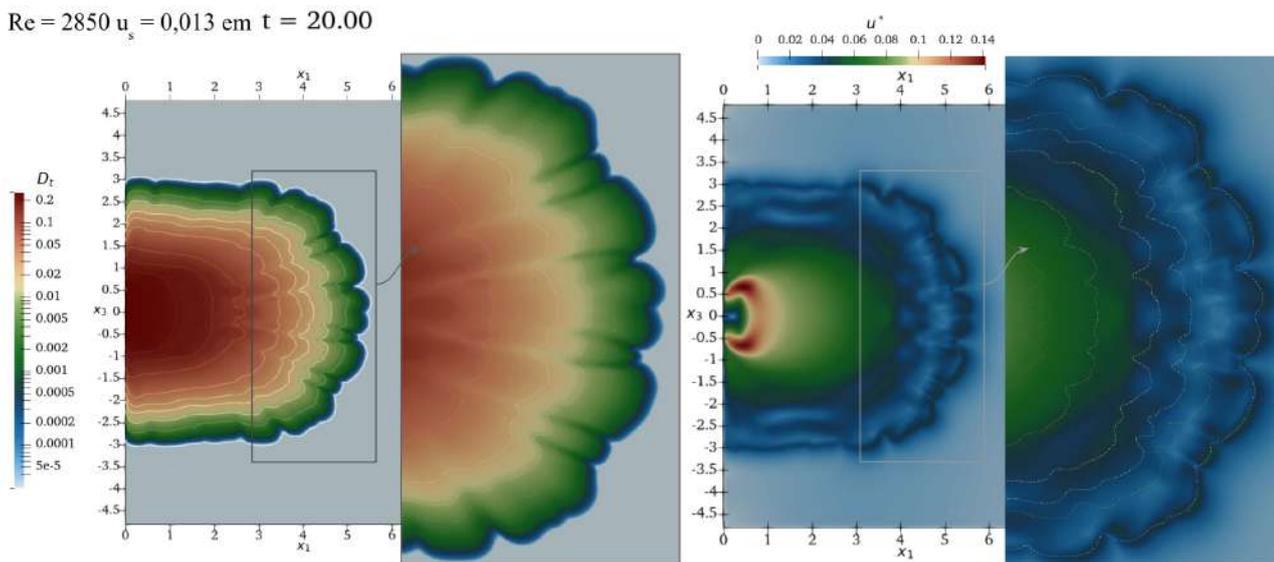


Figura 5.25 – Imagem da esquerda: mapa do depósito acumulado. Imagem da direita: velocidade de cisalhamento. Ambos os gráficos referentes a corrente de  $Re = 2850$  e  $u_s = 0,013$  em  $t = 20$ .

Para o caso de  $Re = 10000$  e  $u_s = 0,013$ , a dinâmica do escoamento foi altamente turbulenta e a detecção dos lobos e fendas visualmente tornou-se difícil, bem como a análise do potencial erosivo. Por meio das Figuras 5.26 e 5.27 são mostrados os mapas de depósito acumulado e de velocidade de cisalhamento, respectivamente. Apesar da

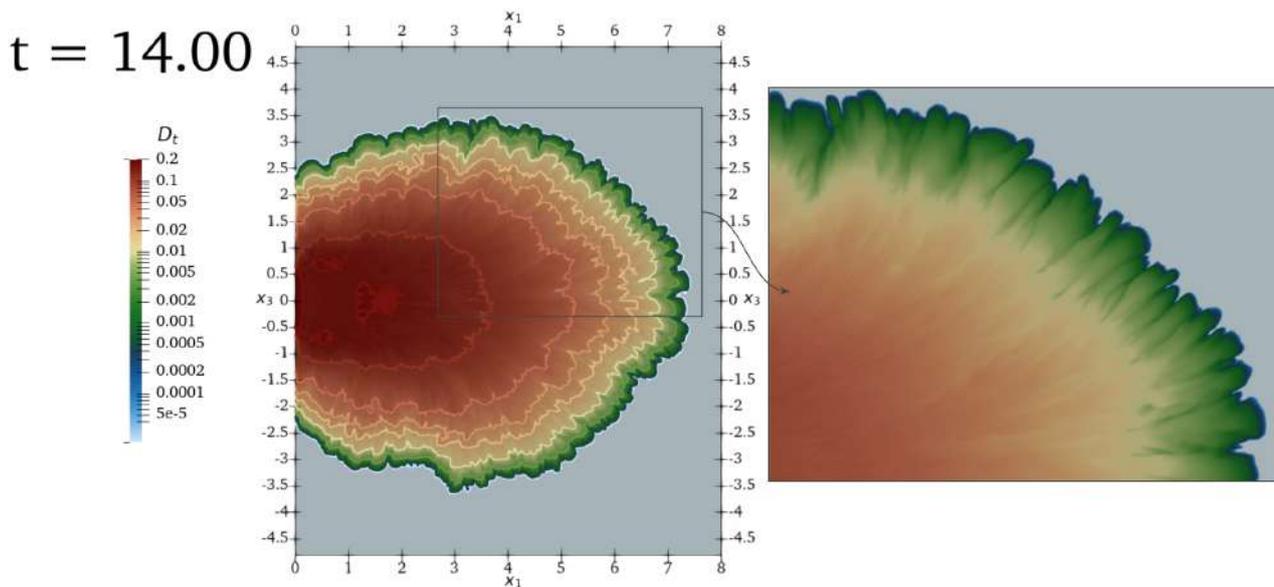


Figura 5.26 – Imagem da esquerda: mapa do depósito acumulado. Imagem da direita: recorte do mapa de depósito acumulado. Ambos os gráficos referentes a corrente de  $Re = 10000$  e  $u_s = 0,013$  em  $t = 14$ .

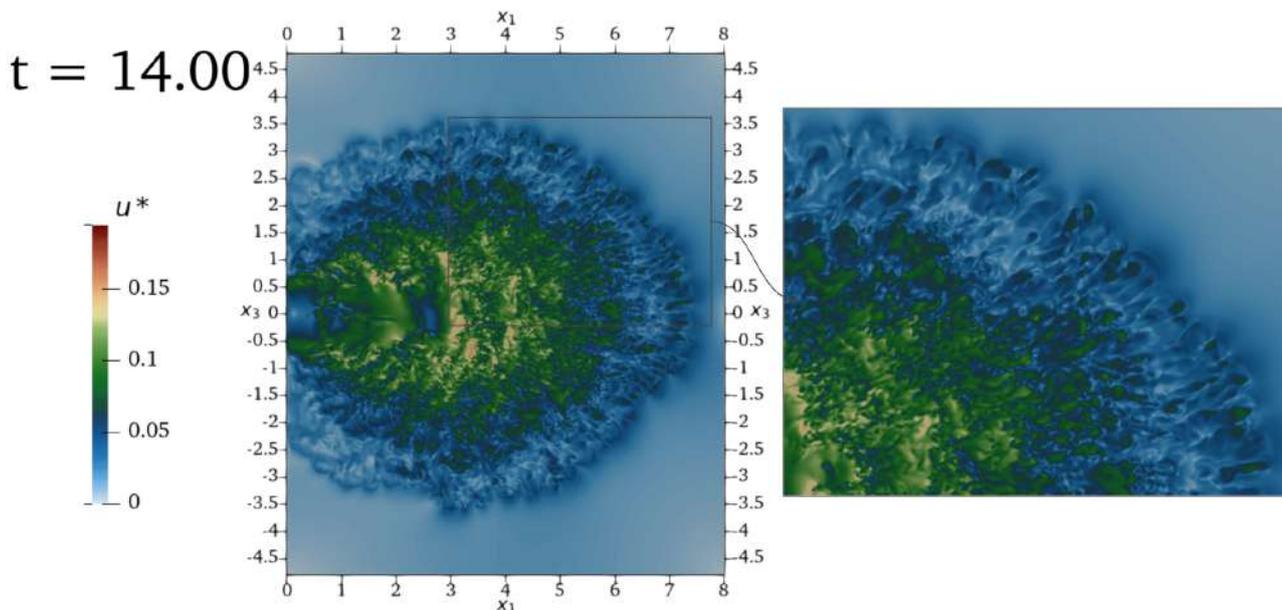


Figura 5.27 – Imagem da esquerda: velocidade de cisalhamento. Imagem da direita: recorte da velocidade de cisalhamento. Ambos os gráficos referentes a corrente de  $Re = 10000$  e  $u_s = 0,013$  em  $t = 14$ .

alta intensidade da dinâmica turbulenta, foram identificadas semelhanças com os casos de números de *Reynolds* moderados, analisados anteriormente. A região de maior depósito acumulado ( $0,02 < D_t < 0,20$ ) e maior potencial erosivo ( $0,08 < u^* < 0,20$ ), continuou sendo na parte central e próxima a janela de injeção de fluido da corrente. Nas bordas ambas as variáveis ( $0,00005 < D_t < 0,002$  e  $0,002 < u^* < 0,04$ ) chegaram a reduzir até seus níveis mais baixos.

Visualmente, a diferença deste caso foi que a região de maior depósito acumulado é bem maior do que nos outros casos. Essa região ocupou a maior parte da corrente, che-

gando próximo da linha de frente da mesma. Isso sugere que esse comportamento seja uma influência do alto número de *Reynolds* e da alimentação contínua de fluido, que forçou a corrente a se espalhar no domínio. A frente da corrente apresentou uma quantidade enorme de lobos e fendas, com tamanhos cada vez menores e com potencial erosivo em torno de  $u^* \approx 0,05$ , em sua maior parte. Apesar da dificuldade de identificação clara das estruturas turbulentas neste caso, observou-se que há pequenas regiões com maior potencial erosivo  $u^* \approx 0,09$  na região da frente da corrente, sugerindo que nesses pontos estão os lobos, da mesma forma que foi observado nos casos anteriores. Conforme mencionado na Seção 3.6, existe uma grande dificuldade na comparação de experimentos físicos e simulações numéricas com os casos encontrados na natureza. Porém, os mapas de depósito acumulado e as análises realizadas nessa seção mostram algumas semelhanças, como as regiões com maior deposição de sedimentos e as formas que o depósito acumulado apresenta, demonstrando que as simulações numéricas podem ser usadas como ferramentas importantes no estudo de correntes de turbidez em configuração de bacia.

### 5.3 Considerações Finais

Esse capítulo apresentou o processo de validação da solução numérica. Depois, uma análise da influência do número de *Schmidt* em escoamentos com baixo número de *Reynolds*. Além disso, foi incluído partícula no escoamento e analisado a presença das estruturas de lobos e fendas, dos vórtices de *KH*, a evolução e o formato das correntes com diferentes números de *Reynolds* e diferentes velocidades de queda. Por fim, foram analisados os mapas de depósito acumulado e o potencial erosivo das correntes.

De forma objetiva, as seguir são destacadas as principais contribuições realizadas:

- Validação da solução numérica, para uma configuração de bacia com entrada contínua, por meio da comparação dos resultados encontrados neste estudo com os do trabalho de Inghilesi e Adduce et al. (2018);
- A partir da análise da influência do número de *Schmidt* em configuração de bacia com entrada contínua, foi possível observar que o número de *Schmidt* modifica consideravelmente o escoamento da corrente quando  $Sc < 1$ ;
- Foi elaborado um método de aproximação do contorno da linha da frente das correntes, por meio de equações paramétricas de uma elipse e o método dos mínimos quadrados. Isso tornou as análises do formato e da evolução da corrente mais simples e eficientes;

- O estudo teve êxito em simular correntes hiperpicnais em bacia no que tange a evolução dos lobos e fendas no escoamento. Além disso, também foram observados os vórtices de *Kelvin-Helmholtz* nas correntes.
- Foi observado que independente do número de *Reynolds* a velocidade da frente das correntes segue as leis de potência para correntes planares em configuração *Lock-exchange* (fase de velocidade constante -  $t^0$ , fase inercial -  $t^{-1/3}$ , fase viscosa -  $t^{-5/8}$ );
- Sugere-se que o número de *Reynolds* está diretamente ligado com o formato desenvolvido pela corrente não confinada. Quanto maior o valor do mesmo, mais elíptico é o formato da corrente.
- A presença de partícula na corrente faz com que a mesma se assente rapidamente, por isso nos mapas de depósito a região próxima a janela apresenta maior deposição. Esse comportamento ocorreu independente da entrada contínua da corrente;
- O aumento da velocidade de queda reduziu a quantidade de lobos e fendas no escoamento nos casos de número de *Reynolds* baixo e moderado;
- Em corrente de densidade de alto número de *Reynolds*, a identificação das estruturas turbulentas é mais difícil e requer uma metodologia estatística para análise;
- Os mapas de depósito das correntes demonstraram que as regiões central e próxima a entrada de fluido são as regiões que apresentam maior depósito acumulado em todas as correntes simuladas;
- Foi possível identificar e relacionar os padrões encontrados no mapa de depósito acumulado com a dinâmica turbulenta das correntes. Sugerindo que nos lobos há maior potencial erosivo e maior depósito acumulado, enquanto que nas fendas o potencial erosivo e o depósito acumulado são menores;

## 6. CONCLUSÕES

Este trabalho realizou o estudo sobre correntes de densidade em configuração de bacia com alimentação contínua de fluido. A motivação desse estudo foi baseada na dificuldade de encontrar pesquisas sobre correntes de densidade em configuração de bacia, que é uma característica na qual o escoamento da corrente ocorre sem confinamento lateral. Dessa forma, o objetivo principal deste estudo foi identificar e analisar padrões no escoamento e no depósito formado de uma corrente de densidade hiperpicnal monodispersa com alimentação contínua de fluido. Para alcançar esse objetivo, foram realizadas análises para verificar a influência do número de *Reynolds*, do número de *Schmidt* e da velocidade de queda, em relação ao formato e evolução do escoamento e do mapa de depósito. Tudo isso, com o auxílio de simulações numéricas de alta precisão.

Além disso, realizou-se uma revisão da literatura que serviu para compreender o estado da arte sobre o estudo de correntes de densidade. Foi possível elencar diversas pesquisas sobre as diferentes configurações de correntes de densidade, bem como observar os principais parâmetros e análises realizadas dentro do estudo de escoamento dessas correntes. Observou-se que as maiores adversidades para estudo de configuração de bacia ocorrem devido, a dificuldade de instrumentação para replicar experimentalmente e a alta exigência computacional para realizar simulações numéricas, já que tal configuração exige um grande tamanho de domínio de cálculo. Essa revisão foi de grande importância neste trabalho para a construção do conhecimento a respeito de algo ainda pouco explorado, como o caso da configuração de bacia com entrada contínua de fluido.

Com base na revisão, também foi definida uma metodologia capaz de proporcionar aproximações e analogias com estudos mais comuns encontrados na literatura. A metodologia foi planejada para: 1) simular correntes de densidade conservativas e não conservativas; 2) analisar a evolução da corrente por meio da posição e velocidade da frente do escoamento, das estruturas tridimensionais e dos vórtices de *Kelvin Helmholtz*; 3) compreender sobre o formato das correntes para diferentes números de *Reynolds* e diferentes velocidades de queda de partículas; e 4) observar os mapas de depósito e o potencial erosivo das correntes de turbidez.

Os resultados das simulações numéricas revelaram especialmente que o número de *Schmidt* modifica consideravelmente o escoamento da corrente quando  $Sc < 1$ . Independente do número de *Reynolds*, a velocidade da frente das correntes segue as leis de potência para correntes planares em configuração *Lock-exchange* (fase de velocidade constante -  $t^0$ , fase inercial -  $t^{-1/3}$ , fase viscosa -  $t^{-5/8}$ ). Além disso, sugere-se que o número de *Reynolds* está diretamente ligado com o formato desenvolvido pela corrente não confinada. Quanto maior o valor do mesmo, mais elíptico é o formato da corrente. Ainda, foi possível observar a dinâmica da correntes por meio da observação das estruturas turbulentas de

lobos e fendas e dos vórtices de *Kelvin Helmholtz*. Por fim, quando relacionada a dinâmica da corrente com os padrões do mapa de depósito, foi observado que os lobos apresentam maior potencial erosivo e maior depósito acumulado. Esse comportamento é inverso ao que ocorreu nas regiões das fendas (menores potencial erosivo e depósito acumulado).

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALEXANDER, J.; MULDER, T. 2001. **The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits**. *Sedimentology*, International Association of Sedimentologists, v.48, n.3, pp 269–299.
- ALEXANDER, J.; MULDER, T. 2002. **Experimental quasi-steady density currents**. *Marine Geology*, Elsevier, v.186, n.3, pp 195–210.
- ALTINAKAR, M. S.; GRAF, W. H.; HOPFINGER, E. J. 1996. **Flow structure in turbidity currents**. *Journal of Hydraulic Research*, Taylor & Francis Group, v.34, n.5, pp 713–718.
- ARMENIO, V.; SARKAR, S. 2002. **An investigation of stably stratified turbulent channel flow using large-eddy simulation**. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v.459, pp 1–42.
- BEDROSSIAN, J.; BLUMENTHAL, A.; PUNSHON-SMITH, S. 2019. **The Batchelor spectrum of passive scalar turbulence in stochastic fluid mechanics**.
- BIEGERT, E.; VOWINCKEL, B.; OUIILLON, R.; MEIBURG, E. 2017. **High-resolution simulations of turbidity currents**. *Progress in Earth and Planetary Science*, Springer, v.4.
- BONNECAZE, R. T.; HALLWORTH, M. A.; HUPPERT, H. E.; LISTER, J. R. 1995. **Axisymmetric Particle-Driven Gravity Currents**. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v.294, n.May 2014, pp 93–121.
- BONOMETTI, T.; BALACHANDAR, S. 2008. **Effect of Schmidt number on the structure and propagation of density currents**. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, Springer, v.22, n.341, pp 341–361.
- BOYD, J. P. 1988. **Spectral Methods in Fluid Dynamics (C. Canuto, M. Y. Hussaini, A. Quarteroni, and T. A. Zang)**. *SIAM Review*, SIAM Publications Online, v.30, n.4, pp 666–668.
- BRITTER, R. E.; SIMPSON, J. E. 1978. **Experiments on the dynamics of a gravity current head**. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v.88, n.2, pp 223–240.
- CANTERO, M. I.; BALACHANDAR, S.; GARCIA, M. H. 2007. **High-resolution simulations of cylindrical density currents**. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press 2007, v.590, pp 437–469.
- CANTERO, M. I.; BALACHANDAR, S.; GARCÍA, M. H.; FERRY, J. P. 2006. **Direct Numerical Simulations of Planar and Cylindrical Density Currents**. *Journal of Applied Mechanics*, The American Society of Mechanical Engineers, v.73, n.6, pp 923.

CANTERO, M. I.; GARCÍA, M. H.; BALACHANDAR, S. 2008. **Effect of particle inertia on the dynamics of depositional particulate density currents.** Computers and Geosciences, Elsevier, v.34, n.10, pp 1307–1318.

CANTERO, M. I.; LEE, J. R.; BALACHANDAR, S.; GARCIA, M. H. 2007. **On the front velocity of gravity currents.** Journal of Fluid Mechanics, Cambridge University Press, v.586, pp 1–39.

CNDH, C. N. d. d. H. **Relatório da missão emergencial a Brumadinho/MG após rompimento da Barragem.** SCS-B, Quadra 09, Lote C - Ed. Parque Cidade Corporate - Torre A, 9º Andar. CEP: 70.308-200 - Brasília/DF.: Conselho Nacional dos direitos Humanos.

CORRÊA, L. 2016. **Simulação de grandes escalas de escoamentos turbulentos com filtragem temporal via método de volumes finitos.** 99pp . Tese de Doutorado — Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação, Universidade de São Paulo.

DAIRAY, T.; LAMBALLAIS, E.; LAIZET, S.; VASSILICOS, J. C. 2017. **Numerical dissipation vs. subgrid-scale modelling for large eddy simulation.** Journal of Computational Physics, Elsevier, v.337, pp 252–274.

D'ÁVILA, R.; PAIM, P. 2003. **Mecanismos de transporte e deposição em turbiditos.** Geometria, arquitetura e heterogeneidades de corpos sedimentares - Estudo de Casos, Editora Unisinos, n.December 2015, pp 93–121.

FERNANDES, G. W.; GOULART, F. F.; RANIERI, B. D.; COELHO, M. S.; DALES, K.; BOESCHE, N.; BUSTAMANTE, M.; CARVALHO, F. A.; CARVALHO, D. C.; DIRZO, R.; FERNANDES, S.; GALETTI, P. M.; MILLAN, V. E. G.; MIELKE, C.; RAMIREZ, J. L.; NEVES, A.; ROGASS, C.; RIBEIRO, S. P.; SCARIOT, A.; SOARES-FILHO, B. 2016. **Deep into the mud: ecological and socio-economic impacts of the dam breach in mariana, brazil.** Natureza & Conservação, Associação Brasileira de Ciência Ecológica e Conservação, v.14, n.2, pp 35 – 45.

FICK, C.; MANICA, R.; TOLDO JUNIOR, E. A.-r. E. 2017. **Autogenic influence on the morphology of submarine fans: an approach from 3d physical modelling of turbidity currents.** Brazilian Journal of Geology, scielo, v.47, pp 345 – 368.

FRANCISCO, E.; ESPATH, L.; LAIZET, S.; SILVESTRINI, J. 2018. **Reynolds number and settling velocity influence for finite-release particle-laden gravity currents in a basin.** Computers and Geosciences, Elsevier Ltd, v.110, n.September 2017, pp 1–9.

FRANCISCO, E. P. 2018. **Modelagem Matemática e Simulação Numérica de Correntes de Gravidade em uma Configuração Canal-Bacia.** 132pp . Tese de Doutorado — PUCRS.

GARCÍA, M. H. 1993. **Hydraulic Jumps in Sediment-Driven Bottom Currents.** Journal of Hydraulic Engineering, American Society of Civil Engineers, v.119, n.10, pp 1094–1117.

GARCIA, M. O.; HULL, D. M. 1994. **Turbidites from giant Hawaiian landslides: results from ocean drilling program site 842**. *Geology*, Geological Society of America, v.22, n.2, pp 159–162.

GROTZINGER, J. P.; JORDAN, T. H. 2014. **UNDERSTANDING EARTH**. 41 Madison Avenue, New York, NY 10010: W. H. Freeman and Company.

HUPPERT, H. E.; SIMPSON, J. E. 1980. **The slumping of gravity currents**. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v.99, n.4, pp 785–799.

HÄRTEL, C.; MEIBURG, E.; NECKER, F. 2000. **Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. Part 1. Flow topology and front speed for slip and no-slip boundaries**. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v.418, pp 189–212.

INGHILESI, R.; ADDUCE, C.; LOMBARDI, V.; ROMAN, F.; ARMENIO, V. 2018. **Axisymmetric three-dimensional gravity currents generated by lock exchange**. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v.851, pp 507–544.

KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. **The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications**. *Sedimentology*, John Wiley & Sons, Inc., v.47, n.1, pp 62–94.

KÁRMÁN, T. von. 1940. **The engineer grapples with nonlinear problems**. *Bulletin of the American Mathematical Society*, American Mathematical Society, v.46, n.8, pp 615–683.

LA ROCCA, M.; ADDUCE, C.; SCIORTINO, G.; PINZON, A. B. 2008. **Experimental and numerical simulation of three-dimensional gravity currents on smooth and rough bottom**. *Physics of Fluids*, American Institute of Physics, v.20, n.10, pp 106603.

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

LAIZET, S.; LI, N. 2010. **Incompact3d: a powerful tool to tackle turbulence problems with up to  $o(10^5)$  computational cores**. *International Journal For Numerical Methods In Fluids*, John Wiley & Sons, Inc., v.67, n. February, pp 805–830.

LOMBARDI, V.; ADDUCE, C.; La Rocca, M. 2018. **Unconfined lock-exchange gravity currents with variable lock width: laboratory experiments and shallow-water simulations**. *Journal of Hydraulic Research*, Taylor & Francis Group, v.56, n.3, pp 399–411.

MANICA, R. 2009. **Geração de Correntes de Turbidez de Alta Densidade**: condicionantes hidráulicos e deposicionais. 426pp . Tese de Doutorado — Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

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

MIDDLETON, G. V. 1967. **Experiments on Density and Turbidity Currents: iii. deposition of sediment**. Canadian Journal of Earth Sciences, Canadian Science Publishing, v.4, n.3, pp 475–505.

MIDDLETON, G. V. 1993. **Sediment Deposition from Turbidity Currents**. Annual Review of Earth and Planetary Sciences, Annual Reviews Inc, v.21, n.1, pp 89–114.

NECKER, F.; HÄRTEL, C.; KLEISER, L.; MEIBURG, E. 2002. **High resolution simulations of particle-driven gravity currents**. American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division (Publication) FED, Elsevier, v.261 FED, n.28, pp 381–390.

NECKER, F.; HÄRTEL, C.; KLEISER, L.; MEIBURG, E. 2005. **Mixing and dissipation in particle-driven gravity currents**. Journal of Fluid Mechanics, Cambridge University Press, v.545, pp 339–372.

OLIVEIRA, A. de. 2016. **Comissão Interamericana denuncia Brasil a OEA por tragédia em Mariana**. "Site acessado em 21 de agosto de 2020."

PÉREZ-DÍAZ, B.; PALOMAR, P.; CASTANEDO, S.; ÁLVAREZ, A. 2018. **PIV-PLIF Characterization of Nonconfined Saline Density Currents under Different Flow Conditions**. Journal of Hydraulic Engineering, American Society of Civil Engineers, v.144, n.9, pp 04018063.

POPE, S. B. 2000. **Turbulent flows**. Cambridge: Cambridge Univ. Press.

RAFEI, M. E.; KÖNÖZSY, L.; RANA, Z. 2017. **Investigation of numerical dissipation in classical and implicit large eddy simulations**. Aerospace, MDPI, v.4, pp 59–79.

RAVENNE, C.; BEGHIN, P. 1983. **Apport des Expériences en Canal à l'Interprétation Sédimentologique des Dépôts de Cônes Détritiques Sous-Marins**. Oil & Gas Science and Technology, Institut Français du Pétrole, v.38, n.3, pp 9–19.

SAHAL, A.; LEMAHIEU, A. 2011. **The 1979 nice airport tsunami: mapping of the flood in antibes**. Natural Hazards, Springer, v.56, n.3, pp 833–840.

SCHUCH, F. N. 2016. **Análise de Pluma Hiperpicnal Poli-Dispersa por Simulação Numérica Direta**. 77pp . Tese de Doutorado — PUCRS.

SIMPSON, J. 1999. **Gravity Currents: in the environment and the laboratory**. 1 Liberty Plaza, Floor 20 New York, NY 10006, USA: Cambridge University Press. (In the Environment and the Laboratory).

SIMPSON, J. E. 1982. **Gravity Currents in the Laboratory, Atmosphere, and Ocean.** Annual Review of Fluid Mechanics, Annual Reviews, v.14, n.1, pp 213–234.

TALLING, P.; ALLIN, J.; ARMITAGE, D.; ARNOTT, R.; CARTIGNY, M.; CLARE, M.; FELLETTI, F.; COVAULT, J. A.; GIRARDCLOS, S.; HANSEN, E.; HILL, P.; HISCOTT, R.; HOGG, A.; CLARKE, J.; JOBE, Z.; MALGESINI, G.; MOZZATO, A.; NARUSE, H. et al. 2015. **Key future directions for research on turbidity currents and their deposits.** Journal of Sedimentary Research, SEPM Society for Sedimentary Geology, v.85, n.2, pp 153–169.

YUAN, Y.; HORNER-DEVINE, A. R. 2013. **Laboratory Investigation of the Impact of Lateral Spreading on Buoyancy Flux in a River Plume.** Journal of Physical Oceanography, American Meteorological Society, v.43, n.12, pp 2588–2610.

ZGHEIB, N.; BONOMETTI, T.; BALACHANDAR, S. 2015. **Dynamics of non-circular finite-release gravity currents.** Journal of Fluid Mechanics, Cambridge University Press, v.783, pp 344–378.

ZGHEIB, N.; BONOMETTI, T.; BALACHANDAR, S. 2015. **Propagation and deposition of non-circular finite release particle-laden currents.** Physics of Fluids, AIP Publishing LLC, v.27, n.8, pp 086604.

ZGHEIB, N.; BONOMETTI, T.; BALACHANDAR, S. 2015. **Direct numerical simulation of cylindrical particle-laden gravity currents.** Computers and Fluids, Elsevier Ltd., v.123, pp 23–31.



Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul  
Pró-Reitoria de Graduação  
Av. Ipiranga, 6681 - Prédio 1 - 3<sup>o</sup>. 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)