



RAFAEL TOMÁS MOURA CURADO

Licenciado em Ciências da Engenharia Mecânica

VALIDAÇÃO DE SIMULAÇÕES
LARGE-EDDY DE CORRENTES DE
DENSIDADE SOBRE UM CILINDRO

MESTRADO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Universidade NOVA de Lisboa
Setembro, 2022



VALIDAÇÃO DE SIMULAÇÕES *LARGE-EDDY* DE CORRENTES DE DENSIDADE SOBRE UM CILINDRO

RAFAEL TOMÁS MOURA CURADO

Licenciado em Ciências da Engenharia Mecânica

Orientador: Moisés Gonçalves de Brito,
Professor Auxiliar, Universidade NOVA de Lisboa

Júri:

Presidente: Daniel Cardoso Vaz,
Professor Auxiliar, Universidade NOVA de
Lisboa

Arguente: Luís Miguel Chagas da Costa Gil,
Professor Auxiliar, Universidade NOVA de
Lisboa

Vogal: Moisés Gonçalves de Brito,
Professor Auxiliar, Universidade NOVA de
Lisboa

Validação de simulações *Large-Eddy* de correntes de densidade sobre um cilindro

Copyright © Rafael Tomás Moura Curado, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade NOVA de Lisboa.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade NOVA de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

À minha família e amigos.

AGRADECIMENTOS

Um enorme agradecimento ao meu orientador, Professor Doutor Moisés Gonçalves de Brito pelo apoio prestado ao longo da realização desta dissertação, pela sua dedicação e pelos conselhos que me transmitiu ao longo da mesma. A sua ajuda constante durante todas as etapas foi crucial para o desenvolvimento e progresso do meu trabalho.

Agradeço à Faculdade de Ciências e Tecnologias da Universidade Nova de Lisboa e ao Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial e a todo o corpo docente com quem tive o privilégio de aprender, e que criou e promoveu a oportunidade de ter uma formação académica e claro, pela disponibilidade das instalações.

Agradeço aos meus amigos e colegas de curso pelos bons tempos que passámos juntos, pelas horas que estudámos, pelas lições que aprendi ao realizar os diversos trabalhos e projetos, com todos, e pelo convívio diário que tornou todo este percurso muito mais fácil.

Por último, e o mais importante, quero agradecer profundamente à minha família pelos valores que me transmitiram, pelo investimento na minha educação ao longo destes anos, pela oportunidade de frequentar esta instituição, e reconhecer, que sem eles nada disto seria possível.

“Eles não sabem, nem sonham,

que o sonho comanda a vida.

Que sempre que um homem sonha

o mundo pula e avança

como bola colorida

entre as mãos de uma criança.”

– António Gedeão

RESUMO

Nas zonas de transição de lagos pouco profundos para zonas húmidas registam-se frequentemente variações significativas de temperatura. Estas variações de temperatura induzem diferenças de densidade da água que originam correntes de densidade. Estas correntes podem ter um papel chave no transporte de nutrientes e poluentes, afetando o estado ecológico das massas de água. Portanto, a capacidade de transporte destas correntes é de grande importância na gestão de qualidade de água e segurança industrial. Neste sentido torna-se essencial caracterizar a dinâmica das correntes de densidade, nomeadamente quais as condicionantes que sustentam a estrutura do escoamento. Independentemente da causa das diferenças de densidade, as correntes de densidade apresentam uma estrutura definida por uma frente, um corpo, e uma cauda. No entanto, esta estrutura e as propriedades físicas que caracterizam a corrente podem alterar-se caso existam condicionantes externos como é o caso da vegetação.

Assim, o objetivo principal desta dissertação é validar as simulações *Large-Eddy* de correntes de densidade sobre um cilindro. Os objetivos específicos são: (1) definir as principais fases características do desenvolvimento das correntes de densidade; (2) estudar a evolução da velocidade da frente da corrente, quando está envolvida a ação do cilindro; (3) caracterizar o campo de velocidades à escala do cilindro no plano horizontal e (4) analisar o *entrainment* provocado pelo cilindro. Nesta dissertação o modelo numérico será tratado por LES por comodidade de escrita.

Na primeira parte deste estudo, apresenta-se o modelo numérico utilizado (LES). De seguida descrevem-se os ensaios experimentais, através da descrição da instalação, das condições dos ensaios laboratoriais e do processamento de dados, e realiza-se uma breve análise da sensibilidade da malha utilizada na simulação numérica. Relativamente aos ensaios experimentais, efetuaram-se para dois layouts diferentes. Estes realizaram-se também para dois valores de gravidade reduzida diferentes ($g_0' = 0.06$ e 0.24) e foram gravados com uma câmara de alta velocidade para posterior análise. Após esta descrição dos ensaios experimentais, define-se os parâmetros a analisar para a caracterização do comportamento da corrente e para a determinação da influência dos fatores em estudo. Estes parâmetros são a evolução do campo de concentrações, a evolução da altura da corrente, a evolução da posição da frente da corrente, a evolução da velocidade da frente da corrente, os perfis de concentração, o campo e perfis de velocidade, e o *entrainment* do cilindro.

Na parte final, analisou-se e avaliou-se o comportamento da corrente quando exposta a um obstáculo, representada na simulação 3D por um único cilindro centrado com o canal. Esta análise realizou-se através da comparação entre o modelo LES e os ensaios experimentais relativamente a todos os parâmetros definidos acima. Na análise dos dados utilizou-se o programa *Matlab* para identificar os vários parâmetros e caracterizar o escoamento através da análise do campo de concentrações, cinemática da frente da corrente e diluição da corrente.

Conclui-se que uma forte componente de velocidade vertical é observada quando a frente da corrente atinge o cilindro, causada pelo efeito de bloqueio do cilindro. Conclui-se também, que o efeito do cilindro não é suficiente para provocar alterações significativas quer na forma macroscópica da estrutura da corrente, quer na evolução da posição e da velocidade da frente da corrente. Todos os casos investigados nesta dissertação demonstraram que o LES pode ser usado para descrever a interação do escoamento de correntes de densidade e estruturas cilíndricas.

Palavras-chave: LES; Correntes de densidade; Cilindro; Ensaios experimentais; Escoamento.

ABSTRACT

In the transition zones from shallow lakes to wetlands there are often significant variations in temperature. These temperature variations induce water density differences that give rise to density currents. These currents can play a key role in the transport of nutrients and pollutants, affecting the ecological status of water bodies. Therefore, the carrying capacity of these currents is important in water quality management and industrial safety. In this sense, it is essential to characterize the dynamics of density currents, namely which are the conditions that sustain the flow structure. Regardless of the cause of density differences, density currents have a structure defined by a front, a body, and a tail. However, this structure and the physical properties that characterize the current can change if there are external constraints such as vegetation.

Thus, the main objective of this dissertation is to validate Large-Eddy simulations of density currents over a cylinder. The specific objectives are: (1) to define the main characteristic phases of the development of density currents; (2) study the evolution of the velocity of the current front, when the action of the cylinder is involved; (3) characterize the velocity field to the scale of the cylinder in the horizontal plane and (4) analyze the entrainment caused by the cylinder. In this dissertation the numerical model will be treated by LES for convenience of writing.

In the first part of this study, the numerical model used (LES) is presented. Next, the experimental tests are described, through the description of the installation, the conditions of the laboratory tests and the data processing, and a brief analysis of the sensitivity of the mesh used in the numerical simulation is performed. Regarding the experimental tests, they were performed for two different layouts. These were also done for two different reduced gravity values ($g'_0 = 0.06$ e 0.24) and were recorded with a high-speed camera for further analysis. After this description of the experimental tests, the parameters to be analyzed are defined for the characterization of the behavior of the current and for the determination of the influence of the factors under study. These parameters are the evolution of the density current, the evolution of the current height, the evolution of the current front position, the evolution of the current front velocity, the concentration profiles, the field and velocity profiles, and the cylinder entrainment.

In the final part, the behavior of the current was analyzed and evaluated when exposed to an obstacle, represented in the 3D simulation by a single cylinder centered with the channel. This analysis was carried out by comparing the LES model with the experimental tests for all parameters defined above. In the data analysis, the *Matlab* program was used to identify the various parameters and characterize the flow through the analysis of the concentration field, current front kinematics, and current dilution.

It is concluded that a strong vertical velocity component is observed when the front of the current hits the cylinder, caused by the cylinder blocking effect. It is also concluded that the effect of the cylinder is not enough to cause significant changes either in the macroscopic shape of the current structure or in the evolution of the position and velocity of the current front. All cases investigated in this dissertation demonstrated that the LES can be used to describe the interaction of density current flow and cylindrical structures.

Keywords: LES; Density currents; Cylinder; Experimental tests; Flow.

ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Enquadramento científico	1
1.2	Objetivos.....	2
1.3	Metodologia	2
1.4	Estrutura da dissertação.....	3
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1	Estrutura das correntes de densidade	5
2.1.1	Fase de aceleração	7
2.1.2	Fase de queda - <i>Slumping Phase</i>	8
2.1.3	Fase inercial e fase viscosa	10
2.2	Rugosidade do fundo e troca de massa entre a corrente e o fluido ambiente	11
2.3	Interação de estruturas cilíndricas com correntes de densidade	12
2.4	Breve sumário.....	16
3	MODELO NUMÉRICO.....	19
3.1	Equações diferenciais governativas	19
3.1.1	Equação da quantidade de movimento	19
3.1.2	Equação da continuidade	20
3.1.3	Equação de transporte de densidade	21
3.2	Modelação da turbulência	21
3.3	<i>Solver</i>	24
3.4	Técnica VOF (<i>Volume-of-Fluid</i>).....	25

3.5	Método dos volumes finitos	26
3.5.1	Equações diferenciais governativas modificadas.....	27
3.6	Algoritmos.....	28
3.7	Descrição dos ensaios experimentais	30
3.7.1	Descrição da instalação	31
3.7.2	Condições dos ensaios experimentais	33
3.7.3	Testes experimentais	36
3.7.4	Processamento de dados	36
4	VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO	39
4.1	Breve introdução aos testes numéricos	39
4.2	Sensibilidade da malha	39
4.3	Parâmetros a analisar	40
4.4	Simulação 3D com um cilindro isolado	42
4.4.1	Evolução do campo de concentrações (vista em perfil).....	43
4.4.2	Evolução da altura da corrente.....	45
4.4.3	Evolução do campo de concentrações (vista em planta).....	49
4.4.4	Evolução da posição da frente da corrente.....	51
4.4.5	Evolução da velocidade da frente da corrente	53
4.4.6	Perfis de concentração	53
4.4.7	Campo e perfis de velocidade	54
4.4.8	<i>Entrainment</i> do cilindro	60
5	CONCLUSÕES DA INVESTIGAÇÃO	63
5.1	Conclusões	63
5.2	Sugestões para trabalhos futuros	65
	BIBLIOGRAFIA	67
	A PARÂMETROS E CÓDIGO NUMÉRICO RELATIVOS AO SOLVER <i>INTERMIXINGFOAM</i>.....	73

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1: Geometria inicial do problema.	3
Figura 2.1: <i>Lock-exchange problem</i> . (a) O escoamento começa quando a barreira vertical é removida. (b) Evolução temporal da corrente de propagação após a barreira ser removida [7].	5
Figura 2.2: Velocidade da frente da corrente adimensionalizada durante a fase de aceleração em função da distância percorrida. SP (<i>small release</i>); LP (<i>large release</i>); C (<i>cylindrical</i>). Adaptado de [9].	7
Figura 2.3: Evolução do escoamento durante a fase de aceleração para um caso de pequena descarga simulada em 3D para $Re = 8950$. A frente da corrente atinge o pico de velocidade em $t \approx 1$. Adaptado de [9].	8
Figura 2.4: Evolução temporal da frente da corrente para os casos: (a) de grande descarga, (b) de pequena descarga e (c) cilíndrico. Representação através da imagem no canto interior direito da evolução do tempo com a velocidade da frente da corrente. Adaptado de [9].	9
Figura 2.5: Velocidade da frente da corrente adimensionalizada durante a fase de queda em função do tempo. Adaptado de [9].	10
Figura 2.6: Representação de um LEP em que o fluido mais denso ocupa a profundidade e cerca de metade do comprimento do canal. Adaptado de [36].	12
Figura 2.7: Distribuição da concentração para $Re = 15000$. (a) $\Phi = 0\%$; (b) $\Phi = 1.25\%$; (c) $\Phi = 5\%$; (d) $\Phi = 12\%$. Adaptado de [36].	13
Figura 2.8: Esquema do domínio utilizado. (a) Vista em perfil; (b) Vista em planta; (c) Vista em planta com uma montagem secundária utilizada. Adaptado de [47].	15
Figura 2.9: Visualização esquemática dos diferentes tipos de regimes identificados: (a) sem obstáculos; (b) <i>Through-flow</i> ; (c,d) <i>Over-flow</i> ; (e) <i>Plunging-flow</i> e (f) <i>Skimmingflow</i> . Adaptado de [47].	16
Figura 3.1: Escoamento sobre um degrau direcionado segundo o escoamento obtido por: (a) DNS, (b) LES e (c) RANS. Adaptado de [7].	23

Figura 3.2: Exemplo simplificado da utilização da técnica VOF. À esquerda está representada uma superfície livre unidimensional e à direita está representada uma superfície livre bidimensional. Adaptado de [7].	25
Figura 3.3: Fluxograma descritivo do algoritmo PIMPLE.	30
Figura 3.4: Esquema da montagem experimental, com as respetivas dimensões principais e o respetivo sistema de referência cartesiano.	31
Figura 3.5: Montagem experimental do canal. Adaptado de [66].	32
Figura 3.6: Montagem experimental com um cilindro (vista em perfil). Adaptado de [67].	33
Figura 3.7: Montagem experimental com um cilindro (vista em planta). Adaptado de [67].	34
Figura 3.8: Secção para a vista em perfil ($h_0 \times 1.5m$) e para a vista em planta ($0.875h_0 \times 0.6m$), relativamente às medições do campo de concentrações.	35
Figura 3.9: Secção para a vista em perfil ($h_0 \times 0.25m$) e para a vista em planta ($0.4h_0 \times 0.12m$), relativamente às medições do campo de velocidades.	35
Figura 4.1: Evolução temporal da posição da frente da corrente x_f para quatro malhas diferentes com um número total de células $N_x \times N_y \times N_z = 500 \times 75 \times 75$, $1000 \times 100 \times 100$, $2000 \times 150 \times 200$ e $2500 \times 200 \times 200$ para os testes (a) S1 e (b) S2.	40
Figura 4.2: Esquema da área de corrente a calcular	42
Figura 4.3: Campo de concentrações, LES e ensaio experimental, S1, (a) $t = 5s$, (b) $t = 6.5s$, (c) $t = 8s$ e (d) $t = 10.5s$	44
Figura 4.4: Campo de concentrações, LES e ensaio experimental, S2, (a) $t = 5s$, (b) $t = 6.5s$, (c) $t = 8s$ e (d) $t = 10.5s$	45
Figura 4.5: Perfil de altura da corrente, LES e ensaio experimental, S1, (a) $t = 2s$, (b) $t = 5s$, (c) $t = 6.5s$, (d) $t = 8s$, (e) $t = 9s$ e (f) $t = 10.5s$	47
Figura 4.6: Perfil de altura da corrente, LES e ensaio experimental, S2, (a) $t = 2s$, (b) $t = 5s$, (c) $t = 6.5s$, (d) $t = 8s$, (e) $t = 9s$ e (f) $t = 10.5s$	48
Figura 4.7: Campo de concentrações, LES e ensaio experimental, P1, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$	50

Figura 4.8: Campo de concentrações, LES e ensaio experimental, P2, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$	51
Figura 4.9: Comparação da evolução da posição da frente da corrente, LES e ensaio experimental, (a) S1 e (b) S2.	52
Figura 4.10: Comparação da evolução temporal da velocidade da frente da corrente, LES e ensaio experimental, (a) S1 e (b) S2.	53
Figura 4.11: Perfis verticais de C, S1, em $t = 10.5s$, LES e ensaio experimental, (a) $x = 0.3m$, (b) $x = 0.5m$, (c) $x = 0.7m$ e (d) $x = 0.9m$	54
Figura 4.12: Perfis verticais de C, S2, em $t = 10.5s$, LES e ensaio experimental, (a) $x = 0.3m$, (b) $x = 0.5m$, (c) $x = 0.7m$ e (d) $x = 0.9m$	54
Figura 4.13: Campo de velocidades, LES e ensaio experimental, S1, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$	56
Figura 4.14: Campo de velocidades, LES e ensaio experimental, S2, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$	57
Figura 4.15: Perfil vertical da velocidade, LES e ensaio experimental, S1, na posição $x = 0.5m$, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$	58
Figura 4.16: Perfil vertical da velocidade, LES e ensaio experimental, S2, na posição $x = 0.5m$, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$	58
Figura 4.17: Campo de velocidades, LES e ensaio experimental, P1, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$	59
Figura 4.18: Campo de velocidades, LES e ensaio experimental, P2, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$	60
Figura 4.19: Evolução do <i>entrainment</i> , LES e ensaio experimental, (a) S1 e (b) S2.	61

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1: Principais parâmetros dos testes relativos à vista em perfil (S) e à vista em planta (P). 36

SIGLAS E ACRÓNIMOS

FCT	Faculdade de Ciências e Tecnologia.
UNL	Universidade Nova de Lisboa.
DEMI	Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial.
LEP	<i>Lock-exchange problem.</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation.</i>
2D	Bidimensional.
3D	Tridimensional.
DNS	<i>Direct Numerical Simulation.</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes.</i>
SGS	<i>Sub-grid scale.</i>
VOF	<i>Volume-of-Fluid.</i>
MAC	<i>Marker-and-Cell.</i>
CPU	<i>Central Processing Unit.</i>
FVM	<i>Finite Volume Method.</i>
FEM	<i>Finite Element Method.</i>

TVD	<i>Total variational diminishing.</i>
VC	<i>Vertex-centered.</i>
CC	<i>Cell-centered.</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit-Method-of-Pressure-Linked-Equations.</i>
PISO	<i>Pressure-Implicit-Split-Operator.</i>
PIMPLE	Combinação PISO-SIMPLE.
LED	<i>Light emitting diode.</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry.</i>

SÍMBOLOS

ρ_0	Massa volúmica do fluido ambiente.
ρ_1	Massa volúmica do fluido mais denso.
h_0	Profundidade inicial da água.
x_0	Comprimento do reservatório de fluido mais denso.
Φ	Variação da densidade/quantidade de obstáculos.
g	Aceleração gravítica.
g'	Aceleração gravítica reduzida.
Fr	Número de <i>Froude</i> .
u_i	Componente da velocidade na direção i .
Re	Número de <i>Reynolds</i> .
H	Profundidade do reservatório.
h	Altura dos obstáculos.
μ	Viscosidade dinâmica.
μ_x	Medida da dispersão dos cilindros na direção x .

μ_y	Medida da dispersão dos cilindros na direção y .
ν	Viscosidade cinemática.
δ_{ij}	Delta de <i>kronecker</i> .
k	Coeficiente da difusividade molecular.
S	Termo fonte.
$\langle U \rangle$	Campo de velocidade filtrado.
$\langle p \rangle$	Pressão filtrada.
$\langle \rho \rangle$	Densidade filtrada.
τ_{ij}^{SGS}	Tensor das tensões das SGS.
X_j^{SGS}	Fluxo de massa volúmica das SGS.
ν_t	Viscosidade turbulenta.
Δ	Dimensão da malha.
$\langle S \rangle$	Taxa de deformação.
C_S	Constante de <i>Smagorinsky</i> .
F	Função F .
A_x	Fração de área na direção x .
A_y	Fração de área na direção y .

A_z	Fração de área na direção z .
V_F	Fração de volume.
Co	Número de <i>Courant</i> .
Δx	Distância entre células.
Δt	Intervalo de tempo.
S	Vista em perfil.
P	Vista em planta.
U_0	Velocidade de flutuação inicial.
Re_0	Número de <i>Reynolds</i> do canal.
Re_d	Número de <i>Reynolds</i> do cilindro.
Fr_0	Número de <i>Froude</i> densimétrico de profundidade total.
$\rho_{(i,j)}$	Valor da densidade em cada pixel em função do tempo.
E	<i>Entrainment</i> .
t	Tempo [s].
C	Concentração adimensional.
h	Altura da corrente [m].
x_f	Posição da frente da corrente [m].
u_f	Velocidade da frente da corrente [m/s].
S(t)	Área lateral instantânea da corrente em cada instante de tempo.
S_0	Área lateral inicial da comporta.

\mathcal{W} Função *kernel*.

INTRODUÇÃO

1.1 Enquadramento científico

Nas zonas de transição de lagos pouco profundos para zonas húmidas registam-se frequentemente variações significativas de temperatura. Estas variações de temperatura induzem diferenças de densidade da água que originam correntes de densidade. Estas correntes podem ter um papel chave no transporte de nutrientes e poluentes, afetando o estado ecológico das massas de água. Portanto, a capacidade de transporte destas correntes é de grande importância na gestão de qualidade de água e segurança industrial. Neste sentido torna-se essencial caracterizar a dinâmica das correntes de densidade, nomeadamente quais as condicionantes que sustentam a estrutura do escoamento.

As correntes de densidade surgem devido à mistura de um fluido mais denso num fluido ambiente e são de ocorrência comum na atmosfera e oceanos. Estas correntes desempenham um papel importante no controlo da poluição atmosférica, no transporte de contaminantes aéreos, na mistura dos oceanos e na dinâmica do clima. À medida que o fluido mais denso se propaga no fluido ambiente vão ocorrendo mudanças significativas nas propriedades da corrente. A superfície inferior na qual estas correntes se propagam é invariavelmente rugosa por natureza e influencia significativamente as características e dinâmica das correntes [1].

As avalanches de neve, a libertação accidental de um gás denso e o derrame de óleo representam outras formas de correntes de densidade [2].

Independentemente da causa das diferenças de densidade, as correntes de densidade apresentam uma estrutura quase invariável, incluindo uma frente, o corpo, e uma cauda. Na interface entre o fluido mais denso e o fluido ambiente tendem a formar-se vorticidades que são denominadas por instabilidades de *Kelvin-Helmholtz*. Nos últimos anos, foi realizado um número considerável de simulações numéricas de correntes de densidade. Estas simulações abrangem análises principalmente unidimensionais (1D) ou bidimensionais (2D), enquanto simulações tridimensionais (3D) foram realizadas relativamente poucas [3].

A dinâmica das correntes de densidade em lagos depende de vários parâmetros, como por exemplo: diferença de densidades do fluido, presença de vegetação, sentido e direção do vento, rugosidade das fronteiras e geometria das transições entre lagos e zonas húmidas. A interação destas correntes com estruturas cilíndricas apresenta uma enorme complexidade e ainda não foi convenientemente estudada. Neste contexto, a pergunta de partida desta investigação é: “Conseguem as simulações *Large-Eddy* validar a interação de correntes de densidade sobre um cilindro?”

1.2 Objetivos

O objetivo principal desta dissertação é validar as simulações *Large-Eddy* de correntes de densidade sobre um cilindro. Assim, os objetivos específicos são os seguintes:

- Definir as principais fases características do desenvolvimento das correntes de densidade;
- Estudar a evolução da velocidade da frente da corrente, quando está envolvida a ação do cilindro;
- Caracterizar o campo de velocidades à escala do cilindro no plano horizontal;
- Analisar o *entrainment* provocado pelo cilindro.

1.3 Metodologia

A simulação numérica será realizada no *software OpenFOAM*, usando o modelo LES. Os resultados são processados numa fase posterior com códigos desenvolvidos em *Matlab* e com recurso aos softwares *ParaView* e *Tecplot*. Como ponto de partida, será adotada uma geometria em 2D [4], onde se considera um reservatório com fluido mais denso, junto a outro com fluido ambiente. Como fluido mais denso será usada água salgada (ρ_1) e como fluido ambiente será usada água límpida (ρ_0). O volume da água salgada ($0.17 \times 0.3 \times 0.2 [m]$) será muito inferior ao volume da água ambiente ($0.17 \times 2.7 \times 0.2 [m]$). O canal onde decorrerá o escoamento tem $0.17m$ de largura, $0.4m$ de altura e $3m$ de comprimento.

Na Figura 1.1 encontra-se o esquema proposto para o estudo.

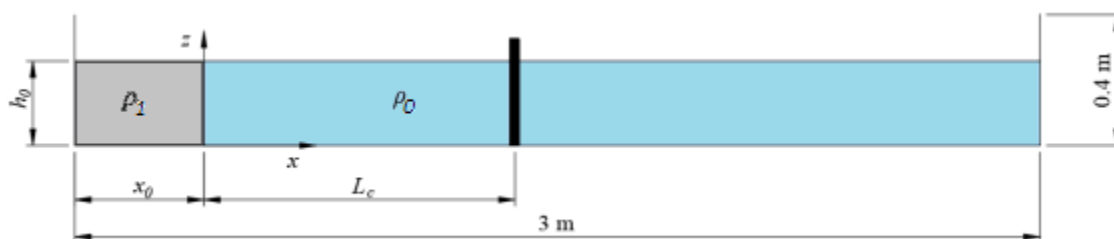


Figura 1.1: Geometria inicial do problema.

Para efeitos de geração de malha, o *software* a utilizar será o gerador de malhas do ANSYS designado de *DesignModeler*.

A validação do modelo numérico será dividida em duas etapas: uma análise de sensibilidade da malha e dos parâmetros a avaliar, e uma comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais. Para a análise de sensibilidade serão utilizadas quatro malhas com diferentes graus de refinamento. A organização dos resultados do Capítulo 4 passa por comparar os resultados obtidos pelo LES e os resultados experimentais, para o caso 3D com um cilindro.

1.4 Estrutura da dissertação

A presente dissertação encontra-se organizada em cinco capítulos. A estrutura adotada procura apresentar de uma forma mais intuitiva os objetivos e a metodologia definidos anteriormente.

No Capítulo 1 é feita uma apresentação e enquadramento do tema; o seu enquadramento científico, o objetivo do estudo, a metodologia utilizada e a estrutura da dissertação.

Já no Capítulo 2 é exposta uma investigação do conhecimento existente sobre o desenvolvimento de correntes de densidade com uma maior abordagem teórica e rigor, onde se começa por analisar os aspetos gerais como a estrutura da corrente e as diversas fases que a compõem e por último são investigados trabalhos pertinentes que analisam o efeito de estruturas cilíndricas. Encontra-se dividido em três subcapítulos onde são apresentadas: (2.1) a estrutura das correntes de densidade, (2.2) a rugosidade do fundo e troca de massa entre a corrente e o fluido ambiente, (2.3) a interação de estruturas cilíndricas com as correntes de densidade e (2.5) um breve sumário.

O Capítulo 3 aborda a descrição do modelo numérico e os parâmetros computacionais envolvidos na simulação. Encontra-se dividido em sete subcapítulos: (3.1) as equações diferenciais governativas, (3.2) a modelação da turbulência, (3.3) o solver, (3.4) a técnica VOF, (3.5) o método dos volumes finitos, (3.6) os algoritmos e (3.7) descrição dos ensaios experimentais.

No Capítulo 4 é realizada a análise da sensibilidade da malha, são avaliados os parâmetros relativos ao comportamento da corrente, e é feita a validação do modelo numérico, através da comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais. Encontra-se estruturado em

quatro subcapítulos: (4.1) uma breve descrição dos testes numéricos, (4.2) sensibilidade da malha, (4.3) parâmetros a analisar e (4.4) simulação 3D com um cilindro isolado.

Por fim, no Capítulo 5, é feita uma síntese da presente dissertação, juntamente com as conclusões retiradas. São também feitas recomendações para trabalhos futuros.

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Estrutura das correntes de densidade

As correntes de densidade são normalmente geradas em laboratórios e através de simulações numéricas mediante dois tipos de configurações. Uma das configurações é o fluxo constante, onde é libertado um fluxo contínuo e constante, de fluido mais denso, através do fluido ambiente (por exemplo, [5]). A outra e mais comum é o LEP e será a configuração abordada neste estudo, onde fluidos de diferentes densidades inicialmente em repouso são separados por uma barreira vertical (por exemplo, [6]). Na Figura 2.1 encontra-se representada esta configuração. Quando a barreira é removida, ocorrem diferenças na pressão hidrostática o que faz com que o fluido mais denso flua ao longo do limite inferior, enquanto o fluido ambiente flui na direção oposta, ao longo do limite superior [7].

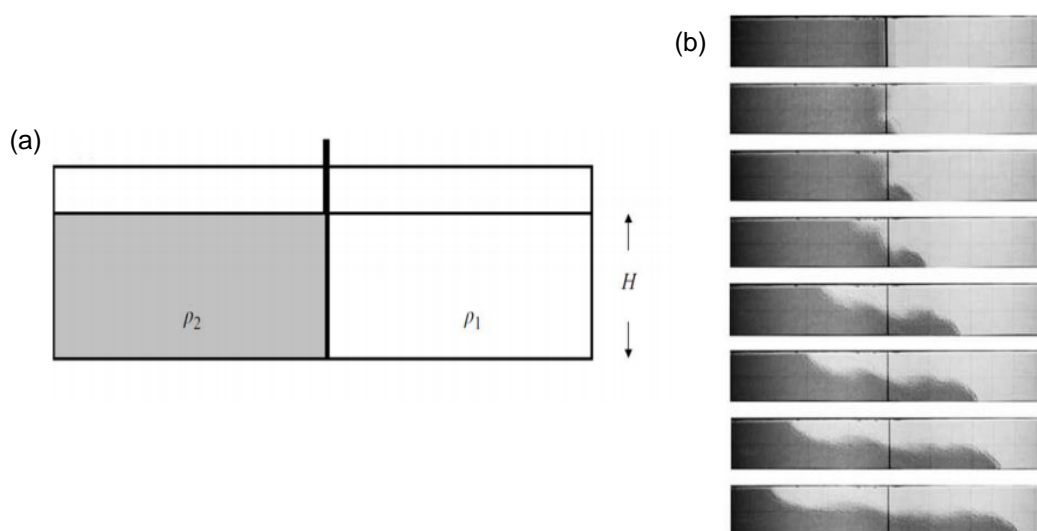


Figura 2.1: *Lock-exchange problem*. (a) O escoamento começa quando a barreira vertical é removida. (b) Evolução temporal da corrente de propagação após a barreira ser removida [7].

Este tipo de escoamento (LEP) é dominado por duas instabilidades: predominantemente pelas instabilidades de *Kelvin-Helmholtz* e pelas instabilidades do lóbulo e da fenda [8].

A necessidade de prever o tempo de desenvolvimento de uma corrente bem como a distância máxima de propagação motivou o desenvolvimento de modelos relativamente simples ([10]) até simulações detalhadas ([8]; [11]-[12]).

A primeira tentativa teórica de descrever a taxa de propagação de uma corrente de densidade foi feita em 1940, por [13], através da teoria de escoamento potencial. Para uma corrente de *Boussinesq* como a demonstrada na Figura 2.1, a velocidade adimensional é expressa como um número de *Froude* pela Equação (2.1):

$$Fr = \frac{U_f}{\sqrt{g'H}} \quad (2.1)$$

Onde U_f é a velocidade da frente da corrente, H é a profundidade do reservatório e g' é a aceleração gravítica reduzida, a qual é dada pela Equação (2.2):

$$g' = \frac{g(\rho_1 - \rho_0)}{\rho_0} \quad (2.2)$$

Foi descoberto que a velocidade da corrente é independente da razão entre a largura e a profundidade do canal, e verificou também um pequeno aumento do número de *Froude* com o aumento do número de *Reynolds* [7].

As correntes de densidade simuladas em 2D foram exaustivamente investigadas em trabalhos experimentais, teóricos e numéricos durante as últimas décadas. Um trabalho recente e importante sobre correntes de densidades (2D) foi realizado por [15], concentrando-se na queda das correntes de densidade (2D) e das correntes axissimétricas; Foi investigado por [16], as correntes de densidade (2D) com uma ampla gama de profundidades e diferenças de densidade; Segundo [17], foi desenvolvida uma simulação numérica de alta resolução do escoamento na frente da corrente; Tanto [18] como [19], concentraram-se em correntes de densidade (2D), mas não correntes de *Boussinesq*, ou seja, correntes em que os fluidos apresentam grandes diferenças de densidade; Foi descrita uma técnica velocimétrica por imagem de partículas por [20]; Um outro trabalho foi feito por [21], concentrando-se na influência do arrasto nas correntes de densidade (2D), e de acordo com [22], foi efetuada uma investigação teórica e numérica do comportamento de dissipação de uma corrente de densidade (2D) através do modelo de águas rasas de duas camadas. As correntes de densidade simuladas em 3D não foram ainda investigadas na mesma extensão que as correntes de densidade simuladas em 2D [23].

2.1.1 Fase de aceleração

Numa corrente de densidade distinguem-se várias fases de propagação do escoamento: uma fase de aceleração; uma fase de queda denominada na literatura por *slumping phase*; seguida de uma fase inercial (*inertial phase*); e existe também ainda uma outra fase designada por fase viscosa (*viscous phase*) [9].

Quando a barreira vertical que separa os dois fluidos de densidades diferentes é retirada, a velocidade da frente da corrente aumenta rapidamente, atingindo um máximo e, subsequentemente, diminui ligeiramente antes de se aproximar de um valor constante.

O estudo desta fase é importante porque evidencia o efeito do atrito da interface na velocidade da frente. Durante esta fase de propagação, os distúrbios em 3D introduzidos na corrente não apresentam uma amplitude suficiente e as correntes são, portanto, predominantemente simuladas em 2D. Assim, a velocidade da corrente prevista pelas simulações 2D e 3D é praticamente idêntica.

A Figura 2.2 demonstra a velocidade da frente da corrente em função da distância percorrida durante a fase de aceleração. O valor máximo relativo à velocidade da frente da corrente que se atinge aumenta com o aumento do número de *Reynolds*. Também se consegue visualizar a diferença entre os casos de pequenas e grandes descargas, e a diferença entre o escoamento ser cilíndrico (neste caso não se verifica a velocidade constante) e não plano. É de realçar que para todos os casos a velocidade máxima foi atingida para $\bar{x}_F - \bar{x}_0 \approx 0,33$ (distância adimensionalizada com x_0) [9].

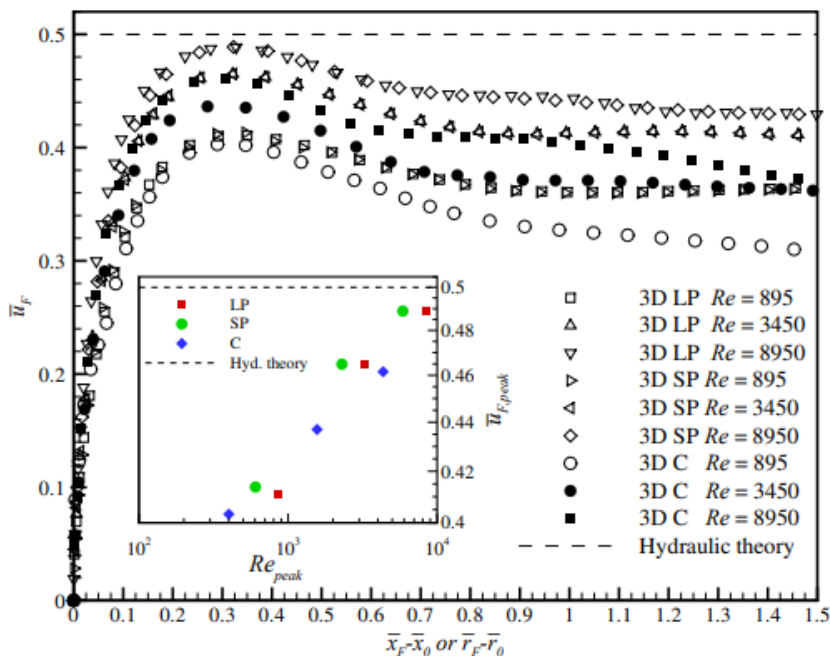


Figura 2.2: Velocidade da frente da corrente adimensionalizada durante a fase de aceleração em função da distância percorrida. SP (*small release*); LP (*large release*); C (*cylindrical*). Adaptado de [9].

Na Figura 2.2 está também representado um gráfico logarítmico do pico da velocidade, $u_{F,pico}$, em função do Re_{pico} . Estas estimativas fornecem um suporte qualitativo para as diferenças observadas no pico da velocidade entre os casos de pequenas e grandes descargas, e os casos cilíndricos.

O rápido aumento na velocidade da frente da corrente é esperado, mas a ligeira diminuição antes de se atingir um valor constante precisa de mais investigação. Um olhar mais atento para a frente da corrente, durante a fase de aceleração de um caso de pequena descarga está demonstrado na Figura 2.3. Observa-se que o processo de enrolamento se intensifica até $\tilde{t} \approx 2.5$, que corresponde a $\bar{x}_F - \bar{x}_0 \approx 1$, quando a velocidade da frente atinge um valor constante, como se verifica na Figura 2.2 [9].

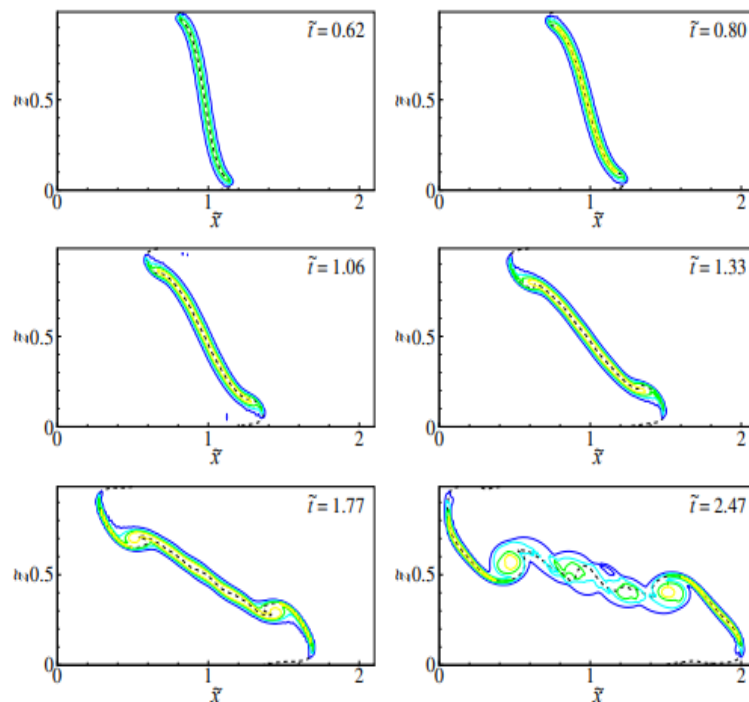


Figura 2.3: Evolução do escoamento durante a fase de aceleração para um caso de pequena descarga simulada em 3D para $Re = 8950$. A frente da corrente atinge o pico de velocidade em $\tilde{t} \approx 1$. Adaptado de [9].

2.1.2 Fase de queda - *Slumping Phase*

A velocidade da frente da corrente torna-se constante após o período de aceleração que é designado de fase de queda. De acordo com [9], observou-se que esta velocidade não depende do volume de fluido mais denso e que aproximações em 2D refletem de forma precisa esta velocidade média. Na Figura 2.4, observa-se que os casos de pequenas e grandes descargas se aproximam de uma velocidade constante após a fase de aceleração [9].

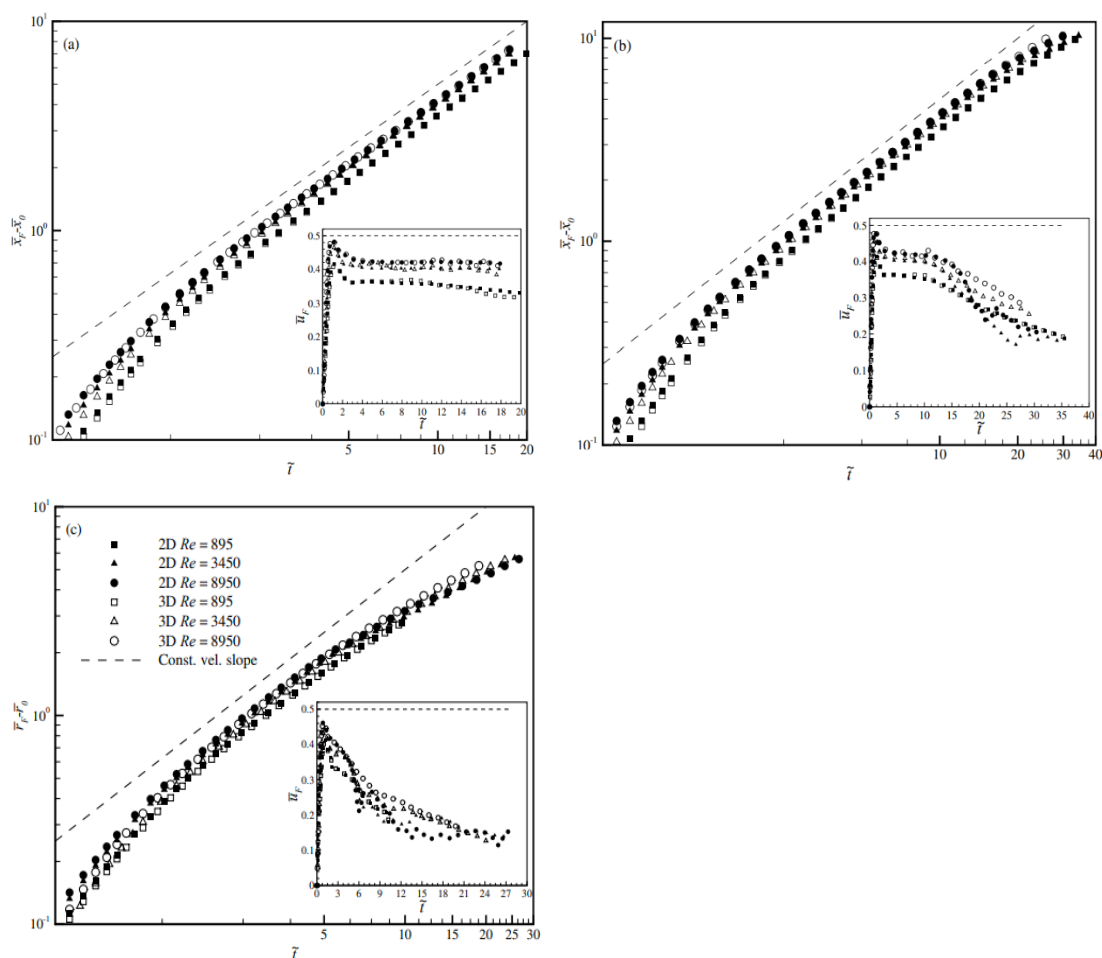


Figura 2.4: Evolução temporal da frente da corrente para os casos: (a) de grande descarga, (b) de pequena descarga e (c) cilíndrico. Representação através da imagem no canto inferior direito da evolução do tempo com a velocidade da frente da corrente. Adaptado de [9].

Através do estudo realizado verificou-se que a velocidade da frente da corrente na fase de queda permanece a mesma para os casos de pequenas e grandes descargas, ou seja, a velocidade é independente do volume de fluido denso. Além disso, a partir da Figura 2.4, dá para observar também que a velocidade da frente na fase de queda é concordante com as simulações 2D. Segundo [24] chegou-se a resultados semelhantes. Tendo em conta as semelhanças no comportamento da velocidade da frente da corrente durante as fases de aceleração e queda, concluiu-se que a variação do rácio entre a altura e o comprimento do reservatório não afeta o valor da velocidade da frente durante estas duas fases, apesar de alterar a estrutura do escoamento.

A Figura 2.5 apresenta os resultados para o caso de pequena descarga, para os três números de Reynolds considerados.

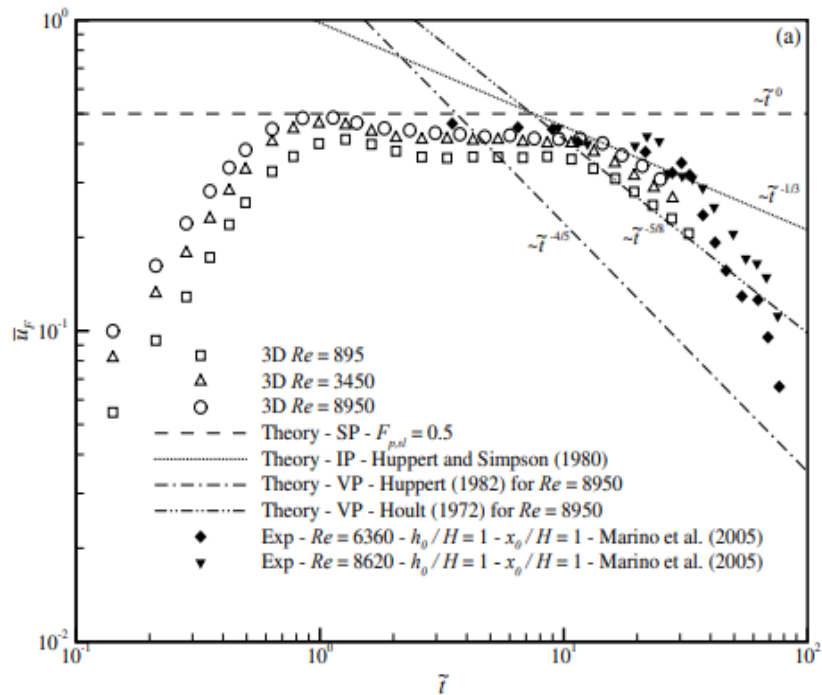


Figura 2.5: Velocidade da frente da corrente adimensionalizada durante a fase de queda em função do tempo. Adaptado de [9].

Observa-se que para $Re = 8950$, a velocidade é constante para $3 < \bar{t} < 12$, com um valor de aproximadamente 0.4, que está de acordo com os resultados experimentais relatados por [25]. A posição correspondente está localizada no intervalo $1 < \bar{x}_F - \bar{x}_0 < 5$, que corresponde a 5 vezes o comprimento da zona com fluido mais denso [9].

2.1.3 Fase inercial e fase viscosa

É de notar também que na Figura 2.5 a corrente associada a $Re = 3450$ parte da fase de velocidade constante em $\bar{t} \approx 12$, após ter percorrido $\bar{x}_F \approx 6$. A velocidade da frente da corrente decai segundo uma lei teórica de previsões da fase viscosa. Neste caso, o escoamento transita da fase de queda diretamente para a fase viscosa.

Para $Re = 8950$, a velocidade da frente da corrente afasta-se da fase de velocidade constante em $\bar{t} \approx 12$, após a corrente ter percorrido $\bar{x}_F \approx 6$. A velocidade da frente da corrente segue uma lei da fase inercial de [26] até $\bar{t} \approx 17,3$, e após este período, nota-se um decaimento mais rápido seguindo as previsões para a fase viscosa [9].

2.2 Rugosidade do fundo e troca de massa entre a corrente e o fluido ambiente

A corrente ao propagar-se interage com as fronteiras, e quando se têm em conta estas interações, a complexidade da estrutura e análise do escoamento aumenta. Diversos estudos foram realizados para compreender os efeitos destas interações. As correntes de densidade sem se ter em conta a rugosidade do fundo estão bem compreendidas, no entanto, o efeito da rugosidade na dinâmica das correntes do tipo LEP precisa de esclarecimento. A rugosidade da superfície adiciona uma complexidade significativa tanto para a dinâmica do escoamento quanto para a sua análise. O estudo é complicado devido à influência de vários parâmetros de rugosidade que a superfície introduz na física do escoamento. A distribuição e a forma dos elementos rugosos são importantes, pois influenciam a dinâmica do escoamento [1].

Observou-se que existe uma concordância razoável entre os resultados numéricos e experimentais. A evolução do movimento da corrente está estruturada em duas fases: na primeira fase, a velocidade da frente da corrente aumenta, e na segunda fase, a velocidade da frente da corrente diminui [23].

O estudo da diluição de massa entre a corrente de densidade e o fluido ambiente tem sido também alvo de estudo ao longo dos anos, sendo referido na literatura como *entrainment*. Descobriu-se que a mistura entre os dois fluidos ocorre maioritariamente nas fases iniciais do escoamento, o que leva à formação de uma estrutura geralmente complexa [4]. Visualizou-se um resultado particularmente surpreendente, que se reflete nos modelos teóricos, é de que a frente da corrente permanece essencialmente intacta durante a fase de queda, ou seja, a mistura é negligenciável nesta fase [27].

O modelo de águas rasas de duas camadas é novo, quando comparado com os modelos anteriores de águas rasas usados para simular correntes de densidade, pois este tem em conta tanto o *entrainment* como a superfície, e revelou produzir melhores resultados [28].

Vários estudos experimentais e numéricos contribuíram para a nossa compreensão do efeito da rugosidade do fundo nas características da frente da corrente ([12]; [23]; [29]-[30]), da descrição detalhada das mudanças na estrutura da corrente conforme interage com as rugosidades ([31]-[32]), das propriedades da mistura em função do tempo ([33]-[34]) e da visualização do escoamento ([35]). À luz destes estudos, fica claro que a rugosidade aumenta a tensão de corte da parede e, portanto, altera as características do escoamento na frente da corrente. As correntes sobre superfícies rugosas têm maior desaceleração e uma diluição mais rápida. Embora os estudos experimentais tenham contribuído para um melhor entendimento da velocidade da frente e da estrutura da corrente face à rugosidade, ainda não há muito conhecimento sobre a evolução temporal das correntes e os processos de mistura. Em particular, não está claro se a diluição ocorre ao longo da fase de queda (*slumping phase*) ou não [1].

2.3 Interação de estruturas cilíndricas com correntes de densidade

É de grande interesse estudar uma aproximação mais realista ao que se encontra na natureza, como o caso da existência de obstáculos ao escoamento.

O estudo das correntes de densidade que se propagam num meio poroso, como um canal contendo uma série de obstáculos, é de grande importância para muitas aplicações geofísicas e ambientais. Os obstáculos aumentam o *entrainment* que atua sobre a corrente e fornecem um mecanismo adicional de dissipação de energia [36]. Por exemplo, as avalanches de neve são retardadas pela interação com longas barreiras físicas, que reduzem a velocidade do escoamento e mitigam parcialmente o perigo das mesmas ([37]; [38]). Outro caso de considerável importância ambiental é quando uma corrente se propaga ao longo de um canal parcial ou totalmente vegetado ([39]; [40]).

Na investigação [36], é estudada a evolução da propagação das correntes através de um canal contendo matrizes de obstáculos com base no modelo LES em 3D, usando um solver não dissipativo (*Navier-Stokes*) ([41]). Foi utilizado um domínio constituído por um meio poroso caracterizado pela existência de cilindros horizontais com eixo perpendicular à direção da propagação da corrente, como apresentada na Figura 2.6. A simulação é iniciada através da configuração LEP.

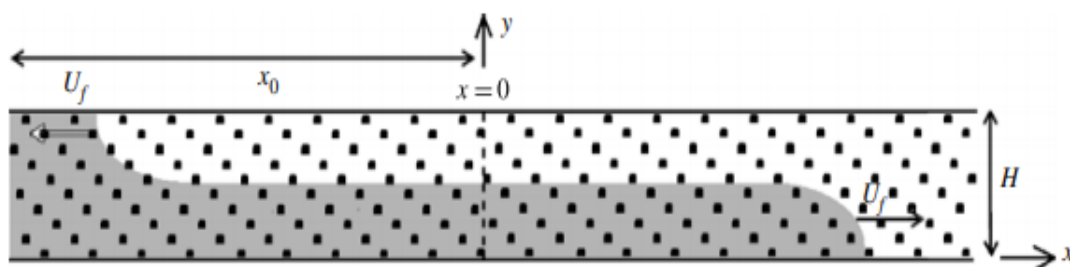


Figura 2.6: Representação de um LEP em que o fluido mais denso ocupa a profundidade e cerca de metade do comprimento do canal. Adaptado de [36].

Assim que se inicia o LEP, a corrente acelera relativamente rápido para atingir uma fase de queda (*slumping phase*) na qual a velocidade da frente, U_f , é constante. Se não houver obstáculos, esta corrente continua a deslocar-se com uma velocidade da frente da corrente constante, desde que a resistência hidráulica permaneça desprezável, e até que o fluxo seja afetado por reflexões de perturbações das fronteiras do canal ([42]; [43]). Se considerarmos um meio poroso com um volume

de obstáculos suficientemente alto, o *entrainment* adicional induz uma desaceleração do fluido, iniciando assim uma fase dominada pelas forças exercidas devido à presença de obstáculos [36].

Confirmou-se que quando o número de *Reynolds* (relativo aos cilindros) é suficientemente pequeno, o escoamento é controlado por efeitos viscosos onde a velocidade da frente da corrente varia com $t^{-\frac{1}{2}}$. No entanto, quando o número de *Reynolds* é maior, o comportamento da interface entre os dois fluidos é diferente, e a velocidade da frente da corrente varia com $t^{-\frac{1}{4}}$ [44].

Na Figura 2.7 apresentam-se os resultados obtidos para a variação da densidade/quantidade de obstáculos, Φ .

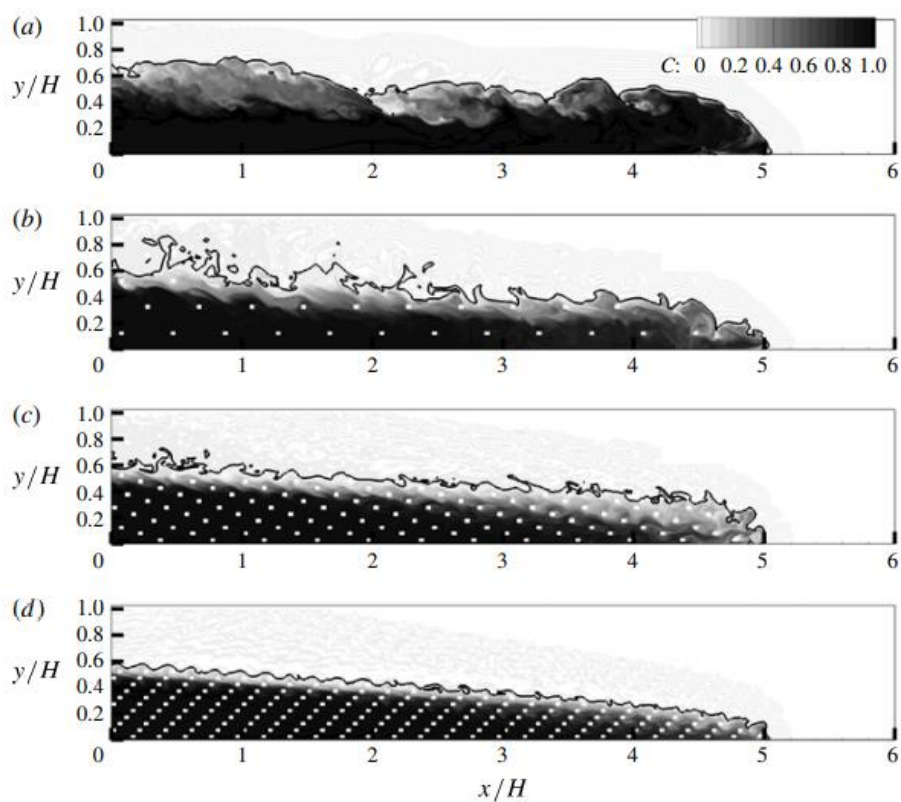


Figura 2.7: Distribuição da concentração para $Re = 15000$. (a) $\Phi = 0\%$; (b) $\Phi = 1.25\%$; (c) $\Phi = 5\%$; (d) $\Phi = 12\%$. Adaptado de [36].

A presença de obstáculos no canal tem uma grande influência na diluição, principalmente dentro da camada da interface e nas regiões próximas à frente da corrente. Mesmo para canais com pouco volume de cilindros, para os quais o *entrainment* adicional não é suficiente para desencadear a transição para o regime dominado pelas forças exercidas devido aos obstáculos, verifica-se no domínio computacional (por exemplo, a simulação com $\Phi = 1.25\%$, na Figura 2.7b) mudanças notáveis na estrutura do escoamento. Por exemplo, comparando as distribuições da concentração nas Figura 2.7a-b, durante a fase de queda, observa-se que a interação do escoamento com um maior número de obstáculos reduz a dimensão e a coesão dos vórtices de *Kelvin-Helmholtz*. Devido também aos

obstáculos, a espessura da camada da interface torna-se mais uniforme e a largura desta é tanto menor quanto maior for o número de obstáculos. A presença de obstáculos também aumenta significativamente a mistura perto da frente da corrente. A mistura adicional induzida pelos obstáculos explica as diferenças acima mencionadas na distribuição da concentração entre os casos $\Phi = 0\%$ e $\Phi = 1.25\%$ (por exemplo, nas distribuições de concentração nas Figura 2.7a-b) [36].

Em sistemas aquáticos rasos, a vegetação está frequentemente presente e pode influenciar a propagação das correntes de densidade ao dissipar energia. A vegetação reduz a velocidade da corrente, pois produz um *entrainment* adicional significativo. A vegetação é considerada rígida e reta e, portanto, é representada por cilindros rígidos. Nas regiões com vegetação, o efeito da resistência ao *entrainment* é claro e a velocidade diminui significativamente com o aumento desta resistência. Portanto, a corrente na região com vegetação é dominada pelas forças exercidas devido aos obstáculos [45].

A propagação de correntes de densidade em LEP através de uma matriz submersa de cilindros circulares foi investigada experimentalmente e através de LES. O impacto dos obstáculos é sentido em diferentes zonas do escoamento dependendo da razão de submersão $\frac{H}{h}$, onde H é a profundidade do reservatório e h é a altura dos obstáculos. A propagação de uma corrente sob uma matriz de obstáculos foi estudada experimentalmente por [40] e numericamente por [46], chegando a resultados idênticos.

A Figura 2.8 mostra a configuração LEP de uma corrente de densidade *Boussinesq* propagando-se através de uma matriz submersa de cilindros circulares [47].

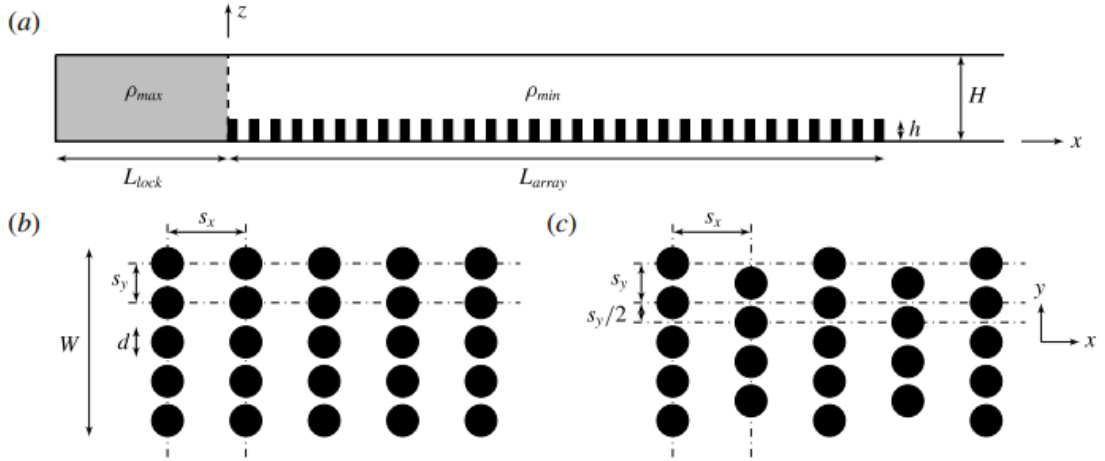


Figura 2.8: Esquema do domínio utilizado. (a) Vista em perfil; (b) Vista em planta; (c) Vista em planta com uma montagem secundária utilizada. Adaptado de [47].

No entanto, certas configurações de obstáculos, como plantações florestais, vegetações submersas e instalações de estruturas de retardo, são distribuídas de forma não equidistante. Assim, [47] propôs uma decomposição nas duas direções em que o escoamento se desenvolve, x e y (comprimento e profundidade), como feito na Figura 2.8 e indicado nas Equações (2.4) e (2.3):

$$\mu_x = \frac{d}{s_x} \quad (2.4)$$

$$\mu_y = \frac{d}{s_y} \quad (2.3)$$

Conseqüentemente, a densidade da matriz original pode ser expressa para cilindros circulares como na Equação (2.5):

$$\Phi = \frac{\pi}{4} \cdot \mu_x \mu_y \quad (2.5)$$

Para o caso com vegetação fixa no fundo, e em função da diferença da combinação de μ_x e μ_y , é possível obter quatro tipos distintos de regime definidos por [47]:

- *Through-flow* - casos com μ_y pequeno, onde a corrente se propaga ao longo dos vazios entre obstáculos (*through-nose* [TN]). A esteira de cada cilindro atua como dissipador de turbulência (Figura 2.9b).
- *Over-flow* - conjuntos de obstáculos com μ_x e μ_y elevados, onde uma parte do escoamento tende a desenvolver-se sobre os obstáculos (*over-nose* [ON]), que dominará a estrutura da corrente. Este fenômeno deve-se ao *entrainment* excessivo nos cilindros. Neste caso, existirá *vertical convection* (VC) ou convecção vertical, entre o fluido mais denso e o fluido ambiente que se encontra na parte mais profunda, causando um elevado grau de mistura. *Through-flow* existirá até um nível máximo de densidade de obstáculos, quando deixa de haver escoamento (Figura 2.9c-d).

- *Plunging-flow* - casos com baixos μ_x e elevados μ_y . Neste caso cada linha (perpendicular à direção do escoamento) de obstáculos funciona como uma barreira ao escoamento, forçando um comportamento semelhante ao de um galgamento (Figura 2.9e).
- *Skimming-flow* - valores elevados de μ_x e valores baixos de μ_y , que representam uma disposição constituída por linhas de obstáculos paralelas entre si e em relação à direção do escoamento. A corrente de densidade, neste caso, separa-se em diferentes subcorrentes que se propagam entre as linhas de obstáculos, com pouco movimento na direção da largura (Figura 2.9f).

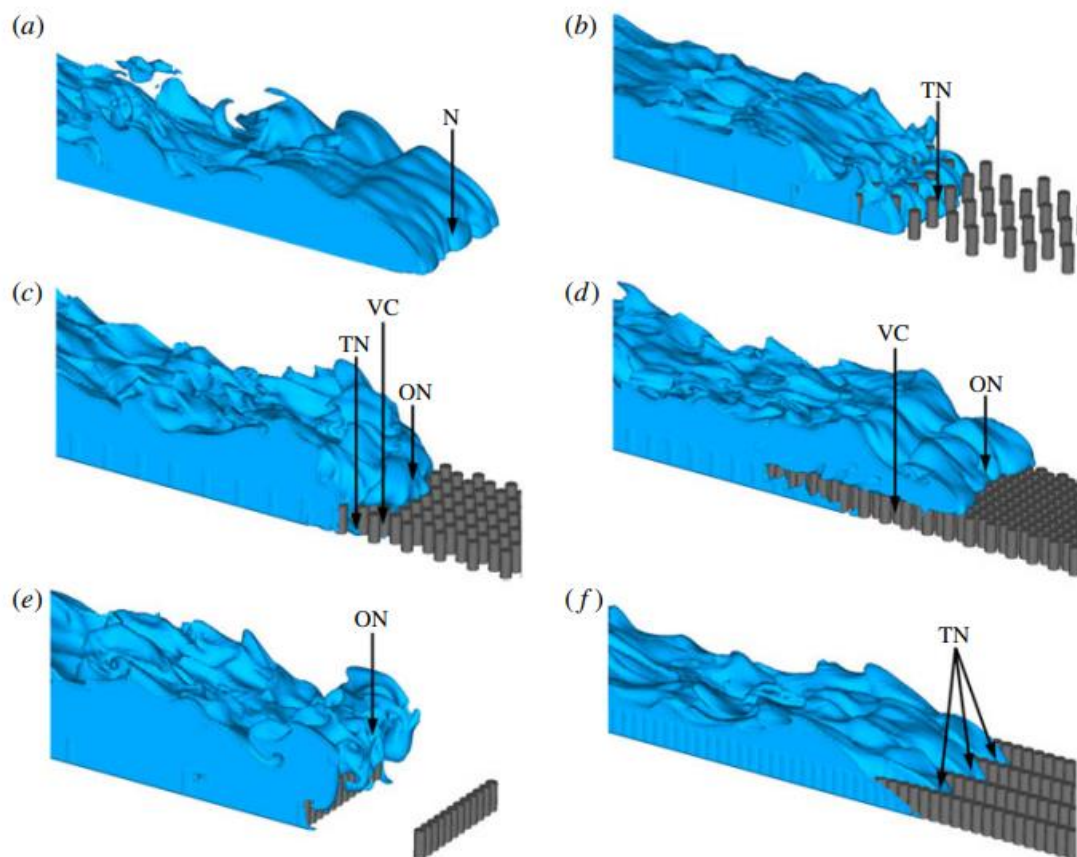


Figura 2.9: Visualização esquemática dos diferentes tipos de regimes identificados: (a) sem obstáculos; (b) *Through-flow*; (c,d) *Over-flow*; (e) *Plunging-flow* e (f) *Skimmingflow*. Adaptado de [47].

2.4 Breve sumário

De toda a literatura descrita acima é de referir os estudos que já foram feitos, com destaque para as correntes de densidade simuladas em 2D que foram exaustivamente investigadas em trabalhos

experimentais, teóricos e numéricos durante as últimas décadas. Um trabalho importante sobre correntes de densidades (2D) foi realizado por [15], concentrando-se na queda das correntes de densidade (2D) e das correntes axissimétricas. Um estudo recente sobre correntes de densidade (3D) foi abordado por [48]. As correntes de densidade em 3D não foram ainda investigadas na mesma extensão que as correntes de densidade em 2D. Vários outros estudos experimentais e numéricos foram também realizados para se ter uma melhor compreensão do efeito da rugosidade do fundo ([12]; [23]; [29]; [30]; [49]). Foi também estudado experimentalmente por [40] e numericamente por [46], a propagação de uma corrente sob uma matriz de obstáculos. É nestes últimos estudos que se insere esta dissertação, onde será realizada uma validação do modelo LES na interação do escoamento de correntes de densidade e estruturas cilíndricas.

MODELO NUMÉRICO

3.1 Equações diferenciais governativas

Qualquer escoamento de um fluido sem transferência de calor pode ser descrito através dos princípios da conservação de massa e quantidade de movimento. Nesta secção são apresentadas as equações diferenciais governativas que regem o fenómeno das correntes de densidade, como sendo um escoamento não estacionário, tridimensional, incompressível e estratificado [7].

3.1.1 Equação da quantidade de movimento

O escoamento é regido pela segunda lei do movimento de Newton, que relaciona a força exercida num elemento de fluido com a sua massa e aceleração. Para um sistema tridimensional com a aproximação de *Boussinesq*, a equação do balanço de quantidade de movimento é escrita pela Equação (3.1):

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \rho g \delta_{i3} \quad (3.1)$$

Onde t é o tempo, g é a aceleração gravítica, ν é a viscosidade molecular (assumida como constante), e δ_{ij} é o delta de *Kronecker*, igual à unidade para $i = j$ e zero para $i \neq j$ [7]. A convenção de soma de *Einstein* é utilizada com $i, j = 1, 2, 3$ onde x_3 representa a coordenada vertical.

A densidade do fluido pode ser decomposta numa densidade constante (ρ_0), densidade média ($\bar{\rho}$) e flutuação (ρ') dada pela Equação (3.2):

$$\rho = \rho_0 + \bar{\rho} + \rho' \quad (3.2)$$

Inserindo a densidade decomposta na Equação (3.1) e rearranjando, a equação de momento pode ser reformulada pela Equação (3.3):

$$\left(1 + \frac{\rho'}{\rho_0 + \bar{\rho}}\right) \left(\frac{Du_i}{Dt}\right) = -\left(\frac{1}{\rho_0 + \bar{\rho}}\right) \frac{\partial p}{\partial x_i} + \left(1 + \frac{\rho'}{\rho_0 + \bar{\rho}}\right) \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \left(\frac{\rho_0 + \bar{\rho} + \rho'}{\rho_0 + \bar{\rho}}\right) \delta_{i3} \quad (3.3)$$

Em escoamentos estratificados, a proporção $\frac{\rho'}{\rho_0 + \bar{\rho}} \ll 1$ (é muito inferior a 1), logo pode ser negligenciada nos termos da aceleração e da viscosidade, mas deve ser mantida no termo da gravidade, uma vez que é o principal contribuinte para a flutuabilidade. Esta suposição é conhecida como a aproximação de *Boussinesq*. Além disso, como $\bar{\rho} \ll \rho_0$, então a densidade média é negligenciável em comparação com a densidade constante. E também, se $\rho_r = \rho_0 + \bar{\rho}$ e $p_r = p_0 + \bar{p}$, são consideradas como a densidade e pressão de referência respetivamente, e se a relação hidrostática se mantém, então a pressão e a densidade de referência são relacionadas por $\frac{\partial p_r}{\partial x_3} = -\rho_r g$. Esta suposição ajuda nas simulações numéricas quando começadas do resto, visto que o campo de pressão é considerado o campo de pressão hidrostática inicial [7].

Contudo, para um campo de pressão incompressível e estratificado, a equação de *Navier-Stokes* (Equação (3.1)) pode ser reescrita pela Equação (3.4):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) g \delta_{i3} \quad (3.4)$$

3.1.2 Equação da continuidade

Na mecânica dos fluidos, a massa é conservada e pode ser descrita pela equação de conservação da massa. A equação da continuidade de um ponto de vista Euleriano é dada pela Equação (3.5):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.5)$$

Onde ρ é a densidade do fluido ambiente e u é a componente da velocidade na direção i .

Ou de um ponto de vista Lagrangiano é dada pela Equação (3.6):

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.6)$$

Onde $\frac{D}{Dt}$ é a derivada total. Para os fluxos sob a aproximação de *Boussinesq*, $\rho^{-1} \frac{(D\rho)}{(Dt)}$ é desprezável em comparação com $\frac{\partial u_i}{\partial x_i}$, portanto a equação de continuidade reduz-se à Equação (3.7):

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.7)$$

O que implica que o campo de fluxo não é divergente [7].

3.1.3 Equação de transporte de densidade

Em escoamentos não estratificados, a densidade é constante e não intervém nos termos derivativos da equação do balanço de quantidade de movimento. No entanto em escoamentos estratificados, o campo de densidades evolui no tempo e no espaço. Assim é necessário considerar esta evolução, realçando assim a importância da evolução do transporte de densidade como uma das equações que regem o escoamento. A equação de transporte de densidade é dada pela Equação (3.8):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = k \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_j \partial x_j} + S \quad (3.8)$$

Onde k é o coeficiente da difusividade molecular e S é o termo fonte [7].

3.2 Modelação da turbulência

Designa-se por escoamento turbulento, o escoamento de um fluido em que as partículas se misturam de forma não linear, isto é, de forma caótica e com turbulência. Este é caracterizado por flutuações intensas de massa volúmica, pressão, velocidade e outras quantidades. Estas flutuações contribuem de forma significativa na mistura e no transporte da quantidade de movimento e massa e, por isso, têm uma influência determinante nas distribuições destas propriedades no campo de escoamento.

A complexidade dos escoamentos turbulentos não permite uma abordagem estritamente analítica do problema. Por conseguinte, foram desenvolvidos diversos modelos numéricos para resolver as equações da conservação de massa e do balanço de quantidade de movimento. Porém, os três modelos principais para fechar numericamente as equações diferenciais governativas são: *Direct Numerical Simulation* (DNS), *Large Eddy Simulation* (LES) e *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) [7].

O DNS é o modelo mais preciso de simular escoamentos turbulentos e resolve as equações de *Navier-Stokes* de forma direta sem necessidade de recorrer a modelos de turbulência, usando uma discretização espacial muito refinada. Neste método todas as escalas do escoamento são resolvidas. Portanto, o DNS requer um elevado esforço computacional e, por isso, apresenta uma reduzida aplicabilidade (apenas para escoamentos com números de *Reynolds* pequenos a moderados ou envolvendo geometrias regulares). Estas restrições fazem com que o DNS seja mais utilizado para compreender a física fundamental dos escoamentos turbulentos do que uma ferramenta para aplicações industriais.

Para escoamentos com carácter estacionário, usa-se normalmente o modelo RANS. Neste resolvem-se as equações de *Navier-Stokes* utilizando as médias de *Reynolds*, recorrendo-se a modelos de turbulência para modelar os efeitos da turbulência do escoamento. Devido à sua reduzida exigência computacional, esta abordagem é bastante utilizada na prática atual da engenharia. No

entanto, nos casos em que os efeitos transitórios têm importância, este modelo por vezes falha em prever as características do escoamento, pois apresenta uma precisão sempre questionável.

Sendo que para aplicações industriais são desejados modelos numéricos com uma boa precisão e exequíveis, o modelo LES tem ganho atenção nas últimas décadas, e tornou-se amplamente utilizado como uma ferramenta poderosa tanto para a investigação como para a indústria, com um custo e precisão computacional razoáveis. Este modelo resolve as grandes escalas do escoamento diretamente como o DNS e modela as pequenas escalas (SGS – *Sub-grid scale*). Isto leva a que o LES seja mais preciso que o RANS e tenha um menor custo computacional que o DNS. Como resultado, o modelo LES proposto por [50] considera-se o mais eficiente para as simulações de escoamentos turbulentos com caráter transitório [51] e é o modelo escolhido para o estudo do escoamento nesta dissertação.

A Figura 3.1 compara o desempenho entre os três modelos. Confirma-se que o RANS apenas resolve o comportamento médio de todo o escoamento.

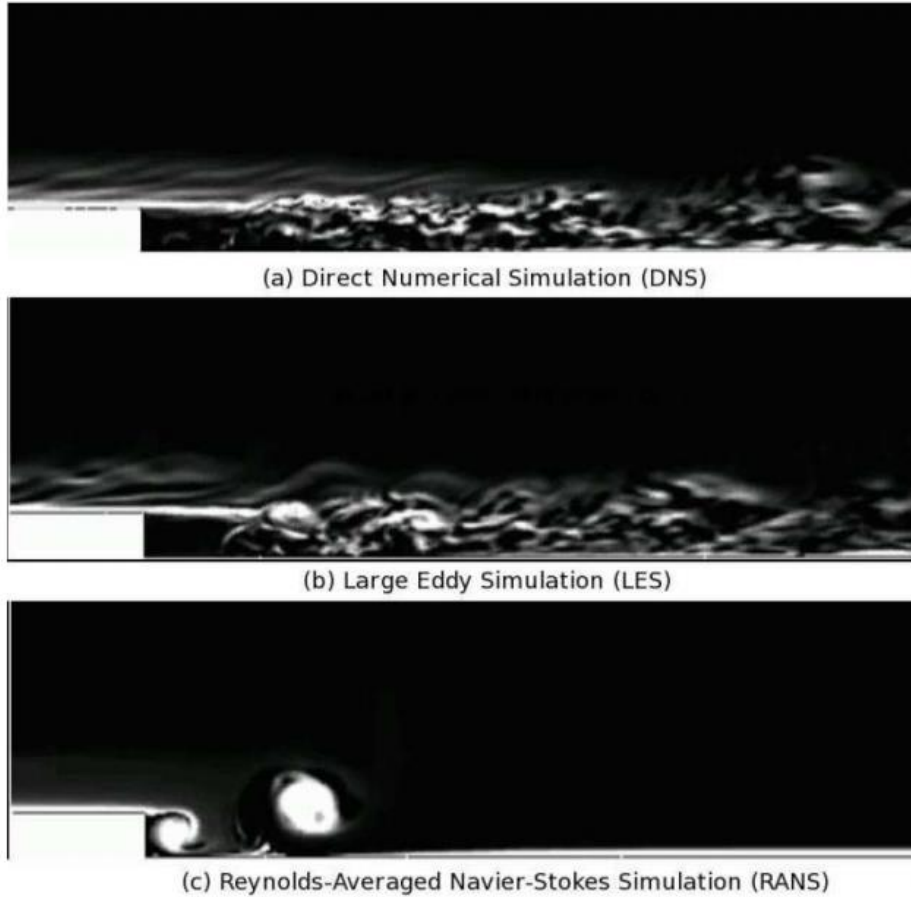


Figura 3.1: Escoamento sobre um degrau direcionado segundo o escoamento obtido por: (a) DNS, (b) LES e (c) RANS. Adaptado de [7].

No LES, as equações de *Navier-Stokes* são resolvidas diretamente para as grandes escalas do movimento e as pequenas escalas são modeladas mediante a aplicação de um filtro às equações instantâneas de conservação [52]. Este filtro, ao qual se dá o nome de filtragem implícita, permite formular as equações que regem o escoamento, dividindo o campo de velocidade num valor filtrado ou médio, $\langle U \rangle$, e um valor residual ou *sub-grid scale*, $\langle u' \rangle$.

As equações diferenciais governativas filtradas pelo LES para fluxos instáveis, tridimensionais e estratificados através da aproximação de *Boussinesq* são dadas em notação tensorial pela Equação (3.9):

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle U_i U_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle U_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} - g \frac{\langle \rho \rangle}{\rho_0} \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j} \quad (3.9)$$

Sujeita à equação de continuidade filtrada, é dada pela Equação (3.10):

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (3.10)$$

E a equação de transporte de densidade filtrada é dada pela Equação (3.13):

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \rho U_j \rangle}{\partial x_j} = k \frac{\partial^2 \langle \rho \rangle}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial X_j^{SGS}}{\partial x_j} \quad (3.13)$$

Onde $\langle U_i \rangle$ é o componente cartesiano do campo de velocidade filtrado, $\langle p \rangle$ é a pressão filtrada, $\langle \rho \rangle$ é a densidade filtrada, ρ_0 é a densidade de referência, δ_{i3} é o delta de *Kronecker* e é igual à unidade quando $i = j$, τ_{ij}^{SGS} é o tensor das tensões das SGS que representa o efeito do escoamento e X_{ij}^{SGS} é o fluxo de massa volúmica das SGS. Estes últimos são definidos pelas Equações (3.11) e (3.12), respetivamente:

$$\tau_{ij}^{SGS} = \langle U_i U_j \rangle - \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle \quad (3.11)$$

$$X_{ij}^{SGS} = \langle \rho U_j \rangle - \langle \rho \rangle \langle U_j \rangle \quad (3.12)$$

A precisão do modelo LES depende da eficiência da sua capacidade em modelar as SGS. Nesta dissertação será usado um modelo proposto por [50], que usa uma viscosidade turbulenta linear, ν_t , para modelar SGS, onde o tensor das tensões é dado pela Equação (3.14):

$$\tau_{ij}^{SGS} = -2\nu_t \langle S_{ij} \rangle \quad (3.14)$$

Sendo então a viscosidade turbulenta definida pela Equação (3.15):

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \langle S \rangle = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle} \quad (3.15)$$

Onde Δ é normalmente definido como sendo a dimensão da malha, $\langle S \rangle$ é a taxa de deformação, C_s é a constante de *Smagorinsky* com um valor típico entre 0,1 e 0,2 [7]. Nesta dissertação foi usado o valor de 0.18.

3.3 Solver

O *solver* utilizado para a realização das simulações foi o *interMixingFoam*, capaz de resolver as equações de continuidade para três fluidos incompressíveis, dois dos quais miscíveis, utilizando o método VOF para capturar a interface entre os fluidos.

Para utilizar este *solver* no *OpenFOAM* ajustaram-se diversos parâmetros de modo a permitir uma solução mais precisa, os quais se encontram no Apêndice A, assim como o respetivo código numérico.

3.4 Técnica VOF (*Volume-of-Fluid*)

O método VOF é uma técnica de modelagem da superfície livre, ou seja, uma técnica numérica para rastrear e localizar a superfície livre (ou interface fluido-fluido). A técnica VOF pode modelar dois ou mais fluidos imiscíveis, resolvendo um único conjunto de equações de momento e rastreando a fração de volume de cada um dos fluidos em todo o domínio.

Uma interface entre um gás e um líquido é frequentemente referida como uma superfície livre. A razão para a designação "livre" surge da grande diferença nas densidades entre um gás e um líquido (por exemplo o rácio entre a densidade da água e do ar é de cerca de 1000). Neste sentido, o líquido move-se independentemente, ou livremente, relativamente ao gás.

Vários tipos de abordagens numéricas foram utilizados para modelar superfícies livres, por exemplo, o método *Lagrangian grid* ([53], [54]), o método *Surface height* ([55]), o método *Marker-and-cell* (MAC) ([56]) e o método VOF. A técnica VOF foi desenvolvida pela primeira vez por um grupo de cientistas, incluindo o fundador da *Flow Science's*, *Dr. C. W. Hirt*. A ideia desta abordagem surgiu com o intuito de se obter uma boa eficiência na localização da superfície livre assim como no método MAC, mas sem a sua excessiva utilização de memória e CPU.

O *OpenFOAM* utiliza uma técnica VOF dotada de dois recursos essenciais e necessários para modelar com precisão a interface entre fluidos:

- Uma rotina para descrever e localizar a posição da interface. Esta rotina opera através de uma função F que representa a fração volúmica de fluido em cada elemento de malha. Se $F = 1$ então está-se na presença de um elemento preenchido totalmente por líquido. Se $F = 0$, está-se na presença de um elemento preenchido por gás. Um elemento com um F entre 0 e 1 contém a interface entre líquido e gás (em caso específico a superfície livre). Esta localização será tanto mais precisa quanto mais refinada for a malha. Um exemplo bastante simples da utilização desta técnica unidimensional e bidimensional é dado pela Figura 3.2.

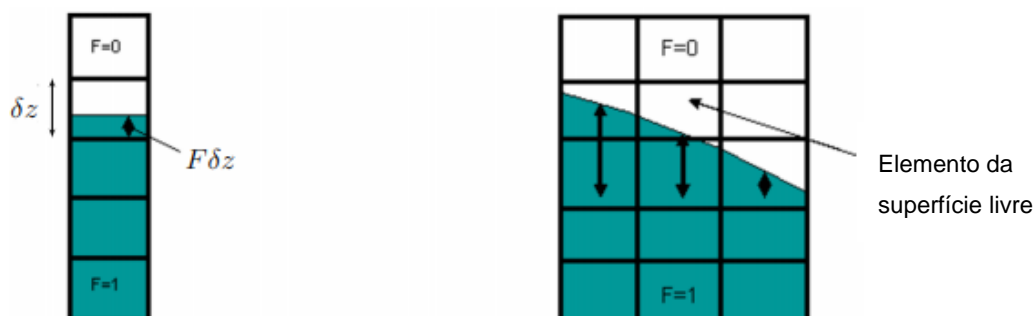


Figura 3.2: Exemplo simplificado da utilização da técnica VOF. À esquerda está representada uma superfície livre unidimensional e à direita está representada uma superfície livre bidimensional. Adaptado de [7].

- Um algoritmo para descrever e localizar a posição da interface com o tempo. A dependência temporal da função F é regida pela Equação (3.16):

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(Fu_j) = 0 \quad (3.16)$$

No caso de uma abordagem Euleriana, a Equação (3.16) diz que F se move com o fluido. Numa abordagem Lagrangiana, a Equação (3.16) reduz-se e diz que F permanece constante em cada elemento de malha [7].

3.5 Método dos volumes finitos

O Método dos Volumes Finitos ou FVM (*Finite Volume Method*) foi introduzido na década de 1970 por *McDonald*, *MacCormack* e *Paullay* e tem sido largamente utilizado nas mais diversas áreas do conhecimento científico nas últimas décadas, não se limitando apenas às áreas de engenharia. As suas aplicações vão desde as áreas relacionadas com a saúde até a aplicações aeroespaciais.

Uma propriedade importante do FVM é que os princípios de conservação (massa, momento e energia) são respeitados pelas equações deduzidas através deste método.

Uma definição simplificada para o FVM é que é um método de solução de equações diferenciais parciais na forma de equações algébricas. Derivado do Método dos Elementos Finitos ou FEM (*Finite Element Method*), também faz uso de pequenos elementos, os quais menores possíveis, resultam em melhores aproximações dos resultados quando comparado aos valores obtidos por uma solução exata das equações diferenciais governativas. O procedimento básico de aplicação do FVM pode ser descrito pelos seguintes passos:

1. Identificar o domínio ou limites da região onde acontece o fenómeno investigado;
2. Dividir ou discretizar o domínio avaliado em pequenas partes ou volumes, localizando no centroide de cada volume a variável que será calculada;
3. Integrar a equação diferencial governativa em cada volume, agora chamado de volume de controle;
4. Aplicação do método numérico [57].

Compararam-se diferentes comportamentos nos limitadores de fluxo relativamente ao TVD (*Total variational diminishing*) numa malha estruturada, onde o *r-ratio* é idêntico. No entanto, para uma

malha não estruturada, diferentes *r-ratios* podem produzir resultados diferentes mesmo para o mesmo limitador de fluxo [58].

Alguns outros esquemas de alta resolução têm sido sugeridos nos últimos anos, como por exemplo, os esquemas ENO [59] e WENO [60], esquemas de caixa [61], e o esquema descontínuo de *Galerkin* [62]. Todos estes esquemas são de ordem elevada, mas não necessariamente TVD, a menos que alguns tratamentos especiais sejam aplicados. Além disso, a maioria destes esquemas são complexos e caros. Por conseguinte, alguns esquemas simples de TVD baseados em *upwind* são ainda significativos na prática.

Para uma boa adaptabilidade e flexibilidade em geometrias complexas, muitos esquemas acima mencionados foram concebidos e implementados em malhas triangulares não estruturadas no âmbito do FVM e podem ser divididos em dois tipos, de acordo com o local onde as variáveis de concentração são armazenadas: *vertex-centered* (VC) e *cell-centered* (CC). Para o tipo VC as variáveis concentram-se no vértice e o volume de controlo é definido em torno de cada vértice, ligando o centroide da célula aos pontos médios das extremidades da célula para todas as células que partilham um vértice comum, dando origem a um volume de controlo duplo de polígonos. Para o tipo CC as variáveis concentram-se no centroide de cada malha triangular, e cada célula da malha é considerada um volume de controlo. *Fallah* [63] comparou a precisão entre as duas abordagens na análise estrutural, mas até à data, estas comparações têm sido escassas no campo da dinâmica dos fluidos computacional. Em comparação com a estrutura CC, a VC tem as suas próprias vantagens. Por exemplo, o número de vértices é frequentemente inferior em um terço ao das células em malhas triangulares. Portanto, o VC é mais eficiente do que o CC quando os cálculos são realizados nas mesmas malhas triangulares, porque o número de equações que precisam de ser resolvidas é menor. Como resultado, há vários modelos oceânicos famosos que utilizam a abordagem VC, tais como FVCOM [64] e SUNTANS [65].

3.5.1 Equações diferenciais governativas modificadas

As equações diferenciais governativas modificadas através da aproximação de *Boussinesq* em [7], onde as variáveis A_x , A_y e A_z correspondem às frações de área nas direções x , y e z , respetivamente, e a variável V_F corresponde à fração de volume, são demonstradas pelas Equações (3.17), (3.18) e (3.19):

- Equação da quantidade de movimento

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \left(\frac{1}{V_F}\right) \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j A_j) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) g \delta_{i3} \quad (3.17)$$

- Equação da continuidade

$$\frac{\partial (u_i A_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.18)$$

- Equação de transporte de densidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{1}{V_F}\right) \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j A_j) = \left(\frac{1}{V_F}\right) \kappa \frac{\partial^2 \rho A_j}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.19)$$

Geralmente, as frações de área e de volume são independentes do tempo. No entanto, estas quantidades podem variar com o tempo quando o modelo de obstáculo móvel é aplicado.

3.6 Algoritmos

A resolução das equações de *Navier-Stokes* requer técnicas numéricas para acoplar as quantidades de pressão e de velocidade. A estratégia é encontrar um campo de pressão e velocidade que cumpra as condições de conservação de massa e, claro, as condições do caso em algum momento definido. Isto é conseguido através dos algoritmos PISO, SIMPLES e PIMPLE. Como regra simples (não é válida o tempo todo), podemos dizer:

- SIMPLE (*Semi-Implicit-Method-of-Pressure-Linked-Equations*).

No *OpenFOAM* este algoritmo é utilizado para análises em estado estacionário.

- PISO (*Pressure-Implicit-Split-Operator*).

No *OpenFOAM* este algoritmo é utilizado para o cálculo transitório. O cálculo é limitado a cada passo de tempo com base no número de *Courant*.

- PIMPLE (combinação PISO–SIMPLE).

Este algoritmo combina ambos os algoritmos referidos acima e permite-nos utilizar tempos maiores ($Co \gg 1$).

Pelo facto de não se ter derivação temporal dentro deste algoritmo, apenas há interesse no comportamento do estado estacionário e no limitador natural em falta, então é preciso sub-relaxar as equações para alcançar a estabilidade. A alteração do passo de tempo para outros valores não influenciará a solução, apenas permite atingir o tempo final mais rapidamente ou não, ou seja, faz-se menos ou mais interações. Claro que mudar Δt pode afetar os resultados, mas apenas se não se alcançar o estado estacionário. Para o algoritmo SIMPLE é muito importante estimar os fatores de relaxamento para os campos e equações de modo a obter uma boa estabilidade e uma rápida taxa de convergência.

As duas principais diferenças do algoritmo PISO para o algoritmo SIMPLE são a derivação temporal e a consistência da equação acoplada pressão-velocidade. Com base nestes dois critérios,

não é preciso sub-relaxar os campos e as equações, mas sim cumprir o critério de estabilidade. Também se tem de garantir que o número de *Courant* seja menor do que um [66].

O número de *Courant* depende da velocidade da célula local U , do intervalo de tempo Δt e da distância entre as células Δx , como se verifica na Equação (3.20). No *OpenFOAM*, o cálculo é baseado no volume da célula e não na distância Δx .

$$Co = \frac{U\Delta t}{\Delta x} \quad (3.20)$$

O algoritmo PIMPLE será o utilizado nesta dissertação e um dos mais utilizados caso existam problemas transitórios porque combina os algoritmos PISO e SIMPLE. A vantagem é, que pode utilizar números de *Courant* maiores ($Co \gg 1$) e, portanto, o passo de tempo pode ser aumentado drasticamente. O princípio do algoritmo é o seguinte: dentro de um passo de tempo procura-se uma solução estável sub-relaxada, e depois de encontrada, é preciso assegurar que as equações convergem.

O algoritmo PIMPLE pode ser utilizado para ampliar o passo no tempo. Para geometrias mais complexas, malhas enviesadas, não ortogonais, que incluem diferentes tipos de células e apresentam padrões de fluxo complexos ou no caso de sistemas rígidos, o algoritmo PIMPLE irá proporcionar muito mais vantagens e pode estabilizar a simulação, enquanto com o PISO isso falharia.

Para uma compreensão mais clara deste algoritmo, apresenta-se na Figura 3.3 um fluxograma que ilustra todo o processo. O processo pode ser repetido o número de vezes que se pretenda, sendo que é apresentado o caso em que é feita apenas uma repetição.

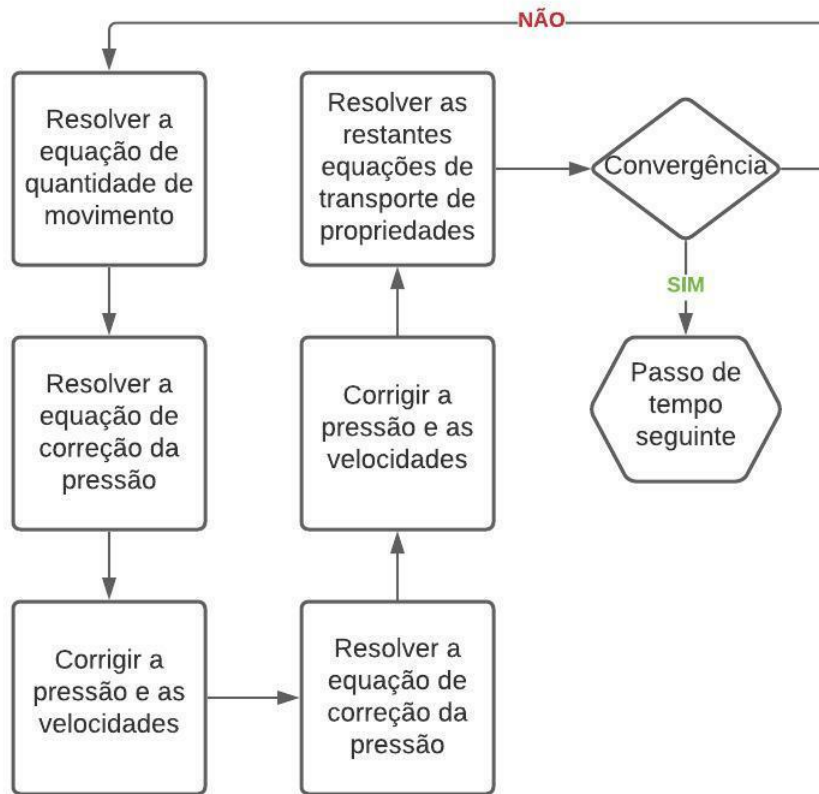


Figura 3.3: Fluxograma descritivo do algoritmo PIMPLE.

O algoritmo PIMPLE tem de ser aplicado corretamente e o passo de tempo não pode ser tão grande como se deseja. Deve-se sempre saber até onde a escala temporal pode ser alcançada ou quais os fenómenos que interessam analisar. Diferentes cenários irão levar a soluções diferentes, se não se tiver cuidado com os parâmetros numéricos [66].

3.7 Descrição dos ensaios experimentais

Neste subcapítulo será descrito quer o procedimento quer a configuração experimental, com o intuito de comparar posteriormente os resultados do ensaio experimental com o modelo numérico. Os ensaios experimentais foram realizados no laboratório de Mecânica dos Fluidos e Termodinâmica do Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial (DEMI) da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa (FCT-UNL) por Farias [67].

3.7.1 Descrição da instalação

Foram realizados uma série de testes de laboratório num canal de secção transversal plano e retangular, com o intuito de validar o modelo LES. O esquema da montagem experimental encontra-se na Figura 3.4, sendo que as medições foram realizadas para dois *layouts* diferentes: vista em perfil e vista em planta. De referir que x , y e z são as coordenadas cartesianas e de que se usou o valor de $0.2m$ para a profundidade inicial da água, h_0 . A corrente de densidade foi gerada usando a configuração *lock-exchange*. Foi posicionada uma comporta deslizante de aço inoxidável com $0.001m$ de espessura em $x = 0$, formando uma tranca com o comprimento de $0.3m$ relativamente à extremidade esquerda do canal.

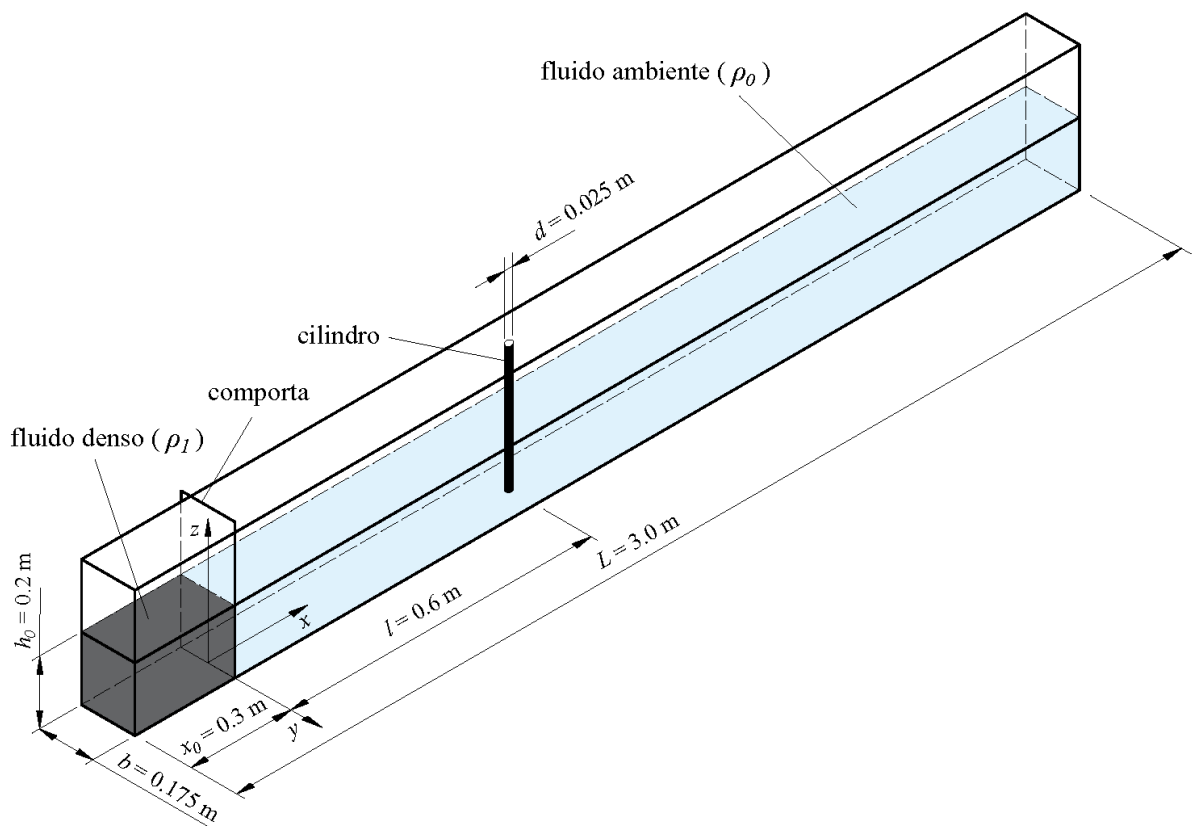


Figura 3.4: Esquema da montagem experimental, com as respetivas dimensões principais e o respetivo sistema de referência cartesiano.

O cilindro emergente é posicionado na região do fluido ambiente a $0.6m$ da comporta (Figura 3.4), com um diâmetro de $0.025m$, tendo sido colocado verticalmente no fundo do canal.

O canal, constituído por painéis de vidro com $0.012m$ de espessura, tem as dimensões de $3m$ de comprimento, $0.4m$ de altura e $0.175m$ de largura.

No canal foi instalada uma comporta em aço com $0.001m$ de espessura e com dimensões de $0.4m$ por $0.175m$, posicionada a $0.3m$ de uma das extremidades do canal (em comprimento).

Na Figura 3.5 observa-se a montagem experimental do canal, em laboratório [67].



Figura 3.5: Montagem experimental do canal. Adaptado de [66].

Foram usados painéis LED com o propósito de iluminar o canal, de forma a permitir uma ótima visualização da corrente. Na vista em perfil foram utilizados dois painéis de $1.17m$ por $0.26m$, com potência de $48W$ e luminosidade $3680lm$ cada. Já na vista em planta foi utilizado um painel de $0.55m$ por $0.25m$, com potência de $18W$.

De modo a garantir a estanquicidade da comporta que separa os dois fluidos foi utilizada vaselina na interface entre a chapa e o vidro, dado não ser solúvel em água e não oxidar em contacto com o ar.

Em todos os testes, tanto a região até à comporta como a região ambiente foram preenchidas até à mesma profundidade, h_0 . Na interface entre a chapa e o vidro foi utilizada vaselina de modo a garantir a estanquicidade da comporta que separa os fluidos. Esta mistura etanol-água foi introduzida para corresponder aos índices de refração de fluidos mais densos e fluidos ambientes, permitindo resultados precisos com técnicas de medição ótica. A quantidade de sal e álcool foi calculada de forma semelhante à proposta por [68]. Ambas as soluções foram misturadas vigorosamente durante cerca de 20 minutos, para garantir que tanto o fluido mais denso como o fluido ambiente fossem homogêneos antes do início do ensaio ([34]). Como a diferença de densidade entre os fluidos é resultado tanto da temperatura como da concentração, estas foram medidas no início de cada ensaio.

3.7.2 Condições dos ensaios experimentais

De modo a obter a máxima fiabilidade nos resultados, estabeleceu-se, para todos os ensaios, uma série de procedimentos, nomeadamente: garantir a limpeza do canal, garantir a estanquicidade da comporta, através da colocação de vaselina na interface entre esta e as paredes, proceder ao enchimento do canal, colocando no compartimento de menor volume, o fluido mais denso, e no compartimento de maior volume, o fluido ambiente. Também se teve de garantir a escuridão da sala e proceder à ligação dos painéis LED, assim como se operou à retirada da comporta de forma rápida e fluida, com o intuito de minorar qualquer perturbação nos fluidos.

Para estabelecer o efeito de um cilindro na propagação de uma corrente de densidade e validar o modelo numérico desenvolvido, foi realizado o procedimento experimental colocando um cilindro com $0.025m$ de diâmetro e eixo vertical, centrado no canal relativamente à largura, a $0.6m$ da comporta, posição onde a corrente já se encontra totalmente desenvolvida.

Os ensaios com um cilindro foram realizados para a vista em perfil (Figura 3.6) e em planta (Figura 3.7), de forma a proceder-se também à caracterização do escoamento em torno do cilindro.

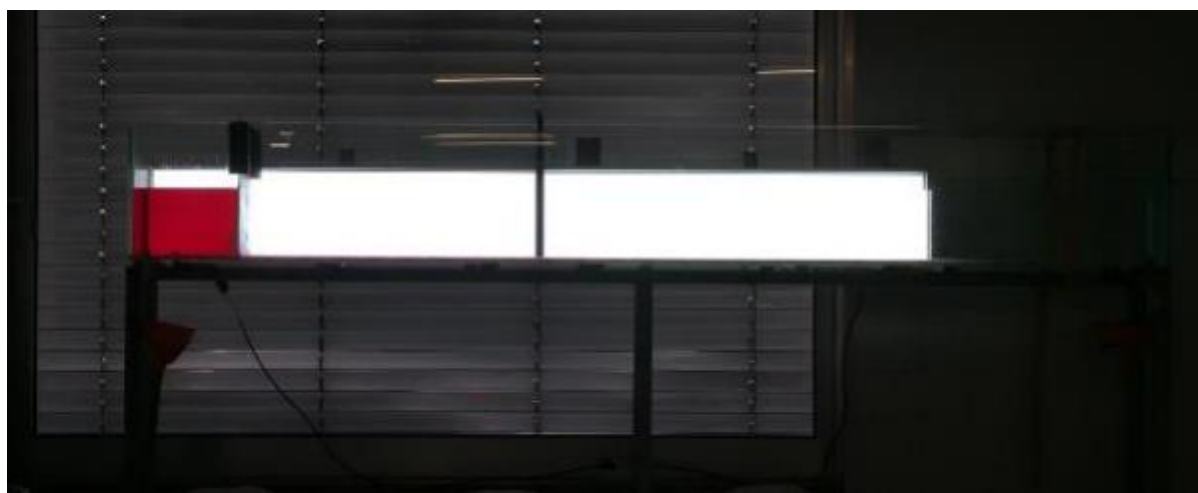


Figura 3.6: Montagem experimental com um cilindro (vista em perfil). Adaptado de [67].



Figura 3.7: Montagem experimental com um cilindro (vista em planta). Adaptado de [67].

Os campos de concentrações e de velocidades foram medidos no plano $x - z$ e no plano $x - y$ em locais específicos (Figura 3.8 e Figura 3.9), para validar os principais parâmetros característicos do fluxo das correntes de densidade *lock-exchange* interagindo com um cilindro.

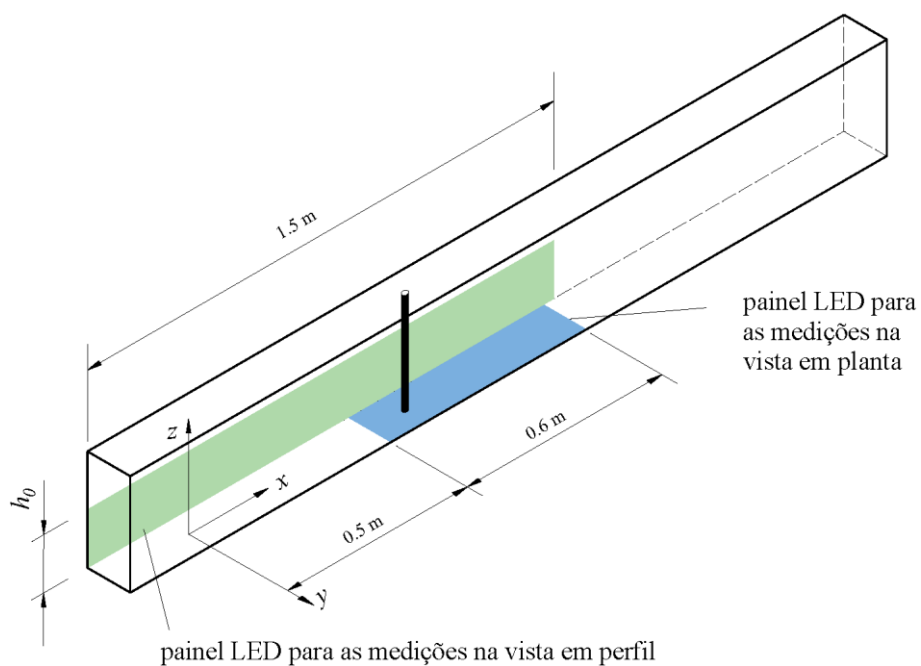


Figura 3.8: Secção para a vista em perfil ($h_0 \times 1.5m$) e para a vista em planta ($0.875h_0 \times 0.6m$), relativamente às medições do campo de concentrações.



Figura 3.9: Secção para a vista em perfil ($h_0 \times 0.25m$) e para a vista em planta ($0.4h_0 \times 0.12m$), relativamente às medições do campo de velocidades.

Na vista em perfil, o campo de concentrações em amplitude média foi medido numa secção transversal retangular com $h_0 \times 1.5m$. Na vista em planta, o campo de concentrações em profundidade média foi medido numa secção transversal com $0.875h_0 \times 0.6m$ (Figura 3.8). A secção de medição do campo de velocidades na vista em perfil está localizada a meio do canal ($y = 0$) e a montante do cilindro

com secção transversal retangular de $h_0 \times 0.25m$. Na vista em planta, a secção de medição está localizada em $z = 0.02m$, com uma secção transversal de $0.4h_0 \times 0.12m$ (Figura 3.9).

3.7.3 Testes experimentais

Os testes experimentais foram realizados para dois valores de aceleração gravítica reduzida $g'_0 = \frac{g(\rho_1 - \rho_0)}{\rho_0}$. As medições foram feitas tanto para a vista em perfil (S) como para a vista em planta (P) conforme apresentado na Tabela 1. Os principais parâmetros relativos aos testes estão listados na **Erro! A origem da referência não foi encontrada.**, onde U_f é a velocidade média no tempo da frente da corrente dimensionada pela velocidade de flutuação inicial, $U_0 = \sqrt{g'_0 h_0}$. U_f é calculado como a derivada em relação ao tempo da posição da frente da corrente ([23]; [47]). A razão de densidade inicial é definida por $\gamma_0 = \frac{\rho_0}{\rho_1}$. Os parâmetros do escoamento são: $Re_0 = \frac{U_0 h_0}{\nu}$ que é o número de *Reynolds* do canal, ν que é a viscosidade cinemática do fluido ambiente, $Re_d = \frac{U_f d}{\nu}$ que é o número de *Reynolds* do cilindro e $Fr_0 = \frac{U_f}{\sqrt{g'_0 h_0}}$ que é o número de *Froude* densimétrico de profundidade total.

Tabela 1: Principais parâmetros dos testes relativos à vista em perfil (S) e à vista em planta (P).

Teste	$g'_0 (m.s^{-2})$	$U_f (m.s^{-1})$	γ_0	Re_0	Re_d	Fr_0
S1, P1	0.06	0.050	0.994	22000	1300	0.475
S2, P2	0.24	0.099	0.976	43800	2500	0.456

Cada teste na **Erro! A origem da referência não foi encontrada.** inclui 10 simulações, com condições iniciais idênticas. Cada simulação começa quando a comporta é removida repentinamente, deixando o fluido mais denso fluir ao longo do fundo do canal, enquanto o fluido ambiente se move por cima, na direção oposta.

3.7.4 Processamento de dados

Os dados foram analisados usando o programa *Matlab* através de códigos numéricos já desenvolvidos, seguindo uma abordagem semelhante a [4], [71]-[72] para medições do campo de concentrações, e semelhante a [70] e [73] para medições do campo de velocidades.

A análise do campo de concentrações foi baseada na relação entre a intensidade da luz refletida e a concentração de sal, álcool e rodamina presentes no fluido. Foi usada uma calibração pixel a pixel para determinar a distribuição de concentração, calculada ao longo de cada raio de luz, ou seja, a amplitude média e a profundidade média relativas às medições da vista em perfil e da vista em planta, respetivamente.

O processamento dos dados PIV foi realizado primeiro no software *DynamicStudio*. As imagens relativas aos testes na vista em perfil foram examinadas numa área de 16×16 [pix²] e na vista em planta de 32×32 [pix²]. Em ambos os testes foram utilizados uma sobreposição de 50% e um algoritmo de correlação adaptável ([75]).

VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

Este capítulo é dedicado à análise de sensibilidade da malha, à descrição dos parâmetros a avaliar para determinar o comportamento da corrente e à validação do modelo numérico, comparando os resultados numéricos com os resultados experimentais.

4.1 Breve introdução aos testes numéricos

Nos testes numéricos pretende-se obter os dados necessários para se poder responder com precisão à seguinte pergunta “Conseguem as simulações *Large-Eddy* prever com exatidão a interação das correntes de densidade sobre um cilindro?”. Neste âmbito, é necessário avaliar a influência dos parâmetros e características essenciais que definem o fenómeno, quando se insere a ação de um cilindro. A geometria do modelo numérico utilizada será semelhante à geometria do modelo experimental já retratado e descrito no Capítulo 3.

4.2 Sensibilidade da malha

A análise de sensibilidade da malha foi feita em 2D através da comparação numérica de quatro malhas com diferentes refinamentos, com condições de não escorregamento nas superfícies laterais, superior e inferior, e considerou-se também a presença da interface entre fluídos.

Para discretizar o domínio, considerou-se $N_x \in \{500; 2500\}$ como os pontos da malha no sentido do fluxo, $N_y \in \{75; 250\}$ como os pontos no sentido da envergadura e $N_z \in \{75; 250\}$ como os pontos nas direções verticais. A evolução temporal da posição da frente da corrente x_f para quatro malhas diferentes com um número total de células $N_x \times N_y \times N_z = 500 \times 75 \times 75, 1000 \times 100 \times 100, 2000 \times 150 \times 200$ e $2500 \times 200 \times 200$ para os testes S1 e S2 (Tabela 1) é apresentada na Figura 4.1. Como esperado, a resolução mais grosseira leva a erros numéricos excessivamente grandes. O refinamento da malha reduz as incertezas numéricas e para as duas resoluções mais refinadas, $2000 \times 150 \times 200$ e $2500 \times 200 \times 200$, a posição da frente da corrente apresenta diferenças praticamente negligenciáveis, ou seja, os resultados já não dependem da discretização da malha.

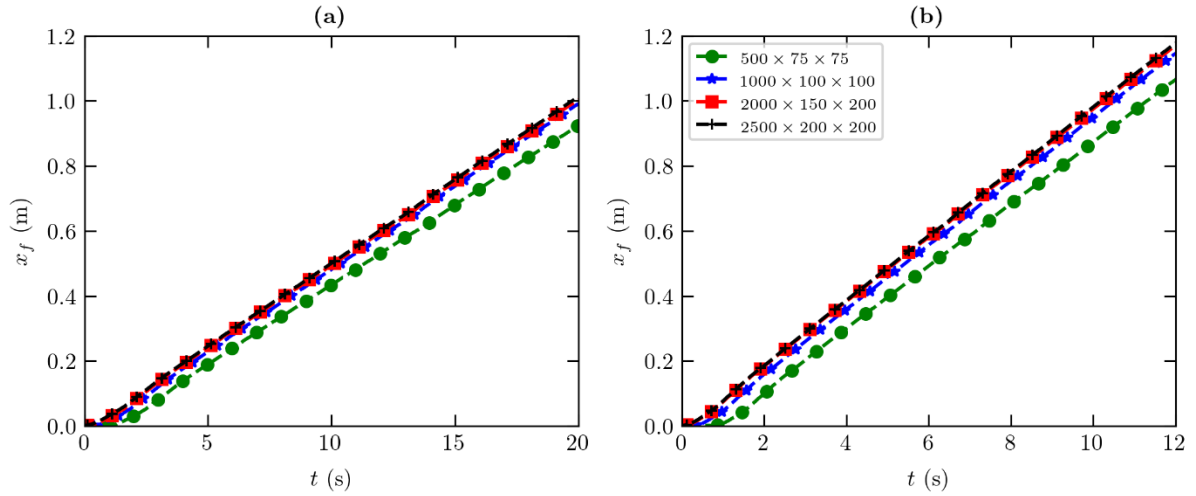


Figura 4.1: Evolução temporal da posição da frente da corrente x_f para quatro malhas diferentes com um número total de células $N_x \times N_y \times N_z = 500 \times 75 \times 75$, $1000 \times 100 \times 100$, $2000 \times 150 \times 200$ e $2500 \times 200 \times 200$ para os testes (a) S1 e (b) S2.

Com base nesta análise de sensibilidade da malha, todas as simulações presentes neste Capítulo são conduzidas usando a malha com o tamanho base de $N_x \times N_y \times N_z = 2000 \times 150 \times 200$, o que permite um bom compromisso entre o refinamento da simulação e o custo computacional.

4.3 Parâmetros a analisar

Para caracterizar o comportamento da corrente serão avaliados sete parâmetros principais em função do tempo e da posição: a evolução do campo de concentrações, a evolução da altura da corrente, a evolução da posição da frente da corrente, a evolução da velocidade da frente da corrente, os perfis de concentração, o campo e perfis de velocidade, e o *entrainment* do cilindro. Estes são:

- Evolução do campo de concentrações

Para avaliar a concentração em cada ponto em função da posição e do tempo implementou-se um código numérico. Este código identifica a cor em cada ponto, comparando-a com a curva de calibração previamente determinada. Atribui-se o valor de densidade máxima ρ_1 e mínima ρ_0 aos correspondentes valores de concentração máxima (1) e concentração mínima (0). Assim é possível calcular a densidade em cada ponto, através do cálculo da concentração, como se verifica na Equação (4.1):

$$c(x, y, t) = \frac{\rho_{(i,j)}(x, y, t) - \rho_0}{\rho_1 - \rho_0} \quad (4.1)$$

Onde c é a concentração e $\rho_{(i,j)}$ é o valor da densidade em cada pixel em função do tempo. No entanto, a concentração é identificada por comparação da cor no ponto a avaliar com RGB. A Equação (4.1) pode ser utilizada para o cálculo da concentração.

- **Evolução da altura e contorno da corrente**
Primeiro é identificada a interface dos fluidos onde a concentração é 0.5 e em seguida o gráfico é criado pela sobreposição das linhas de contorno em diferentes instantes. A altura máxima é identificada no topo da cabeça. Este valor de concentração utilizado não é universal, foi obtido por avaliação das práticas correntes na literatura.
- **Evolução da posição da frente da corrente**
É identificada a posição do ponto mais avançado da corrente em cada imagem, originando assim um gráfico da posição da frente da corrente. Este gráfico é obtido através de um código numérico desenvolvido em *MatLab*. Assim, é possível saber a posição em função do tempo.
- **Evolução da velocidade da frente da corrente**
É determinado o pico máximo da velocidade e o valor médio constante, medido na direção transversal, assim como é definido um gráfico da evolução da velocidade em função do tempo. Este gráfico é obtido através de um código numérico desenvolvido em *MatLab*.
- **Perfis de concentração**
Para este parâmetro é definido um instante e diferentes secções do canal onde se pretende caracterizar o perfil de concentrações. Em cada uma das secções foi traçado o gráfico que identifica a concentração em cada ponto, em função da altura nas correntes medidas na vista em perfil ou em função da largura nas correntes medidas na vista em planta.
- **Campo e perfis de velocidade**
Para analisar o comportamento da componente horizontal e vertical da velocidade ao longo da altura do canal são obtidos os perfis de velocidade em diversos instantes na zona da frente da corrente. É definido um gráfico dos perfis de velocidade na direção de propagação da corrente e na direção perpendicular a esta em vários instantes do tempo, na zona da frente da corrente.
- ***Entrainment* do cilindro**
O parâmetro de diluição E , mais comumente conhecido como *entrainment*, mede a quantidade de fluido ambiente que entra na corrente de fluido denso. Mais precisamente, é definido como o aumento de volume no interior da corrente devido à entrada de fluido ambiente e é calculado pela Equação (4.2).

$$E = \frac{V_i - V_0}{V_0} = \frac{\Delta V_i}{V_0} \quad (4.2)$$

A variação de volume é avaliada pela descarga de fluido ambiente por unidade de área da interface dos dois fluidos através da Equação (4.3).

$$\Delta V_i = (A_i - A_0)d \quad (4.3)$$

Onde d é a largura do canal, A_i e A_0 , são as áreas abaixo da linha de concentração ($c = 2\%$), instantânea e inicial, respetivamente. Na Figura 4.2 encontra-se um esquema da área de corrente a calcular.

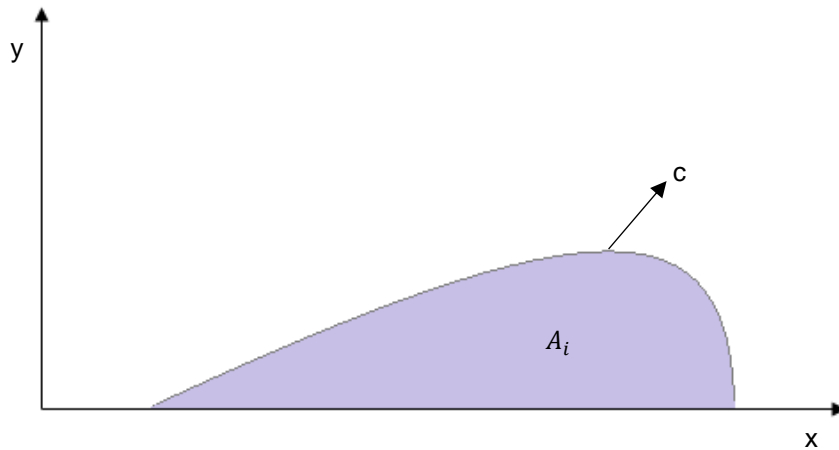


Figura 4.2: Esquema da área de corrente a calcular

4.4 Simulação 3D com um cilindro isolado

De acordo com o referido antes, e mais precisamente com os parâmetros abordados, para caracterizar a corrente de densidade formada numa simulação com um cilindro, serão analisados os seguintes parâmetros:

- Evolução do campo de concentrações;
- Evolução da altura da corrente;
- Evolução da posição da frente da corrente;
- Evolução da velocidade da frente da corrente;
- Perfis de concentração;
- Campo e perfis de velocidade;
- *Entrainment* do cilindro.

4.4.1 Evolução do campo de concentrações (vista em perfil)

O campo de concentrações em amplitude média, $C(x, y_0, z)$, é mostrado na Figura 4.3 e Figura 4.4 relativamente aos testes S1 e S2, respetivamente, para $t = 5s$, $6.5s$, $8s$ e $10.5s$. Observa-se uma distribuição semelhante de C para $t = 5s$ em ambos os testes S1 e S2, antes do impacto da corrente com o cilindro. A forma da cabeça da corrente, das ondulações, e das fendas entre os dois fluidos estão bem previstos. No entanto, perto da região da comporta, em $x \approx 0m$, existem algumas discrepâncias, principalmente na cauda da corrente, para $t = 5s$ e $t = 6.5s$, atribuídas às diferentes condições na fronteira com a comporta (como por exemplo, a vaselina usada nos testes para evitar vazamentos). É observado um fluxo de queda no ensaio experimental, à medida que a cauda cai, para $t = 5s$. Este fluxo parece aumentar com g'_0 (como se pode observar nos contornos inferiores da Figura 4.3a e Figura 4.4a). Uma tendência semelhante foi também encontrada por [4]. Para o momento inicial do impacto da corrente com o cilindro, em $t \approx 6.5s$, o nariz da cabeça da corrente no LES é ligeiramente superior ao experimental. No entanto, a forma da cabeça permanece aproximadamente a mesma à medida que a corrente avança. Em $t = 8s$, a parte traseira da cabeça é fortemente modificada devido ao cilindro, com um aumento da corrente a montante do cilindro, entre $0.5m \lesssim x \lesssim 0.6m$. Esta corrente que surge a montante do cilindro causa uma queda a jusante, entre $0.6m \lesssim x \lesssim 0.7m$, após a cabeça da corrente ter passado pelo cilindro em $t = 10.5s$. A cabeça da corrente restabelece-se a jusante do cilindro sem alterar a velocidade da frente. Neste momento, o efeito da comporta na cauda da corrente torna-se insignificante e a forma geral do contorno da concentração mantém-se semelhante. Esta tendência pode ser observada na Figura 4.5 e Figura 4.6. A posição da corrente difusa ($x \approx 0.75m$) é também bem prevista pelo LES. De referir que na Figura 4.3 e Figura 4.4, e para cada espaço de tempo, são analisados dois gráficos, em que o gráfico superior corresponde ao modelo numérico e o gráfico inferior ao ensaio experimental.

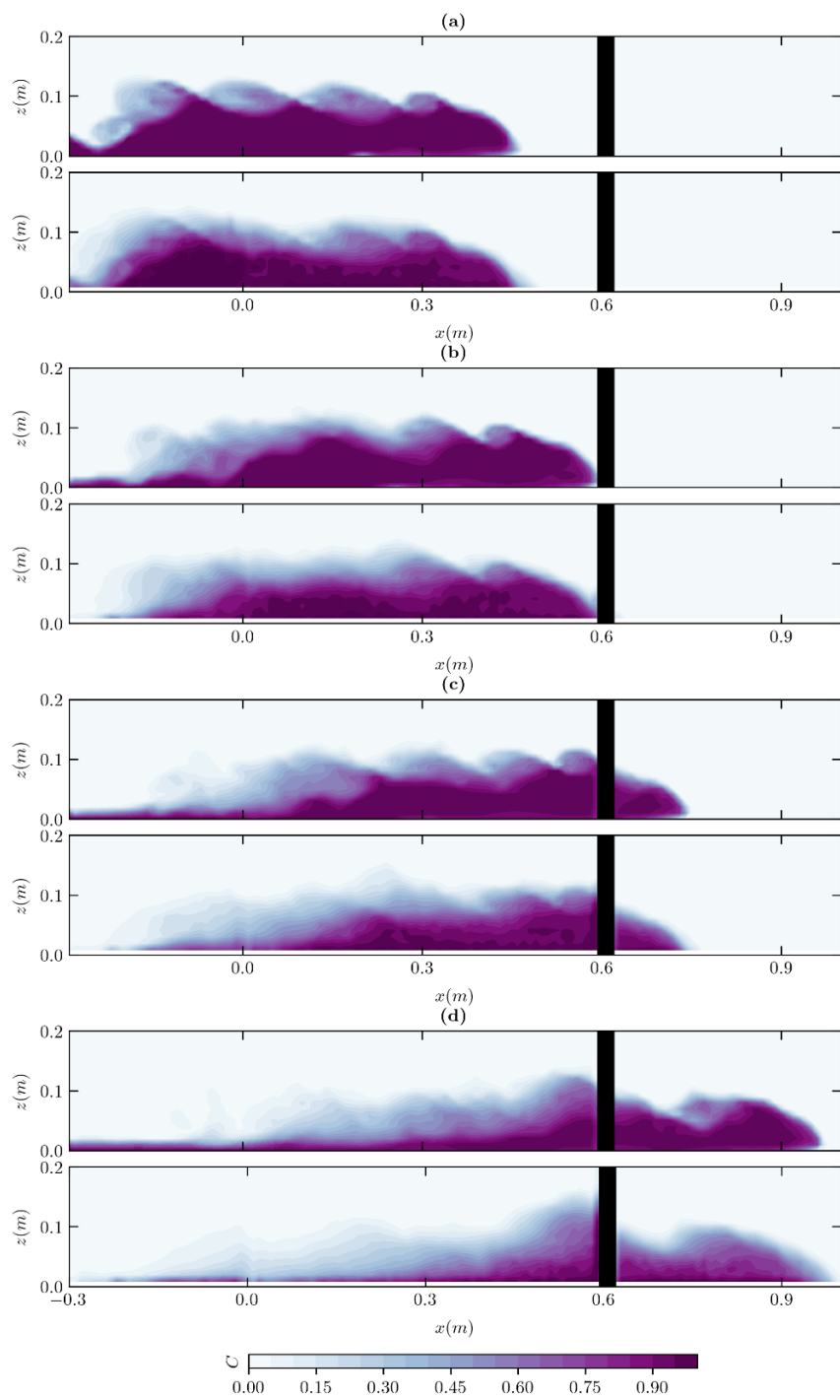


Figura 4.3: Campo de concentrações, LES e ensaio experimental, S1, (a) $t = 5s$, (b) $t = 6.5s$, (c) $t = 8s$ e (d) $t = 10.5s$.

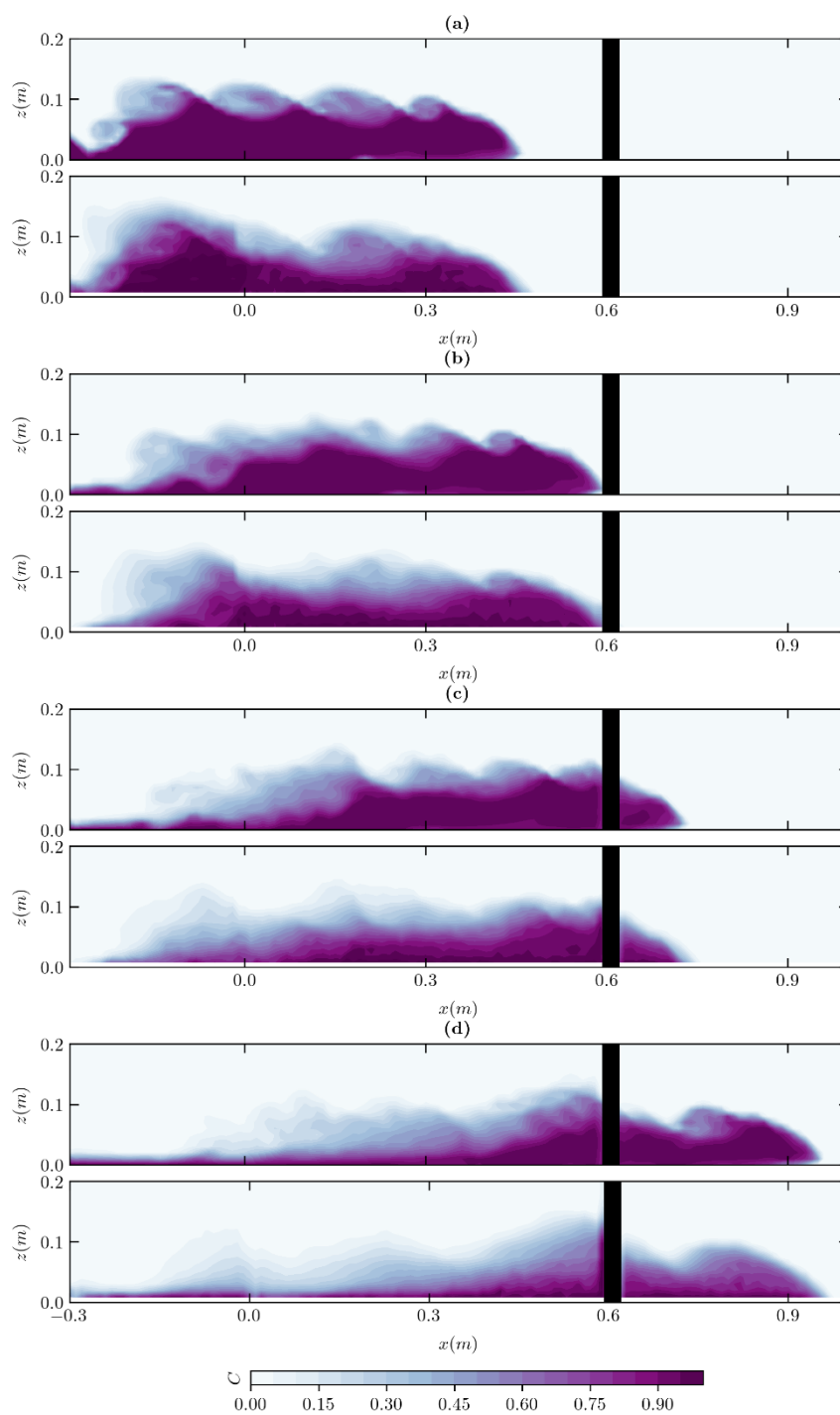


Figura 4.4: Campo de concentrações, LES e ensaio experimental, S2, (a) $t = 5s$, (b) $t = 6.5s$, (c) $t = 8s$ e (d) $t = 10.5s$.

4.4.2 Evolução da altura da corrente

Para uma comparação mais quantitativa é analisado na Figura 4.5 e Figura 4.6, o perfil de altura da corrente $h(x)$ para $t = 2s$, $5s$, $6.5s$, $8s$, $9s$ e $10.5s$, relativamente aos testes S1 e S2, respetivamente. Estes perfis são definidos em cada instante de tempo usando o valor limite $C = 0.5$

([77], [78]). A forma da corrente na fase inicial de aceleração, em $t = 2s$, é semelhante para ambos os testes, S1 e S2. Após o colapso da cauda, em $t = 5s$, existem algumas discrepâncias, atribuídas às diferentes condições na fronteira com a comporta. À medida que a corrente avança, principalmente a partir do impacto desta no cilindro ($t > 6.5s$), o gráfico $h(x)$ encontra-se bem definido, incluindo o avanço e a queda da corrente, tanto a montante como a jusante do cilindro. Esta previsão do contorno da corrente é independente do g'_0 . Pode ser observado na Figura 4.5c-f e Figura 4.6c-f que o LES prevê extremamente bem o contorno da corrente, para $x > 0.3m$.

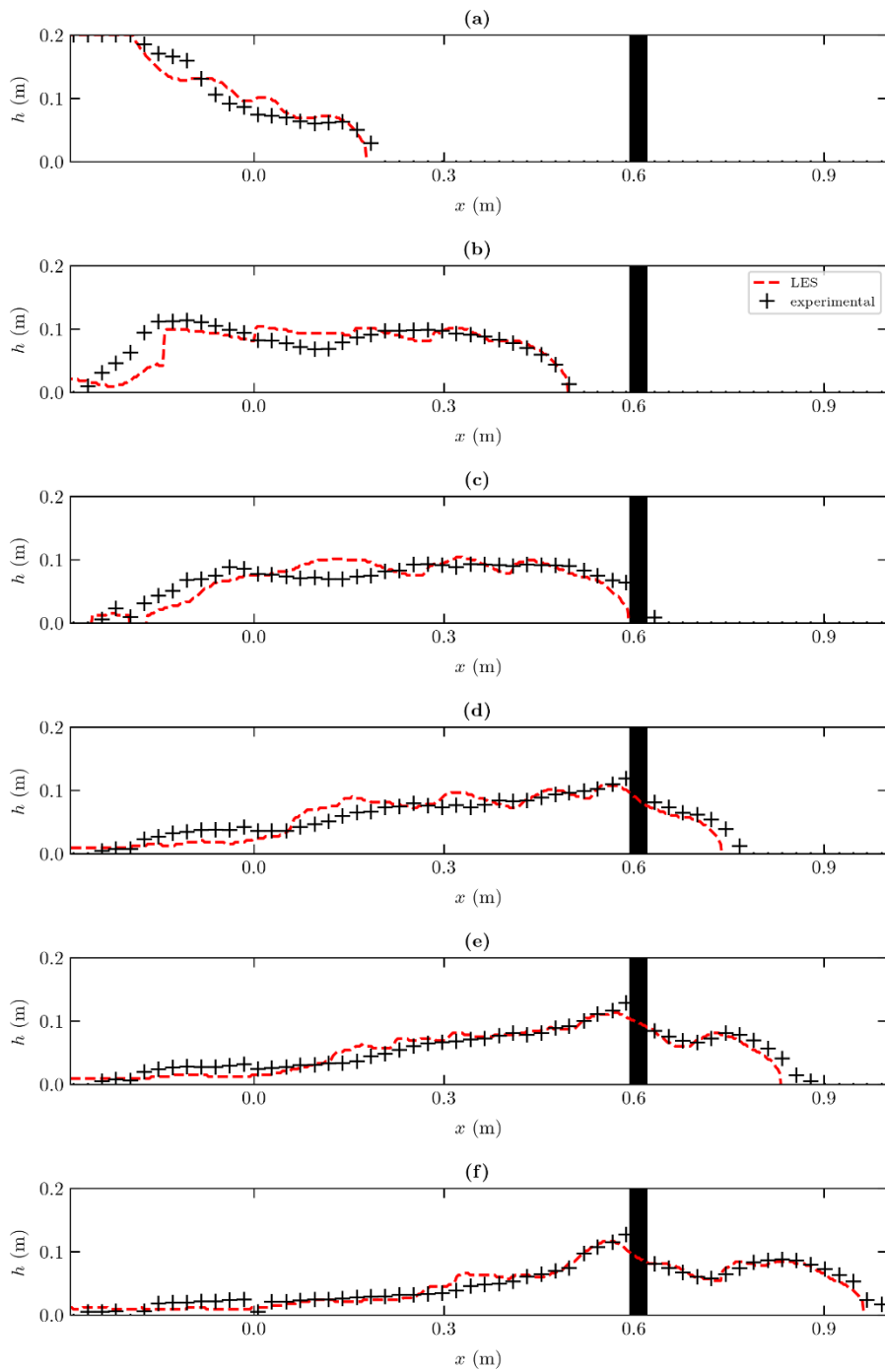


Figura 4.5: Perfil de altura da corrente, LES e ensaio experimental, S1, (a) $t = 2s$, (b) $t = 5s$, (c) $t = 6.5s$, (d) $t = 8s$, (e) $t = 9s$ e (f) $t = 10.5s$.

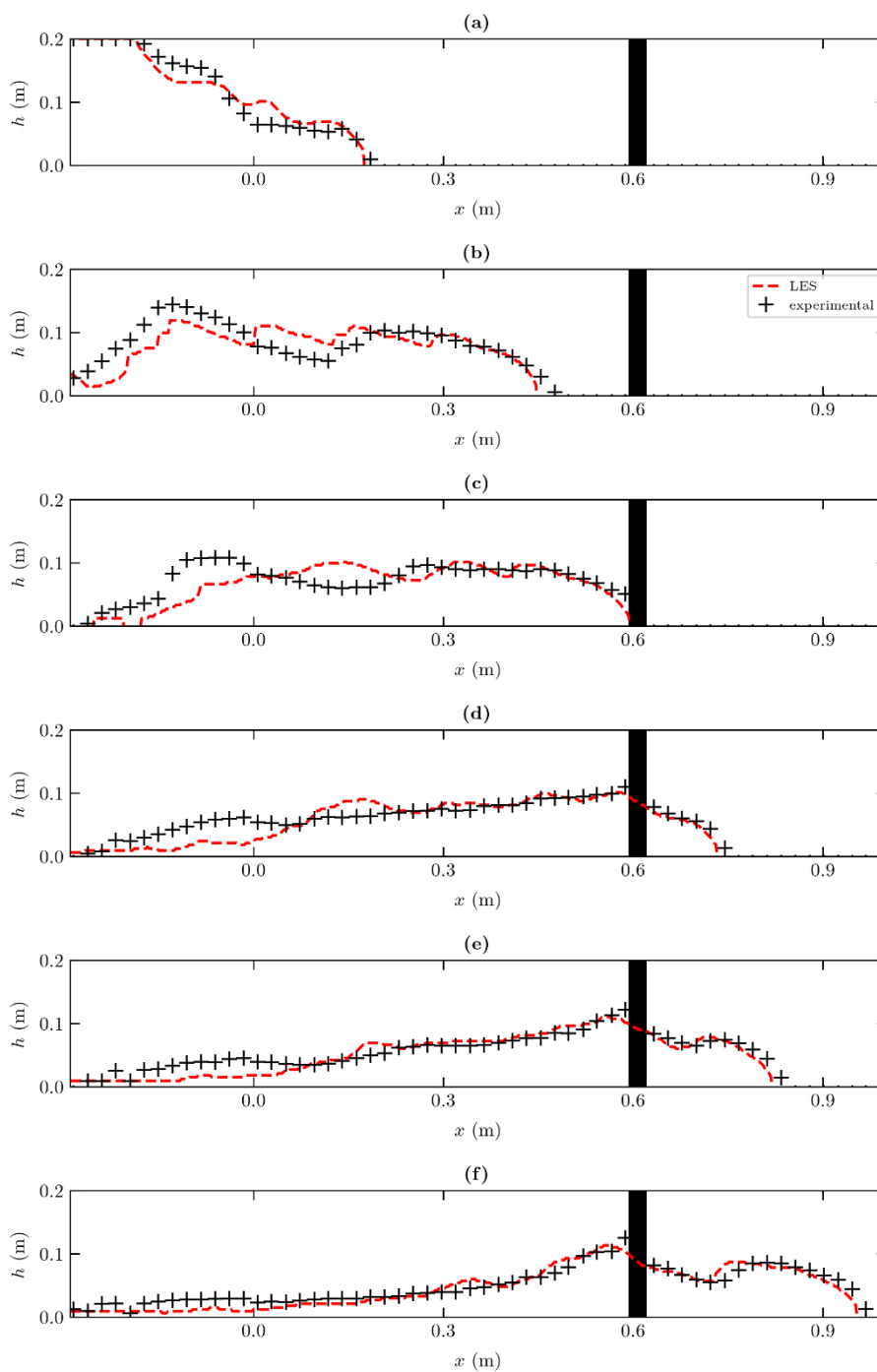


Figura 4.6: Perfil de altura da corrente, LES e ensaio experimental, S2, (a) $t = 2$ s, (b) $t = 5$ s, (c) $t = 6.5$ s, (d) $t = 8$ s, (e) $t = 9$ s e (f) $t = 10.5$ s.

4.4.3 Evolução do campo de concentrações (vista em planta)

O campo de concentrações em profundidade média, $C(x, y, z_0, t)$, é comparado na Figura 4.7 e Figura 4.8 para os testes P1 e P2, respetivamente, e para $t = 6.5s$, $8s$, $9s$ e $10.5s$. Ambos os testes demonstram uma boa concordância entre o LES e o ensaio experimental. Quando a corrente atinge o cilindro, em $t = 6.5s$, desenvolve-se na frente da corrente um gradiente de C semelhante, na direção da corrente (direção x). Para $t = 8s$, na cabeça da corrente, é transferido um pequeno volume de fluido mais denso para o centro do canal ($y \approx 0m$ e $x \approx 0.68m$). Este desagrupamento da frente da corrente mantém-se, como previsto. Também é retida uma grande quantidade de fluido ambiente a jusante do cilindro, entre $0.6m \lesssim x \lesssim 0.72m$. A montante do cilindro há um aumento de C induzido pelo efeito do mesmo. Este efeito promove um grande gradiente de C na direção oposta à da corrente (direção y). Após a cabeça da corrente ter passado pelo cilindro em $t = 9s$, uma pequena quantidade de fluido ambiente permanece retida a jusante do cilindro, devido ao refluxo. Em $t = 10.5s$, observa-se uma grande concordância relativamente ao reagrupamento da corrente e à formação de uma nova cabeça a jusante do cilindro, entre $0.7m \lesssim x \lesssim 0.9m$. Verificando-se apenas uma ligeira discrepância entre os testes P1 e P2. A parte traseira da cabeça da corrente que ocorre em $x \approx 0.7m$ (Figura 4.7c-d e Figura 4.8c-d) encontra-se bem prevista assim como as instabilidades devido ao vórtice instável, revelando pequenas discrepâncias para $t = 9s$. De referir que na Figura 4.7 e Figura 4.8, e para cada espaço de tempo, são analisados dois gráficos, em que o gráfico superior corresponde ao modelo numérico e o gráfico inferior ao ensaio experimental.

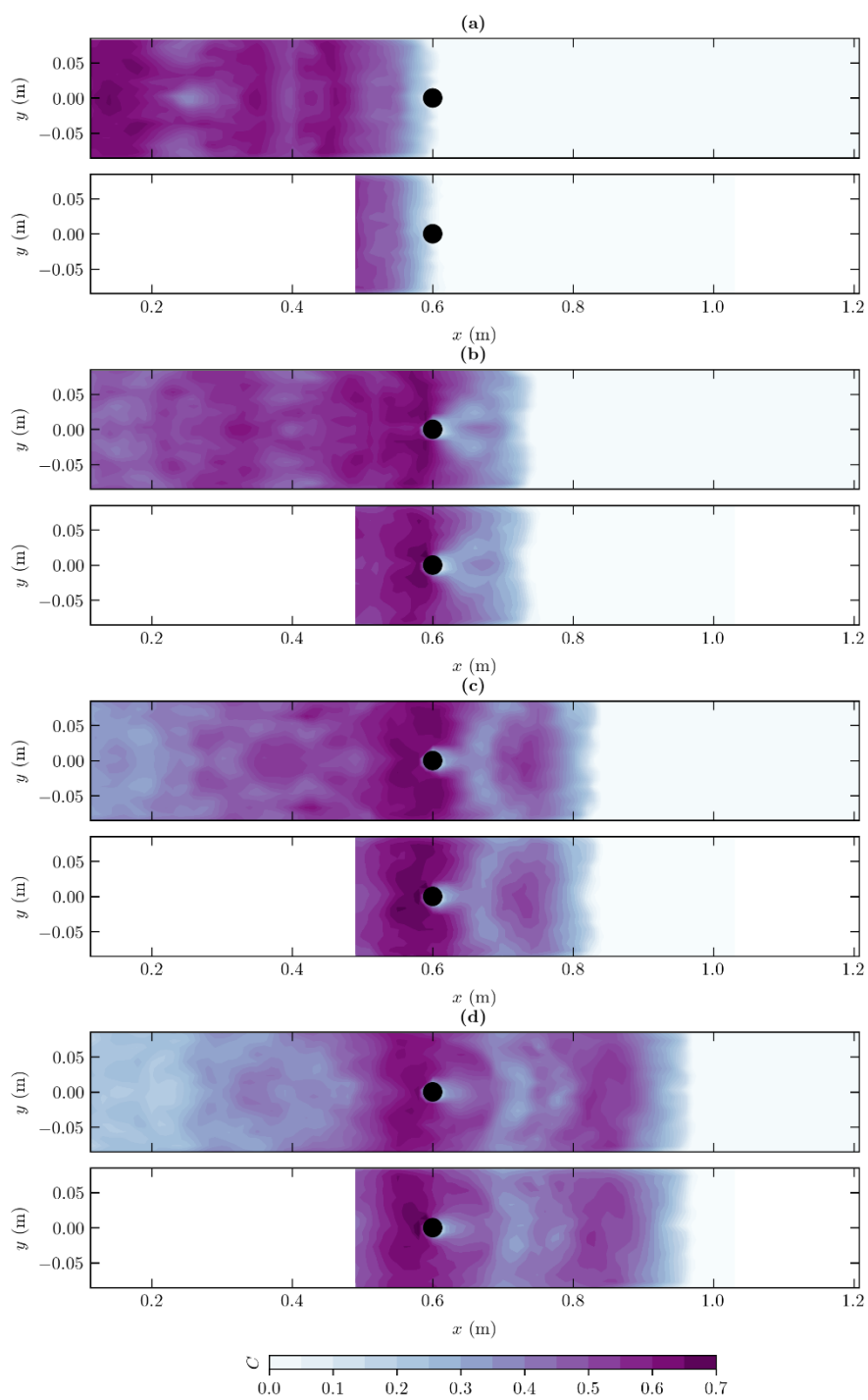


Figura 4.7: Campo de concentrações, LES e ensaio experimental, P1, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$.

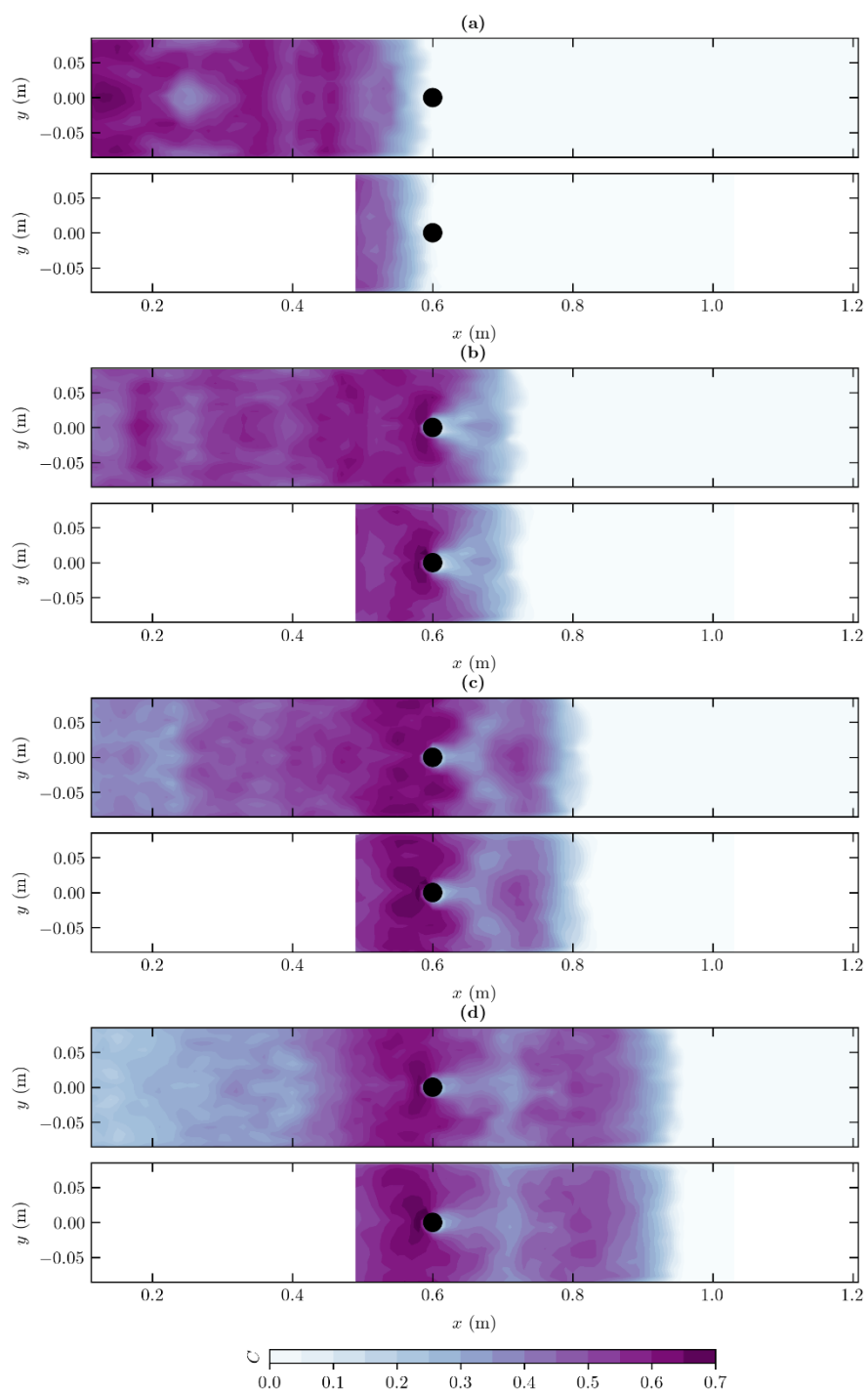


Figura 4.8: Campo de concentrações, LES e ensaio experimental, P2, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$.

4.4.4 Evolução da posição da frente da corrente

Os resultados do LES e do ensaio experimental referentes à evolução da posição da frente da corrente, x_f , para os testes S1 e S2 (Tabela 1) são comparados na Figura 4.9. Tanto no LES quanto experimentalmente, o x_f é calculado em cada instante de tempo, usando o ponto de inflexão da

concentração em amplitude média $C(x, y_0, z, t)$ com um valor limite $C = 0.5$, o mesmo de [77] e [78]. Este limite corresponde ao valor médio da fração de volume no LES.

Em geral, observa-se um pequeno atraso entre o LES e o ensaio experimental relativamente à evolução da posição da frente corrente.

A linha a azul na Figura 4.9 mostra a tendência analítica de x_f em função de t com uma inclinação constante de U_f ([79]).

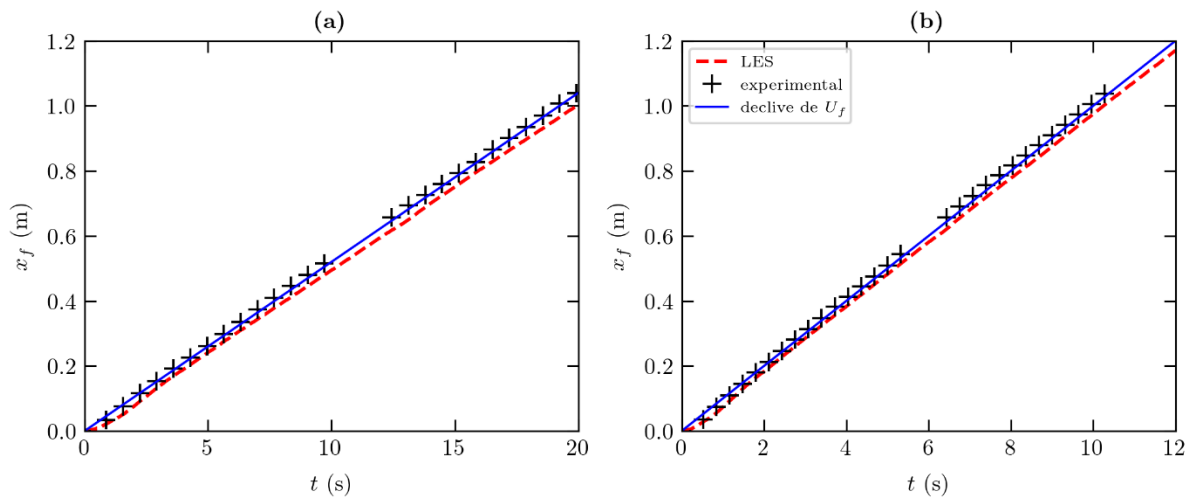


Figura 4.9: Comparação da evolução da posição da frente da corrente, LES e ensaio experimental, (a) S1 e (b) S2.

Após uma fase inicial de aceleração, para o teste S1 ($t \lesssim 2.5s$) e para o teste S2 ($t \lesssim 2s$), a corrente atinge a fase de queda, que está bem definida. Para o teste S1, a fase de queda ($t > 2.5s$) estende-se até $x_f \approx 1.05m$, a que corresponde $t \approx 20s$, e para o teste S2, a fase de queda ($t > 2s$) estende-se até $x_f \approx 1.2m$ a que corresponde $t \approx 12s$. Ambos os testes com uma velocidade da frente da corrente constante, U_f . Observa-se que o efeito do cilindro na evolução da frente da corrente não é significativo em ambos os testes S1 e S2 (Figura 4.9), em contraste com o que se verifica em cilindros isolados que se encontram submersos, em que a corrente abranda ([80]). O cilindro tem efeito tanto nas características locais a montante como a jusante de si, ao longo do impacto da corrente no mesmo. No entanto, não diminui o momento médio da corrente e, portanto, a velocidade, U_f , é constante no tempo, ou seja, a inclinação da evolução temporal da posição da frente da corrente é aproximadamente constante.

4.4.5 Evolução da velocidade da frente da corrente

A Figura 4.10 mostra a evolução temporal da velocidade da frente da corrente, u_f , para os testes S1 e S2. Todos os resultados do LES estão em boa concordância com os resultados experimentais, sendo que o LES prevê uma aceleração inicial ligeiramente maior. Uma tendência semelhante foi também encontrada por [81].

A linha a preto na Figura 4.10 é a velocidade da frente da corrente constante, U_f .

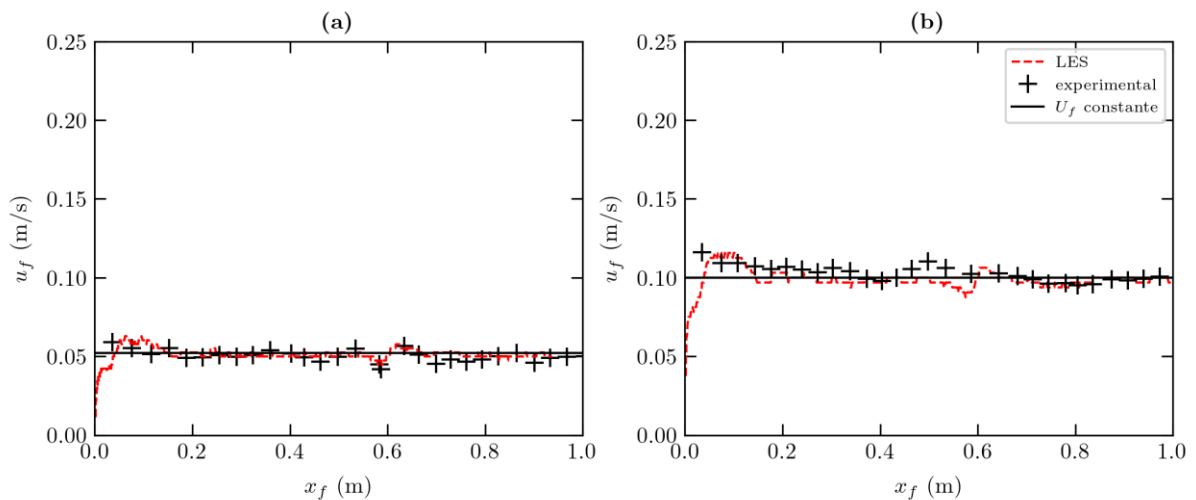


Figura 4.10: Comparação da evolução temporal da velocidade da frente da corrente, LES e ensaio experimental, (a) S1 e (b) S2.

4.4.6 Perfis de concentração

Os perfis verticais de $C(h)$, em $t = 10.5s$, para as posições $x = 0.3m$, $0.5m$, $0.7m$ e $0.9m$, relativos aos testes S1 e S2, respetivamente, são apresentados na Figura 4.11 e na Figura 4.12. De um modo geral, a forma de C em função de h é semelhante tanto para o LES como para o ensaio experimental. Contudo, existem umas pequenas diferenças em $x = 0.7m$ e $x = 0.9m$, devido à queda do fluxo a jusante, entre $0.6m \lesssim x \lesssim 0.7m$. Esta estrutura instável do escoamento induz uma grande variação dos perfis com a posição. Portanto, devido ao pequeno atraso entre o LES e o ensaio experimental (Figura 4.9), os perfis podem ser diferentes.

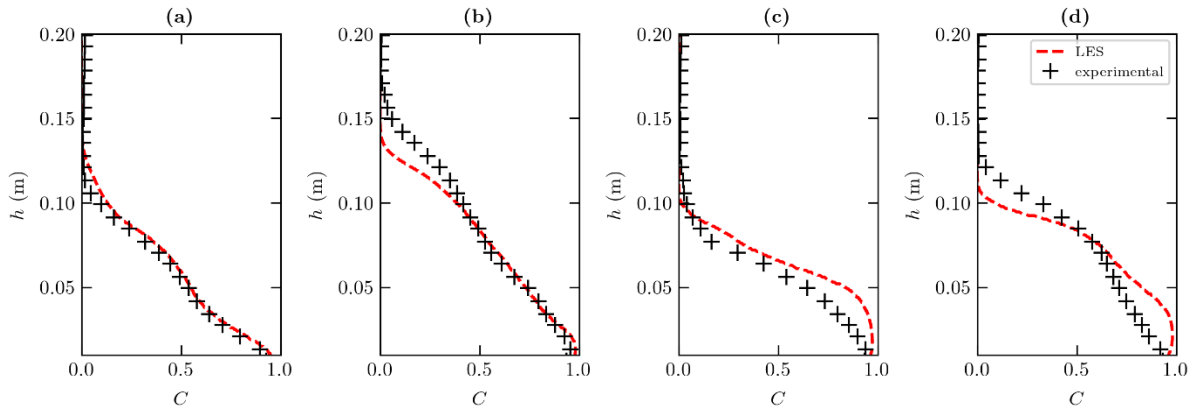


Figura 4.11: Perfis verticais de C , S1, em $t = 10.5s$, LES e ensaio experimental, (a) $x = 0.3m$, (b) $x = 0.5m$, (c) $x = 0.7m$ e (d) $x = 0.9m$.

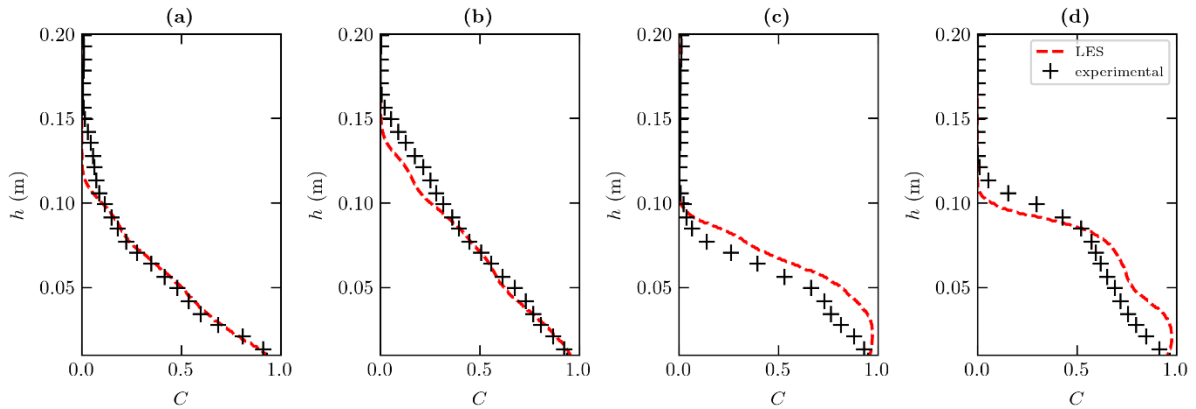


Figura 4.12: Perfis verticais de C , S2, em $t = 10.5s$, LES e ensaio experimental, (a) $x = 0.3m$, (b) $x = 0.5m$, (c) $x = 0.7m$ e (d) $x = 0.9m$.

4.4.7 Campo e perfis de velocidade

Nesta secção são comparados e discutidos os campos de velocidade e os perfis de velocidade, tanto para o modelo LES como para os ensaios experimentais, relativamente à vista em perfil e à vista em planta.

Tanto a Figura 4.13 como a Figura 4.14 fornecem informações detalhadas sobre o campo de velocidades, $u(x, y_0, z, t)$ e $w(x, y_0, z, t)$, na vista em perfil, durante o impacto da corrente com o cilindro para os testes S1 e S2, respetivamente. Quando a frente da corrente atinge o cilindro, em $t = 6.5s$, observa-se uma forte componente vertical da velocidade, próxima do nariz da corrente, causada pelo efeito do cilindro. Observa-se também uma estrutura ondulada na interface entre os dois fluidos, na

parte traseira da cabeça da corrente, na posição $x \approx 0.4m$. À medida que a cabeça passa pelo cilindro, este induz mais ondulações na interface e muda a direção do fluxo do fluido ambiente. Este refluxo é transferido para cima ($z \gtrsim 0.15m$), em $t = 8s$. Esta camada superior consiste numa mistura de fluidos, entre o fluido ambiente e o fluido mais denso. Em $t = 9s$, na parte superior, existe uma região mais difusa que é causada pelo gradiente de pressão adverso. Quando a parte traseira da cabeça passa pelo cilindro propaga-se um choque a montante, acima da interface, para $t = 10.5s$. Este comportamento é idêntico tanto para o LES como para o ensaio experimental. De um modo geral, o campo de velocidades, na vista em perfil, é bem previsto pelo LES. Apenas a realçar umas pequenas discrepâncias entre os testes S1 e S2, para $t = 9s$ e $t = 10.5s$, associadas à intensidade dos vetores do campo de velocidades. De referir que na Figura 4.13 e Figura 4.14, e para cada espaço de tempo, são analisados dois gráficos, em que o gráfico superior corresponde ao modelo numérico e o inferior ao ensaio experimental.

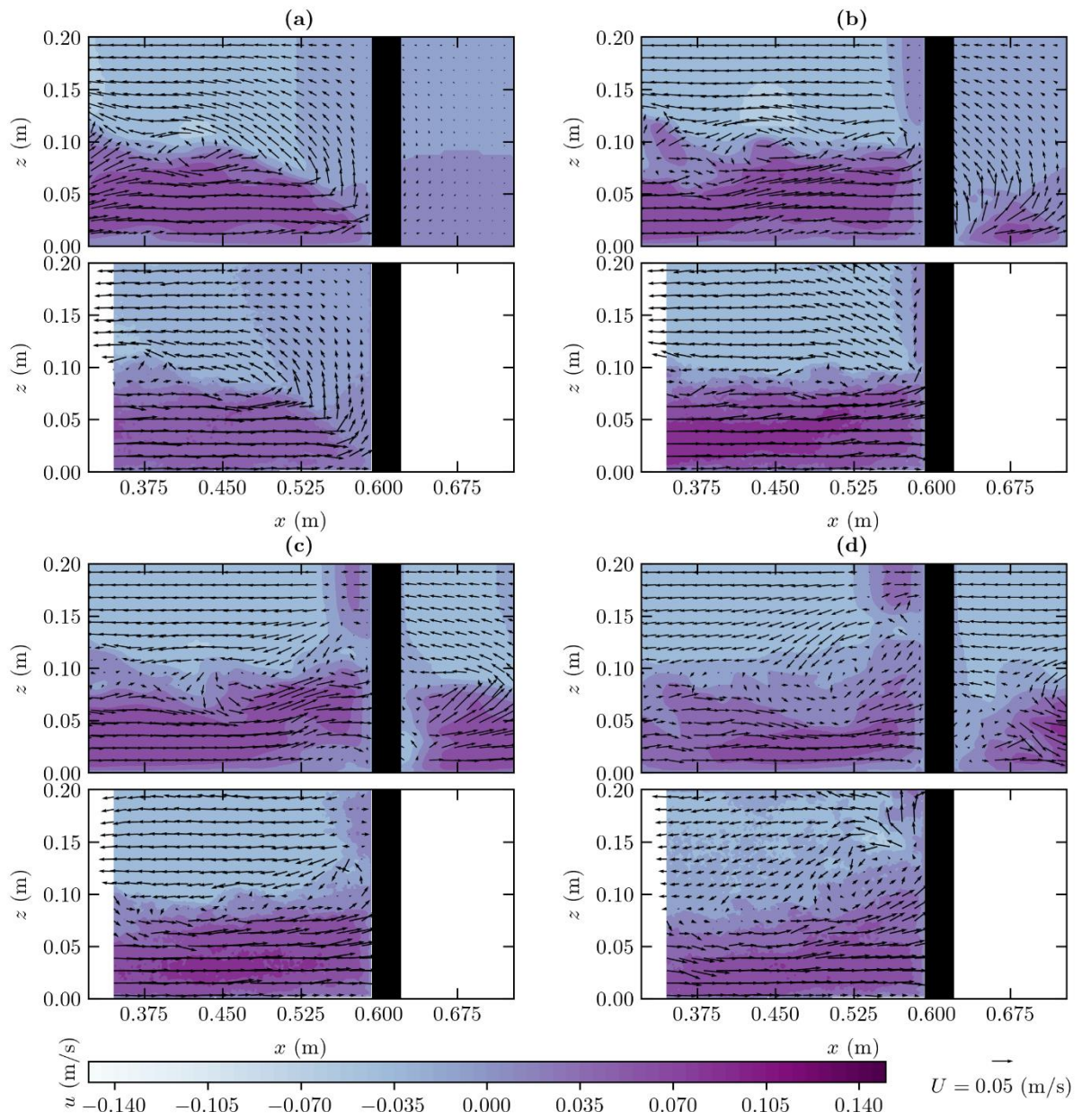


Figura 4.13: Campo de velocidades, LES e ensaio experimental, S1, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$.

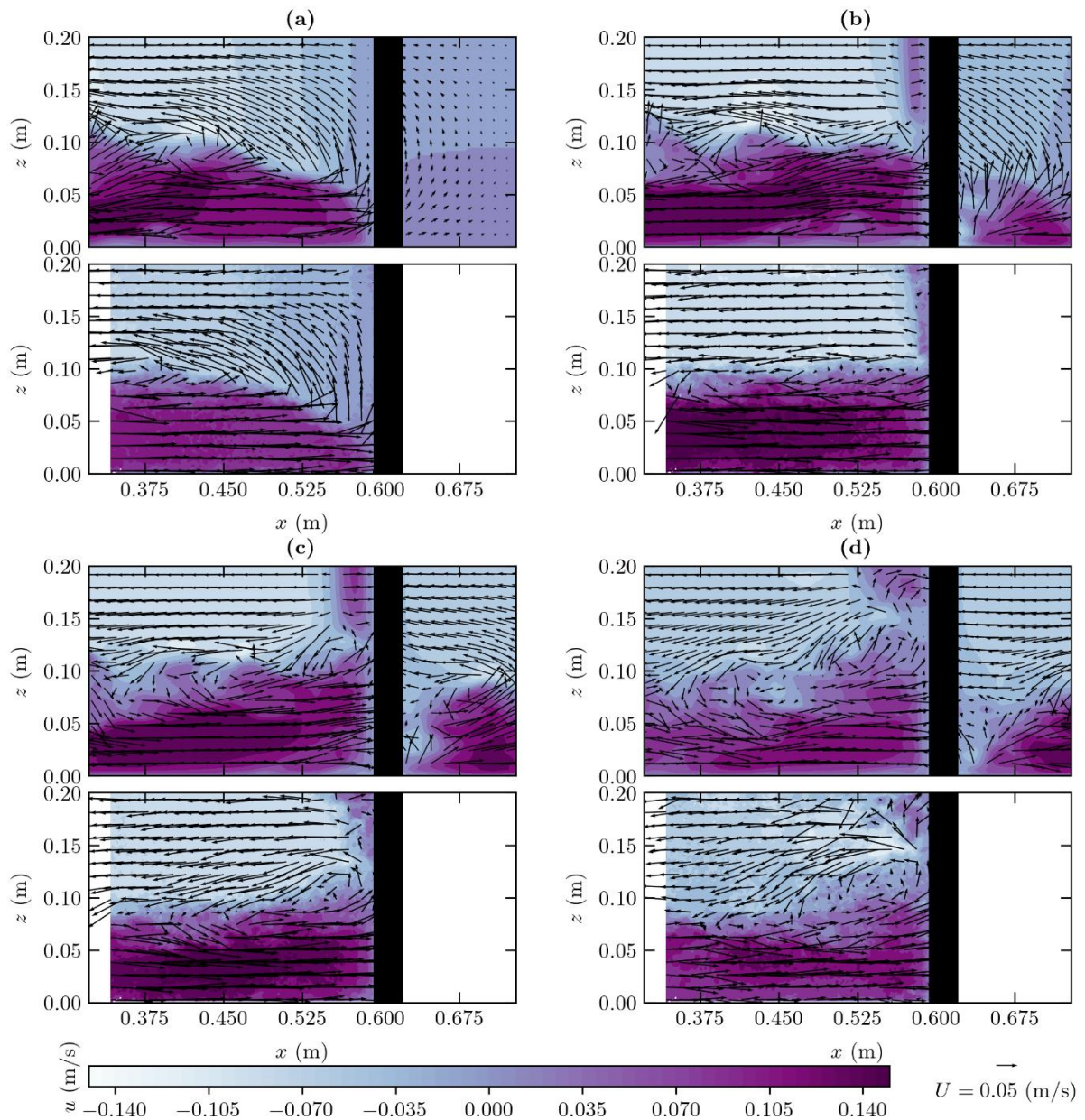


Figura 4.14: Campo de velocidades, LES e ensaio experimental, S2, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$.

Os perfis verticais da componente horizontal do campo de velocidades, u , são comparados na Figura 4.15 e Figura 4.16, para os testes S1 e S2, respectivamente, a fim de uma melhor análise das características locais do campo de velocidades. Esta análise confirma que os resultados do LES estão em boa concordância com os resultados do ensaio experimental. No entanto, existem algumas diferenças tanto para o teste S1 como para o teste S2, próximas ao fundo do canal, em $t = 8s$ e $t = 9s$, causadas por uma cabeça da corrente mais elevada no LES.

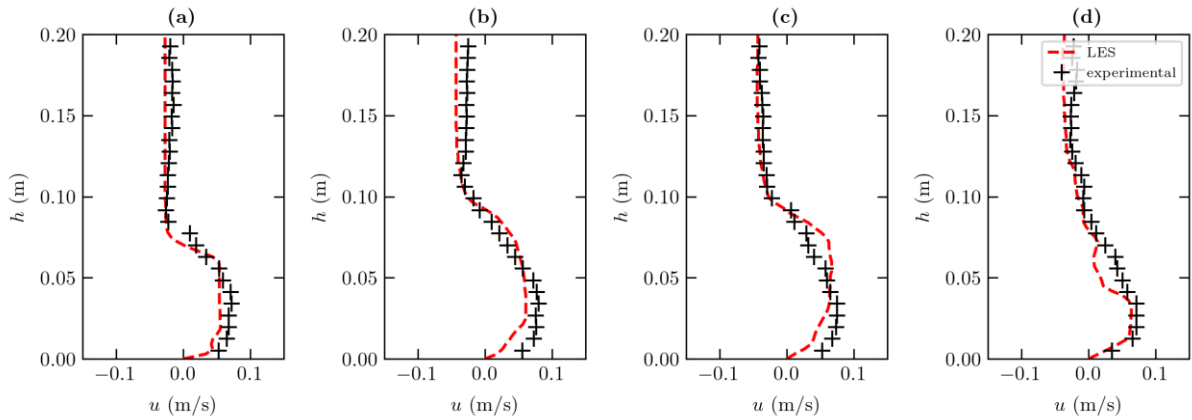


Figura 4.15: Perfil vertical da velocidade, LES e ensaio experimental, S1, na posição $x = 0.5m$, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$.

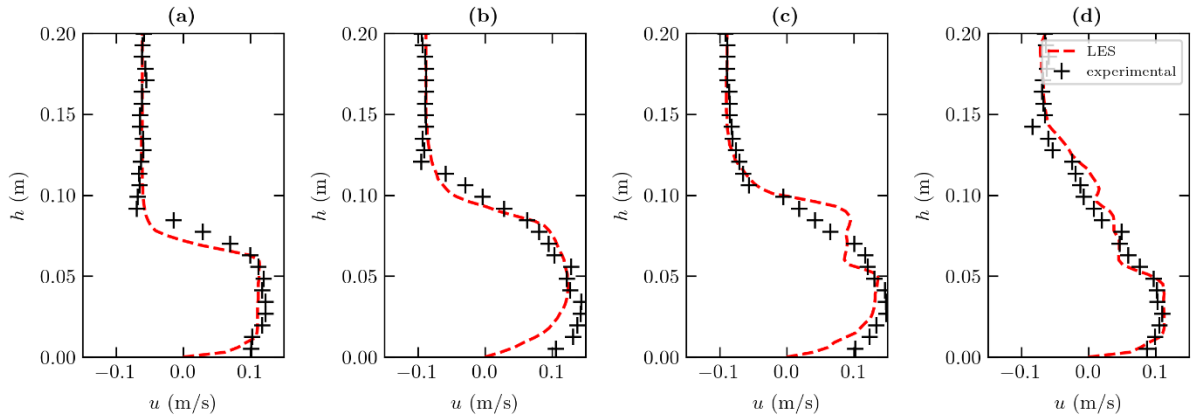


Figura 4.16: Perfil vertical da velocidade, LES e ensaio experimental, S2, na posição $x = 0.5m$, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$.

A Figura 4.17 e Figura 4.18 fornecem informações detalhadas acerca do campo de velocidades, $u(x, y, t)$ e $v(x, y, t)$, na vista em planta, durante o impacto da corrente no cilindro para os testes P1 e P2, respetivamente. Quando a frente da corrente atinge o cilindro, em $t = 6.5s$, observam-se tendências semelhantes em ambos os testes. À medida que a cabeça passa pelo cilindro, em $t = 8s$, surge a jusante do cilindro uma componente praticamente vertical da velocidade, idêntica tanto para o LES como para o ensaio experimental. Em $t = 9s$ e $t = 10.5s$, verifica-se a jusante do cilindro, uma alteração da direção dos vetores (no sentido contrário ao da corrente), causada pelo efeito do cilindro. Relativamente à esteira do cilindro observa-se uma forte concordância entre o LES e o ensaio experimental, tanto para o teste P1 como para o teste P2. De referir que na Figura 4.17 e Figura 4.18,

e para cada espaço de tempo, são analisados dois gráficos, em que o gráfico superior corresponde ao modelo numérico e o gráfico inferior ao ensaio experimental.

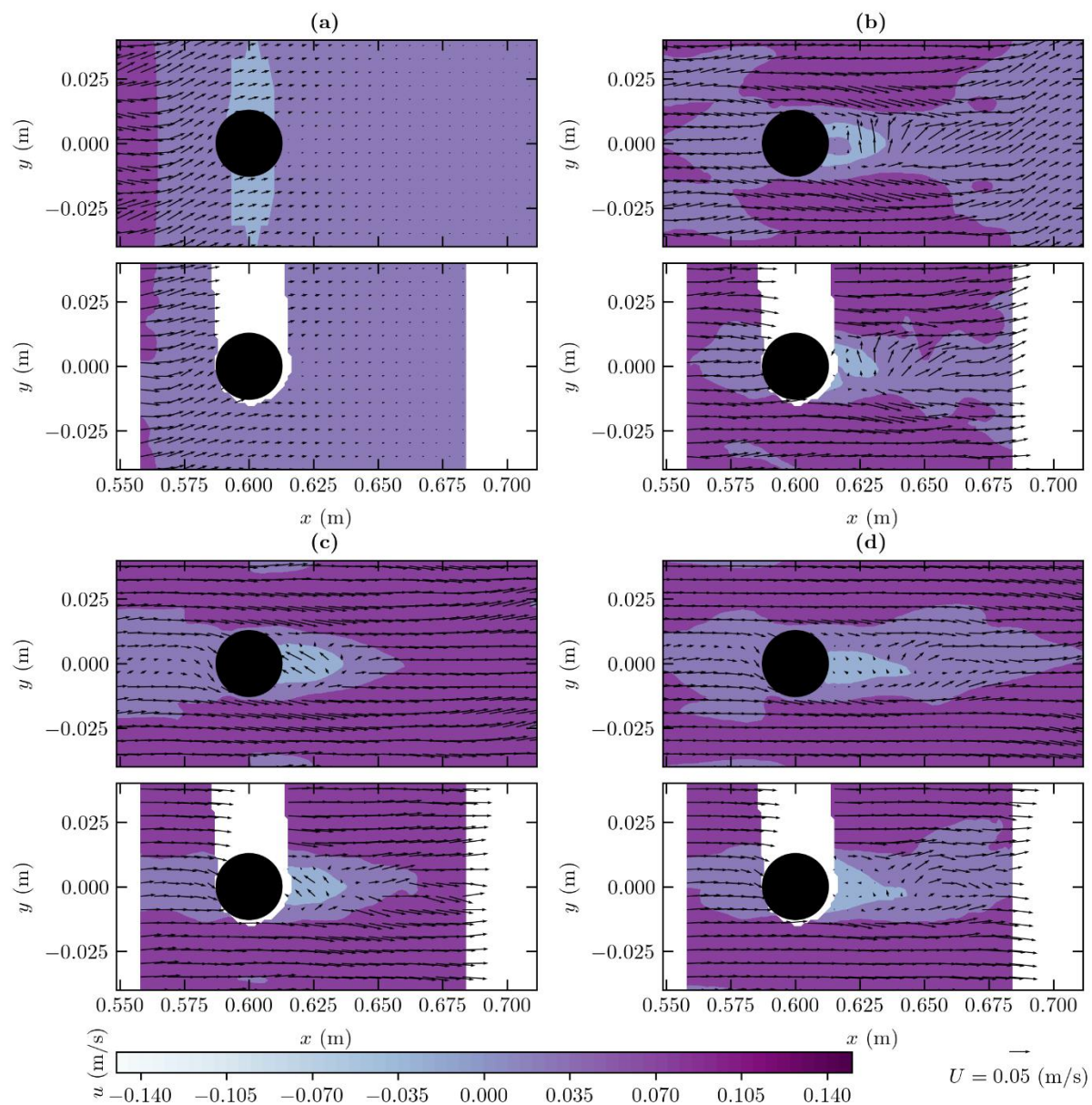


Figura 4.17: Campo de velocidades, LES e ensaio experimental, P1, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$.

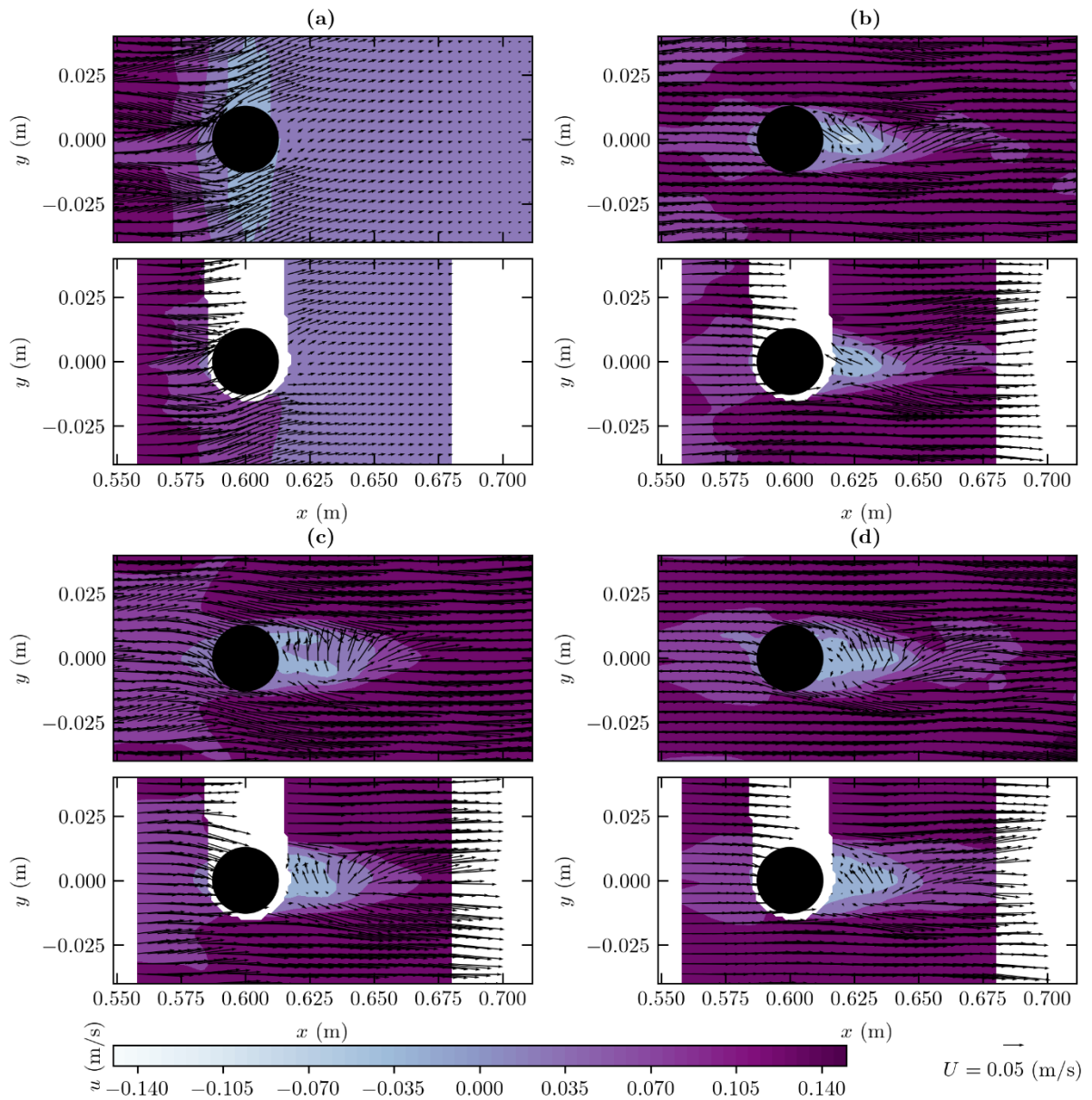


Figura 4.18: Campo de velocidades, LES e ensaio experimental, P2, (a) $t = 6.5s$, (b) $t = 8s$, (c) $t = 9s$ e (d) $t = 10.5s$.

4.4.8 Entrainment do cilindro

A evolução do coeficiente E para o LES e para o ensaio experimental é comparada na Figura 4.19, para os testes S1 e S2. Neste estudo, E é descrito pela variação temporal da área lateral da corrente como $E(t) = \frac{[S(t)-S_0]}{S_0}$ ([82]), onde S é a área lateral instantânea da corrente de densidade em

cada instante de tempo e $S_0 = 1.5h_0^2$ é a área lateral inicial da comporta. $S(t)$ é calculado pela Equação (4.4):

$$S(t) = \int_0^{1.5h_0} \int_0^{h_0} \mathcal{W}(x, z, t) dz dx \quad (4.4)$$

Onde \mathcal{W} é a função *kernel*.

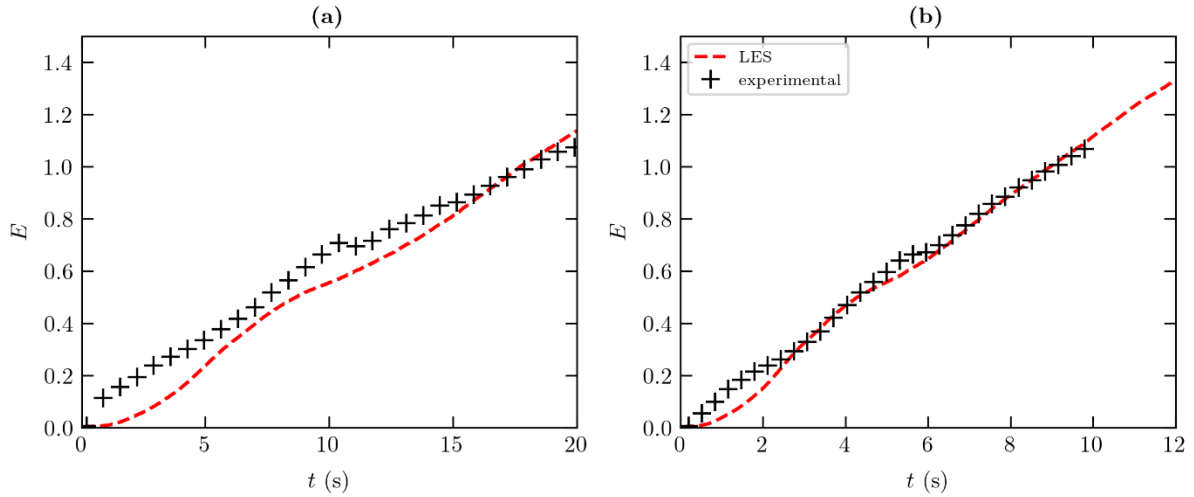


Figura 4.19: Evolução do *entrainment*, LES e ensaio experimental, (a) S1 e (b) S2.

Para o teste S1 (Figura 4.19a), a forma geral do E é razoavelmente bem prevista, exceto para $t < 5$ s. Isto significa que o E não é totalmente reproduzido pelo LES, para o limite C escolhido. Após o início do impacto ($t = 6.5$ s), E torna-se semelhante ao ensaio experimental. Para o teste S2 (Figura 4.19b), E está bem previsto, com uma inclinação média semelhante em função de t . De facto, a partir de $t \geq 2.5$ s, para o teste S2, E é muito bem previsto pelo LES. No entanto, para $t \lesssim 2.5$ s, LES subestima ligeiramente E para $t \lesssim 2.5$ s, devido à curta fase de aceleração inicial. Estas discrepâncias podem ser atribuídas à perturbação inicial na elevação da comporta e à distribuição de massa.

CONCLUSÕES DA INVESTIGAÇÃO

5.1 Conclusões

Esta dissertação apresenta uma profunda validação das simulações *Large-Eddy* para estudar a interação de correntes de densidade sobre um cilindro. A validação foi realizada através da comparação entre o modelo LES e os ensaios experimentais, para os diversos parâmetros abordados, que são eles: a evolução do campo de concentrações, a evolução da altura da corrente, a evolução da posição e da velocidade da frente da corrente, os perfis de concentração, o campo e perfis de velocidade, e o *entrainment* do cilindro. As simulações foram realizadas tanto para a vista em perfil como para a vista em planta. Para ser possível analisar todos os parâmetros referidos e quantificar os seus efeitos, foi necessário utilizar códigos adaptados no software *OpenFOAM* de modo a integrar o modelo de turbulência LES. Os dados quantitativos e qualitativos comparados entre o modelo LES e os ensaios experimentais revelam:

- Uma previsão eficiente do LES relativamente ao campo de concentrações em amplitude média e em profundidade média, e relativamente à evolução da altura e contorno da corrente. A forma da cabeça da corrente, das ondulações, e das fendas entre os dois fluidos são bem previstos pelo LES. Perto da região da comporta existem algumas discrepâncias entre o LES e o ensaio experimental, principalmente na cauda da corrente atribuídas às diferentes condições na fronteira com a comporta (devido à vaselina usada nos testes para evitar vazamentos). À medida que a corrente avança, o efeito da comporta na cauda da corrente torna-se insignificante, sendo que as formas gerais dos contornos de concentração também acabam por ser bastante semelhantes. Durante a fase de impacto da corrente com o cilindro, o LES prevê o nariz da cabeça ligeiramente superior ao experimental. O efeito induzido pelo cilindro modificou fortemente a parte de trás da cabeça com um aumento da corrente, ou seja, um aumento da concentração em profundidade média, a montante do cilindro. Este aumento da corrente causa o mergulho a jusante, após a cabeça ter passado pelo cilindro. O reagrupamento da corrente e a formação de uma nova cabeça a jusante do cilindro estão em boa concordância com o

ensaio experimental. A posição da esteira prevista pelo LES foi semelhante ao ensaio experimental.

- Uma boa equivalência entre o LES e o ensaio experimental relativamente à posição e à velocidade da frente da corrente, para ambos os testes e respetivas acelerações gravíticas reduzidas. Um pequeno atraso é observado entre o LES e o ensaio experimental relativamente à evolução da posição da frente corrente, no entanto, com uma velocidade da frente da corrente efetivamente semelhante. O cilindro não diminui o momento médio da corrente e, portanto, a inclinação da evolução temporal da posição da frente da corrente é aproximadamente constante.
- Uma notável correspondência entre o LES e o ensaio experimental relativamente ao campo de velocidades da corrente tanto para a vista em perfil como para a vista em planta. Quando a frente da corrente atinge o cilindro foi observada uma forte componente de velocidade vertical, próxima ao nariz da corrente, causada pelo efeito do cilindro. À medida que a cabeça passa pelo cilindro, este induz mais ondulações na interface e muda a direção do fluxo do fluido ambiente. Na parte superior, existe uma região mais difusa que é causada pelo gradiente de pressão adverso. Quando a parte traseira da cabeça passa pelo cilindro propaga-se um choque a montante, acima da interface. Este comportamento é idêntico tanto para o LES como para o ensaio experimental. Os perfis verticais de velocidade confirmam que os resultados do LES estão em boa concordância com os resultados do ensaio experimental. No entanto, próximo ao fundo do canal, existem algumas diferenças, causadas por uma cabeça da corrente mais elevada no LES. A jusante do cilindro verificou-se uma alteração da direção dos vetores (no sentido contrário ao da corrente), causada pelo efeito do cilindro. A esteira do cilindro demonstrou uma forte concordância entre o LES e o ensaio experimental. A forma geral do E é razoavelmente bem prevista. No entanto o LES subestima ligeiramente o E , devido à curta fase de aceleração inicial.
- A existência de perturbações locais na zona em que o cilindro foi colocado. Notou-se que nos instantes próximos do impacto com o cilindro, a velocidade deixa de ser aproximadamente constante ao longo da altura e largura da frente da corrente. O cilindro provoca uma recirculação das camadas laterais de fluido denso para o centro do canal, após o impacto. Apesar das perturbações apresentadas, concluiu-se que o efeito do cilindro não é suficiente para provocar alterações significativas quer na forma

macroscópica da estrutura, quer na evolução da posição e da velocidade da frente da corrente.

Todos os parâmetros investigados nesta dissertação demonstraram que as simulações *Large-Eddy* podem ser usadas para estudar a interação do escoamento de correntes de densidade sobre um cilindro.

5.2 Sugestões para trabalhos futuros

O estudo presente nesta dissertação evidencia alguns aspetos fundamentais do escoamento de correntes de densidade sobre um cilindro utilizando o modelo LES, ajudando a compreender o fenómeno, visto que não existe ainda muita informação disponível e estudos desenvolvidos nesta área, no entanto tem as suas limitações como o tempo disponível e os recursos.

Surgem assim diversas formas de dar seguimento a este trabalho. Como por exemplo, investigar as características de turbulência do escoamento numa matriz de cilindros emergentes, a fim de fornecer uma visão do processo de arrastamento, e estudar os efeitos do cilindro com outras técnicas de visualização mais pormenorizadas. Seria relevante estudar o efeito da variação da quantidade de cilindros ou outro tipo de estruturas cilíndricas como imersas ou não-rígidas. Seria interessante também estudar o efeito do vento na propagação de correntes de densidade, pois é um fenómeno meteorológico que afeta a propagação de fluxos próximos à superfície. Recomenda-se também aumentar o número de repetições feitas para cada simulação, pois ajuda a melhorar os resultados da abordagem estatística da turbulência. Não obstante, a metodologia empregue não é isenta do fator humano, nomeadamente o tempo e o modo de abertura da comporta, que afeta significativamente o perfil da corrente. Poderia ser empregue uma comporta de abertura automática, de maneira a limitar a variância deste parâmetro.

O estudo de correntes de densidade precisa de uma investigação contínua, pois há mais parâmetros para analisar. Este fenómeno é transversal a vários ramos da ciência e de forma direta ou indireta, influencia o meio que nos rodeia e condicionará o nosso presente e futuro.

BIBLIOGRAFIA

- [1] K. Bhaganagar and N. R. Pillalamarri, "Lock-exchange release density currents over three-dimensional regular roughness elements," *J. Fluid Mech.*, vol. 832, pp. 793–824, 2017.
- [2] S.-U. Choi and M. H. Garca, "k- ϵ Turbulence Modeling of Density Currents Developing Two Dimensionally on a Slope," *J. Hydraul. Eng.*, vol. 128, no. 1, pp. 55–63, 2002.
- [3] F. A. Bombardelli, M. I. Cantero, M. H. Garcia, and G. C. Buscaglia, "Numerical aspects of the simulation of discontinuous saline underflows: The lock-exchange problem," *J. Hydraul. Res.*, vol. 47, no. 6, pp. 777–789, 2009.
- [4] J. Hacker, P. F. Linden, and S. B. Dalziel, "Mixing in lock-release gravity currents," *Dyn. Atmos. Ocean.*, vol. 24, no. 1–4, pp. 183–195, 1996.
- [5] A. J. Hogg, M. A. Hallworth, and H. E. Huppert, "On gravity currents driven by constant fluxes of saline and particle-laden fluid in the presence of a uniform flow," *J. Fluid Mech.*, vol. 539, no. 2005, pp. 349–385, 2005.
- [6] J. O. Shin, S. B. Dalziel, and P. F. Linden, "Gravity currents produced by lock exchange," *J. Fluid Mech.*, vol. 521, pp. 1–34, 2004.
- [7] J. Zhou, "Physics of environmental flows interacting with obstacles," *Dep. Civ. Environ. Eng.*, vol. Doctor of, p. 167, 2017.
- [8] S. K. Ooi, G. Constantinescu, and L. J. Weber, "2D Large-Eddy Simulation of Lock-Exchange Gravity Current Flows at High Grashof Numbers," *J. Hydraul. Eng.*, vol. 133, no. 9, pp. 1037–1047, 2007.
- [9] M. I. Cantero, J. R. Lee, S. Balachandar, and M. H. Garcia, *On the front velocity of gravity currents*, vol. 586, no. September. 2007.
- [10] J. Allen, *Principles of Physical Sedimentology*. 1985.
- [11] B. D. Lee and R. B. Wilhelmson, "The numerical simulation of non-supercell tornadogenesis. Part I: Initiation and evolution of pretornadic misocyclone circulations along a dry outflow boundary," *J. Atmos. Sci.*, vol. 54, no. 1, pp. 32–60, 1997.
- [12] H. I. S. Nogueira, C. Adduce, E. Alves, and M. J. Franca, "Dynamics of the head of gravity currents," *Environ. Fluid Mech.*, vol. 14, no. 2, pp. 519–540, 2014.

- [13] T. Von Kármán, "The engineer grapples with nonlinear problems," *Bull. Am. Math. Soc.*, vol. 46, no. 8, pp. 615–683, 1940.
- [14] G. H. Keulegan, *The motion of saline fronts in still water*. 1958.
- [15] M. Ungarish and T. Zemach, "On the slumping of high Reynolds number gravity currents in two-dimensional and axisymmetric configurations," *Eur. J. Mech. B/Fluids*, vol. 24, no. 1, pp. 71–90, 2005.
- [16] M. Ungarish, "A shallow-water model for high-Reynolds-number gravity currents for a wide range of density differences and fractional depths," *J. Fluid Mech.*, vol. 579, pp. 373–382, 2007.
- [17] C. Härtel, E. Meiburg, and F. Necker, "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," *J. Fluid Mech.*, vol. 418, pp. 189–212, 2000.
- [18] R. J. Lowe, J. W. Rottman, and P. F. Linden, "The non-Boussinesq lock-exchange problem. Part 1. Theory and experiments," *J. Fluid Mech.*, vol. 537, pp. 101–124, 2005.
- [19] V. K. Birman, J. E. Martin, and E. Meiburg, "The non-Boussinesq lock-exchange problem. Part 2. High-resolution simulations," *J. Fluid Mech.*, vol. 537, pp. 125–144, 2005.
- [20] J. B. Zhu, C. B. Lee, G. Q. Chen, and J. H. W. Lee, "PIV observation of instantaneous velocity structure of lock release gravity currents in the slumping phase," *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.*, vol. 11, no. 2, pp. 262–270, 2006.
- [21] A. J. Hogg and A. W. Woods, "The transition from inertia-to bottom-drag-dominated motion of turbulent gravity currents," *J. Fluid Mech.*, vol. 449, pp. 201–224, 2001.
- [22] M. Ungarish, "Energy balances and front speed conditions of two-layer models for gravity currents produced by lock release," *Acta Mech.*, vol. 201, no. 1–4, pp. 63–81, 2008.
- [23] M. La Rocca, C. Adduce, G. Sciortino, and A. B. Pinzon, "Experimental and numerical simulation of three-dimensional gravity currents on smooth and rough bottom," *Phys. Fluids*, vol. 20, no. 10, 2008.
- [24] E. Meiburg *et al.*, "High resolution simulations of particle-driven gravity currents," *Am. Soc. Mech. Eng. Fluids Eng. Div. FED*, vol. 261 FED, pp. 381–390, 2005.
- [25] B. M. Marino, L. P. Thomas, and P. F. Linden, "The front condition for gravity currents," *J. Fluid Mech.*, vol. 536, pp. 49–78, 2005.

- [26] H. E. Huppert and J. E. Simpson, "The slumping of gravity currents," *J. Fluid Mech.*, vol. 99, no. 4, pp. 785–799, 1980.
- [27] M. A. Hallworth, H. E. Huppert, J. C. Phillips, and R. S. J. Sparks, "Entrainment into two-dimensional and axisymmetric turbulent gravity currents," *J. Fluid Mech.*, vol. 308, pp. 289–311, 1996.
- [28] C. Adduce, G. Sciortino, and S. Proietti, "Gravity Currents Produced by Lock Exchanges: Experiments and Simulations with a Two-Layer Shallow-Water Model with Entrainment," *J. Hydraul. Eng.*, vol. 138, no. 2, pp. 111–121, 2012.
- [29] et al ADDUCE, C., "Roughness effects on gravity currents dynamics," in *33rd IAHR Congress*, 2009.
- [30] T. Tokyay, G. Constantinescu, and E. Meiburg, "Lock-exchange gravity currents with a high volume of release propagating over a periodic array of obstacles," *J. Fluid Mech.*, vol. 672, pp. 570–605, 2011.
- [31] E. Gonzalez-Juez, E. Meiburg, and G. Constantinescu, "Gravity currents impinging on bottom-mounted square cylinders: Flow fields and associated forces," *J. Fluid Mech.*, vol. 631, no. July, pp. 65–102, 2009.
- [32] T. Tokyay and G. Constantinescu, "The effects of a submerged non-erodible triangular obstacle on bottom propagating gravity currents," *Phys. Fluids*, vol. 27, no. 5, 2015.
- [33] M. E. Negretti, D. Z. Zhu, and G. H. Jirka, "The effect of bottom roughness in two-layer flows down a slope," *Dyn. Atmos. Ocean.*, vol. 45, no. 1–2, pp. 46–68, 2008.
- [34] C. Cenedese, R. Nokes, and J. Hyatt, "Lock-exchange gravity currents over rough bottoms," *Environ. Fluid Mech.*, vol. 18, no. 1, pp. 59–73, 2018.
- [35] J. E. S. PETERS, Wayne D.; VENART, "Visualization of rough-surface gravity current flows using laser-induced fluorescence," 2000.
- [36] A. Y. Ozan, G. Constantinescu, and A. J. Hogg, "Lock-exchange gravity currents propagating in a channel containing an array of obstacles," *J. Fluid Mech.*, vol. 765, pp. 544–575, 2015.
- [37] E. J. HOPFINGER, "Snow avalanche motion and related phenomena," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 15.1, pp. 47–76, 1983.
- [38] K. M. Hákonardóttir, A. J. Hogg, T. Jóhannesson, M. Kern, and F. Tiefenbacher, "Large-scale avalanche braking mound and catching dam experiments with snow: A study of the airborne jet," *Surv. Geophys.*, vol. 24, no. 5–6, pp. 543–554, 2003.
- [39] Y. Tanino, H. M. Nepf, and P. S. Kulis, "Gravity currents in aquatic canopies," *Water Resour. Res.*, vol. 41, no. 12, pp. 1–9, 2005.

- [40] X. Zhang and H. M. Nepf, "Exchange flow between open water and floating vegetation," *Environ. Fluid Mech.*, vol. 11, no. 5, pp. 531–546, 2011.
- [41] C. D. Pierce, "PROGRESS-VARIABLE APPROACH FOR LARGE-EDDY c Copyright 2001 by Charles David Pierce," *Dr. Diss. Stanford*, no. June, 2001.
- [42] J. W. Rottman and J. E. Simpson, "Gravity currents produced by instantaneous releases of a heavy fluid in a rectangular channel," *J. Fluid Mech.*, vol. 135, pp. 95–110, 1983.
- [43] A. J. Hogg, "Lock-release gravity currents and dam-break flows," *J. Fluid Mech.*, vol. 569, pp. 61–87, 2006.
- [44] G. Constantinescu, "LES of lock-exchange compositional gravity currents: A brief review of some recent results," *Environ. Fluid Mech.*, vol. 14, no. 2, pp. 295–317, 2014.
- [45] M. Tsakiri, P. Prinos, and T. Koftis, "Numerical simulation of turbulent exchange flow in aquatic canopies," *J. Hydraul. Res.*, vol. 54, no. 2, pp. 131–144, 2016.
- [46] A. Yuksel-Ozan, G. Constantinescu, and H. Nepf, "Free-surface gravity currents propagating in an open channel containing a porous layer at the free surface," *J. Fluid Mech.*, vol. 809, pp. 601–627, 2016.
- [47] J. Zhou, C. Cenedese, T. Williams, M. Ball, S. K. Venayagamoorthy, and R. I. Nokes, "On the propagation of gravity currents over and through a submerged array of circular cylinders," *J. Fluid Mech.*, vol. 831, pp. 394–417, 2017.
- [48] Brito, M., Canelas, O.B., Bento Leal, J., Heleno Cardoso, A. "3D numerical simulation of flow at a 70° open-channel confluence," V National Conference in Fluid Mechanics, Thermodynamics and Energy - MEFTE, 11-12 de setembro, Porto, Portugal, 2014.
- [49] T. M. Özgökmen and P. F. Fischer, "On the role of bottom roughness in overflows," *Ocean Model.*, vol. 20, no. 4, pp. 336–361, 2008.
- [50] R. D. C. Ward, "Monthly weather review," *Science (80-)*, vol. 26, no. 653, pp. 25–27, 1907.
- [51] Y. Zhiyin, "Large-eddy simulation: Past, present and the future," *Chinese J. Aeronaut.*, vol. 28, no. 1, pp. 11–24, 2015.
- [52] S. B. Pope, *Turbulent flows*. 2000.
- [53] J. L. Hirt, C. W., Amsden, A. A. & Cook, "An arbitrary lagrangian-eulerian computing method for all flow speeds," *J. Comp. Phys*, vol. 135, pp. 203–216, 1974.

- [54] T. D. Hirt, C. W., Cook, J. L. & Butler, "A lagrangian method for calculating the dynamics of an incompressible fluid with free surface," *J. Comp. Phys*, vol. 5(1), pp. 103–124, 1970.
- [55] C. W. Nichols, B. D. & Hirt, "Calculating three-dimensional free surface flows in the vicinity of submerged and exposed structures," *J. Comp. Phys*, vol. 12, pp. 234–246, 1971.
- [56] F. H. Harlow and J. E. Welch, "Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface," *Phys. Fluids*, vol. 8, no. 12, pp. 2182–2189, 1965.
- [57] E. E. Neves and Y. Shalom De Freitas Bezerra, "Método Dos Volumes Finitos: Uma Abordagem Prática E Aplicação Em Problemas De Difusão Térmica Com Matlab ®," vol. 11, no. 11, pp. 2237–8586, 2013.
- [58] V. Juntasaro and A. J. Marquis, "Comparative study of flux-limiters based on MUST differencing scheme," *Int. J. Comput. Fluid Dyn.*, vol. 18, no. 7, pp. 569–576, 2004.
- [59] I. Report, "Eno_1," no. 87, 1987.
- [60] R. J. Wieteska R, Majewski J, "Investigation of WENO schemes for 3D unstructured grids," *Comput. Assist. Mech. Eng. Sci.*, vol. 3(14), pp. 457–470, 2007.
- [61] D. Sidilkover, "A New Time-space Accurate Scheme for Hyperbolic Problems I: Quasi-explicit Case Operated by Universities Space Research Association October 1998," *Engineering*, no. 98, 1998.
- [62] S. C. Cockburn B, "TVB Runge–Kutta local projection discontinuous Galerkin finite element method for conservation lawsII: General framework," *Math. Comput.*, vol. 52, pp. 411–435, 1989.
- [63] N. Fallah, "A cell vertex and cell centred finite volume method for plate bending analysis," *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, vol. 193, no. 33–35, pp. 3457–3470, 2004.
- [64] C. Chen, H. Liu, and R. C. Beardsley, "An unstructured grid, finite-volume, three-dimensional, primitive equations ocean model: Application to coastal ocean and estuaries," *J. Atmos. Ocean. Technol.*, vol. 20, no. 1, pp. 159–186, 2003.
- [65] O. B. Fringer, M. Gerritsen, and R. L. Street, "An unstructured-grid, finite-volume, nonhydrostatic, parallel coastal ocean simulator," *Ocean Model.*, vol. 14, no. 3–4, pp. 139–173, 2006.
- [66] M. B. Structures, "Mathematics Numericas Derivations and OpenFOAM," 2019.
- [67] Rodrigo Farias, "Caracterização experimental da interacção de correntes de densidade com um cilindro," Universidade Nova de Lisboa, 2020.
- [68] G. J. Daviero, P. J. W. Roberts, and K. Maile, "Refractive index matching in large-scale stratified experiments," *Exp. Fluids*, vol. 31, no. 2, pp. 119–126, 2001.
- [69] R. M. (2011) Ferreira, "Turbulent flow hydrodynamics and sediment transport: Laboratory

- research with LDA and PIV,” in *Experimental methods in hydraulic research*, Springer, Ed. 2011, pp. 67–111.
- [70] M. Brito, P. Sanches, R. M. L. Ferreira, and D. I. C. Covas, “Experimental Study of the Transient Flow in a Coiled Pipe Using PIV,” *J. Hydraul. Eng.*, vol. 143, no. 3, p. 04016087, 2017.
- [71] A. T. Fragoso, M. D. Patterson, and J. S. Wettlaufer, “Mixing in gravity currents,” *J. Fluid Mech.*, vol. 734, pp. 1–10, 2013.
- [72] A. Sher, D., & Woods, “Gravity currents: entrainment, stratification and self-similarity,” *J. Fluid Mech.*, vol. 784, pp. 130–62, 2015.
- [73] Y. Cha, S. S. Park, K. Kim, M. Byeon, and C. A. Stow, “Water Resources Research,” pp. 5375–5377, 2014.
- [74] G. N. Solis, “Gravity Currents Propagating Over and Within a Porous Bed,” Universita Roma Tre, 2018.
- [75] G. D. Lollo, “Gravity currents interacting with an emergent obstacle,” Universita Roma Tre, 2021.
- [76] M. In and M. Engineering, “Experimental characterization of liquid-liquid stratified flow interacting with vertical emergent cylinders BSc in Mechanical Engineering Sciences,” 2021.
- [77] E. Gonzalez-Juez, E. Meiburg, and G. Constantinescu, “The interaction of a gravity current with a circular cylinder mounted above a wall: Effect of the gap size,” *J. Fluids Struct.*, vol. 25, no. 4, pp. 629–640, 2009.
- [78] E. Gonzalez-Juez, E. Meiburg, T. Tokyay, and G. Constantinescu, *Gravity current flow past a circular cylinder: Forces, wall shear stresses and implications for scour*, vol. 649, no. May 2014. 2010.
- [79] J. E. Simpson, “Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean.,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 14, M. Va, no. Hoult 1972, 1982.
- [80] E. V. Ermanyuk and N. V. Gavrilov, “Interaction of an internal gravity current with a submerged circular cylinder,” *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, vol. 46, no. 2, pp. 216–223, 2005.
- [81] et al. MAHDINIA, M., “Large eddy simulation of lock-exchange flow in a curved channel,” *J. Hydraul. Eng.*, vol. 138, pp. 57–70, 2012.
- [82] L. Ottolenghi, C. Adduce, R. Inghilesi, V. Armenio, and F. Roman, “Entrainment and mixing in unsteady gravity currents,” *J. Hydraul. Res.*, vol. 54, no. 5, pp. 541–557, 2016.

PARÂMETROS E CÓDIGO NUMÉRICO RELATIVOS AO SOLVER *interMixingFoam*

```
application    interMixingFoam;
startFrom      startTime;
startTime      22.48;
stopAt         endTime;
endTime        30;
deltaT         0.0001;
writeControl   adjustableRunTime;
writeInterval  0.02;
purgeWrite     0;
writeFormat    ascii;
writePrecision 6;
writeCompression off;
timeFormat     general;
timePrecision  6;
runTimeModifiable true;
adjustTimeStep yes;
maxCo          0.95;
maxAlphaCo     0.95;
maxDeltaT      0.01;
```

Figura A. 1: Parâmetros utilizados no solver *interMixingFoam*.

```

solvers
{
    "alpha.*"
    {
        nAlphaCorr      3;
        nAlphaSubCycles 3;
        cAlpha          1;

        solver          smoothSolver;
        smoother        GaussSeidel;
        tolerance        1e-06;
        relTol          0.1;
        nSweeps         1;
    }

    "pcorr.*"
    {
        solver          GAMG;
        smoother        DIC;
        tolerance        1e-10;
        relTol          0.1;
    }

    p_rgh
    {
        solver          GAMG;
        smoother        DIC;
        tolerance        1e-07;
        relTol          0.1;
    }

    p_rghFinal
    {
        solver          GAMG;
        smoother        DIC;
        tolerance        1e-07;
        relTol          0.1;
    }

    U
    {
        solver          smoothSolver;
        smoother        symGaussSeidel;
        tolerance        1e-06;
        relTol          0.1;
    }

    UFinal
    {
        $U;
        relTol          0;
    }

    PIMPLE
    {
        momentumPredictor yes;
        nOuterCorrectors  1;
        nCorrectors        2;
        nNonOrthogonalCorrectors 0;

        pRefValue          0;
        pRefCell           0;

        relaxationFactors
        {
            equations
            {
                ".*" 1.0;
            }
        }

        ddtSchemes
        {
            default Euler;
        }

        gradSchemes
        {
            default Gauss linear;
        }

        divSchemes
        {
            div(rhoPhi,U) Gauss limitedLinearV 1;
            div(phi,alpha) Gauss vanLeer;
            div(phirb,alpha) Gauss linear;
            div(((rho*nuEff)*dev2(T(grad(U)))) Gauss linear;
        }

        laplacianSchemes
        {
            default Gauss linear corrected;
        }

        interpolationSchemes
        {
            default linear;
        }

        snGradSchemes
        {
            default corrected;
        }
    }
}

```

Figura A. 2: Código numérico associado ao solver *interMixingFoam*.