

LÍVIO JOSÉ VELASCO

**ESTUDO NUMÉRICO DOS EFEITOS DE
MICROBOLHAS PARA REDUÇÃO DE ATRITO EM
CANAIS COM ESCOAMENTO ASCENDENTE**



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
2019

LÍVIO JOSÉ VELASCO

**ESTUDO NUMÉRICO DOS EFEITOS DE MICROBOLHAS PARA
REDUÇÃO DE ATRITO EM CANAIS COM ESCOAMENTO
ASCENDENTE**

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de concentração: Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos.

Orientador: Prof. Dr. Francisco José de Souza

Uberlândia - MG

2019

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Sistema de Bibliotecas da UFU, MG, Brasil.

V433e Velasco, Lívio José, 1986-
2019 Estudo numérico dos efeitos de microbolhas para redução de atrito
em canais com escoamento ascendente
[recurso eletrônico] / Lívio José Velasco. - 2019.

Orientador: Francisco José de Souza.
Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Uberlândia, Programa
de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.
Modo de acesso: Internet.
Disponível em: <http://dx.doi.org/10.14393/ufu.te.2019.327>
Inclui bibliografia.
Inclui ilustrações.

1. Engenharia mecânica. 2. Escoamento bifásico. 3. Atrito. 4.
Lagrange, Equações de. I. Souza, Francisco José de, 1973- (Orient.) II.
Universidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica. III. Título.

CDU: 621

Maria Salete de Freitas Pinheiro - CRB6/1262



ATA

Ata da defesa de Tese junto ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia.

Defesa de Tese, nº 265, COPEM

Data: 08 de março de 2019 Hora início: 9h00 Hora encerramento: 11:58

Discente: Lívio José Velasco - 11513EMC005

Título do Trabalho: "Estudo Numérico dos Efeitos de Microbolhas para Redução de Atrito em Canais com Escoamento Ascendente"

Área de concentração: Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos

Linha de pesquisa: Dinâmica dos Fluidos e Transferência de Calor

Reuni-se no Auditório do Laboratório de Mecânica dos Fluidos do Bloco 5P - Campus Santa Mônica da Universidade Federal de Uberlândia, a Banca Examinadora, designada pelo Colegiado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, assim composta: Professores Doutores: Aristeu da Silveira Neto - FEMEC/UFU; Odenir de Almeida - FEMEC/UFU; Carlos Henrique Ataíde - FEQUI/UFU; Claudio Roberto Duarte - FEQUI/UFU e Francisco José de Souza - FEMEC/UFU, orientador do candidato.

Iniciando os trabalhos o(a) presidente da mesa Dr. Francisco José de Souza apresentou a Comissão Examinadora e o candidato, agradeceu a presença do público, e concedeu ao Discente a palavra para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação do Discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do Programa.

A seguir, o senhor presidente concedeu a palavra, pela ordem sucessivamente, aos examinadores, que passaram a arguir o candidato. Ultimada a arguição, que se desenvolveu dentro dos termos regimentais, a Banca, em sessão secreta, atribuiu os conceitos finais.

Em face do resultado obtido, a Banca Examinadora considerou o candidato:

- () Aprovado
(x) Aprovado com modificações a serem submetidas para a aprovação do orientador
() Aprovado com modificações a serem submetidas para a aprovação da banca
() Reprovado

Esta defesa de Tese de Doutorado é parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor. O competente diploma será expedido após cumprimento dos demais requisitos, conforme as normas do Programa, a legislação pertinente e a regulamentação interna da UFU.

Nada mais havendo a tratar, foram encerrados os trabalhos. Foi lavrada a presente ata que após lida e achada conforme foi assinada pela Banca Examinadora.

Assinaturas dos membros da banca via SEI



Documento assinado eletronicamente por **Francisco José de Souza, Professor(a) do Magistério Superior**, em 08/03/2019, às 12:09, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Claudio Roberto Duarte, Professor(a) do Magistério Superior**, em 08/03/2019, às 12:10, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Carlos Henrique Ataíde, Professor(a) do Magistério Superior**, em 08/03/2019, às 12:10, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Aristeu da Silveira Neto, Professor(a) do Magistério Superior**, em 08/03/2019, às 12:11, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Odenir de Almeida, Professor(a) do Magistério Superior**, em 08/03/2019, às 12:12, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Referência: Processo nº 23117.017488/2019-11

SEI nº 1068292

A Deus, por ter me ajudado a seguir em frente.

AGRADECIMENTOS

A Deus, pela Graça da vida e por me capacitar.

À Universidade Federal de Uberlândia, Faculdade de Engenharia Mecânica e ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica (POSMEC) pela oportunidade de cursar o doutorado.

Ao Laboratório de Mecânica dos Fluidos (MFLab) pelo acolhimento, pela estrutura e por todo o apoio à realização dos trabalhos.

À minha esposa pelo companheirismo e paciência.

Aos meus pais pelo apoio incondicional a mim dedicado em toda a vida. A minha irmã, Laís, pela parceria de vida.

Ao professor Dr. Francisco José de Souza por compartilhar do seu rico conhecimento, pela orientação, paciência e incentivo diário. Também gostaria de deixar registrado a minha admiração por sua dedicação profissional, no qual me fez refletir em vários momentos o que eu poderia fazer para ser um profissional melhor.

Aos técnicos Luismar Lopes e Ana Luisa pelos serviços prestados.

Aos Professores Dr. Aristeu da Silveira Neto, Dr. Carlos Henrique Ataíde, Dr. Cláudio Dr. Roberto Duarte e Dr. Odenir de Almeida pela disponibilidade e por fazer parte da avaliação deste trabalho.

A todos os colegas do laboratório pela troca de conhecimento e colaboração durante o desenvolvimento de todo o trabalho. Em especial ao Alex Elias, Carlos Antônio, Diego Venturi, Douglas Fontes, Gabriel Magalhães, João Rodrigo, Lucas Vella, Luís Henrique e Pedro Correia.

VELASCO, L. J. **Estudo Numérico dos Efeitos de Microbolhas para Redução de Atrito em Canais com Escoamento Ascendente.** 2019. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia-MG, Brasil.

RESUMO

Nosso ambiente é cercado por turbulência, e escoamentos turbulentos são encontrados com frequência em diversas aplicações de engenharia, como em compressores, bombas e transporte de fluidos por dutos. Na maioria das aplicações o arrasto é o grande responsável pelas transformações energéticas e é consideravelmente maior nesse regime de escoamento do que em escoamentos laminares. Assim, reduzir a força de arrasto nos escoamentos turbulentos é uma questão que está em constante desenvolvimento e diversas técnicas foram desenvolvidas com este objetivo. A utilização de microbolhas como forma de diminuir o arrasto chama a atenção pela acentuada redução adquirida com a técnica, e as suas vantagens ambientais. Uma melhor compreensão da física que acarreta a redução de arrasto por microbolhas pode gerar benefícios financeiros significativos em diferentes tipos de transporte. Com este objetivo foram realizadas simulações numéricas utilizando a metodologia de DNS em escoamentos com microbolhas em um canal vertical com escoamento turbulento ascendente. Para as simulações foi utilizado o código UNSCYFL3D, desenvolvido no MFlab, no qual as equações de Navier-Stokes na formulação incompressível são resolvidas numericamente através do método de volumes finitos em malhas não-estruturadas. Foi feito o uso da abordagem euleriana-lagrangiana, onde a fase contínua é tratada sobre um referencial euleriano e as microbolhas por um referencial lagrangiano, com o movimento das bolhas regido pela segunda lei de Newton, sendo o acoplamento entre as fases do tipo duas vias. Através de um estudo sistemático foi analisada a influência de dois valores para a fração volumétrica do gás (0,1% e 0,5%) e três diâmetros diferentes para as microbolhas ($100\ \mu m$, $200\ \mu m$ e $500\ \mu m$). A adição das microbolhas no escoamento fez com que para o mesmo gradiente de pressão os perfis de velocidade dos casos com microbolhas apresentassem um aumento em relação ao perfil do escoamento monofásico, implicando na redução de atrito. A presença das microbolhas no escoamento impactou de maneira significativa o escoamento na subcamada viscosa. Por meio do coeficiente de atrito de Fanning foi possível quantificar globalmente a redução de atrito neste estudo para as seis combinações de casos possíveis, sendo que a máxima redução alcançada ficou em torno de 20%. Esse percentual foi computado para a fração volumétrica de 0,5% e o diâmetro menor, $100\ \mu m$. Os resultados confirmam a influência direta da fração volumétrica na redução de atrito, além de mostrar que o tamanho das bolhas também tem o seu papel na redução de atrito, mesmo que com menos influência.

Palavras chave: Redução de atrito; Microbolhas; Escoamento vertical ascendente; DNS; Abordagem Euler-Lagrange.

VELASCO, L. J., Numerical Study of the Effects of Microbubbles for Friction Reduction in Upflow Channels. 2019. Doctoral thesis, Federal University of Uberlandia, Uberlandia-MG, Brasil.

ABSTRACT

Our environment is surrounded by turbulence, and turbulent flows are often encountered in a variety of engineering applications, such as in compressors, pumps and pipelines. In most applications, friction is largely responsible for energy transformation and is considerably larger in turbulent flows than in laminar flows. Thus, reducing the drag force in turbulent flows is an issue that is constantly evolving and several techniques have been developed for this purpose. The use of microbubbles as a means of reducing friction draws attention to the reduction achieved with the technique and its environmental advantages. A better understanding of the physics that entails the reduction of microbubble drag can generate significant financial benefits in different types of transport. With this objective, numerical simulations were performed using the DNS methodology in flow with microbubbles in an ascending turbulent channel flow. For the simulations, the UNSCYFL3D code, developed in the MFlab, was used in which the Navier-Stokes equations in the incompressible formulation are solved numerically through the finite volume method in unstructured meshes. The Euler-Lagrange approach was used, where the continuous phase is treated on an Eulerian reference and the microbubbles by a Lagrangian reference, with the movement of the bubbles governed by Newton's second law, and a two-way coupling between the phases. The influence of two values for the volume fraction of the gas (0,1% e 0,5%) and three different diameters for the microbubbles ($100\text{ }\mu\text{m}$, $200\text{ }\mu\text{m}$ e $500\text{ }\mu\text{m}$) was analyzed. The addition of the microbubbles in the flow caused that for the same pressure gradient the velocity profiles of the cases with microbubbles presented an increase in relation to the profile of the single phase flow, implying in the reduction of friction. The presence of microbubbles in the flow significantly impacted the flow in the viscous sublayer. By means of Fanning's coefficient of friction it was possible to quantify the overall reduction of friction in this study for the six possible combinations of cases, and the maximum reduction achieved was around 20%. This percentage was computed for the volume fraction of 0,5% and the smaller diameter, $100\text{ }\mu\text{m}$. The results confirm the direct influence of the volumetric fraction on the reduction of friction, besides showing that the size of the bubbles also plays a role in reducing friction, even if with less influence.

Keywords: Friction reduction; Microbubbles; Vertical ascending flow; DNS; Euler-Lagrange approach.

Lista de Figuras

1.1	(a) Camada limite turbulenta monofásica; (b) Alteração da estrutura interna da camada limite turbulenta com injeção de bolhas (MURAI, 2014).	2
2.1	Tipos de ribles (ABDULBARI <i>et al.</i> , 2013).	7
2.2	Placa com <i>dimples</i> (ABDULBARI <i>et al.</i> , 2013).	8
2.3	Tipos de injeção de gás: (a) Injeção de bolhas de gás; (b) Injeção de uma fina camada de gás; (c) Injeção de gás por uma cavidade. Adaptado de Murai (2014)	9
2.4	Tecnologias de redução de arrasto.	10
2.5	Distribuição de trabalhos por experimentação material sobre redução de arrasto utilizando bolhas de gás em função do tamanho das bolhas e a velocidade do escoamento. Adaptado de Murai (2014)	14
2.6	Relação entre o percentual de redução do arrasto DR e a fração de gás média. Adaptado de Guin <i>et al.</i> (1996).	16
2.7	Coeficiente de atrito normalizado pelo coeficiente de atrito do escoamento monofásico, C_F/C_{F0} em função: (a) da variação do diâmetro das bolhas; (b) da fração média de volume do gás. Adaptado de (MORIGUCHI; KATO, 2002).	18
2.8	(a) Perfis de intensidade da turbulência nas direções principal e normal ao escoamento; (b) Perfis do Strees de Reynolds avaliados por PIV e PTV. Adaptado de (KITAGAWA <i>et al.</i> , 2003).	19
2.9	Perfis de intensidade turbulenta. Adaptado de Pang, Wei e Yu (2014)	21
3.1	Geometria do canal.	24
3.2	Distribuição espectral de energia cinética turbulenta e a representatividade do nível de solução das escalas turbilhonares pelas metodologias URANS, LES e DNS. Adaptado de Silveira-Neto (2017)	28
3.3	Representação esquemática de dois volumes, L e R, separados pela face f . (DUARTE <i>et al.</i> , 2017).	36
3.4	Fluxograma do algoritmo SIMPLE, como implementado no UNSCYFL3D. n é o índice de avanço no tempo. Adaptado de Souza (2012)	41
3.5	Esquema de interpolação de Shepard.	44
3.6	Fluxograma do algoritmo SIMPLE com modelo Lagrangiano com acoplamento de duas vias, como implementado no UNSCYFL3D. n é o índice de avanço no tempo.	46

4.1	Esquema do experimento material de Pang e Wei (2013)	49
4.2	Malha numérica: (a) vista da direção principal; (b) ampliação da malha na região parietal elucidando o refinamento na parede.	50
4.3	Comparação dos perfis de velocidade simulado no presente trabalho (linha sólida) com o perfil experimental de Pang e Wei (2013).	52
4.4	Comparação do perfil de velocidade do escoamento monofásico simulado no presente trabalho normalizado pela velocidade de atrito com a parede em função da coordenada y^+ com diferentes resultados da literatura.	53
4.5	Comparação do perfil de velocidade do escoamento monofásico simulado no presente trabalho normalizado pela velocidade de atrito com a parede em função da coordenada y^+ em escala logarítmica com diferentes resultados da literatura.	54
4.6	Comparação das flutuações de velocidade do escoamento monofásico simulado no presente trabalho com resultados da literatura: (a) u_{rms}^+ (b) v_{rms}^+ (c) w_{rms}^+ . . .	55
4.7	Perfil de velocidade do escoamento bifásico simulado no presente trabalho ($\alpha = 0,1\%$ e $d_b = 500 \mu\text{m}$) normalizado pela velocidade de atrito u_τ em função da coordenada de parede y^+ comparado com o resultado do experimento material de Pang e Wei (2013).	56
4.8	Perfil de velocidade do escoamento bifásico ($\alpha = 0,1\%$ e $d_b = 500 \mu\text{m}$) normalizado pela velocidade de atrito u_τ em função da coordenada de parede y^+ em escala logarítmica comparado com o resultado do experimento material de Pang e Wei (2013).	57
4.9	Perfis de flutuações de velocidade do escoamento bifásico ($\alpha = 0,1\%$ e $d_b = 500 \mu\text{m}$) normalizado pela velocidade de atrito u_τ em função da coordenada de parede y^+ nas direções x (u_{rms}^+) e y (v_{rms}^+) comparado com o resultado do experimento material de Pang e Wei (2013).	58
4.10	Sequência de planos do campo de velocidade em regime transitivo em quatro tempos distintos para o escoamento monofásico.	60
4.11	Sequência de planos do campo de velocidade em regime transitivo em quatro tempos distintos para o escoamento do caso B1.	60
4.12	Planos de velocidade média na direção principal para todas as simulações: Monofásico (a) Caso A1 (b) Caso A2 (c) Caso A3 (d) Caso B1 (e) Caso B2 (f) Caso B3 (g)	61
4.13	Perfis de velocidade média variando o diâmetro e fixando α : (a) $\alpha = 0,1\%$ (b) $\alpha = 0,5\%$	62
4.14	Perfis de velocidade média variando α e fixando o diâmetro: (a) $d_b = 100 \mu\text{m}$ (b) $d_b = 200 \mu\text{m}$ (c) $d_b = 500 \mu\text{m}$	64
4.15	Flutuações de velocidade do escoamento bifásico avaliando a influência do diâmetro das microbolhas para $\alpha = 0,1\%$: (a) u_{rms}^+ (b) v_{rms}^+ (c) w_{rms}^+	66
4.16	Flutuações de velocidade do escoamento bifásico avaliando a influência do diâmetro das microbolhas para $\alpha = 0,5\%$: (a) u_{rms}^+ (b) v_{rms}^+ (c) w_{rms}^+	67

4.17 Avaliação da influência das microbolhas na componente cruzada do tensor de Reynolds para as diferentes frações volumétricas do gás: (a) $\alpha = 0,1\%$ (b) $\alpha = 0,5\%$.	68
4.18 Velocidade média das microbolhas para fração volumétrica de 0,1%: (a) Em valores absolutos (b) Normalizada pela velocidade de atrito do escoamento monofásico, u_τ , em escala logarítmica em função da coordenada de parede y^+	69
4.19 Velocidade média das microbolhas para fração volumétrica de 0,5%: (a) Em valores absolutos (b) Normalizada pela velocidade de atrito do escoamento monofásico, u_τ , em escala logarítmica em função da coordenada de parede y^+	70
4.20 (a) Perfis de fração volumétrica do gás em média temporal variando o diâmetro para α fixo em 0,1% (b) Vista ampliada.	72
4.21 (a) Perfis de fração volumétrica do gás em média temporal variando o diâmetro para α fixo em 0,5% (b) Vista ampliada.	73
4.22 Reapresentação dos perfis de fração volumétrica das Figs. 4.20b e 4.21b em escala logarítmica para a variável y^+ : (a) $\alpha = 0,1\%$ (b) $\alpha = 0,5\%$	74
4.23 Isosuperfície do Critério Q colorido pela velocidade. Escoamento monofásico. . .	75
4.24 Isosuperfície do Critério Q colorido pela velocidade para $\alpha = 0,1\%$	76
4.25 Isosuperfície do Critério Q colorido pela velocidade para $\alpha = 0,5\%$	77
4.26 Magnitude da vorticidade média em coordenadas de parede plotada em escala logarítmica para $\alpha = 0,1\%$	78
4.27 Magnitude da vorticidade média em vista ampliada para cada uma das regiões da Fig. 4.26.	79
4.28 Magnitude da vorticidade média em coordenadas de parede plotada em escala logarítmica para $\alpha = 0,5\%$	80
4.29 Magnitude da vorticidade média em vista ampliada para cada uma das regiões da Fig. 4.28.	80
.1 (a) Esquema das condições de contorno utilizadas nas simulações; (b) Esquema para dedução analítica da tensão de cisalhamento.	91

Lista de Tabelas

2.1	Comparação entre as diferentes tecnologias de redução de arrasto.	11
4.1	Condições do experimento material.	49
4.2	Parâmetros gerais utilizados nas simulações.	51
4.3	Dados dos trabalhos utilizados nas comparações do escoamento monofásico. Na coluna do domínio computacional 2h é a distância de uma parede à outra no domínio em cada um dos casos.	52
4.4	Denominação de casos em função dos parâmetros de simulação.	59
4.5	Valores da velocidade média nos planos que contém os perfis de velocidades correspondente a cada um dos casos simulados.	63
4.6	Tensão de cisalhamento (τ_w), velocidade e atrito com a parede (u_τ) e Re_τ calculados numericamente para cada uma das simulações.	65
4.7	Valores da velocidade média das bolhas nos planos que contém os perfis de velocidades correspondente a cada um dos casos simulados.	71
4.8	Cálculo do coeficiente de atrito de Fanning normalizado pelo coeficiente de atrito do escoamento monofásico em função do diâmetro das microbolhas e da fração de gás no escoamento.	81

Lista de Símbolos

Siglas

CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional (<i>Computational Fluid Dynamic</i>)
DNS	Simulação Numérica Direta (<i>Direct Numerical Simulation</i>)
DRAs	Agentes redutores de arrasto (<i>drag-reducing agents</i>)
LDV	Velocimetria Doppler a Laser (<i>Laser Doppler velocimetry</i>)
LIF	Fluorescência Induzida por Laser (<i>Laser Induced Fluorescence</i>)
MDF	Método de Diferenças Finitas
MEF	Método de Elementos Finitos
MFLab	Laboratório de Mecânica dos Fluidos
MUSIG	Tamanho Múltiplo de Grupo (<i>Multiple-size group</i>)
MVF	Método de Volumes Finitos
PIV	Velocimetria por Imagem de Partículas (<i>Particle Image Velocimetry</i>)
PTV	Velocimetria de Rastreamento de Partículas (<i>Particle Tracking Velocimetry</i>)
SGE	Simulação de Grandes Escalas
UNSCYFL3D	<i>Unsteady Cyclone Flow 3D</i>
URANS	Equações Médias de Reynolds em Regime Transiente (<i>Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations</i>)

Subscritos

i, j, k	Índices tensoriais
w	Parede

Sobrescritos

$+$	Normalização
$,$	Flutuação
$-$	Indica média
n	Nível no tempo

Letras Gregas

α	Fração volumétrica
ΔP	Gradiente de pressão
$\Delta\rho$	Diferença de densidade entre as fases líquido/gás
δ_{ij}	Delta de Kronecker
Γ	Coeficiente de difusão
λ	Segundo coeficiente da viscosidade
μ	Viscosidade dinâmica
μ_b	Viscosidade dinâmica da bolha
ν	Viscosidade cinemática
ϕ	Variável a ser transportada
ρ	Massa específica do fluido
ρ_b	Massa específica da bolha
ρ_f	Massa específica do fluido
σ	Tensão superficial
σ_{ij}	Tensor de tensões de Cauchy
τ_w	Tensão de cisalhamento com a parede
τ_{ij}	Tensor deviatórico
$\vec{\omega}_l$	Vetor vorticidade

Letras Latinas

$(E(k, t))$	Densidade espectral de energia cinética turbulenta específica
-------------	---

(k)	Números de onda
$ \vec{u}_f - \vec{u}_b $	Norma da velocidade relativa entre o fluido e a bolha
\bar{u}	Velocidade média do fluido
\bar{u}_b	Velocidade média da bolha
\vec{B}	Força de empuxo
\vec{D}	Força de arrasto
\vec{g}	Vetor de aceleração gravitacional
\vec{L}_s	Força de sustentação devido ao cisalhamento
\vec{M}_{ad}	Força de massa adicionada
\vec{u}_b	Vetor velocidade instantânea da bolha
\vec{u}_f	Vetor velocidade instantânea do fluido
\vec{W}	Força peso
a^+	Raio da bolha em unidades de parede
C_a	Coeficiente de massa adicionada
C_F	Coeficiente de atrito do escoamento bifásico
C_f	Coeficiente de atrito de Fanning
C_l	Coeficiente de sustentação
C_D	Coeficiente de arrasto
C_{F0}	Coeficiente de atrito do escoamento monofásico
C_{f0}	Coeficiente de atrito de Fanning do escoamento monofásico
d_b	Diâmetro da bolha
Eo	Número de Eötvös
f_i	Termo fonte devido à interação com a fase dispersa
g_i	i-ésima componente do vetor gravidade
h	Meia altura do canal
L_x	Dimensão na direção x

L_y	Dimensão na direção y
L_z	Dimensão na direção z
m_b	Massa da bolha
p	Pressão fluidoestática
Q_a	Vazão de gás
r_b	Raio da bolha
Re_L	Numero de Reynolds em função do comprimento L
Re_τ	Numero de Reynolds baseado na velocidade de atrito com a parede
Re_b	Número de Reynolds da bolha
S_ϕ	Termo fonte
t	Tempo
u	Componente de velocidade na direção x
u^+	Velocidade normalizada
u_{rms}^+	Flutuações de velocidade normalizada na direção x
u_i	i-ésima componente da vetor velocidade
u_τ	Velocidade de atrito com a parede
u_{bi}	Velocidade linear da bolha
u_b^+	Velocidade média normalizada da bolha
v	Componente de velocidade na direção y
v_{rms}^+	Flutuações de velocidade normalizada na direção y
V_b	Volume da bolha
w	Componente de velocidade na direção z
w_{rms}^+	Flutuações de velocidade normalizada na direção z
x_b	Centróide da bolha
x_i	i-ésima componente do vetor posição
x_{bi}	Posição da bolha
y^+	Coordenada de parede

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Motivação	3
1.2	Objetivos	4
1.3	Organização da tese	4
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	6
2.1	Técnicas aditivas na redução de arrasto	6
2.2	Técnicas não aditivas na redução de arrasto	7
2.2.1	Superfícies morfológicamente alteradas	7
2.2.2	Paredes oscilantes	8
2.2.3	Paredes aquecidas	8
2.2.4	Bolhas de gás	9
2.3	Métodos compostos	10
2.4	Redução de arrasto por microbolhas	12
2.5	Redução de arrasto por microbolhas em canais	14
3	MODELAGEM E METODOLOGIA	23
3.1	Modelagem física	23
3.2	Modelagem matemática	25
3.2.1	Fase euleriana	25
3.2.2	Fase Lagrangiana	28
3.2.3	Interação entre as fases	33
3.3	Modelagem numérica computacional	34
3.3.1	Fase Euleriana	35
3.3.2	Fase Lagrangiana	42
3.3.2.1	Esquema de integração para as equações de movimento da bolha	42
3.3.2.2	Esquema de interpolação para fase discreta	43
3.3.2.3	Rastreamento da fase dispersa	43
3.3.2.4	Acoplamento de duas vias	44
4	EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA	47
4.1	Experimento material	47

4.2 Domínio computacional e parâmetros de simulação	50
4.3 Avaliação do escoamento monofásico	51
4.4 Avaliação do escoamento com microbolhas	56
4.5 Resultados e discussões	58
4.5.1 Análise dos campos de velocidades	59
4.5.2 Flutuações de velocidade e o tensor cruzado de Reynolds	65
4.5.3 Estatísticas da fase lagrangiana	68
4.5.3.1 Velocidade das microbolhas	69
4.5.3.2 Concentração das microbolhas	71
4.5.4 Diferenças entre os escoamentos monofásico e bifásico	75
4.5.4.1 Isosuperfícies do critério Q	75
4.5.4.2 Magnitude da vorticidade	78
4.6 Evidência macroscópica de redução do atrito	81
5 CONSIDERAÇÕES FINAIS	82
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	85
APÊNDICE A	91

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Quando se trata de escoamentos, há várias aplicações em que o arrasto é importante e desejável, por exemplo: quando se deseja um escoamento lento como na viscosimetria e reologia, no qual o arrasto intenso é o principal responsável para garantir essa condição; no transporte pneumático de partículas; quando faz-se um salto utilizando o paraquedas. Porém quando o assunto é o transporte de fluidos por dutos e canais o arrasto é uma das forças mais indesejáveis. A força de arrasto é sempre contrária a velocidade relativa entre o fluido e o objeto, apresentando alto impacto na redução da energia de movimentação de um objeto no meio fluido que o cerca, ou pelo próprio fluido quando confinado, neste caso nos referimos ao atrito superficial do fluido com a superfície.

Nosso ambiente é cercado por turbulência, e escoamentos turbulentos são encontrados com frequência em diversas aplicações de engenharia, como em compressores, bombas e transporte por dutos. Na maioria das aplicações o arrasto é o grande responsável pelas perdas energéticas e é consideravelmente maior nesse tipo de escoamento do que em escoamentos laminares. Assim, reduzir a força de arrasto nos escoamento turbulentos é uma questão que está em constante desenvolvimento.

Métodos para reduzir o arrasto têm sido objeto de intensa investigação nas últimas décadas. A redução do arrasto pode fornecer maior alcance ou maior velocidade em quase todos os sistemas de transporte. Uma forma de adquirir a redução do arrasto, encontra-se em alterar a camada limite turbulenta de forma a reduzir o gradiente de velocidade na região da parede. Neste sentido são empregadas diversas técnicas para adquirir tal redução, sendo as mais utilizadas divididas em duas classes: as aditivas e as não aditivas. As aditivas são desenvolvidas através da adição de agentes redutores de arrasto (*drag-reducing agents-DRAs*) no escoamento. Os DRAs podem ser polímeros de massa molecular elevada, surfactantes ou fibras, e a redução atingida pode chegar a 80% (SHAH; Ahmed Kamel; ZHOU, 2006). As não aditivas apresentam a vantagem de não modificar as propriedades físicas e químicas dos fluidos. Dentre os métodos não aditivos

atualmente mais utilizados numa potencial redução do arrasto têm-se: alteração da morfologia das superfícies; paredes oscilantes; paredes aquecidas e pequenas bolhas de gás.

O uso de bolhas como forma de reduzir o arrasto por atrito em escoamentos turbulentos tem sido um foco para engenheiros na expectativa de que seja aplicável a navios e transporte por dutos. O primeiro relatado na literatura data a mais de 40 anos, no qual McCORMICK e Bhattacharyya (1973) utilizaram de pequenas bolhas no escoamento em torno de um corpo axissimétrico adquirindo redução de atrito em torno de 30%. Muitos outros pesquisadores conseguiram a redução de arrasto através da injeção de bolhas de ar em escoamentos externos em diversas variedades de modelos de corpo de teste, incluindo placas planas, objetos axissimétricos em formato de casco de navio, fornecendo reduções do coeficiente de atrito de até 80% apresentando um potencial considerável para aplicações práticas.

A injeção de bolhas de gás em uma camada limite turbulenta de uma fase líquida possui diferentes impactos na característica do escoamento original, Fig. 1.1. Em escoamentos internos, quando microbolhas são injetadas em uma camada limite turbulenta líquida elas podem influenciar significativamente o transporte turbulento de momentum e o atrito resultante da tensão cisalhante do escoamento com a parede.

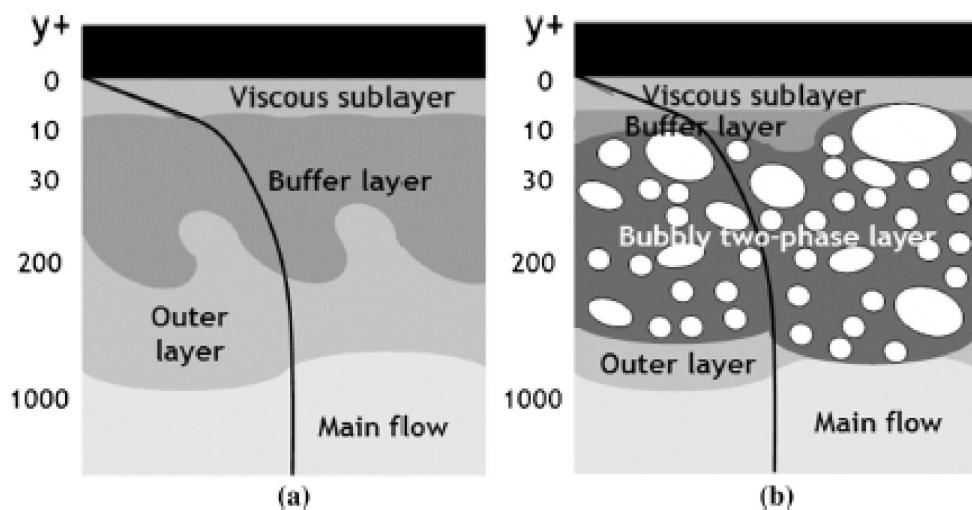


Figura 1.1: (a) Camada limite turbulenta monofásica; (b) Alteração da estrutura interna da camada limite turbulenta com injeção de bolhas (MURAI, 2014).

A dinâmica dos escoamentos com microbolhas é fortemente sensível ao regime do escoamento, e a redução do arrasto por atrito é um fenômeno resultante de diversos efeitos combinados. Sendo assim, é crucial a análise do tamanho das bolhas, velocidade do escoamento, fração volumétrica do gás injetado, além da forma de interação das fases líquida e gasosa. Até o momento não há um mecanismo totalmente elucidado na redução de atrito por microbolhas, isso pode estar ligado a falta de uma melhor compreensão das variáveis que compõem esse complexo sistema.

Experimentações materiais relatam o sucesso na redução de atrito por meio das microbolhas, mas a falta de controle sobre as variáveis envolvidas dificultam a análise e o entendimento mais profundo dos mecanismos que levam a tal redução, além do alto custo envolvido nas realiza-

ções dos experimentos. Neste caso, a análise numérica vem sendo cada dia mais praticada por ser menos onerosa e por gerar resultados mais detalhados pela facilidade de controle das variáveis, auxiliando melhor no entendimento da física envolvida.

Atualmente, a análise teórica de escoamentos pode ser realizada via simulações de dinâmica dos fluidos computacional (CFD-*Computational Fluid Dynamic*). Para o presente caso de escoamento bifásico (líquido-gás), pode-se empregar a abordagem euleriana-lagrangiana, no qual o fluido é resolvido como a fase contínua sobre um referencial euleriano e as bolhas são resolvidas de forma discreta sobre um referencial lagrangiano, obedecendo a segunda lei de Newton. A interação entre as fases pode ser modelada de três formas distintas: uma via, onde o fluido transporta as microbolhas; por duas vias, onde há troca de quantidade de movimento linear entre o fluido e as microbolhas; e de quatro vias, que além da troca de quantidade de movimento entre o fluido e as bolhas, é levada em conta a interação entre as microbolhas.

Na presente tese, são apresentados resultados numéricos de uma potencial redução de atrito de um escoamento com microbolhas em um canal turbulento ascendente. Os resultados foram obtidos utilizando o código computacional UNSCYFL3D (*Unsteady Cyclone Flow 3D*), desenvolvido no Laboratório de Mecânica dos Fluidos (MFLab) da Universidade Federal de Uberlândia. Nas simulações a fase euleriana (líquido), foi obtida por simulações numérica direta (DNS- *Direct Numerical Simulation*), considerando o escoamento como incompressível e com comportamento newtoniano. A fase lagrangiana é formada pelas microbolhas tratadas de forma discreta no escoamento, obedecendo ao balanço da quantidade de movimento linear. Esta abordagem é conveniente pois as frações do gás injetado são baixas, caracterizando o escoamento como disperso, donde possibilitou o rastreamento preciso das bolhas individualmente, utilizando do acoplamento de duas vias.

1.1 Motivação

A força de arrasto é indesejável em diversas aplicações de engenharia e diversas técnicas foram desenvolvidas com o objetivo de diminuí-la. A utilização de microbolhas chama a atenção pela acentuada redução no arrasto com a técnica e as vantagens ambientais.

Uma melhor compreensão da física que leva a redução de arrasto por microbolhas pode acarretar significativos benefícios financeiros em diferentes tipos de transporte. No transporte marítimo, por exemplo, são consumidos cerca de 2,1 bilhões de barris de petróleo por ano (KIM, 2011). Uma redução da força de arrasto por atrito que fosse traduzido em 30% de economia de combustível, resultaria em uma economia de aproximadamente 38 bilhões de dólares por ano (levando em conta o valor de 60 dólares por barril) para as indústrias que utilizam da navegação naval para o transporte. Como consequência teria uma queda significativa na redução de emissões de poluentes ao meio ambiente. Um raciocínio semelhante pode ser feito pelas indústrias que se utiliza do transporte dutoviário, no qual reduziria o montante gasto pelas indústrias aéreas e de transporte terrestres, que consomem cerca de 1,5 bilhão de barris e 1,2 bilhão de barris de petróleo anualmente, respectivamente (KIM, 2011).

A literatura mostra grande desenvolvimento da técnica de injeção de microbolhas como forma de reduzir arrasto em escoamentos turbulentos, principalmente para escoamentos externos, como em placas planas, objetos imersos, e também para transporte marítimos, motivando o estudo da técnica em escoamentos internos. Porém, em escoamentos internos, as referências, maioria de origem empírica, revelam conclusões conflitantes. Conclusões estas, provenientes não só da complexidade do fenômeno, mas também das dificuldades e limitações das técnicas experimentais, revelando que existe muito a ser explorado sobre o efeito de microbolhas em escoamentos internos. Neste sentido, a simulação computacional de alta fidelidade representa uma ferramenta fundamental para compreensão, análise e aplicação da técnica de redução de atrito a problemas reais.

1.2 Objetivos

Nessa tese objetivam-se analisar numericamente os efeitos de microbolhas em escoamentos internos com vistas à redução de atrito, em particular para escoamentos em canais verticais ascendentes. Os objetivos principais são:

- aplicar a abordagem euleriana-lagrangiana à Simulação Numérica Direta do escoamento de líquidos com microbolhas num canal vertical;
- numericamente buscar respostas quanto a injeção de microbolhas no escoamento visando os efeitos:
 - influência do diâmetro das microbolhas na redução de atrito;
 - redução de atrito em função da fração volumétrica do gás;
 - caracterização da distribuição de concentração das microbolhas.
- explicar os mecanismos na redução de atrito por microbolhas;
- contribuir com o desenvolvimento do código UNSCYFL3D, desenvolvido no laboratório de Mecânica dos Fluidos, MFLab, desta universidade sob a coordenação do orientador da pesquisa, adaptando o módulo de partículas já consolidado, para a simulação com bolhas.

1.3 Organização da tese

No primeiro capítulo contextualiza-se o tema da pesquisa seguido da motivação e os objetivos da presente tese.

No capítulo II realiza-se a revisão bibliográfica evidenciando o estado da arte deste tema. Retrata-se resumidamente o avanço das pesquisas sobre redução de arrasto em escoamentos com microbolhas abordando os principais trabalhos que utilizaram da técnica de injeção de microbolhas para a obtenção de redução de atrito em escoamentos internos, especificamente em canais.

O capítulo III é composto de forma sintetizada da modelagem física, matemática e numérica necessária ao estudo proposto, além de retratar a abordagem euleriana-lagrangiana utilizada na solução do escoamento com microbolhas, no qual a solução da fase euleriana é obtida por meio das equações discretizadas de Navier-Stokes e o movimento das microbolhas é tratado sobre o referencial lagrangiano com base na segunda lei de Newton, sendo o acoplamento entre as fases do tipo duas vias.

No capítulo IV são apresentados os resultados das simulações considerando a presença de microbolhas no escoamento, onde a análise da dinâmica do escoamento e os principais fenômenos presentes nos casos abordados são observados e discutidos.

As conclusões adquiridas com o presente estudo, assim como as perspectivas de avanço com o tema são apresentadas no capítulo V, seguido das referências bibliográficas exploradas durante o trabalho e finaliza-se com o apêndice A.

CAPÍTULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A redução de arrasto por microbolhas é um tema que há muito tempo tem sido objeto de intensa investigação. A principal motivação dos engenheiros que trabalham no sentido de explorar a forma de reduzir arrasto em escoamentos turbulentos se dava pela expectativa de que poderia ser aplicável na redução do arrasto por atrito nos cascos de navios e pelo transporte no interior de dutos.

Objetiva-se neste capítulo apresentar uma revisão sobre redução de arrasto em escoamentos turbulentos. Primeiramente serão listadas a principais técnicas utilizadas com a finalidade de reduzir o arrasto em diferentes configurações de escoamentos e identificando onde se encaixa a técnica que utilizaremos na presente tese. Em seguida, serão retratados de maneira geral os estudos sobre redução de arrasto em escoamentos com microbolhas, e por fim, serão abordados os principais trabalhos voltados aos escoamentos internos com microbolhas, especificamente em canais.

2.1 Técnicas aditivas na redução de arrasto

Um dos métodos mais utilizados, desde a descoberta de Toms (1948), para se obter redução de arrasto é através da adição de agentes redutores de arrasto (*drag-reducing agents*-DRAs) no escoamento. Os DRAs podem ser polímeros de massa molecular elevada, surfactantes ou fibras, e a redução atingida pode chegar a 80% (SHAH; Ahmed Kamel; ZHOU, 2006). Dos três, os polímeros são os agentes mais empregados para redução de arrasto. Os agentes redutores de arrasto são, normalmente, interessantes pela sua simplicidade e efetividade e podem ser utilizados em condutos de oleoduto, operações de poços de petróleo, descarte de água de enchente, combate a incêndios, irrigação de campo, transporte de suspensões e lamas, sistemas de esgoto, sistemas de aquecimento e resfriamento de água , enchimento de tanques de aviões, sistemas marinhos e sistemas biomédicos (BROSTOW, 2008). Apesar de suas vantagens aparentes, esses aditivos

necessariamente alteram as propriedades físicas e químicas do fluido ao qual são adicionados, tornando-os inadequados para uma ampla gama de aplicações, como nas indústrias farmacêutica, de especialidades químicas e de alimentos e bebidas. Os polímeros mais eficazes são também frequentemente tóxicos e perigosos para o ambiente, agravando ainda mais a sua inviabilidade (ABDULBARI *et al.*, 2013).

2.2 Técnicas não aditivas na redução de arrasto

A desvantagem dos DRAs, quanto a modificação das propriedades físicas e químicas, faz com que os pesquisadores busquem outras formas de redução de arrasto (ABDULBARI *et al.*, 2013), (LUO *et al.*, 2015). As principais técnicas aplicadas a escoamentos turbulentos abordadas contribuem para melhoria da compreensão dos mecanismos envolvidos na redução de arrasto, mas os objetivos mais importantes e comum à todas são a potencial economia de energia e aplicabilidade prática dessas técnicas. Dentre os métodos alternativos mais utilizados atualmente têm-se: alteração da morfologia das superfícies; Paredes oscilantes; paredes aquecidas e bolhas de gás.

2.2.1 *Superfícies morfológicamente alteradas*

A tecnologia de redução de arrasto alterando a morfologia das superfícies tem inspiração na morfologia da pele dos tubarões, que o torna um dos animais nadadores mais velozes do oceano (NARESH; ARUMUGAM; SANJEEVI, 1997), (BECHERT *et al.*, 2000). Dentre as técnicas morfológicamente modificadas as superfícies com *riblets* e os *dimples* foram as mais estudadas ao longo dos últimos anos. *Riblets* são micro ranhuras longitudinais gravados em uma superfície de parede que possuem a finalidade de reduzir o atrito proveniente do escoamento do fluido que passa pela parede e aumentar a área de superfície para o momento e a transferência de calor. Existem vários modelos para as ranhuras, mas as mais comuns são as nervuras em forma de V (dente de serra ou triangular), em forma de U (festonada) e em L (ranhura ou retangular).

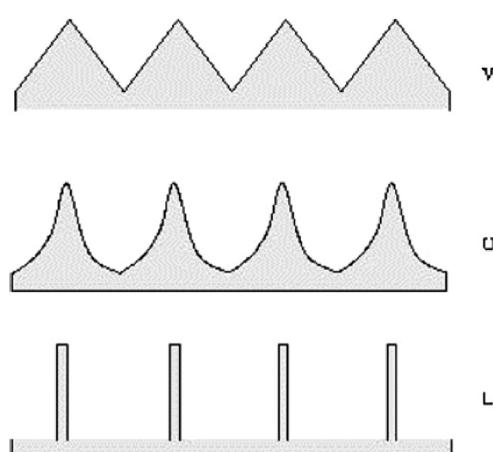


Figura 2.1: Tipos de riblets (ABDULBARI *et al.*, 2013).

Os *riblets* interagem com as estruturas turbinhonianas para diminuir o escoamento cruzado e seus efeitos. A resistência ao escoamento cruzado criada pelos *riblets* também ajuda a evitar a ejeção dos vórtices da subcamada viscosa para as camadas mais externas. Assim, diminui-se a turbulência do escoamento, o que melhora a eficiência energética do sistema, podendo obter reduções de atrito em torno de 10%.

Já os *dimples*, são recortes feitos em uma superfície de uma parede que, originalmente, servem para aumentar a transferência de calor, mas também podem servir como uma possível forma de redução de arrasto. Enquanto os *riblets* são ranhuras longitudinais na parede, os *dimples* são buracos rasos distribuídos de forma discreta. Os *dimples* são menos eficientes que os *riblets*, obtendo redução de atrito máxima próxima ao dos *riblets* e em torno de 20% para estruturas híbridas.

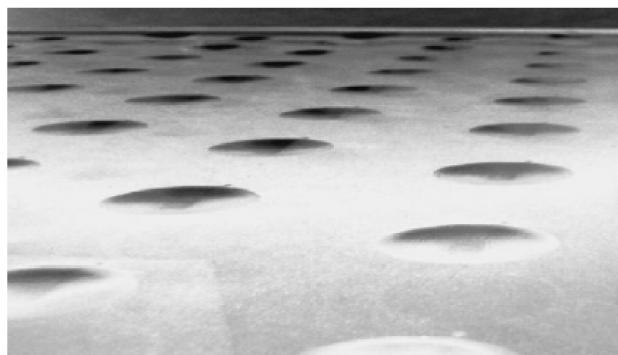


Figura 2.2: Placa com *dimples* (ABDULBARI *et al.*, 2013).

2.2.2 *Paredes oscilantes*

Outra técnica aplicada para fins de redução de arrasto é o uso de paredes oscilantes e são tipicamente utilizadas em canais e tubos, através dos quais uma ou duas paredes sofrem oscilação forçada, em sentido horário ou transversal, que é acionada por um motor ou por um atuador. A redução de atrito obtida pode chegar a 40%, mas a economia líquida energética ultrapassa pouco mais de 10% (JUNG; MANGIAVACCHI; AKHAVAN, 1992). Além disso, essa técnica não possibilita obter durabilidade prática e manutenção fácil com um custo razoável (CHOI; XU; SUNG, 2002).

2.2.3 *Paredes aquecidas*

Com o aumento da temperatura, a viscosidade do fluido será reduzida gradualmente para a maioria dos fluidos. De acordo com a teoria da mecânica dos fluidos, a força viscosa depende da velocidade e da viscosidade e, portanto, a redução do arrasto pelo aquecimento da parede é uma importante vantagem de se obter redução de atrito no escoamento (LUO *et al.*, 2015). Essa redução pode chegar até 50%. A técnica de redução de atrito pelo aquecimento da parede é utilizada basicamente para os fluidos cuja viscosidade tem relação direta com a temperatura. E a desvantagem dessa técnica deve-se ao grande consumo de energia gasta no aquecimento.

2.2.4 Bolhas de gás

A utilização de bolhas de ar é mais um dos diversos métodos utilizados para obtenção da redução de arrasto, porém a grande maioria dos estudos relata que apenas as pequenas bolhas de ar possuem o efeito desejado, ou seja, as bolhas na ordem de dezenas de micrometro, donde surge a expressão "microbolhas". As microbolhas quando injetadas no escoamento podem reduzir o arrasto significativamente. Este efeito foi identificado pioneiramente por McCORMICK e Bhattacharyya (1973) com o intuito de ser aplicado a navios e desde então tem sido extensivamente estudado (MERKLE; DEUTSCH, 1992), (KATO *et al.*, 1998), (MORIGUCHI; KATO, 2002), (CECCIO, 2010), (MURAI, 2014), sendo que a maior parte por experimentação material e relatam redução de arrasto de até 80%.

A redução de atrito por microbolhas têm importantes vantagens tecnológicas e de engenharia, especialmente para o transporte marítimo por navios enormes e relativamente lentos como navios-tanques, mas também para muitas outras aplicações, como hidrofólios, transporte no interior de tubos, etc (L'VOV *et al.*, 2005). Além de possuir baixo custo e gerar pouco impacto ao meio ambiente.

Técnicas de injeção de gás

Sabe-se que quando bolhas são injetadas em uma camada limite turbulenta elas podem influenciar significativamente na dinâmica do escoamento nesta região diminuindo o arrasto total. As técnicas de injeção de gás com o objetivo de redução de arrasto descritas por Murai (2014) podem ser divididas em três categorias principais: (a) Redução de arrasto por injeção de bolhas; (b) Redução de arrasto por uma fina camada de gás; (c) Redução de arrasto por uma cavidade, conforme ilustrado na Fig. 2.3.

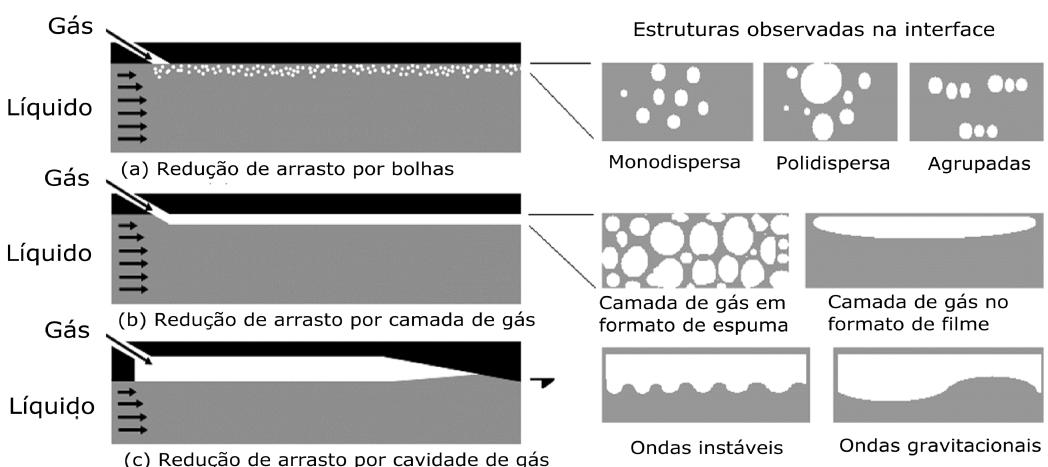


Figura 2.3: Tipos de injeção de gás: (a) Injeção de bolhas de gás; (b) Injeção de uma fina camada de gás; (c) Injeção de gás por uma cavidade. Adaptado de Murai (2014)

A redução de arrasto por bolhas de gás funciona com a ação de bolhas dispersas dentro da camada limite. Existem várias maneiras de gerar bolhas, sendo as mais comuns: eletrólise e

imposição de gás através de algum meio poroso. A redução do arrasto por uma camada de gás, depende da substituição do líquido de alto cisalhamento por gás na forma de um filme contínuo. Já a redução do arrasto na cavidade do gás, ocorre quando o escoamento principal é separado da parede, de modo que uma cavidade de gás relativamente estagnada é mantida na vizinhança da parede (CECCIO; MÄKIHARJU, 2012).

As técnicas (b) e (c) foram exaustivamente estudadas por Ceccio (2010) para objetos axissimétricos imersos em líquidos e por Ceccio e Mäkiharju (2012) para escoamentos externos objetivando a aplicabilidade em cascos de navios. No segundo estudo fez-se uma análise detalha quanto aos custos econômicos e ambientais, além de estimar uma economia de energia líquida entre 10 – 20%. Já a técnica (a), também referida como redução de arrasto por microbolhas, caracteriza-se por bolhas muito pequenas comparadas com a espessura da camada limite sendo bastante utilizada em escoamentos internos.

2.3 Métodos compostos

Com diferentes tecnologias de redução de arrasto baseadas no controle da camada limite em turbulência, pode-se prever que, se duas ou mais tecnologias forem combinadas, o efeito de redução de arrasto pode ser melhorado drasticamente, este método é chamado de método composto de redução de arrasto. Com base na hipótese do efeito de acoplamento, o método composto de redução de arrasto foi proposto em 2011 (ZHANG *et al.*, 2011). A maior vantagem do método é que quando se combina duas técnicas, em geral, o percentual da redução é maior do que a soma dos percentuais de cada uma das técnicas obtidas separadamente, podendo obter altas reduções de arrasto dependendo das técnicas combinadas (LUO *et al.*, 2015), mas oferece a desvantagem da complexidade do processo.

Para finalizar essa seção apresenta-se de forma simplificada na Fig. 2.4 um diagrama das técnicas abordadas no texto e na Tab. 2.1 destaca-se a comparação da eficiência das técnicas descritas mostrando suas vantagens e desvantagens.

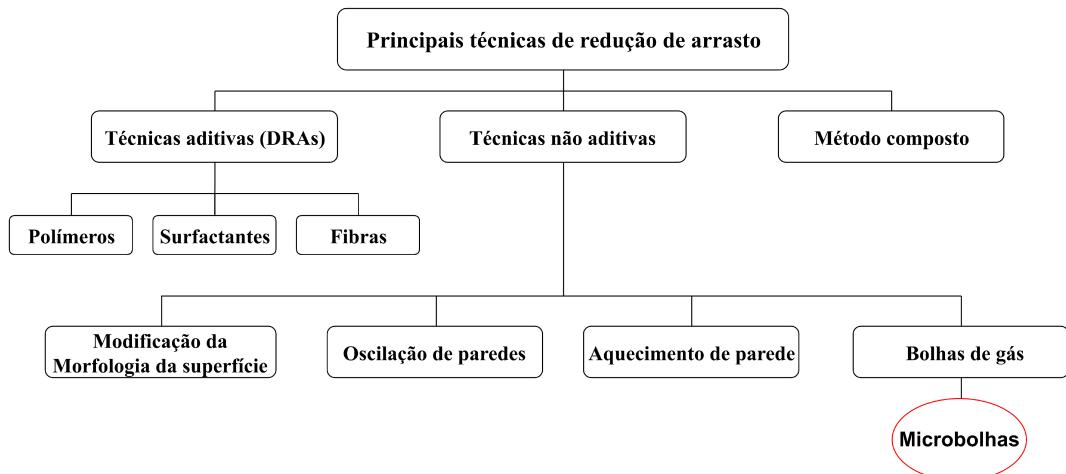


Figura 2.4: Tecnologias de redução de arrasto.

Tabela 2.1: Comparação entre as diferentes tecnologias de redução de arrasto.

Tecnologias de redução de arrasto	Eficiência	Vantagens/Desvantagens
DRAs	Até 80%	Alta eficiência de redução de arrasto, mas é necessário suplementar os aditivos de polímeros para manter a função de redução de arrasto alta. Pode modificar as propriedades físicas do fluido.
Alteração na morfologia das superfícies	Em torno de 10%	Foi validado por simulações numéricas e experimentos hidrodinâmicos reais, e agora aplicado na engenharia prática de fluidos. E, no entanto, a eficiência de redução de arrasto é limitada próximo ao valor descrito.
Parede Oscilantes	Até 40%	Alta eficiência de redução de arrasto, mas maior parte é gasta ao acionar o motor ou o atuador, além de oferecer alto custo de manutenção.
Parede aquecida	Até 50%	Nenhum material adicional é introduzido. Possui taxa de redução de arrasto relativamente alta, mas grande número de energia é consumido no processo de aquecimento.
Bolhas de ar	Até 80%	Alta eficiência de redução de arrasto, mas é muito difícil de controlar e o mecanismo físico não é claro.
Métodos compostos	Depende das técnicas combinadas	Alta eficiência de redução de arrasto, mas o processo é complicado e o mecanismo não é completamente entendido.

2.4 Redução de arrasto por microbolhas

A redução de arrasto por microbolhas tem sido explorada por pesquisadores desde o século passado com o primeiro relato na literatura feito por McCORMICK e Bhattacharyya (1973). Os autores usaram um corpo axissimétrico de 127 mm de diâmetro máximo, com 915 mm de comprimento, para o experimento. As microbolhas de hidrogênio foram geradas por eletrólise da água. O arrasto total foi medido rebocando o corpo em um tanque com a velocidade variando de 0,3 m/s a 2,6 m/s, obtendo redução de arrasto de 10% a 30%. Nesse experimento, embora a energia da eletrólise fosse maior que a energia economizada pela redução da resistência ao atrito, o fenômeno fundamental foi demonstrado e o efeito foi comprovado.

Muitos pesquisadores conseguiram a redução de arrasto por bolhas em escoamentos externos em diversas geometria, incluindo objetos axissimétricos, placas planas, e formas de casco de navio. Dentre as pesquisas de escoamentos com microbolhas em torno de corpos submersos, Deutsch e Castano (1986) estudaram a redução de arrasto por microbolhas em um corpo axissimétrico com 0,089 m de diâmetro e 0,62 m de comprimento total. Os autores mostraram que a redução de arrasto melhorou com o aumento do número de *Froude*, levando a uma redução da força de empuxo fazendo com que as bolhas ficassem mais perto da superfície do corpo. Clark e Deutsch (1991) examinaram os efeitos dos gradientes de pressão neste modelo e descobriram que um gradiente de pressão favorável inibia significativamente a redução de arrasto, enquanto um gradiente de pressão adverso causava separação e grandes reduções no atrito por cisalhamento para baixas taxas de injeção de gás.

Em escoamentos sobre placas planas, Madavan, Deutsch e Merkle (1984), Madavan, Deutsch e Merkle (1985) investigaram a injeção de gás em uma camada limite turbulenta de uma seção de teste em um túnel de água para $Re_L \approx 10^6$, atingindo reduções de arrasto integral de mais de 80% para superfície plana de 1 m de comprimento. Os dados mostraram que a redução de arrasto aumentou com a diminuição da velocidade do escoamento e com o aumento da taxa de injeção de gás. Takahashi (2003) investigou a redução de arrasto em uma superfície plana. O experimento alcançou uma velocidade máxima de 7 m/s ou $Re_L \approx 10^8$, relatando uma redução máxima total de arrasto de 13%, presumivelmente resultante de uma redução significativa no arrasto sob o casco.

Devido as mudanças nas circunstâncias econômicas e preocupações ambientais, torna-se vantajoso para o futuro da indústria naval reduzir o consumo de combustível. Uma maneira potencial de adquirir essa economia é reduzindo o coeficiente de atrito no escoamento sob o casco dos navios, que foi o principal incentivo dos pesquisadores marítimos na aplicabilidade prática das técnicas de redução de arrasto por injeção de ar, (KODAMA *et al.*, 2000; MORIGUCHI; KATO, 2002; LATORRE; MILLER; PHILIPS, 2003; MURAI *et al.*, 2007). Progresso neste sentido são destaques no Japão e na Europa com estudos em protótipos no desenvolvimento de navios com lubrificação a ar. Uma série de esforços coordenados pelo Instituto Nacional de Pesquisa Marítima do Japão podem ser encontrados em (NAGAMATSU *et al.*, 2002; KODAMA, 2005). Os maiores desenvolvimentos de pesquisas para cascos de navios foram relatados por Ceccio (2010), Ceccio

e Mäkiharju (2012). Os autores exploraram as técnicas de injeção de gás no casco de navios, com o objetivo de aplicação em escalas industriais.

Com o aprimoramento das técnicas de medições os experimentalistas puderam expandir suas pesquisas no âmbito dos escoamento com microbolhas, monitorando de forma mais precisa a dinâmica dos escoamentos principalmente em regiões de paredes (KITAGAWA; HISHIDA; KODAMA, 2005; MURAI *et al.*, 2006a; MURAI *et al.*, 2006b; MURAI *et al.*, 2009; PAIK *et al.*, 2016). As técnicas mais sofisticadas são: Velocimetria Doppler a Laser (*LDV-Laser Doppler Velocimetry*), a velocimetria por imagem de partículas (*PIV-Particle Image Velocimetry*) e o perfilamento de velocidade ultrassônico, as quais permitiram melhor monitoramento das bolhas no escoamento, quantificando com mais precisão, o diâmetro das bolhas, a concentração preferencial no escoamento e sua interação com a turbulência.

Paralelamente aos avanços atingidos com as sofisticadas técnicas de medições, surgem experimentações numéricas mais elaboradas, com esquemas de alta resolução como simulação numérica direta (*Direct Numerical Simulation-DNS*), (XU; MAXEY; KARNIADAKIS, 2002), (FERRANTE; ELGHOBASHI, 2004), (PANG; WEI; YU, 2014). Os resultados das simulações numéricas deixam uma perspectiva científica significativa do mecanismo de redução de arrasto e também ajuda a interpretar vários dados das experimentações materiais feitas anteriormente (FELTON; LOTH, 2001), (FELTON; LOTH, 2002), além de servirem de gatilho à investigação do tema por diferentes geometrias e metodologias.

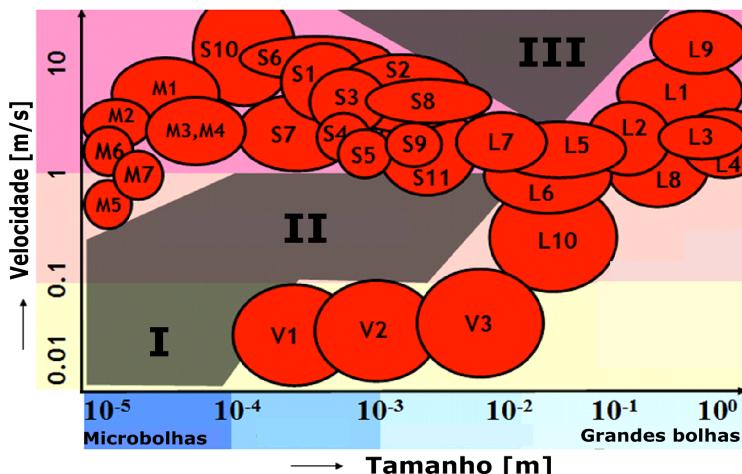
Um levantamento feito por Murai (2014) apresenta resultados dos artigos publicados considerando escoamentos em canais horizontais, ao longo de placas planas e modelos de navios em um gráfico num domínio de dois parâmetros, tamanho das bolhas e velocidade do escoamento, mostrando que o sucesso da redução de arrasto é aproximadamente separado em duas regiões conforme mostra a Fig.2.5. Uma região caracterizada por bolhas relativamente pequenas e o escoamento com velocidade mais alta (trabalhos marcadas em M e S), e a outra é o uso de grandes bolhas com o escoamento em diferentes escalas de velocidade (trabalhos ilustrados em L e V). Já nas regiões I, II e III (em cor cinza) não há trabalhos que relataram o sucesso da redução do arrasto. A posição central e os eixos de cada elipse indicam as condições médias e a faixa aproximada de testes experimentais em cada relatório. O autor deixa claro que para adquirir a redução de arrasto nessas geometrias deve-se evitar combinações entre o tamanho das bolhas e velocidade do escoamento que levem as regiões I, II e III, além de não incluir resultados para escoamentos em tubos verticais, canais verticais e simulações numéricas neste levantamento.

Microbolhas

- M1 McCormick and Batacharaya (1973)
- M2 Hassan et al (2005)
- M3 Zhen and Hassan (2006)
- M4 Ortiz-Villafuerte and Hassan (2006)
- M5 Lu et al (2006)
- M6 Hara et al (2011)
- M7 Murai et al (2005)

- S1 Guin et al (1996)
- S2 Moriguchi and Kato (2002)
- S3 Takahashi et al (2003)
- S4 Kitagawa et al (2005)
- S5 Murai et al (2006)
- S6 Shen et al (2006)

- S7 Tsai and Chen (2011)
- S8 Mizokami et al (2010)
- S9 Huang et al (2009)
- S10 Elbing et al (2008)
- S11 Oishi et al (2009)



Grandes bolhas

- L1 Latorre et al (2003)
- L2 Fukuda et al (2000)
- L3 Katsui et al (2003)
- L4 Makiharju et al (2013)
- L5 Murai et al (2007)
- L6 Park et al (2009)
- L7 Oishi et al (2014)
- L8 Latorre et al (1997)
- L9 Amromin and Mizine (2003)
- L10 Wu et al (2007)

- V1 Rust and Manga(2002)
- V2 Murai and Oiwa (2008)
- V3 Sakurai et al (2013)

Figura 2.5: Distribuição de trabalhos por experimentação material sobre redução de arrasto utilizando bolhas de gás em função do tamanho das bolhas e a velocidade do escoamento. Adaptado de Murai (2014)

2.5 Redução de arrasto por microbolhas em canais

Esta seção será dedicada a exposição de trabalhos que contemplam os escoamentos com microbolhas em canais de forma a alicerçar e listar os principais estudos que se correlacionam com a proposta desta tese, destacando as principais características e as contribuições de cada autor sobre o efeito de microbolhas na redução do atrito nesse tipo de geometria.

Na mesma década do primeiro relato sobre redução de arrasto com microbolhas outros esforços foram dedicados a esse tema, donde surgem os primeiros estudos empíricos em escoamentos internos (MIGIRENKO; EVSEEV, 1974),(DUNISCHEV *et al.*, 1975), (BOGDEVICH; EVSEEV, 1976) e (BOGDEVICH; MALYUGA, 1976). Nestas experiências, as microbolhas foram produzidas por injeção de ar através de uma superfície porosa numa camada limite turbulenta. Os dados obtidos incluem medições locais de atrito por cisalhamento e perfis de velocidade próxima da parede para o escoamento desenvolvido. Além disso, eles relataram medições dos perfis de concentração e das flutuações de pressão na superfície. Todos os experimentos mostraram redução substancial de arrasto, nos quais as medições do atrito por cisalhamento mostraram reduções locais superiores à 80%. Em grande parte dos dados destas pesquisas relatam que a redução do atrito aumenta com o aumento da taxa de injeção de gás. O detalhamento de cada um dos experimentos anteriores é descrito por Merkle e Deutsch (1992).

Na década de 1980, por meio de experimentos em laboratório usando canais de água, um grupo de cientistas da Pesquisa Aplicada Laboratório da Universidade Estadual da Pensilvânia nos

EUA confirmaram os efeitos de redução de arrasto em paredes lisas por microbolhas geradas por placas porosas (MADAVAN; DEUTSCH; MERKLE, 1984; MADAVAN; DEUTSCH; MERKLE, 1985). Estas experiências destinaram-se a obter uma visão sobre a distribuição local de bolhas, concluindo que as bolhas têm muito pouco ou nenhum efeito na redução do atrito caso as bolhas se mantêm a distância à partir da parede para y^+ acima de 150.

De acordo com experimentações materiais, o tamanho das bolhas é outro fator importante na redução do arrasto por atrito. Normalmente, bolhas maiores que um determinado diâmetro (por exemplo, 1 mm) não afetam a redução do arrasto por atrito. KATO (1994) modificou o tamanho da bolha alterando a tensão superficial. Água com 0,1% de etanol, cuja tensão superficial é menor que a da água pura, foi mais efetiva, embora a diferença não tenha sido grande. Num trabalho posterior este mesmo autor e colaboradores examinaram o efeito do tamanho da bolha alterando a velocidade principal do fluxo (KATO *et al.*, 1995). O tamanho da bolha diminuiu de acordo com o aumento na velocidade do fluxo principal, resultando em uma maior taxa de redução do atrito por cisalhamento.

Guin *et al.* (1996) mostram os efeitos da redução de atrito devido à injeção de microbolhas em um canal de água bidimensional com razão de aspecto (base/altura) de 10, no qual tensão de cisalhamento na parede foi obtida por um transdutor de disco flutuante situado na parede superior do canal, com e sem microbolhas, localizado a 67 vezes a altura a jusante da placa de injeção, eliminando possíveis efeitos de injeção. Com o objetivo de mostrar a dependência dos valores de redução de atrito em função da concentração das bolhas perto da parede, as bolhas foram injetadas na parede superior e inferior em uma região do escoamento já desenvolvido. As vazões de gás (Q_a) de 23, 40 e 50 l/min e a velocidade do escoamento variando em 4,5 m/s, 6,3 m/s e 8,1 m/s, produziram bolha com diâmetros de 300 a mais de 700 μm . Da dependência dos valores de redução de atrito em função da concentração das bolhas próximas da parede os autores concluem que os perfis de concentração apresentam um pico dentro de 1 mm da parede, os quais tendem a atenuar em direção ao centro do canal à medida que a vazão de ar aumenta e a velocidade diminui. Afirmam que os valores na redução de atrito independem da velocidade do escoamento, mas que é fortemente dependente da fração de gás próxima da parede, mas deixam claro que o tamanho das bolhas é um fator que pode influenciar nas conclusões.

Na Fig. 2.6, são exibidos os resultados de redução em função da fração média de gás injetado para injeção na parede superior e inferior do canal e comparado com os resultados de Madavan, Deutsch e Merkle (1984), os quais apresentam valores semelhantes para as equivalentes da frações de gás.

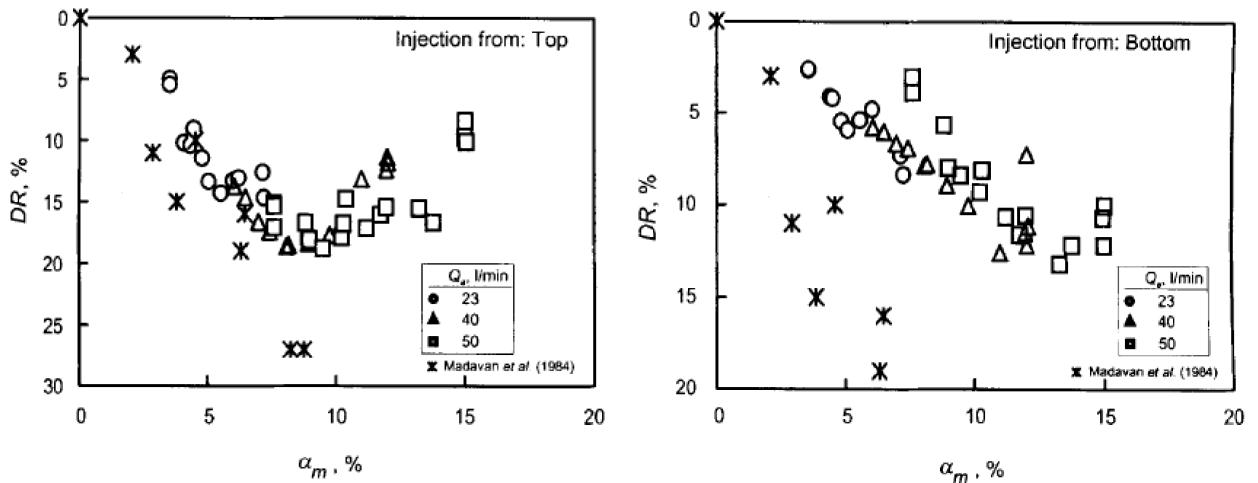


Figura 2.6: Relação entre o percentual de redução do arrasto DR e a fração de gás média. Adaptado de Guin *et al.* (1996).

Kato *et al.* (1998) com o intuito de controlar o tamanho das bolhas injetadas no escoamento propuseram três métodos diferentes para a geração de bolhas menores que bolhas geradas através de furos em uma placa plana. Os diferentes métodos para a geração de bolhas foram: uma forma convexa 2D com um orifício de ejeção de 1 mm de diâmetro no topo; um bico bidimensional convergente-divergente com um orifício de ejeção de 1 mm de diâmetro na garganta e um fio transversal, com um diâmetro de 200 μm , um pouco a montante de um orifício de ejeção de 1 mm de diâmetro. Todas as três configurações foram colocadas mantendo a posição do furo inalterada e o corpo de teste foi o mesmo dos trabalhos de KATO (1994) e (KATO *et al.*, 1995). Os experimentos foram realizados em um túnel de recirculação de água na Universidade de Tóquio com seção transversal retangular de 120 mm \times 50 mm e avaliado 75 casos no total. Entre os três métodos, o convexo 2D foi o mais eficaz na redução do tamanho das bolhas de ar, também foi o dispositivo mais promissor para reduzir o atrito em função do menor diâmetro das bolhas e da manutenção delas na camada limite.

Kato *et al.* (1999) por meio de experimentação material analisaram o perfil de velocidade e as distribuições de turbulência na região próxima a parede de uma camada limite turbulenta com microbolhas utilizando o sistema de Velocimetria Doppler a Laser (LDV) no modo de dispersão direta. O canal utilizado no experimento possuía as seguintes dimensões na seção de teste: 580 mm de comprimento, 120 mm de altura e 50 mm de largura. As microbolhas foram injetadas através de uma placa porosa (40 mm \times 40 mm, com tamanho do poro de 15 μm) na camada limite desenvolvida na parede superior da seção de teste. Os diâmetros da bolha variaram de 300 μm a 800 μm . Com velocidade média $U = 8,0 \text{ m/s}$ e a taxa de injeção de gás de $Q = 3 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ o diâmetro médio foi de 548 μm . O tamanho da bolha aumenta com o aumento da taxa de injeção do ar e diminui com o aumento da velocidade do escoamento principal. A taxa de redução máxima foi de cerca de 60%, sendo atingida com a taxa de injeção de ar de $5 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ e velocidade média de 8 m/s. As medições de velocidade foram possíveis somente na camada próxima à parede cerca de 0,1 – 0,5 mm da parede, o que correspondeu de 30 a 150 unidades de

parede, local de maior produção de turbulência observado. A distribuição de velocidade mudou significativamente apenas na região inferior a 100 unidades de parede, diminuiu com um aumento na taxa de fluxo de ar, o que levou a uma diminuição no gradiente de velocidade na parede. Com o aumento da fração volumétrica de ar, a intensidade de turbulência na camada de amortecimento (buffer) , região a cerca de 30 unidades de parede, aumentou, atingiu um pico e diminuiu. Os autores concluem que isso é causado pela geração de turbulência na escala das bolhas e também pela supressão da turbulência em escalas maiores, propondo a hipótese de que um aglomerado de microbolhas pode decair a turbulência existente na escala da bolha, de modo que o aglomerado de bolhas seja mais eficaz na redução da turbulência do que uma única bolha.

Kodama *et al.* (2000) investigaram por meio de experimentação material a redução de atrito em um canal com água e microbolhas. O ar foi injetado através de uma placa porosa localizada a 1 038 mm do início da seção de teste ($100 \times 15 \times 3\,000$ mm, sendo a largura, altura e o comprimento, respectivamente) garantindo uma região do escoamento já desenvolvido. O atrito com a parede foi medido com e sem bolhas variando a velocidade do escoamento em 5, 7 e 10 m/s, obtendo maior redução com a maior taxa de injeção de ar e em menor velocidade. A redução máxima aferida foi de aproximadamente 30%, enquanto os resultados de Merkle *et al.* (1990), utilizando a mesma equação obtiveram aproximadamente 80% de redução. Os autores explicaram essa discrepância pela diferença dos pontos de medição principalmente para as velocidades mais altas. Verificou-se que a fração volumétrica local é um fator importante para a redução de arrasto. Também indicou que a interação entre as bolhas e a turbulência próximo a parede contribui para a redução da energia turbulenta.

Moriguchi e Kato (2002), também, por experimentação material investigaram o efeito do diâmetro de microbolhas na redução de atrito em um canal com água. A seção de teste foi definida pelas seguintes dimensões 10 mm de altura, 100 mm de largura e 2 000 mm de comprimento. A razão de aspecto de 10 (largura/altura), possibilitou uma análise bidimensional. As condições do escoamento foram caracterizadas em função da variação da velocidade do escoamento, 5, 6 e 7 m/s, e uma taxa de injeção de ar de 0 a 50 l/min. Os diâmetros das microbolhas foram alterados utilizando três canais diferentes e são dependentes da velocidade do escoamento na posição onde ocorre a injeção do ar (placa porosa na parede superior do canal). A resistência ao atrito foi aferida por transdutores de cisalhamento a jusante da placa de injeção das bolhas.

Os resultados mostram que mesmo variando o diâmetro médio das microbolhas, praticamente não houve diferença na redução do atrito. A Fig. 2.7 ilustra os resultados para duas frações de gás, $\alpha_m = 3\%$ e $\alpha_m = 10\%$, e os três canais utilizados. Outra conclusão com a análise foi que a redução do atrito diminui ao passo que aumenta a fração de gás. Os autores deixam claro que precisam de medições detalhadas da fração de vazio e da intensidade da turbulência próximas as paredes para reforçar as conclusões.

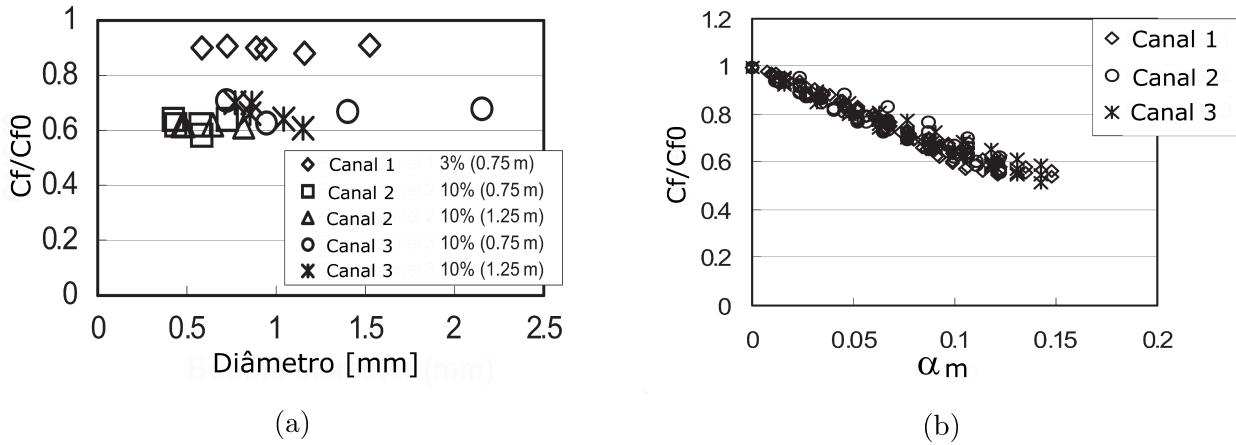


Figura 2.7: Coeficiente de atrito normalizado pelo coeficiente de atrito do escoamento monofásico, C_f/C_{f0} em função: (a) da variação do diâmetro das bolhas; (b) da fração média de volume do gás. Adaptado de (MORIGUCHI; KATO, 2002).

Kitagawa *et al.* (2003) investigaram a estrutura da turbulência do campo de escoamento com injeção de microbolhas em um canal horizontal com 15 mm de altura, 100 mm de largura e 3 000 mm de comprimento a fim de esclarecer o mecanismo de redução do arrasto causado por microbolhas. As técnicas de medições utilizadas no estudo foram a Velocimetria de Rastreamento de Partículas e Fluorescência Induzida por Laser (*Particle Tracking Velocimetry and Laser Induced Fluorescence - PTV / LIF*). Bolhas de ar foram injetadas através de uma série de furos instalados na parede superior e os perfis de velocidade média, intensidade de turbulência e estresse de Reynolds da fase líquida foram obtidos antes e depois da injeção das microbolhas, donde notou-se que a velocidade do líquido na direção do escoamento próximo à parede diminui, a intensidade da turbulência aumenta enquanto o estresse de Reynolds também diminui com o aumento da fração volumétrica.

A região analisada foi restrita entre a parede superior e o centro do canal, onde a concentração das microbolhas é mais evidente. A Fig. 2.8a retrata a intensidade da turbulência do fluido normalizada pela velocidade de atrito u_τ , os círculos e os losangos representam as intensidades da turbulência na direção do escoamento e normal, respectivamente, donde nota-se que ambos aumentam na região próxima da parede superior com o aumento da fração de gás no escoamento. Já na Fig. 2.8b, o perfil de estresse de Reynolds da fase líquido foi avaliado com duas técnicas diferentes, PIV e PTV. Nota-se nos perfis que ambas as técnicas apresentam a mesma tendência, diminuindo com o aumento da fração de gás, sendo que a queda apresentada no estresse de Reynolds para a medição com PIV foi mais acentuada do que com PTV, principalmente para $\alpha = 2,0\%$.

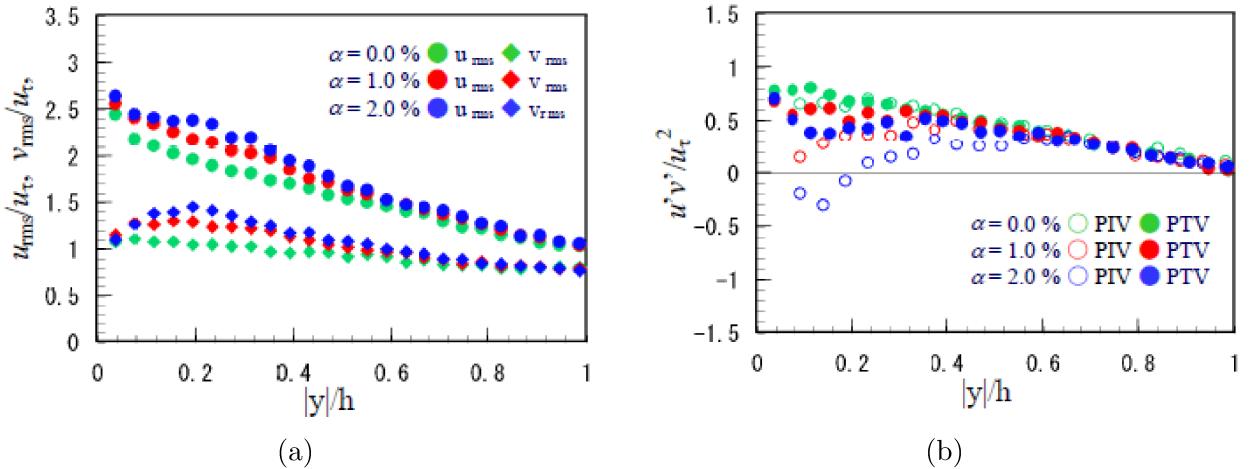


Figura 2.8: (a) Perfis de intensidade da turbulência nas direções principal e normal ao escoamento; (b) Perfis do Strees de Reynolds avaliados por PIV e PTV. Adaptado de (KITAGAWA *et al.*, 2003).

Giusti, Lucci e Soldati (2005) analisaram o efeito da força de sustentação no comportamento de bolhas na região de parede e quantificaram o papel das forças atuante sobre as bolhas que as induzem para as regiões preferencias por meio de Simulação Numérica Direta em um canal vertical turbulento. Para o estudo em questão considerou-se que as bolhas eram esféricas com diâmetro de $220\text{ }\mu\text{m}$ e o número de bolhas no escoamento foi da ordem de 10^5 . O número de Reynolds baseado na velocidade de atrito, u_τ , foi $Re_\tau = 150$ e o número de Reynolds baseado na velocidade média e na meia altura do canal foi aproximadamente de $Re = 2250$. O fluido é água com densidade de $1\,000\text{ kg/m}^3$ e viscosidade cinemática de $10^{-6}\text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

Os resultados obtidos com a análise da força de sustentação acordam qualitativamente com os resultados por experimentações materiais em tubos de Serizawa, Kataoka e Michiyoshi (1975), Kashinsky e Randin (1999), Hibiki *et al.* (2004), no qual as bolhas migram para a parede nos escoamentos acendentes e para a região de maior velocidade para os casos com escoamentos descendentes. Mas quantitativamente as simulações sobrereditam os resultados experimentais de Felton e Loth (2001), Tomiyama *et al.* (2002) quanto a migração das bolhas para a parede nos escoamentos ascendentes, fato que pode ser explicado pelos seguintes motivos: não ter considerado nas simulações o efeito de concentração; o modelo da força de sustentação não considerar nenhum efeito de parede; e o terceiro pode estar relacionado ao tamanho da bolha como sugerido no trabalho de Tomiyama *et al.* (2002).

Quanto as forças que agem sobre a bolha foi observado que a força de empuxo é a mais relevante sendo contrabalanceada apenas pela força de arrasto já que foi considerado a bolha sem massa e independente da força de sustentação. Já a força de Basset foi caracterizada a mais irrelevante e que não modifica o comportamento qualitativo das bolhas. Já a força de sustentação tem total influência no movimento das bolhas no sentido normal a parede.

Shen, Ceccio e Perlin (2006), por meio de experimentação material em um canal horizontal turbulento com água e microbolhas analisaram a influência do tamanho do diâmetro das bolhas na redução de atrito. Para conseguir gerar bolhas de diversos tamanhos, diferentes abordagens

foram utilizadas. Inicialmente injetou-se nitrogênio comprimido em diferentes ambientes aquosos e, em seguida, utilizaram-se de um método usado em aplicações médicas para produzir bolhas de ar estabilizadas por lipídios que gerou as menores bolhas da análise. Os tamanhos médios das bolhas produzidas para o estudo foram de 476, 322, 254 e 44 μm , sendo estes determinados por imagens fotográficas.

Os autores chegaram a conclusão que o nível de redução de atrito foi o mesmo para toda a gama de bolhas testadas, ou seja, que a redução adquirida independe do tamanho das bolhas. Entretanto, indicaram que a redução adquirida está fortemente relacionada à vazão volumétrica do gás injetado, assim como foi observado por Moriguchi e Kato (2002), e à pressão estática na camada limite. Para tais análises utilizou-se do valor do coeficiente de atrito do escoamento bifásico normalizado pelo coeficiente de atrito do escoamento monofásico (C_F/C_{F0}).

Mohanarangam *et al.* (2009) utilizaram da abordagem Euler-Euler para estudar a importância da dinâmica de bolhas em problemas de redução de arrasto por atrito com microbolhas para alta taxa de injeção de ar no escoamento. Nesta metodologia ambas as fases, líquida e gás, são tratadas de forma contínua, onde o modelo numérico empregado utiliza-se de duas equações de transporte para descrever cada uma das fases. Em função da alta fração de gás presente no escoamento, utilizaram do modelo de tamanho múltiplo de grupo (MUSIG-*Multiple-size group*) que resolve mecanicamente o tamanho da bolha dentro de uma faixa especificada de diâmetros para prever a quebra e a coalescência das mesmas. Como forma de validar os resultados numéricos, os autores fizeram comparações com os dados do experimento material de Madavan, Deutsch e Merkle (1984), pois no experimento foi considerada uma taxa de gás mais alta por unidade de área após o ponto de injeção das microbolhas. Da comparação, adquiriram boa concordância para os coeficientes de atrito para diferentes taxas de injeção do ar no escoamento. O estudo numérico realizado mostrou que as mudanças no tamanho das bolhas podem ter um papel importante no comportamento de redução de atrito em escoamentos turbulentos com microbolhas e que o modelo MUSIG foi capaz de resolver mecanicamente a quebra e a coalescência das bolhas, levando a um aumentou na precisão do coeficiente de atrito para o caso com alta taxa de injeção de ar. Porém, relatam a necessidade de maiores investigações pra diferentes configurações de escoamentos, líquido-gás, com o uso do modelo MUSIG.

Liu *et al.* (2011) via Simulação Numérica Direta estudaram o efeito da força de empuxo em um escoamento turbulento com bolhas em um canal vertical empregando a abordagem Euler-Lagrange com acoplamento de duas vias para as fases contínua e discreta. O número de Reynolds baseado na velocidade de atrito e na meia largura do canal foi de 194, com aceleração gravitacional, em unidades de parede, de $-0,5$ a $0,5$, variando do escoamento ascendente para descendentes. Neste caso as bolhas de gás são assumidas como pequenas esferas sem massa no líquido circundante (água). O raio das bolhas em unidade de parede foi escolhido como $a^+ = 1.4$ com um número de bolhas de 10^5 , correspondendo a uma fração de volume média da fase Lagrangiana de aproximadamente de 10^{-3} . Os resultados evidenciam uma concentração maior das bolhas na região próximas a parede nos escoamentos ascendentes caracterizado pela combinação da força de empuxo e da força de sustentação, como observado por Giusti, Lucci

e Soldati (2005), o que não acontece nos escoamentos descendentes. A influência da força de empuxo no movimento da bolha torna-se mais claro com o aumento da magnitude da aceleração gravitacional. Nota-se, também, que o efeito da força de empuxo melhora o comportamento da turbulência para os escoamentos ascendentes, e suprime a turbulência nas regiões próximas a parede para os escoamentos descendentes, resultando em uma influência mais evidente sobre o comportamento da turbulência na região central do canal.

Pang, Wei e Yu (2014) realizaram Simulação Numérica Direta em um canal horizontal turbulento com o objetivo de entender o mecanismo de redução de arrasto em um escoamento com microbolhas. A metodologia empregada foi Euler-Lagrange, no qual a fase líquida foi resolvida sobre um referencial Euleriano e o movimento das microbolhas foi rastreado por um referencial Lagrangiano pelas equações de movimento Newtonianas. As forças consideradas no movimento das bolhas foram: força de empuxo, arrasto, sustentação, força do gradiente de pressão e força de massa adicionada. A geometria utilizada na investigação possui as seguintes dimensões: $10h \times 2h \times 5h$, sendo a direção principal do escoamento, a altura do canal e a direção longitudinal, respectivamente. Para as simulações utilizaram uma malha numérica com 64^3 elementos. O número de Reynolds baseado na velocidade de atrito com a parede, u_τ , e na meia altura do canal (h), foi $Re_\tau = 150$. O tamanho das bolhas foi de 1.65 em unidades de parede (ν/u_τ). A fração de volume de ar no escoamento foi de $\alpha_0 = 1,12 \cdot 10^{-4}$, tornando insignificante a influência das microbolhas na densidade do líquido na redução obtida, sendo esta, a principal justificativa para a baixa redução de arrasto obtida (2,12%). E como principal resultado observado da iteração das bolhas com a turbulência têm-se que a intensidade de turbulência no escoamento com microbolhas são reduzidas na parte superior da metade do canal e são aumentadas na metade inferior do canal devido às influências das microbolhas nas estruturas gerada pela turbulência.

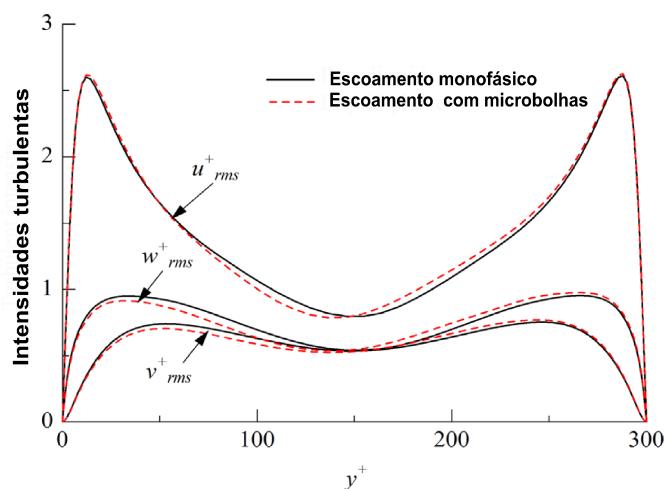


Figura 2.9: Perfis de intensidade turbulenta. Adaptado de Pang, Wei e Yu (2014)

Asiagbe *et al.* (2017) via simulação de grandes escalas (SGE) analisa a dispersão e a interação entre microbolhas e turbulência em um escoamento turbulento num canal horizontal com água utilizando a abordagem Euler-Lagrange. Os resultados são validados com resultados de DNS de Pang, Wei e Yu (2014) a um número de Reynolds baseado na velocidade de atrito

com a parede, $Re_\tau = 150$, e o diâmetro de microbolha, $d_b = 220 \mu\text{m}$. De forma a ampliar o estudo foram feitas outras simulações com $Re_\tau = 590$ e outros dois diâmetros para as bolhas ($d_b = 110$ e $330 \mu\text{m}$), sendo considerada a fração de volume do gás fixa em todos os casos com o valor de $\alpha = 1,12 \times 10^{-4}$. Diante desses parâmetros foi constatado um acúmulo preferencial das bolhas próxima a parede superior, no qual a concentração preferencial e o movimento das microbolhas em direção à parede foi mais evidente com o aumento do diâmetro das bolhas, efeito esse promovido pela força de empuxo, o qual possui maior influência no movimento na direção normal a parede, retratando a redução desse efeito com o aumento do número de Reynolds, pois o maior nível de turbulência aumentam a dispersão das microbolhas para a direção central do canal.

Por meio do material consultado na revisão bibliográfica, nota-se que o uso de microbolhas com o objetivo de reduzir o arrasto por atrito com as paredes em escoamentos turbulentos já é praticada há mais de quatro décadas. Desde então, grandes avanços foram alcançados, principalmente para escoamentos externos. Porém, em escoamentos internos, as referências, maioria de origem empírica, revelam conclusões conflitantes, como por exemplo a influência do tamanho do diâmetro das microbolha na redução do atrito. Conclusões estas, provenientes não só da complexidade do fenômeno, mas também das dificuldades e limitações das técnicas experimentais. Contudo, o principal foco das pesquisas atuais está em descobrir o mecanismo que acarreta tal redução. Um mecanismo geral ainda não existe, porém os mecanismos isolados atualmente retratados estão relacionados pela:

- mudança de densidade da mistura;
- quebra e deformação das bolhas;
- função da fração volumétrica do gás;
- função da injeção inicial das microbolhas;

Neste aspecto, nesta tese serão verificados a influência do diâmetro das microbolhas e a influência da fração volumétrica do gás no escoamento, sendo a principal contribuição relacionada ao mecanismo envolvido na potencial redução de atrito no escoamento em um canal vertical ascendente em função da variação paramétrica das variáveis envolvidas.

CAPÍTULO III

MODELAGEM E METODOLOGIA

Para o tratamento numérico de um problema de escoamento, deve-se primeiramente entender o modelo físico do problema em questão estabelecendo as hipóteses simplificadoras da física que ocorre na situação real, e então, descrever o problema por meio de equações matemáticas, de forma a representar ao máximo a complexidade do problema proposto. Somente depois destas etapas é que se determina a modelagem numérico computacional que será mais adequada para a solução do caso.

Conforme mencionado no primeiro capítulo o objetivo desta tese é analisar, via simulação numérica, os efeitos de microbolhas para redução de atrito em um canal vertical com escoamento em regime turbulento com ênfase no mecanismo físico que leva à potencial redução. A abordagem utilizada na solução do escoamento com microbolhas é a tipo euleriana-lagrangiana, com o uso do código computacional UNSCYFL3D, desenvolvido no Laboratório de Mecânica dos Fluidos (MFLab). A solução da fase euleriana será obtida por meio das equações discretizadas de Navier-Stokes. O movimento das microbolhas será tratado com um referencial lagrangiano com base na segunda lei de Newton. A interação entre as fases será feita por duas vias, e explicada no momento oportuno dentro do capítulo. A seguir serão detalhados separadamente os modelos físico, matemático, e a parte da modelagem numérica do escopo do presente trabalho.

3.1 Modelagem física

Para se adquirir a modelagem matemática de qualquer problema é crucial fazer hipóteses que irão direcionar a dedução das equações. Na sequência, é apresentada a representação física do problema a ser abordado na tese, juntamente com as hipóteses simplificadoras e as condições de contorno atribuídas.

Na Fig. 3.1 é ilustrada a geometria utilizada, sendo um canal vertical com as seguintes dimensões nas direções x , y e z : $L_x = 4\pi h$, $L_y = 2h$ e $L_z = 2\pi h$, respectivamente, onde $2h$ é

a distância de uma parede à outra, com $h = 0,005$ m.

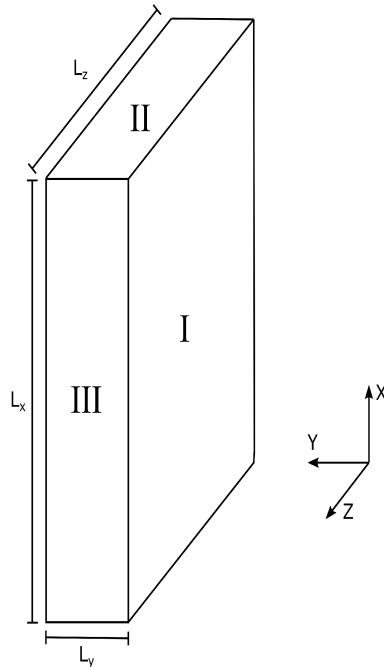


Figura 3.1: Geometria do canal.

As hipóteses atribuídas com a finalidade de obter um sistema de equações para o caso em estudo são listadas como segue:

- para o fluido:
 - hipótese do contínuo;
 - fluido newtoniano ;
 - propriedades físicas constantes;
 - efeitos térmicos desprezíveis.
- fases imiscíveis (líquido-gás);
- escoamento ascendente;
- gradiente de pressão constante;
- condições de contorno:
 - a face I e sua respectiva face oposta são paredes, nas quais atribuiu-se a condição de não deslizamento;
 - nas faces II e em III e suas respectivas faces opostas atribuiu-se a condições de periodicidade.

Após todas essas hipóteses passamos à descrição do modelo matemático diferencial a ser resolvido numericamente.

3.2 Modelagem matemática diferencial

3.2.1 Fase euleriana

Partindo da hipótese do contínuo, onde supõe-se que o fluido é um meio contínuo, e do Teorema do Transporte de Reynolds, pode-se deduzir as equações do balanço de massa e balanço da quantidade de movimento linear de Cauchy, que compõem a formulação diferencial que descreve o comportamento macroscópico de um fluido. Estas equações são expressas em notação indicial, respectivamente por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + f_i \quad (3.2)$$

onde: ρ é a massa específica do fluido, t é o tempo, u_i é a i -ésima componente do vetor velocidade, x_i é a i -ésima componente do vetor posição, σ_{ij} é o tensor de tensões de Cauchy, g_i é a i -ésima componente do vetor gravidade e f_i é o termo fonte devido à interação com a fase dispersa.

Para escoamentos incompressíveis, isto é, escoamentos em que a massa específica não apresenta variação significativa com a pressão, as equações Eq. 3.1 e Eq. 3.2 podem ser reescritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.3)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + f_i \quad (3.4)$$

O termo σ_{ij} , pode ser escrito pela combinação de dois termos, pressão fluidoestática p e o tensor deviatórico τ_{ij} , ou seja,

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij}, \quad (3.5)$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker, i.e.,

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{se } i = j \\ 0, & \text{se } i \neq j \end{cases}, \quad (3.6)$$

Utilizando o modelo de fechamento de Stokes proposto em (1845), para fluidos newtonianos

(fluido cujas tensões cisalhantes são proporcionais às respectivas taxas de deformação), o tensor τ_{ij} é modelado da seguinte forma:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \delta_{ij} \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k}, \quad (3.7)$$

onde μ é a viscosidade dinâmica do fluido, e λ é o segundo coeficiente da viscosidade.

Pela hipótese de incompressibilidade atribuída anteriormente a Equação 3.7 simplifica-se para a expressão:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (3.8)$$

Substituindo as equações Eq. 3.5 e 3.8 na Eq. 3.4, têm-se as equações de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho g_i + f_i \quad (3.9)$$

Portanto, o modelo diferencial final para o problema proposto é composto pelas equações diferenciais parciais Eq. 3.1 e 3.9 agrupadas no sistema de equações abaixo:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i) = 0 \\ \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho g_i + f_i \end{cases} \quad (3.10)$$

É sabido que o sistema de equações Eq. 3.10 adicionado com a equação do balanço de energia térmica, aqui omitida em função de estarmos desprezando os efeitos térmicos, e juntamente de equações de estado, constituem um modelo matemático completo e representativo para qualquer escoamento de fluidos incompressíveis e newtonianos, para valores do número de Mach até 0,34, onde a compressibilidade é desprezível.

Após a definição da modelagem diferencial do problema, Eq. 3.10, vejamos as diferentes metodologias para a solução numérica disponíveis até o momento, as quais são adotadas de acordo com a particularidade do problema a ser resolvido e do nível de aproximação da solução desejada.

A solução numérica de um escoamento pode ser feita com três metodologias diferentes: Simulação Numérica Direta (DNS - *Direct Numerical Simulation*), Simulação das Grandes Escalas (LES *Large Eddy Simulation*) e Equações Médias de Reynolds em Regime Transiente (URANS -

Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations). A escolha de qual deve ser a metodologia utilizada depende do objetivo que se almeja. Por exemplo, com a solução via Simulação Numérica Direta calcula-se todo o espectro de estruturas turbilhonares, desde as escalas integrais até as escalas de Kolmogorov. Porém esta metodologia está restrita a baixos números de Reynolds, visto que o custo computacional cresce exponencialmente com o aumento do número de Reynolds. Já na simulação das grandes escalas (LES) o espectro associado ao escoamento é dividido em duas partes, na banda de baixas frequências ou de baixos números de onda (maiores estruturas) e a banda de alta frequência (menores estruturas), onde as grandes estruturas turbilhonares são resolvidas e a interação dessa banda das maiores estruturas com a banda das menores estruturas é modelada pelos chamados modelos sub-malha, fazendo com que esta metodologia possa ser utilizada para escoamentos a altos números de Reynolds. Já as equações médias de Reynolds (URANS) podem ser utilizadas para a simulação do comportamento médio dos escoamentos turbulentos, modelando todas flutuações. A grande vantagem desta metodologia é que ela oferece resultados satisfatórios com malhas computacionais mais grosseiras e como principal consequência é o grande ganho no custo computacional. Porém, para um estudo onde se busca riqueza de detalhes, esta não é a melhor opção.

Na Fig. 3.2, pode-se observar graficamente de forma resumida o que foi descrito no parágrafo anterior. Nela têm-se a representação da distribuição espectral de energia cinética turbulenta plotada num gráfico em escalas logarítmicas, onde o eixo das abscissas representa os números de onda (k), e o eixo das ordenadas, a densidade espectral de energia cinética turbulenta ($E(k, t)$). Pode-se caracterizar esse espectro contínuo de energia em três regiões principais. A primeira ilustrada pela região I, caracterizada por uma banda de comprimentos de onda sobre a qual acontece a injeção de energia cinética turbulenta (maiores estruturas e menor número de onda). A segunda, representada pela região II, é a banda inercial do espectro, no qual há maior transferência de energia de forma não linear entre as escalas. Finalmente na região III localizam-se as menores estruturas (maiores números de ondas), região em que a energia cinética turbulenta é transformada em energia térmica por efeitos viscosos. As retas paralelas ao eixo vertical, da esquerda para a direita, respectivamente, representam o quanto as estruturas turbilhonares que compõem esse espectro são modeladas: com a metodologia URANS, todas as estruturas são modeladas; com a metodologia LES, resolve as maiores estruturas turbilhonares e modelam-se a transferência de energia entre a banda resolvida e a banda não resolvida (sub malha); já com DNS todo o espectro é resolvido.

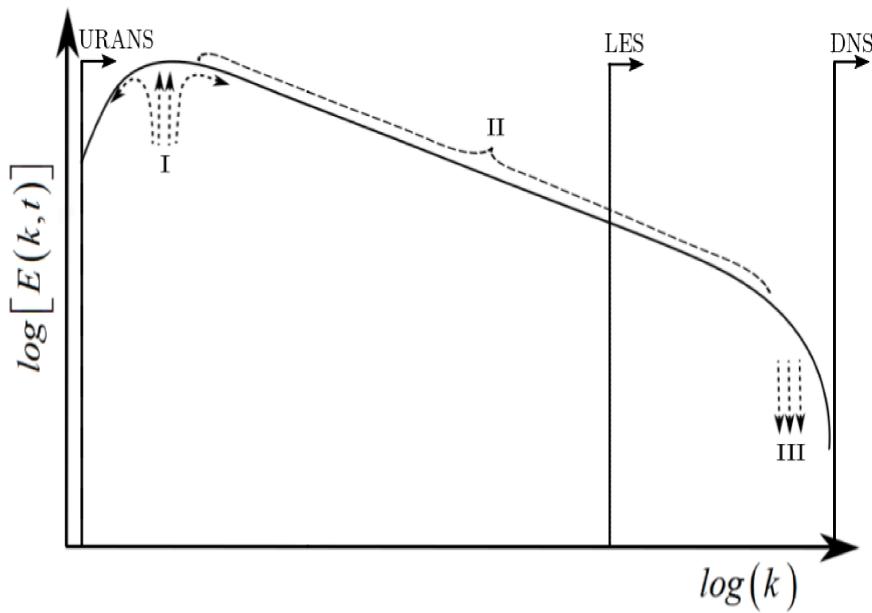


Figura 3.2: Distribuição espectral de energia cinética turbulenta e a representatividade do nível de solução das escalas turbinhoares pelas metodologias URANS, LES e DNS. Adaptado de Silveira-Neto (2017)

Atualmente devido ao avanço nos métodos de soluções numéricas, na evolução dos *hardware*s e com o auxílio de computadores potentes, torna-se mais praticável a metodologia de DNS em escoamentos com números de Reynolds mais elevados. Porém a solução por esta metodologia para problemas práticos ainda é bem limitada e restrita em função das geometrias complexas e dos altos números de Reynolds dos casos industriais. Entretanto, simulação numérica direta é um importante meio para compreensão de mecanismos físicos em casos mais simplificados. Para o nosso objetivo e características gerais do problema, escoamento a baixo número de Reynolds e estudo da modulação da turbulência, abordaremos a metodologia de Simulação Numérica Direta para a solução do sistema de equações Eq. 3.10.

3.2.2 Fase Lagrangiana

Existe um grande número de métodos numéricos para escoamentos multifásicos. Isto gera uma necessidade de identificação e classificação destes métodos. As classificações mais comuns são relativas ao referencial adotado para as bolhas: abordagem lagrangiana ou euleriana e à forma como a força superficial é tratada quando se usa a abordagem lagrangiana, a abordagem da força pontual ou da superfície resolvida. Pode-se afirmar que a fase particulada possui dois conjuntos chave de classificação. O primeiro é baseado no referencial adotado para as propriedades da bolha e é classificado como tratamento lagrangiano ou euleriano. O segundo é baseado no tratamento das forças de superfície na bolha e é classificado como tratamento força-pontual ou superfície resolvida (LOTH, 2008).

Com relação ao referencial, o método lagrangiano é algumas vezes referido como método discreto, uma vez que ele assume que cada bolha (ou grupo de bolhas) é representada como

uma identidade individual (ao contrário do que ocorre na descrição contínua do método Euleriano). Para bolhas lagrangianas, as propriedades (como a velocidade) são atualizadas ao longo do caminho de uma bolha individual (ou nuvem de bolhas), enquanto que no método euleriano as propriedades da bolha são calculadas como uma média em um volume computacional, o qual normalmente é o mesmo utilizado para o fluido (CROWE, 2005).

Para o tratamento das forças sobre a superfície, a abordagem da força pontual representa o escoamento sobre a bolha com tratamentos teóricos e empíricos (por exemplo, especificando um coeficiente de arrasto) para obter a força na bolha, enquanto que no tratamento da superfície-resolvida, a dinâmica do fluido (por exemplo, distribuição de pressão) é resolvida sobre toda a superfície da bolha e então integrada para se obter as forças hidrodinâmicas globais. Desta forma, para o tratamento da superfície-resolvida, alta resolução espacial da fase contínua é requerida sobre toda a superfície da bolha. Assim, este método é algumas vezes chamado de "simulação direta". Por outro lado, a malha utilizada para o escoamento contínuo pode ser grosseira em relação ao tamanho da bolha se o tratamento da força-pontual for utilizado, de tal forma que esta última abordagem requer uma quantidade muito menor de recursos computacionais (CROWE, 2005).

Normalmente na dinâmica dos fluidos computacional, a fase contínua é tratada em um referencial euleriano. No entanto, ao se considerar a fase dispersa é comum a utilização tanto do referencial Euleriano quanto do referencial lagrangiano e a escolha da utilização de um ou outro dependerá fortemente das características do escoamento a ser simulado. Por exemplo, considerando o caso onde a fase dispersa seja composta por bolhas pequenas, quando comparadas com as dimensões da malha euleriana (utilizada para a fase contínua), a utilização da abordagem lagrangiana para a fase dispersa se torna natural (LOTH, 2008). Neste caso, a velocidade e posição da bolha são declaradas e computadas ao longo da trajetória da bolha, a qual se baseia na posição do centro de massa da mesma. Caso a fase dispersa seja composta por bolhas muito grandes quando comparadas às dimensões da malha utilizada para a discretização da fase contínua, ou por um número muito elevado de bolhas, a escolha natural passa a ser a utilização da abordagem euleriana para a fase dispersa.

Equação do movimento de uma bolha: Abordagem Euleriana-Lagrangiana com o método da Força-pontual

Para a abordagem da força-pontual acoplada com um referencial lagrangiano, o fluido ou partícula é comumente descrito em um único ponto que se move com sua própria velocidade; logo, esta abordagem é comumente chamada de uma abordagem de elemento discreto, por exemplo, cada partícula é tratada individualmente, mas com uma representação pontual. Se uma aproximação de força-pontual é utilizada, as trajetórias individuais de cada partícula são calculadas em um sentido lagrangiano (por exemplo, com equações diferenciais ordinárias baseadas no local da partícula que está se movimentando), enquanto que o escoamento da fase contínua normalmente é tratado em um sentido euleriano (por exemplo, com equações diferenciais parciais baseadas

em uma malha computacional fixa). Nesta abordagem, caso o número de partículas seja muito alto, pode se utilizar um artifício, onde cada partícula computacional passa a representar um conjunto de partículas (nuvem de partículas) físicas, sendo que estas apresentam exatamente as mesmas características. Ao se utilizar este artifício a partícula computacional passa a ser chamada de parcela. O tamanho da nuvem de partículas deve ser menor do que o tamanho da célula computacional.

A equação geral para o movimento translacional de uma partícula simplesmente especifica que a taxa de variação da quantidade de movimento linear da partícula é igual ao somatório das forças agindo sobre tal partícula. Isto resulta em uma equação, em um referencial Lagrangiano, para quantidade de movimento da bolha:

$$m_b \frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{F}_{\text{corpo}} + \vec{F}_{\text{superfície}} + \vec{F}_{\text{colisão}} \quad (3.11)$$

onde \vec{u} é a velocidade no centróide da bolha (x_b) e m_b é a massa da bolha.

O lado direito da Eq. 3.11 inclui forças associadas as mudanças temporais. Forças de corpo (\vec{F}_{corpo}) são aquelas proporcionais a massa da bolha, por exemplo:

$$\vec{F}_{\text{corpo}} = \vec{F}_{\text{peso}} + \vec{F}_{\text{empuxo}} + \vec{F}_{\text{eletromagnéticas}} \quad (3.12)$$

onde o primeiro termo do lado direito representa a ação da aceleração gravitacional sobre a bolha (força peso), o segundo termo representa a força de empuxo, a qual surge devido à diferença de densidade entre o fluido e a bolha e o terceiro termo representa forças elétricas ou magnéticas que possam atuar sobre a bolha. Para implementação desta técnica no código UNSCYFL3D, algumas hipóteses específicas, buscando simplificar o problema em questão, foram consideradas. Desta forma, assume-se que as forças de corpo que agem sobre a bolha, Eq. 3.12, possam ser representadas apenas pela força peso e pelo empuxo, desprezando assim qualquer força de origem elétrica ou magnética.

Forças de superfície ($\vec{F}_{\text{superfície}}$) são aquelas proporcionais a área superficial da partícula e são relacionadas com a tensão no fluido ao redor da mesma, dadas, por exemplo, por:

$$\vec{F}_{\text{superfície}} = \vec{F}_{\text{arrasto}} + \vec{F}_{\text{sustentação}} + \vec{F}_{\text{massa adicionada}} + \vec{F}_{\text{história}} + \vec{F}_{\text{tensão}} + \vec{F}_{\text{Browniano}} + \vec{F}_{\text{termofísica}} \quad (3.13)$$

onde: \vec{F}_{arrasto} é a força de arrasto, a qual se opõe ao movimento relativo da bolha no meio fluido; $\vec{F}_{\text{sustentação}}$, força de sustentação, originada pela rotação da partícula (força de Magnus) e pelo cisalhamento no fluido (força de Saffman); $\vec{F}_{\text{massa adicionada}}$, o efeito de massa adicionada ocorre quando a fase dispersa é acelerada em relação à fase contínua. Quando esta aceleração ocorre, parte do escoamento circundante tem que ser acelerado também; $\vec{F}_{\text{história}}$, força que considera tensões transientes sobre a bolha; $\vec{F}_{\text{tensão}}$, força que considera as tensões dinâmicas no

fluido na ausência da partícula; $\vec{F}_{\text{Browniano}}$, força devida ao movimento aleatório de interações moleculares discretas; $\vec{F}_{\text{termofísica}}$, força decorrente de interações moleculares, devido a um gradiente de temperatura. No código UNSCYFL3D somente os três primeiros termos do lado direito da Eq. 3.13 são considerados, mas para a $\vec{F}_{\text{sustentação}}$ é desconsiderado o efeito pela rotação da bolha.

As forças de colisão ($\vec{F}_{\text{colisão}}$) são aquelas que incluem os efeitos de outras bolhas ou paredes, que entrem em contato com a bolha. As colisões bolha-bolha são desprezadas, e as colisões bolhas-parede são consideradas como sendo perfeitamente elásticas, de tal forma que as mesmas não são tratadas na equação diferencial do movimento da bolha, e sim dentro do algoritmo de rastreamento da mesma.

Considerando todas as simplificações mencionadas acima, pode-se reescrever a Eq. 3.11 como sendo:

$$m_b \frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{F}_{\text{arrasto}} + \vec{F}_{\text{peso}} + \vec{F}_{\text{empuxo}} + \vec{F}_{\text{sustentação}} + \vec{F}_{\text{massa adicionada}} \quad (3.14)$$

Conforme mencionado anteriormente, a fase dispersa é tratada em referencial lagrangiano, no qual o movimento de cada bolha é rastreada no domínio baseado na segunda lei de Newton. As equações de trajetória e velocidade das microbolhas são escritas, respectivamente, na forma:

$$\frac{dx_b}{dt} = \vec{u}_b \quad (3.15)$$

$$m_b \frac{d\vec{u}_b}{dt} = \vec{D} + \vec{W} + \vec{B} + \vec{L}_s + \vec{M}_{ad} \quad (3.16)$$

onde x_b e \vec{u}_b são, respectivamente, a posição e a velocidade linear da bolha, m_b é a massa da bolha, \vec{D} , \vec{W} , \vec{B} , \vec{L}_s e \vec{M}_{ad} são as forças de arrasto, peso, empuxo, sustentação devido ao cisalhamento e massa adicionada, respectivamente. As forças que compõem o segundo membro da Eq. 3.16 são descritas e equacionadas a seguir.

O arrasto é a força que age em oposição ao movimento da bolha no fluido e pode ser visto como a resistência entre o movimento relativo das duas fases. Esta força é geralmente predominante e pode ser expressa da forma:

$$\vec{D} = \frac{1}{2} C_D \rho_f \pi r_b^2 |\vec{u}_f - \vec{u}_b| (\vec{u}_f - \vec{u}_b) \quad (3.17)$$

onde, C_D é o coeficiente de arrasto, ρ_f é a massa específica do fluido, r_b é o raio da bolha, \vec{u}_f é a velocidade instantânea do fluido, \vec{u}_b é a velocidade instantânea da bolha e $|\vec{u}_f - \vec{u}_b|$ é a norma da velocidade relativa entre o fluido e a bolha.

A correlação proposta por Feng e Michaelides (2001) é usada para avaliar o coeficiente de

arrasto, sendo expressa em função do número de Reynolds da forma:

$$C_D = \begin{cases} \frac{48}{Re_b} \left(1 + \frac{2,21}{\sqrt{Re_b}} + \frac{2,14}{Re_b} \right), & \text{se } Re_b \leq 5 \\ \frac{16}{Re_b} (1 + 0,1Re_b) - 0,02Re \ln(Re_b), & \text{se } Re_b > 5 \end{cases}, \quad (3.18)$$

No conjunto de Eqs. 3.18, Re_b é o número de Reynolds da bolha:

$$Re_b = \frac{\rho d_b |\vec{u}_f - \vec{u}_b|}{\mu} \quad (3.19)$$

A força peso é:

$$\vec{W} = \rho_b V_b \vec{g} \quad (3.20)$$

onde, ρ_b é a massa específica da bolha, V_b é o volume da bolha e \vec{g} é o vetor de aceleração gravitacional;

A força de empuxo é:

$$\vec{B} = -\rho_f V_b \vec{g} \quad (3.21)$$

A força de sustentação devida ao cisalhamento consiste em uma força que atua na direção perpendicular à direção do escoamento. Para uma bolha esférica, o coeficiente de sustentação C_l é sempre positivo para que a força de sustentação atue em direção à parede. A equação para a força de sustentação é dada:

$$\vec{L}_s = \frac{1}{2} C_l \rho_l \pi r_b^2 |\vec{u}_f - \vec{u}_b|^2 \frac{(\vec{u}_f - \vec{u}_b) \times \vec{\omega}_l}{|\vec{u}_f - \vec{u}_b| |\vec{\omega}_l|} \quad (3.22)$$

sendo, C_l o coeficiente de sustentação e $\vec{\omega}_l$ o vetor vorticidade;

O coeficiente de sustentação utilizado é proposto por Sridhar e Katz (1995):

$$C_l = 0,59 \left(\frac{0,5d_b |\vec{\omega}|}{|\vec{u}_f - \vec{u}_b|} \right)^{0,25} \quad (3.23)$$

O efeito de massa adicionada (ou massa virtual) ocorre quando a fase dispersa é acelerada em relação à fase contínua. Quando esta aceleração ocorre, parte do fluido contínuo circundante

tem que ser acelerado também. A força de massa adicionada é expressa por:

$$\vec{M}_{ad} = C_a \rho_f V_b \left(\frac{D\vec{u}_f}{Dt} - \frac{d\vec{u}_b}{dt} \right) \quad (3.24)$$

onde, C_a é o coeficiente de massa adicionada e $\frac{D}{Dt}$ é o operador derivada total. O coeficiente C_a para bolhas esféricas é constante:

$$C_a = \frac{1}{2} \quad (3.25)$$

A força de história de Basset foi negligenciada. No caso de escoamentos com bolhas, esta força é insignificante em comparação com as demais forças consideradas na Eq. 3.16 (RIVERO; MAGNAUDET; FABRE, 1991; SRIDHAR; KATZ, 1999; ASIAGBE *et al.*, 2017).

3.2.3 *Interação entre as fases*

Ao injetar microbolhas em um escoamento monofásico, pode-se mudar de forma relevante a estrutura do escoamento, e essa nova configuração se relaciona como o escoamento reage à presença da fase lagrangiana (forma de acoplamento) e de como a fase dispersa modifica a turbulência da fase contínua (aumentando ou atenuando a turbulência).

Neste momento, antes de seguir para a descrição da modelagem numérica computacional é fundamental o esclarecimento das diferenças existentes na interação fluido-microbolha. A forma de interação entre o fluido e as microbolhas imersas pode ser caracterizada como acoplamento de uma, duas ou quatro vias, dependendo do número de microbolhas no escoamento (fração volumétrica) e seu tamanho. Segue uma caracterização de cada um dos acoplamentos citados:

- Acomplamento de uma via: o fluido controla o movimento das microbolhas, mas as microbolhas não influenciam o escoamento. Típico de escoamentos muito diluídos e bolhas muito pequenas;
- Acoplamento de duas vias: modo de interação em que o escoamento controla o comportamento das microbolhas como corpos isolados, sem interação entre si, e as microbolhas afetam o escoamento, seja pela reação às forças que o fluido exerce sobre elas ou pela geração de perturbações no escoamento;
- Acoplamento de quatro vias: além das microbolhas interferirem no escoamento há a interação entre elas, seja por colisão/aglomeração, quebra ou coalescência, por exemplo.

No desenvolvimento da tese será empregado o acoplamento de duas vias apenas, pois as bolhas são pequenas e a fração volumétrica é considerada baixa, 0,1% e 0,5%, podendo assim, negligenciar os efeitos de interação entre as microbolhas. A troca mútua de quantidade de movimento entre o fluido e as microbolhas é fundamental para o entendimento do mecanismo da redução de atrito.

3.3 Modelagem numérica computacional

A principal função de um método numérico é resolver equações diferenciais, substituindo as derivadas existentes por expressões algébricas em um conjunto de pontos discretos no tempo e no espaço. Os métodos mais comuns para a solução numérica de equações diferenciais são os Métodos de Diferenças Finitas (MDF), de Volumes Finitos (MVF) e de Elementos Finitos (MEF). Cada um dos métodos anteriores tendem a gerar a mesma solução de acordo com o aumento do número discreto de pontos utilizados. Na presente tese será abordado apenas o Método de Volumes finitos.

No código UNSCYFL3D (*Unsteady Cyclone Flow-3D*), as equações de balanço de massa e de Navier-Stokes nas formulações incompressíveis são resolvidas numericamente através do método de volumes finitos (FERZIGER; PERIC, 2002) em malhas não-estruturadas, que podem ser compostas por hexaedros, tetraedros, prismas, pirâmides e cunhas. Para o acoplamento pressão-velocidade, o algoritmo SIMPLE (FERZIGER; PERIC, 2002) é utilizado.

Nesta seção será apresentado uma visão geral dos métodos de discretização implementados no código UNSCYFL3D, e que foram utilizados na atual pesquisa. Estes são apresentados conforme Souza (2012) e Ferziger e Peric (2002).

Método de Volumes Finitos

Maliska (2012) define o Método de Volumes Finitos como sendo todo método que, para obter as equações aproximadas (equações algébricas), satisfaz o balanço da propriedade em nível de volumes elementares. O autor também, ressalta que existem duas maneiras de se obter as equações aproximadas no método de volumes finitos. A primeira é a realização de balanços da propriedade em questão nos volumes elementares, ou volumes finitos, e a segunda é integrar sobre o volume elementar, no espaço e no tempo, as equações na forma conservativa. Forma conservativa, ou forma divergente, é aquela em que na equação diferencial os fluxos advectivos nas fronteiras estão dentro do sinal da derivada.

Assim, um número finito de volumes de controle compõem o domínio de cálculo, e as equações de balanço são aplicadas a cada volume. Todas as variáveis de transporte são armazenadas no centro de cada elemento (arranjo co-localizado). Este arranjo é muito útil em malhas não estruturadas, uma vez que garante o balanço para volumes de controle com forma arbitrária. A interpolação é utilizada para o cálculo do valor das variáveis na superfície do volume de controle.

3.3.1 Fase Euleriana

As equações de transporte podem ser representadas genericamente como:

$$\frac{\partial \rho\phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi \quad (3.26)$$

onde, ρ é a massa específica do fluido, ϕ é a variável a ser transportada, Γ é o coeficiente de difusão e S_ϕ é o termo fonte.

A integração da Eq. 3.26 em um volume de controle V , fornece a equação geral de balanço na forma integro-diferencial:

$$\int_V \frac{\partial \rho\phi}{\partial t} dV + \int_V \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi) dV = \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dV + \int_V S_\phi dV \quad (3.27)$$

Aplicando o Teorema da divergência de Gauss nos transportes advectivo e difusivo é possível converter as integrais de volume em integrais de superfície, facilitando a solução:

$$\int_V \frac{\partial \phi}{\partial x_i} dV = \oint_A \phi \cdot \vec{n} dA \quad (3.28)$$

sendo \vec{n} o vetor normal unitário a superfície A .

Portanto, a Eq. 3.27 resulta em:

$$\int_V \frac{\partial \rho\phi}{\partial t} dV + \oint_A \rho \phi \cdot \vec{V} dA = \oint_A \Gamma \text{grad} \phi \cdot \vec{n} dA + \oint_V S_\phi dV \quad (3.29)$$

A discretização da Eq. 3.29 para o elemento L , à esquerda da face f (Fig. 3.3) gera:

$$\left(\frac{\partial \rho\phi}{\partial t} \right)_L \Delta V_L + \sum_f J_f \phi_f = \sum_f D_f + (S_\phi \Delta V)_L \quad (3.30)$$

onde J_f é a vazão mássica ($\rho_f \vec{V}_f \cdot \vec{A}_f$) através da face f , Γ_f o coeficiente de difusão nesta face. $D_f = \Gamma_f (\text{grad} \phi)_f \cdot \vec{A}_f$ é o fluxo difusivo através da face f . Os somatórios aplicam-se a todas as faces do elemento L . \vec{A}_f é o vetor normal de área, cujo módulo corresponde à área da face, que aponta do elemento à esquerda (L) para o elemento à direita (R) da face f . Note-se que, no método de volumes finitos, as propriedades são consideradas constantes dentro do elemento ou célula. A seguir, a discretização de cada termo da Eq. 3.30 é detalhada conforme utilizado no código UNSCYF3D.

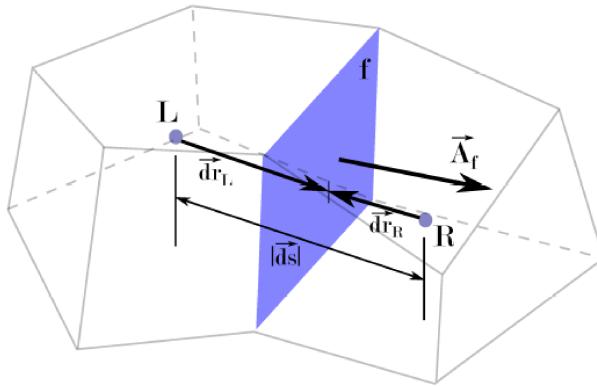


Figura 3.3: Representação esquemática de dois volumes, L e R, separados pela face f . (DUARTE *et al.*, 2017).

Termo de acúmulo

No código utilizado para as simulações, a derivada temporal pode ser discretizada através do método de Euler, que é de primeira ordem, ou pelo método de três níveis no tempo, que é de 2^a ordem, o qual foi empregado. A derivada temporal é aproximada pela expressão:

$$\left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_L = \frac{3(\rho_L \phi_L)^{n+1} - 4(\rho_L \phi_L)^n + (\rho_L \phi_L)^{n-1}}{2\Delta t} \quad (3.31)$$

Em ambos os métodos, as discretizações são implícitas e portanto os demais termos da Eq. 3.30 são avaliados no instante $n+1$ e sistemas lineares são gerados. Este esquema de aproximação é incondicionalmente estável, donde possui uma menor chance de produzir soluções oscilatórias do que outros esquemas de segunda ordem, e não acumula os erros como o método de Euler, conforme demonstrado por Ferziger e Peric (2002).

Termo advectivo

Partindo da hipótese que a vazão mássica em cada face J_f seja conhecida, devemos então determinar, por meio de interpolação, o valor da variável ϕ no centro da face da célula. Para isso, o código oferece três opções de esquemas de interpolação: UPWIND de primeira ordem; UPWIND de segunda ordem e o centrado (CDS) de segunda ordem.

O esquema de aproximação abordado foi o centrado, nesse método o valor da variável na face é dado pela média dos valores nas células adjacentes extrapolados para a face f :

$$\phi_f = \frac{1}{2}(\phi_L + (\text{grad}\phi)_{rL} \cdot \vec{d}r_L + \phi_R + (\text{grad}\phi)_{rR} \cdot \vec{d}r_R) \quad (3.32)$$

$(\text{grad}\phi)_{rL}$ e $(\text{grad}\phi)_{rR}$ são os gradientes reconstruídos nas células L e R, respectivamente, obtido

através do Teorema da Divergência de Gauss:

$$(\text{grad}\phi)_r = \frac{1}{\Delta V} \sum_f (\bar{\phi}_f \vec{A}_f) \quad (3.33)$$

onde $\bar{\phi}_f$ é a média aritmética dos valores de ϕ nas células que compartilham a face f :

$$\bar{\phi}_f = \frac{\phi_L + \phi_R}{2} \quad (3.34)$$

O esquema centrado não sofre da difusão numérica típica dos esquemas upwind de primeira e segunda ordens, mas pode apresentar instabilidades caso o número de Reynolds seja alto e a malha não suficientemente refinada. É recomendado para escoamentos laminares, transicionais, simulação de grandes escalas e simulações numéricas direta.

Como forma de diminuir as instabilidades numéricas, o esquema centrado é implementado no UNSCYFL3D através da chamada correção atrasada, que pode ser expressa da seguinte forma:

$$\phi_f = \phi_{f,\text{upwind}} + (\phi_{f,\text{centrado}} - \phi_{f,\text{upwind}})^{\text{iteração anterior}} \quad (3.35)$$

O primeiro termo do lado direito na Eq. 3.35 é tratado implicitamente, e contribui na estabilidade da solução do sistema linear, enquanto que o termo em parênteses é somado ao lado direito. O efeito líquido da correção atrasada é permitir empregar o esquema centrado sem as instabilidades que tipicamente gera. Ao final do processo iterativo, os valores de $\phi_{f,\text{upwind}}$ e $(\phi_{f,\text{upwind}})^{\text{iteração anterior}}$ serão iguais dentro da tolerância especificada, e o resultado do cálculo será o equivalente ao gerado pelo esquema centrado de segunda ordem.

Termo difusivo

Para a face f entre os volumes de controle L e R, Fig. 3.3, o fluxo difusivo pode ser expresso como:

$$D_f = \Gamma_f \frac{(\phi_R - \phi_L)}{|\vec{ds}|} \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} + \Gamma_f \left[\overline{\text{grad}\phi} \cdot \vec{A}_f - \overline{\text{grad}\phi} \cdot \vec{e}_s \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} \right] \quad (3.36)$$

onde \vec{e}_s é o vetor unitário que une os centróides dos elementos R e L, sendo: $\vec{e}_s = \frac{\vec{ds}}{|\vec{ds}|}$.

O primeiro termo do lado direito da Eq. 3.36 é tratado implicitamente, e os termos restantes, que representam a difusão secundária, são calculados explicitamente. A difusão secundária é nula para malhas hexaédricas ortogonais e tetraédricas equilaterais, pois nestes casos os vetores \vec{A}_f e \vec{e}_s estão alinhados. O gradiente na face $\overline{\text{grad}\phi}$ é a média aritmética dos gradientes nos dois

elementos adjacentes. O tratamento acima é equivalente à aplicação ao esquema de diferenças centradas em malhas estruturadas e tem a vantagem de independe da forma do elemento.

Análogo ao que foi apresentado para o termo difusivo, para o cálculo do gradiente na face são necessários os valores dos gradientes nos elementos que compartilham a mesma. O gradiente em cada elemento pode ser calculado utilizando o Teorema da Divergência da Gauss:

$$(\text{grad}\phi)_r = \frac{1}{\Delta V} \sum_f (\phi_f \vec{A}_f) \quad (3.37)$$

Neste caso, ϕ_f é o valor da variável ϕ na face f é a média dos valores dos elementos que a compartilham extrapolados para a face a partir dos valores centroidais e gradientes reconstruídos:

$$\phi_f = \frac{\phi_{f,L} + \phi_{f,R}}{2} \quad (3.38)$$

onde os termos $\phi_{f,L}$ e $\phi_{f,R}$ são, respectivamente:

$$\phi_{f,L} = \phi_L + (\text{grad}\phi)_{rL} \cdot \vec{dr}_L \quad (3.39)$$

$$\phi_{f,R} = \phi_R + (\text{grad}\phi)_{rR} \cdot \vec{dr}_R \quad (3.40)$$

Termo fonte

Para a discretização do termo fonte utiliza-se da regra do ponto médio, pois é independente da forma do volume de controle e apresenta precisão de segunda ordem. Esta regra converte uma integral de volume pelo produto do valor da função do integrando no centro do volume de controle e o volume do volume de controle, da forma:

$$\int_V S_\phi dV = (S_\phi \Delta V) \quad (3.41)$$

O termo-fonte S_ϕ contém todas as fontes volumétricas de ϕ , termos explícitos da discretização do termo transiente, contribuições de 2^a ordem do fluxo advectivo e o fluxo difusivo secundário. A discretização de qualquer equação de transporte pode ser expressa na forma acima. Por exemplo, o termo fonte relativo à componente u do vetor velocidade é implementado no có-

digo segundo a expressão:

$$S_{u_p} = \frac{\rho_p}{\Delta t} u_p^n + \sum_{nb} \mu_f \left[\overline{\text{grad}u} \cdot \vec{A}_f - \overline{\text{grad}u} \cdot \vec{e}_s \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} \right] + \sum_{nb} \mu_f \left(\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial z}{\partial x} \right) \cdot \vec{A}_f - \sum_f \vec{A}_f \cdot P_{i,f} \quad (3.42)$$

onde o somatório é realizado sobre todos os vizinhos nb do elemento p . O sobrescrito n denota o instante de tempo anterior ao atual. O sobrescrito $n + 1$ foi omitido para o valor atual da variável u para simplificar o equacionamento. Expressões similares podem ser obtidas para as demais componentes do vetor velocidade.

Os termos de pressão nas equações de quantidade de movimento podem ser tratados tanto como forças conservativas na superfície do volume de controle quanto como forças de corpo não conservativas. No código UNSCYFL3D utiliza-se a primeira abordagem, sendo:

$$\int_V \frac{\partial P}{\partial x_i} dV = \oint_A P_i d\vec{A} = \sum_f \vec{A}_f \cdot P_{i,f} \quad (3.43)$$

Na equação Eq. 3.43 a integral de volume do gradiente de pressão foi convertida em uma integral de superfície envolvendo as pressões nas faces do volume por meio do teorema da divergência de Gauss.

Acoplamento pressão-velocidade: método SIMPLE

Até agora mostrou-se como as equações de balanço de quantidade de movimento linear podem ser discretizadas via volumes finitos em malhas não-estruturadas. É importante observar que o conjunto de equações Eq. 3.10 forma um sistema com quatro equações (balanço de massa, balanço de quantidade de movimento linear para u , v e w) e quatro incógnitas (u , v , w e p), formando portanto um sistema determinado. As componentes de velocidade devem ser determinadas pelas respectivas equações de conservação, mas sujeitas à restrição imposta pela equação da continuidade. Não há uma equação explícita para a pressão, o que exige a dedução de uma equação para esta variável para que um método segregado de solução possa ser empregado. O UNSCYFL3D utiliza o método SIMPLE (*Semi-Implicit Pressure-Linked Equations*) para gerar esta equação (FERZIGER; PERIC, 2002) e garantir que a equação da continuidade também seja satisfeita.

No SIMPLE, o procedimento de solução das equações para u , v , w e p é dito segregado, o que significa que a equação que envolve cada uma destas variáveis é resolvida independentemente, através de métodos de solução de sistemas lineares, e sequencialmente. O processo é repetido até que os resíduos normalizados de todas as equações sejam reduzidos até a tolerância especificada.

Várias iterações globais, com a solução dos sistemas lineares para u , v , w e p , podem ser necessárias devido à natureza não-linear das equações de Navier-Stokes e ao acoplamento entre as variáveis. Como as variáveis convergem com velocidades diferentes, é necessário subrelaxar as soluções do sistema. Para o caso de problemas transientes, iterações globais devem ser realizadas em cada passo de tempo, e o processo é repetido a cada passo de tempo.

O algoritmo SIMPLE pode ser sintetizado da seguinte forma:

1. iniciam-se os valores das componentes de velocidade e pressão nos elementos, e vazões mássicas nas faces em todo o domínio de cálculo, inclusive os contornos. Estes campos não necessariamente satisfazem as equações de conservação;
2. resolve-se o sistema linear para cada componente do vetor velocidade, correspondendo ao passo preditor. UNSCYFL3D utiliza o método de gradiente biconjugado;
3. com o campo de velocidade predito, calculam-se as vazões mássicas nas faces de todos os elementos. Resolve-se então o sistema linear para a correção de pressão. Normalmente, é necessário utilizar um solucionador eficiente, baseado em métodos multigrid, por exemplo;
4. conhecida a correção de pressão, p' , corrigem-se então as vazões mássicas nas faces, a pressão em cada elemento, e as componentes de velocidade em cada elemento;
5. avaliam-se os resíduos e as equações de momentum após o passo corretor e caso sejam satisfeitas de acordo com a tolerância especificada pelo usuário, declara-se a convergência do conjunto de equações. Devido aos acoplamentos entre as variáveis, uma iteração global do SIMPLE normalmente não é suficiente para garantir que todas as equações sejam satisfeitas simultaneamente. Neste caso, retorna-se ao passo 2 e o processo continua até a convergência de todas as equações.

Para o caso de problemas transientes, o procedimento descrito acima é realizado para cada passo de tempo.

O fluxograma de solução através do SIMPLE é representado na Fig. 3.4:

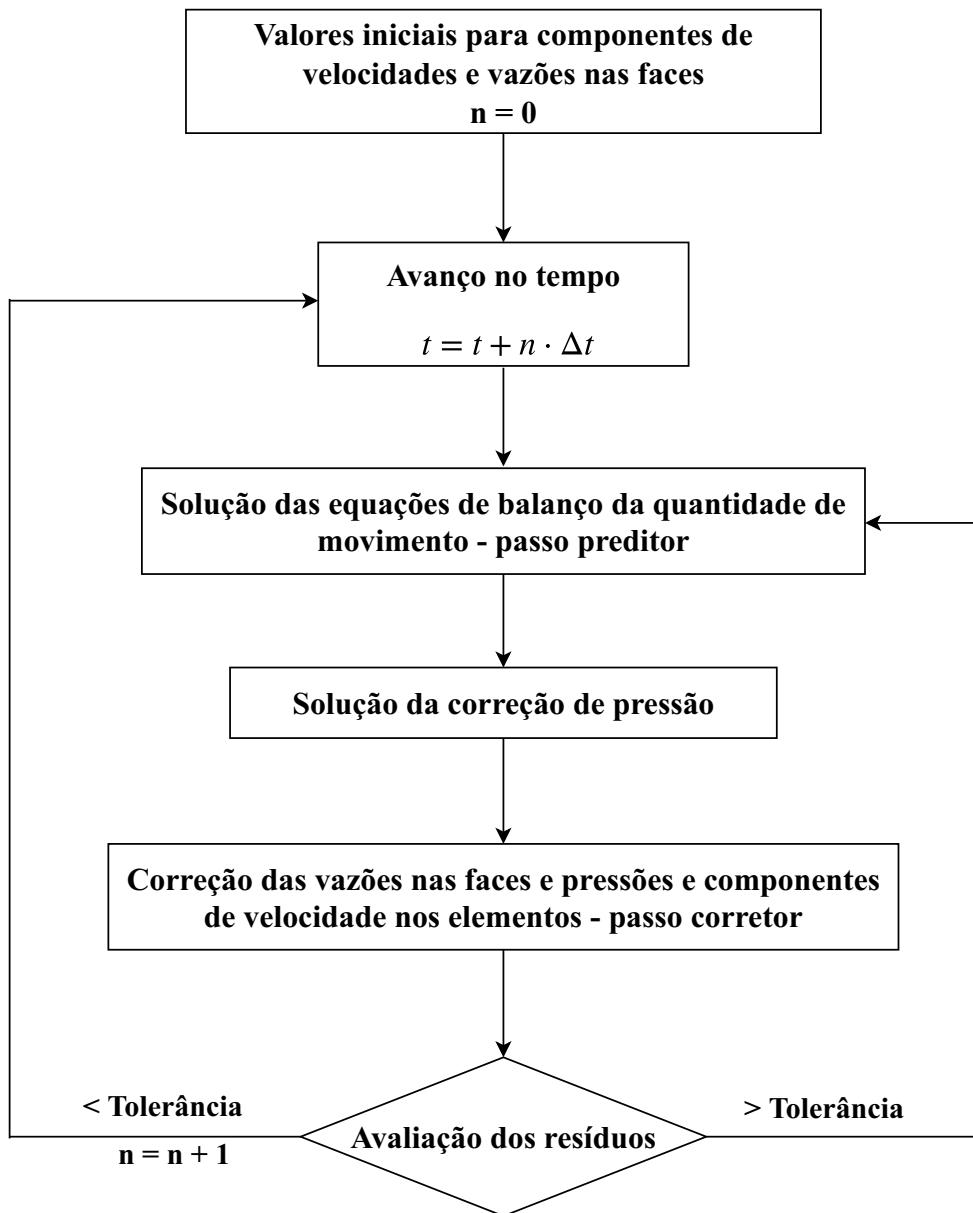


Figura 3.4: Fluxograma do algoritmo SIMPLE, como implementado no UNSCYFL3D. n é o índice de avanço no tempo. Adaptado de Souza (2012)

Condições de contorno no UNSCYFL3D

Em sua versão atual, o UNSCYFL3D tem implementadas os seguintes tipos de condições de contorno:

- Entrada de massa: fornece-se a magnitude da velocidade normal às faces de entrada do domínio. Caso algum modelo de fechamento para a turbulência seja escolhido, os valores da intensidade e escala de comprimento da turbulência também devem ser especificadas;
- Escoamento completamente desenvolvido na saída: supõe-se que o escoamento está completamente desenvolvido na saída, e portanto, não sofre mais variações na direção normal à face desta fronteira. O fluxo difusivo é portanto nulo nesta direção. Esta condição normal-

mente exige uma extensão do domínio, já que a hipótese de escoamento completamente desenvolvido pode não ser válida para o comprimento real do duto de saída;

- Simetria: supõe-se que não há fluxo de massa na direção normal e a componente tangencial de velocidade é igual à do elemento interno adjacente. Os gradientes são iguais aos do elemento adjacente, não havendo fluxo difusivo ou convectivo na direção normal;
- Parede sem deslizamento: não há fluxo de massa na direção normal, mas as componentes de velocidade são nulas na face, havendo fluxo difusivo, mas não convectivo. Os gradientes também são iguais aos da célula adjacente;
- Periodicidade: o fluxo de massa e a magnitude da velocidade no final do domínio computacional é igual ao do início do domínio;
- Pressão imposta: a pressão na saída é conhecida, de forma que a correção de pressão é nula nas faces. Não se supõe que o escoamento seja completamente desenvolvido na saída, e uma equação de correção da vazão nestas faces pode ser deduzida, assim como para as componentes de velocidade nos elementos-fantasma.

Condições de contorno para a equação de correção de pressão também são necessárias. Exceto para a condição de pressão imposta na saída, condições de Neumann são utilizadas para esta equação, supondo-se portanto que a derivada na direção normal da correção de pressão é nula nas fronteiras.

3.3.2 *Fase Lagrangiana*

3.3.2.1 *Esquema de integração para as equações de movimento da bolha*

As Eqs. 3.15 e 3.16 formam um conjunto de equações diferenciais ordinárias cuja solução passa pela integração temporal. No código UNSCYFL3D três esquemas diferentes estão disponíveis para se realizar tal integração, sendo eles: o esquema implícito de Euler, o esquema trapezoidal e um esquema analítico. O esquema analítico foi utilizado, sendo a integração da posição e movimento da bolha na direção x dadas, respectivamente, pelas seguintes expressões:

$$x_p^{n+1} = x_p^n + u^n \Delta t + a\tau_p \Delta t + (u_p^n - u^n + a\tau_p) \tau_p \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} \right) \quad (3.44)$$

$$u_p^{n+1} = u^n + e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} (u_p^n - u^n) - a\tau_p \left(e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} - 1 \right) \quad (3.45)$$

onde,

$$\tau_p = \frac{4\rho_b d_b}{3\rho C_D m_b} \quad (3.46)$$

e $\frac{a}{m_b}$ é o agrupamento das forças consideradas no segundo membro da Eq. 3.16 como exceção força de arrasto.

3.3.2.2 Esquema de interpolação para fase discreta

Quando se trabalha com a abordagem Euleriana-Lagrangia em conjunto com o método da força-pontual torna-se necessário conhecer o valor da velocidade do fluido na posição do centro de massa de cada bolha. Como se espera que esta posição varie ao longo do tempo de tal forma que a mesma normalmente não coincide com a posição da malha Euleriana onde as propriedades da fase contínua são calculadas, a interpolação dos valores de velocidade da fase contínua para a posição do centro de massa da bolha torna-se fundamental para o sucesso do método.

Esta interpolação deve ser suficientemente precisa para garantir que a velocidade da fase contínua seja bem representada no local desejado, no entanto não pode ser um processo computacionalmente caro, uma vez que se trata de uma operação que será repetida durante todo o processo de cálculo.

Ao se considerar a utilização de malhas cartesianas simples, pode se afirmar que este tema já foi muito estudado. No entanto, ao se considerar a utilização de malhas não estruturadas o mesmo ganha muita complexidade, uma vez que a utilização de qualquer esquema com ordem elevada exige uma estrutura de dados relativamente complexa, além de encarecer muito o processo. Desta forma, o código computacional UNSCYFL3D utiliza o esquema de Shepard. Neste esquema a velocidade no centro da célula Euleriana onde o centro de massa da bolha se encontra é utilizada em conjunto com a velocidade no centro das células vizinhas, sendo que as mesmas são ponderadas pelo inverso da distância do centro da célula até a posição do centro de massa da bolha, conforme ilustrado na Fig. 3.5.

3.3.2.3 Rastreamento da fase dispersa

Para solução das equações diferenciais ordinárias, torna-se necessário conhecer a localização de cada bolha, ou nuvem de bolhas, dentro da malha Euleriana. Isto ocorre porque para o cálculo da variação da velocidade e da posição das bolhas é necessário interpolar as propriedades do fluido para a posição do centro de massa das mesmas. Normalmente a determinação da célula computacional na qual uma bolha discreta se encontra pode ser feita de forma rápida e eficiente, utilizando-se a localização da bolha e do mapeamento da malha, em malhas cartesianas uniformes. No entanto, esta abordagem não pode ser diretamente utilizada em malhas não estruturadas (PENG *et al.*, 2009), tornando o problema de rastreamento das partículas um elemento importante. O código UNSCYFL3D utiliza o algoritmo proposto por Haselbacher, Najjar e Ferry (2007). Esta escolha se deu devido a algumas características específicas deste algoritmo:

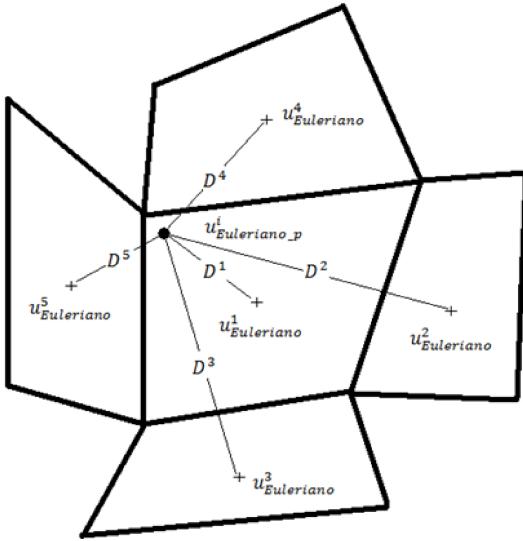


Figura 3.5: Esquema de interpolação de Shepard.

- este algoritmo é robusto o bastante para permitir que uma bolha atravesse mais de uma célula computacional em um único passo e tempo, ou seja, o algoritmo possibilita que a bolha percorra grandes distâncias, o que é um fator limitante para um grande número de algoritmos;
- o algoritmo se baseia em distâncias de intersecção ao invés de tempos de intersecção, o que é algo muito mais natural, uma vez que o problema de rastreamento de bolhas deve ser primordialmente um problema espacial e não temporal;
- o algoritmo pode ser aplicado a malhas Eulerianas constituídas de elementos poliédricos;
- de acordo com o autor, este algoritmo é mais rápido e eficiente do que outros algoritmos publicados.

3.3.2.4 Acoplamento de duas vias

O termo fonte das equações de quantidade de movimento, Eq. 3.10, é obtido através do conceito de Particle-Source-in-cell (PSI Cell). Neste método, partículas individuais (microbolhas) em uma estrutura lagrangiana são rastreadas no espaço de fase contínua, no qual o fluxo de quantidade de movimento é avaliado através de uma média de todas as partículas computacionais que atravessam uma determinada célula computacional durante a simulação lagrangiana. A quantidade de movimento trocada é avaliada através da variação temporal de velocidade das partículas quando estas atravessam a célula, ao invés de somar todas as forças dinâmicas que atuam nas bolhas. O que se faz é subtrair as forças externas, conforme é expresso na equação

para a fonte de quantidade de movimento, Eq. 3.47:

$$f_i = \frac{-1}{V_{cv}} \sum_k m_k N_k \frac{1}{\Delta t} \sum_n \left\{ [(u_{b,i})_k^{n+1} - (u_{b,i})_k^n] - g_i \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_b} \right) \Delta t_L \right\} \quad (3.47)$$

onde o somatório em n está relacionado à trajetória da bolha ao longo de n subpassos de tempo, e o somatório em k está relacionado ao número de bolhas computacionais que passam pelo volume de controle considerado com volume V_{cv} . A massa de cada bolha individual é m_k e N_k é o número de bolhas reais que uma bolha computacional representa. Δt_L é o passo de tempo lagrangiano, o qual é usado na solução das equações de movimento da bolha, Eq. 3.15.

A solução do acoplamento de duas vias ocorre da seguinte forma: para cada passo de tempo do fluido, a fase euleriana é solucionada até atingir um critério de convergência desejado. Subsequentemente, o movimento das bolhas no mesmo passo de tempo é calculado de acordo com as forças conservativas e as forças exercidas pelo fluido. Subpassos de tempo podem e são frequentemente utilizados para as bolhas, em função dos tempos característicos serem diferentes dos do fluido. Conhecendo-se a variação temporal de velocidade das bolhas, calcula-se então o termo-fonte f_i , a ser somado às equações de quantidade de movimento no próximo passo de tempo. Avança-se então para o próximo passo de tempo, e o procedimento para a solução da fase contínua e da dispersa é repetido. O processo continua com a solução concomitante do fluido e das partículas até que uma solução estatisticamente estabelecida seja obtida para ambas as fases.

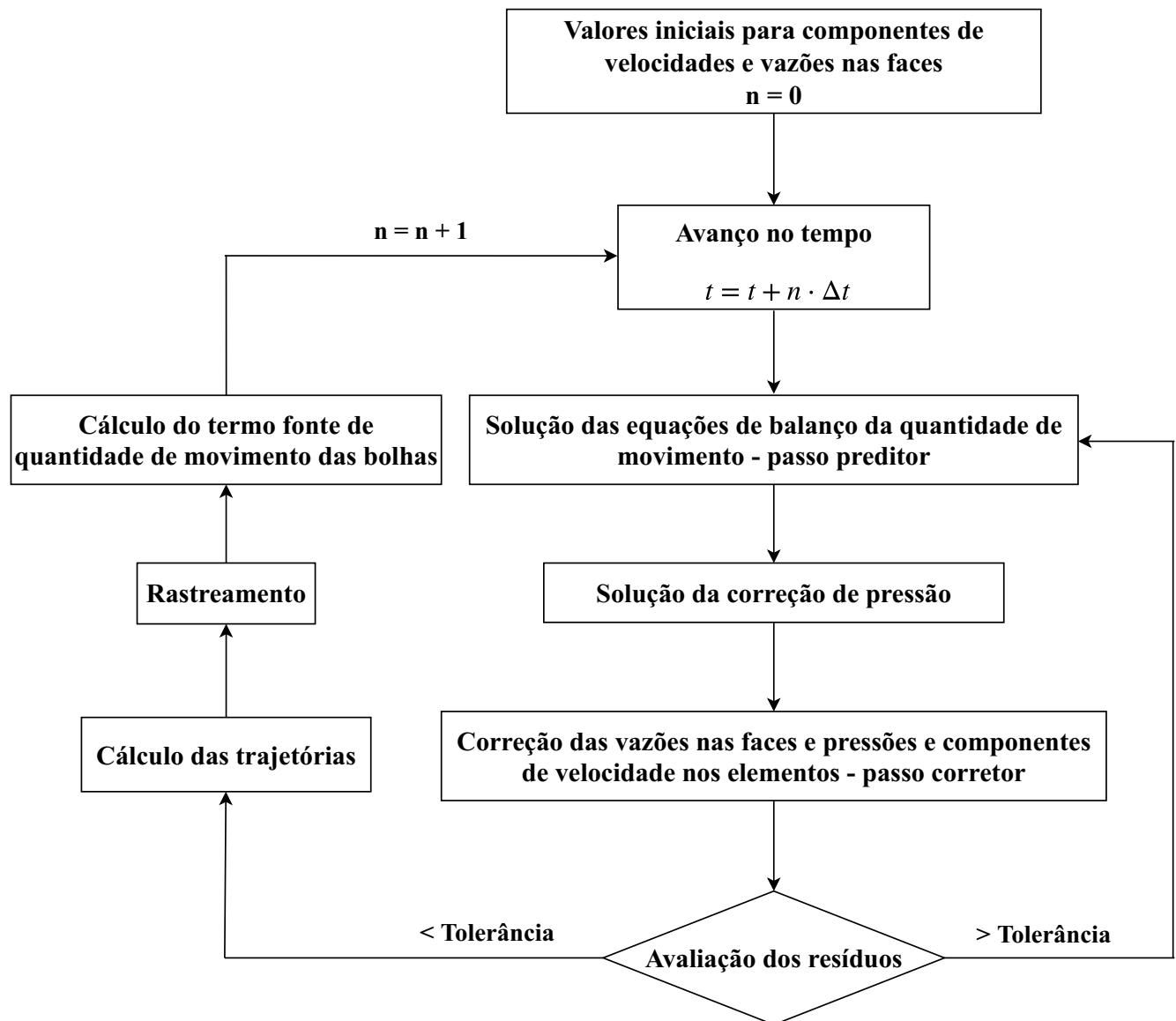


Figura 3.6: Fluxograma do algoritmo SIMPLE com modelo Lagrangiano com acoplamento de duas vias, como implementado no UNSCYFL3D. n é o índice de avanço no tempo.

CAPÍTULO IV

EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA

No presente capítulo são apresentados os resultados obtidos por Simulações Numéricas Diretas para diferentes configurações de escoamentos, sem e com a presença de microbolhas. Inicialmente apresenta-se a descrição do aparato experimental utilizado para a validação do escoamento monofásico, e também, para um caso com microbolhas em um canal vertical com escoamento ascendente. Posteriormente, são apresentados os resultados das simulações considerando a presença de microbolhas no escoamento, onde a análise da dinâmica do escoamento e os principais fenômenos presentes nos casos abordados são observados e discutidos. As análises dos escoamentos com microbolhas são feitas em função do diâmetro das bolhas e da fração de gás injetado no escoamento.

4.1 Experimento material

Todo o esquema utilizado na experimentação material pode ser visualizado na Fig. 4.1, o qual foi desenvolvido por Pang e Wei (2013). Este trabalho servirá de base para a validação do escoamento monofásico e um caso do escoamento com microbolhas simulado no UNSCYF3D, a fim de obter confiabilidade para a simulação dos demais casos com a presença de microbolhas. Também serão utilizados resultados de DNS com números de Reynolds baseado na velocidade de cisalhamento (u_τ), iguais ao obtido com a simulação do escoamento monofásico, com a finalidade de comparar os perfis de velocidade e os momentos estatísticos de primeira ordem.

Descrição do experimento material

O experimento material foi realizado em um canal de água circulante, operado na direção vertical ascendente. Água foi bombeada por uma bomba centrífuga através de um medidor de fluxo de massa, uma câmara de decantação, um canal bidimensional, um difusor, válvulas e tubulações, e depois retornando ao tanque de armazenamento. A câmara de decantação com um tubo perfurado e um filtro foi projetado para estabilizar o escoamento na entrada do canal. O

difusor, por um lado, permitiu que o fluxo se tornasse estável na saída do canal. Por outro lado, as bolhas podem ser removidas no espaço do difusor pelo empuxo, permitindo assim a operação contínua, onde a ventilação foi mantida aberta, de modo a descartar o gás contido nas bolhas. A seção de teste foi construída de resina acrílica transparente para facilitar a visualização e as medições. A seção de teste é um canal bidimensional com 2 000 mm de comprimento, 10 mm de altura e 200 mm de largura. O ar foi fornecido ao gerador de bolhas por um compressor através de um medidor de fluxo rotativo. Dois tipos de geradores de bolhas foram usados para gerar bolhas de gás com diâmetros diferentes. O primeiro foi feito por 10 agulhas hipodérmicas com um diâmetro externo de $60\ \mu\text{m}$. O segundo por 10 tubos perfurados com um micro-furo de $20\ \mu\text{m}$ pela técnica de perfuração a laser. O gerador de bolhas estava localizado a 200 mm a jusante da entrada do canal. O local de teste foi de 1 600 mm de distância do local de injeção das bolhas. Para evitar a coalescência de bolhas e estabilizar o tamanho da bolha, 20 ppm de 3-pentanol ($\text{C}_5\text{H}_{11}\text{OH}$) como surfactante foram injetados na água. Experimentalistas verificaram que a adição de uma pequena quantidade de 3-pentanol quase não influencia as características de turbulência do líquido (SO *et al.*, 2002; FUJIWARA; MINATO; HISHIDA, 2004).

Na experimentação, o fluido foi água com massa específica $\rho = 1\ 000\ \text{kg/m}^3$ e viscosidade cinemática $\nu = 10^{-6}\ \text{m}^2/\text{s}$. O número de Reynolds baseado na velocidade de atrito com a parede, u_τ , e na meia distância entre as paredes do canal foi de 150, sendo $u_\tau = 0,03\ \text{m/s}$. A velocidade média no centro do canal foi de 0,45 m/s, donde obteve-se o número de Reynolds baseado na distância entre as paredes de 4 500. As condições atribuídas na experimentação material são resumidas na Tab. 4.1.

O sistema de medição utilizado para aferir os resultados do escoamento monofásico e o sistema de coordenadas também são mostrados na Fig. 4.1. A técnica utilizada foi a velocimetria por imagem de partículas (*Particle Image Velocimetry-PIV*). Para garantir um escoamento bidimensional, o plano de medição é selecionado como o plano central do canal na direção transversal a direção do escoamento. Todo o sistema utilizado, consiste de um laser de dupla potência, ótica de chapa laser, uma câmera SpeedSense, um sincronizador, um gerador de temporizador, um computador de amostragem de imagens e um software de processamento de imagens. Nos processos de medição, o sincronizador comunicava com a câmera SpeedSense, o laser de dupla potência e o computador, e gerava pulsos para harmonizar o trabalho síncrono da câmera e do laser.

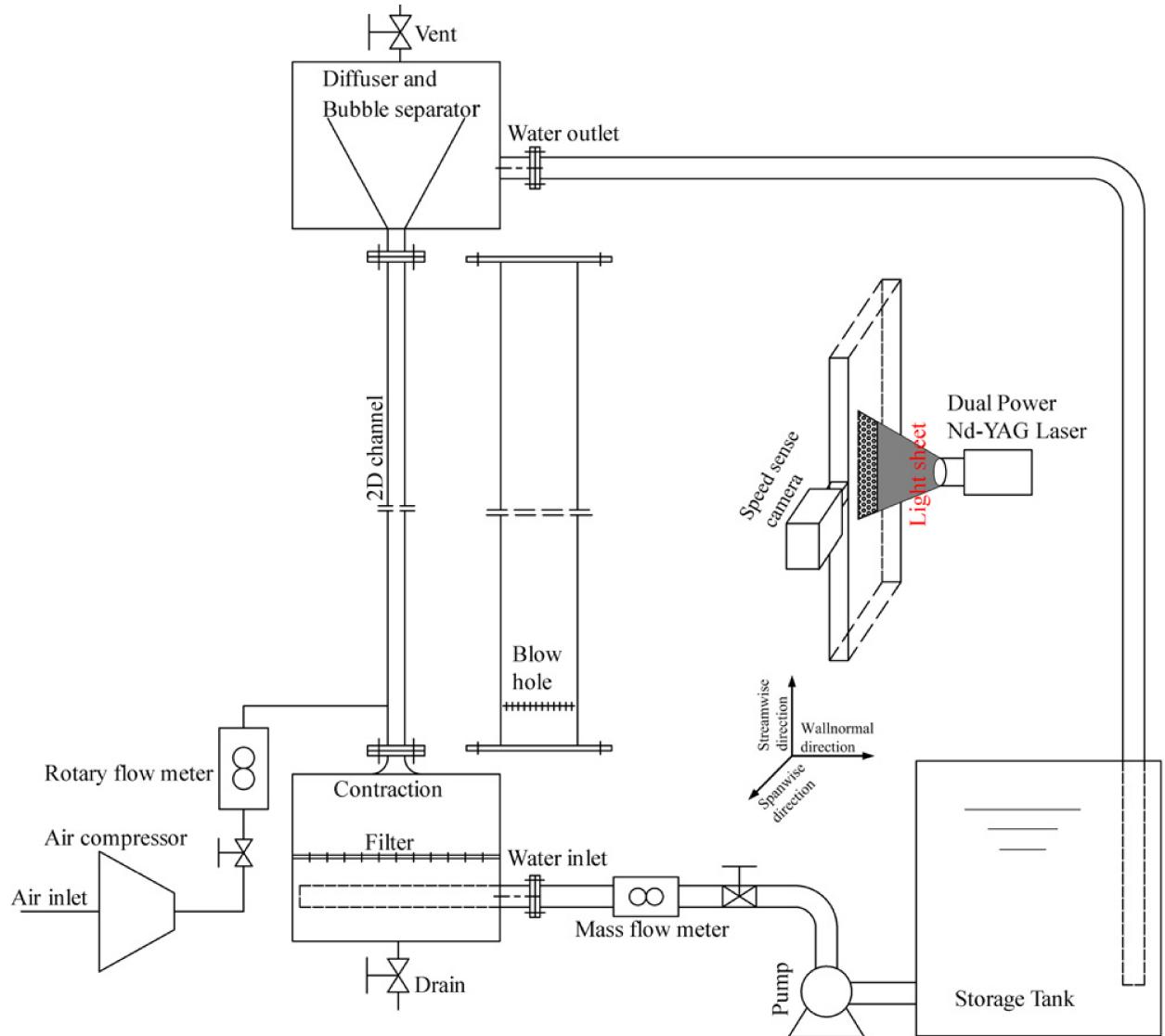


Figura 4.1: Esquema do experimento material de Pang e Wei (2013)

Tabela 4.1: Condições do experimento material.

Fluido	Água
Massa específica (ρ)	1 000 kg/m ³
Viscosidade dinâmica (μ)	0,001 kg/(m.s)
Número de Reynolds (Re)	4 500
Velocidade média [m/s]	0,45 m/s
Número de Reynolds de cisalhamento (Re_τ)	150
Velocidade de atrito com a parede (u_τ)	0,03 m/s
Temperatura	25 °C
Seção de teste (Altura × largura × comprimento)	10 mm × 200 mm × 2 000 mm

4.2 Domínio computacional e parâmetros de simulação

A geometria base para as simulações foi descrita no capítulo anterior, porém vale relembrar neste momento. Serão executadas simulações em um canal periódico com escoamento vertical com as seguintes dimensões nas direções x , y e z : $L_x = 4\pi h$, $L_y = 2h$ e $L_z = 2\pi h$, respectivamente, onde $2h$ é a distância de uma parede à outra, sendo $2h = 0,01$ m. Geometrias proporcionais as dimensões utilizadas neste trabalho é comum na literatura, visto que são suficientes para evitar a autocorrelação das variáveis em análise. A malha usada em todas as simulações possui aproximadamente 2 100 000 volumes composta por hexaedros, sendo 128 volumes em cada direção, com refinamento na parede satisfazendo a condição de $y^+ < 1$ no primeiro elemento para capturar com mais acurácia as estruturas na região de camada limite, conforme é ilustrada nas Figs. 4.2 (a) e (b). Nas paredes laterais foi aplicada a condição de não-deslizamento e nas direções principal (direção x) e longitudinal (direção z) periodicidade.

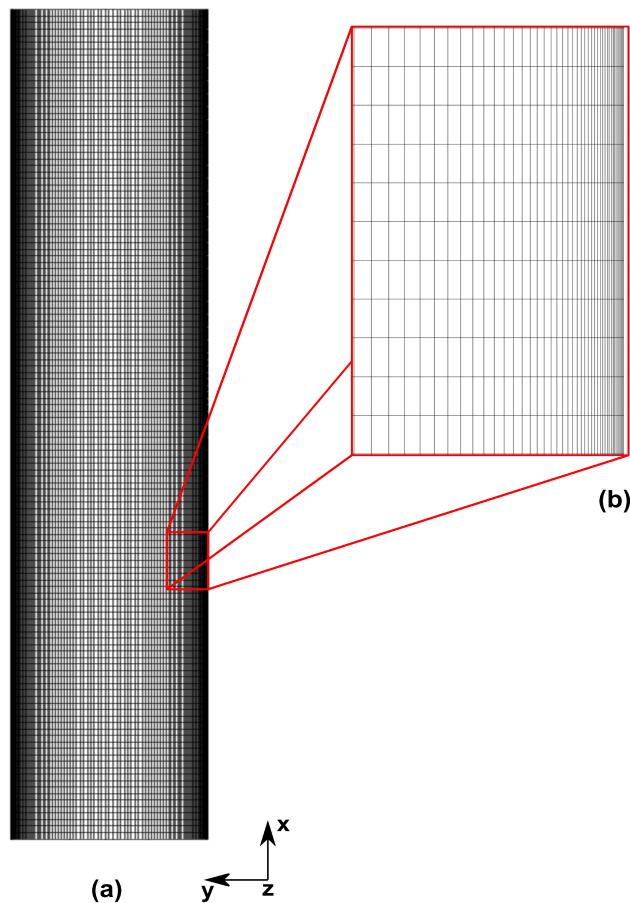


Figura 4.2: Malha numérica: (a) vista da direção principal; (b) ampliação da malha na região parietal elucidando o refinamento na parede.

Em todas as simulações a fase euleriana é água com massa específica $\rho = 1\,000 \text{ kg/m}^3$ e viscosidade cinemática $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Foi imposto um gradiente de pressão constante de 180 Pa/m para manter o escoamento na direção vertical ascendente e para garantir o número

de Reynolds semelhante ao do experimento material. Para a fase dispersa foram considerados uma massa específica (ρ_b) de $1,17 \text{ kg/m}^3$ e viscosidade dinâmica $\mu_b = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ kg/(m.s)}$. Foram avaliados três diâmetros diferentes para as microbolhas ($100 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$ e $500 \mu\text{m}$) e consideradas duas frações para o gás contido no escoamento ($\alpha = 0,1\%$ e $\alpha = 0,5\%$). O passo de tempo atribuído em todas simulações foi de 10^{-4} s . Este passo de tempo foi utilizado tanto para a fase euleriana quanto para a fase discreta, sendo o tempo total de simulação em torno de 20 s . Este tempo foi suficiente para a convergência das estatísticas em todos os casos simulados. Todos os parâmetros computacionais estão sintetizados na Tab. 4.2.

As microbolhas foram injetadas no escoamento monofásico já desenvolvido. As estatísticas computadas após dez tempos de residência. O número de bolhas depende das frações volumétricas e dos diâmetros das microbolhas. Todos os perfis de velocidade, flutuações de velocidades nas três direções e os momentos estatístico de segunda ordem foram extraídos na posição $x = 0,06 \text{ m}$, tanto para o escoamento monofásico quanto para os casos com bolhas.

Tabela 4.2: Parâmetros gerais utilizados nas simulações.

Fluido	Água
Massa específica (ρ)	$1\,000 \text{ kg/m}^3$
Viscosidade dinâmica (μ)	$0,001 \text{ kg/(m.s)}$
Gradiente de pressão (ΔP)	180 Pa/m
Domínio ($L_x \times L_y \times L_z$)	$4\pi h \times 2h \times 2\pi h$
Resolução da malha	$128 \times 128 \times 128$
Diâmetros das microbolhas (d_b)	$100 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$ e $500 \mu\text{m}$
Densidade do gás (ρ_b)	$\rho = 1,17 \text{ kg/m}^3$
viscosidade dinâmica do gás (μ_b)	$\mu_b = 1,8 \times 10^{-5} \text{ kg/(ms)}$
Fração de volume global (α)	$0,1\%$ e $0,5\%$

4.3 Avaliação do escoamento monofásico

Para a avaliação do escoamento monofásico resolvido numericamente, conforme mencionado anteriormente, foram utilizados os dados obtidos por experimentação material de Pang e Wei (2013). Além do experimento material, também utilizou-se para comparação dos perfis de velocidade e flutuações da velocidade para as componentes u , v e w dados de DNS. Os casos comparados estão dispostos na Tab. 4.3. Nota-se na tabela que todos os casos a serem comparados possuem o mesmo número de Reynolds baseado na velocidade de atrito com a parede do presente trabalho. A resolução da malha do presente trabalho é igual à maior resolução de malha utilizada nas comparações (GIUSTI; LUCCI; SOLDATI, 2005) e também igual à utilizada no trabalho de Yu e Kawaguchi (2004) apenas para a comparação dos perfis de velocidade. Para as demais comparações o autor utilizou-se da malha de $64 \times 64 \times 64$.

Tabela 4.3: Dados dos trabalhos utilizados nas comparações do escoamento monofásico. Na coluna do domínio computacional $2h$ é a distância de uma parede à outra no domínio em cada um dos casos.

Simulações (DNS)	Domínio computacional	Resolução da malha	Re_τ
Presente trabalho	$4\pi h \times 2\pi h \times 2h$	$128 \times 128 \times 128$	150
Yu e Kawaguchi (2004)	$10h \times 5h \times 2h$	$64 \times 64 \times 64$	150
Giusti et al. (2005)	$4\pi h \times 2\pi h \times 2h$	$128 \times 128 \times 128$	150
Pang et al. (2014)	$10h \times 5h \times 2h$	$64 \times 64 \times 64$	150

Primeiramente foi feita a comparação do perfil de velocidade média do escoamento monofásico obtido por simulação com o obtido por Pang e Wei (2013) em valores absolutos. Nota-se que a concordância obtida entre os perfis é satisfatória, no qual apresenta uma pequena discordância apenas na região central do canal. No experimento não foram fornecidas as incertezas de medição, contudo acredita-se que essa diferença seja aceitável e que não compromete as análises e conclusões deste trabalho.

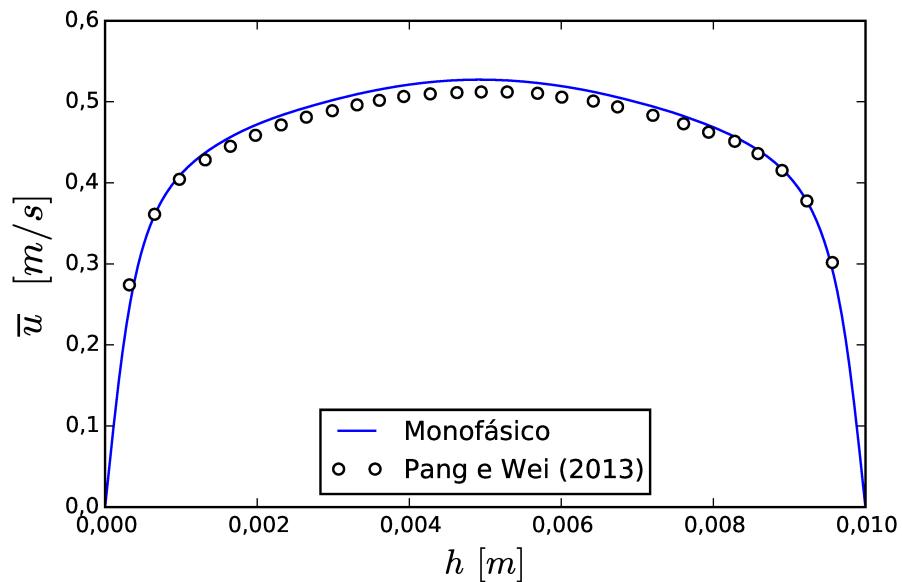


Figura 4.3: Comparação dos perfis de velocidade simulado no presente trabalho (linha sólida) com o perfil experimental de Pang e Wei (2013).

Para maior parte das comparações feitas a partir deste momento, serão utilizadas as variáveis normalizadas, sendo identificadas pelo sobrescrito $+$. A distância normalizada entre as paredes do canal é denotada por y^+ e a velocidade normalizada por u^+ . As expressões para calcular cada uma delas são dadas respectivamente por:

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (4.1)$$

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad (4.2)$$

onde: y é a distância de um ponto até a parede, u_τ a velocidade de atrito com a parede e ν a viscosidade cinemática da água. u_τ é obtido pela Eq. 4.3 em função da tensão de cisalhamento com a parede (τ_w), fazendo uma média temporal e espacial nos primeiros elementos juntos às paredes.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.3)$$

Na Fig. 4.4 é exibida uma comparação de perfis de velocidade, na direção y , normalizada pela velocidade de atrito com a parede, u_τ , em função da coordenada y^+ de resultados de DNS com o mesmo Re_τ da simulação praticada com o perfil de velocidade experimental. Por meio dos resultados expostos pode-se observar que a simulação do escoamento monofásico da presente tese concorda bem com os outros casos comparados, predizendo até melhor os dados experimentais que outras simulações, como por exemplo, a simulação praticada por Yu e Kawaguchi (2004). Além disso, há também uma pequena diferença entre as simulações.

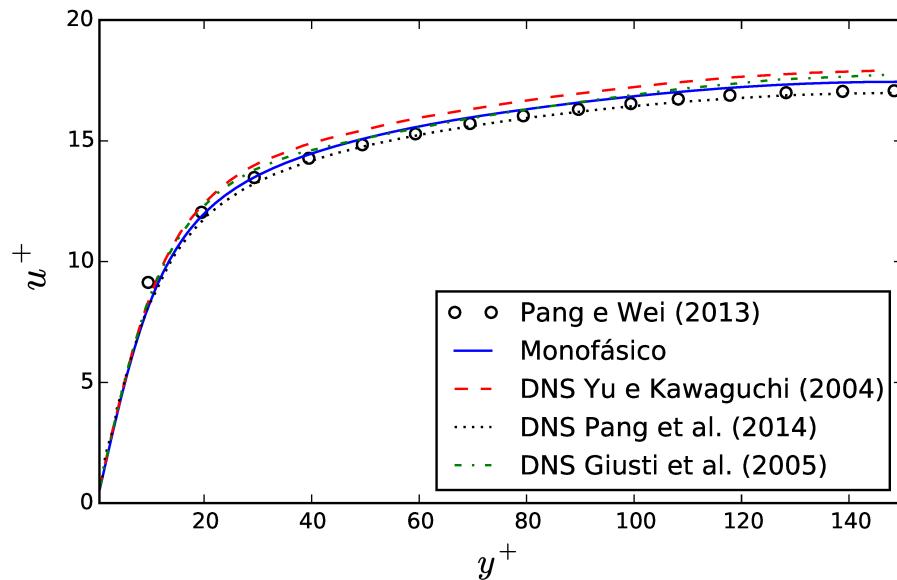


Figura 4.4: Comparação do perfil de velocidade do escoamento monofásico simulado no presente trabalho normalizado pela velocidade de atrito com a parede em função da coordenada y^+ com diferentes resultados da literatura.

Na Fig. 4.5, apresenta-se novamente a comparação dos mesmos perfis da figura descrita anteriormente, mas plotados em escala logarítmica para a variável y^+ , observando a boa concordância da simulação presente (linha contínua) com o resultado experimental basicamente para todos os pontos, exceto para o ponto correspondente a aproximadamente $y^+ = 10$. Esse distan-

ciamento também é observado para as demais simulações utilizadas na comparação.

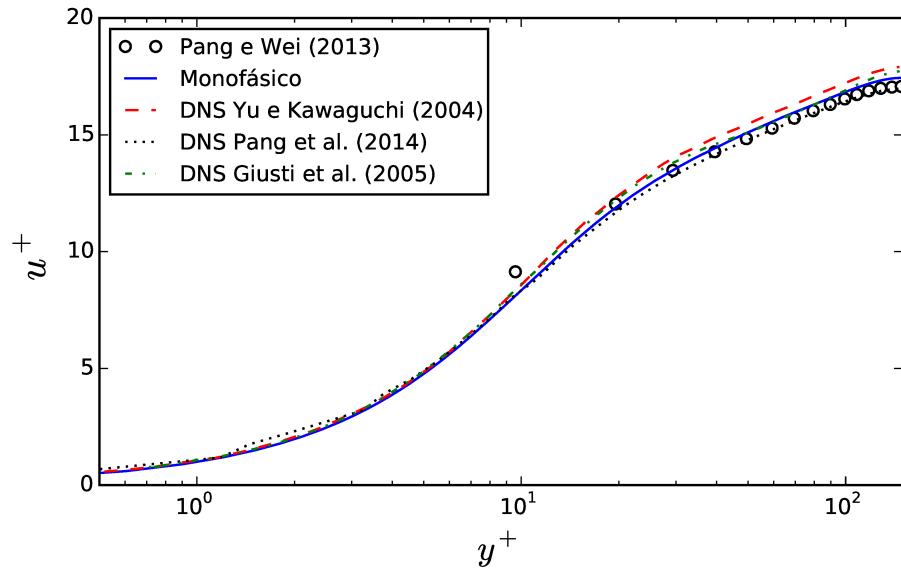
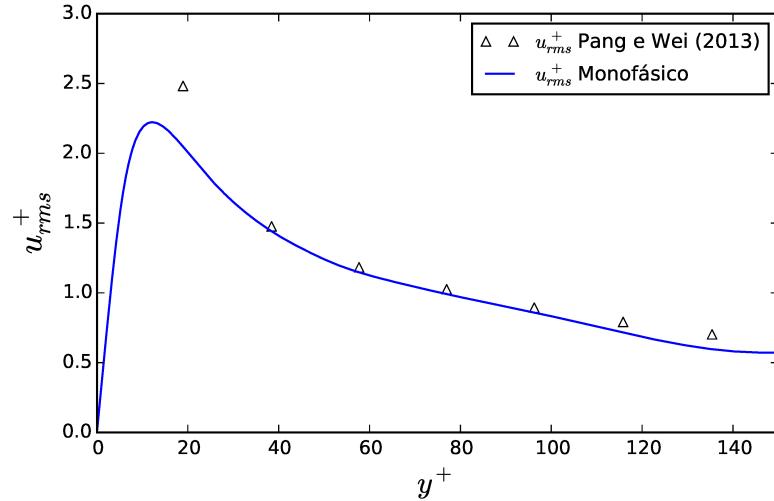
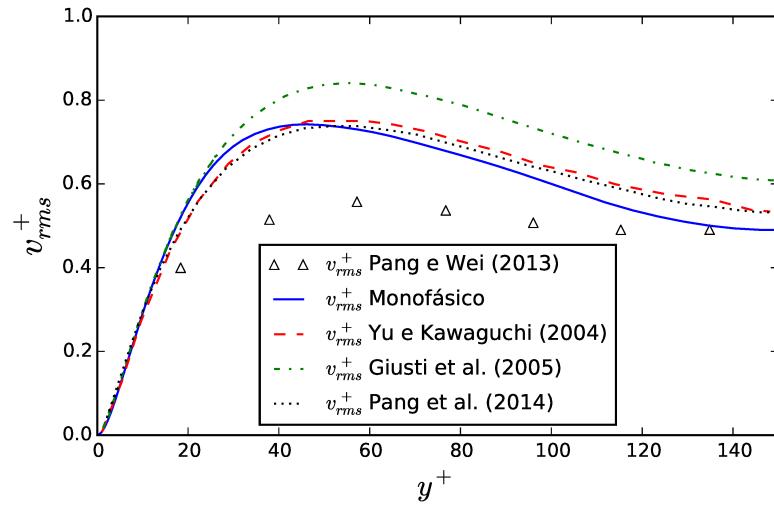


Figura 4.5: Comparação do perfil de velocidade do escoamento monofásico simulado no presente trabalho normalizado pela velocidade de atrito com a parede em função da coordenada y^+ em escala logarítmica com diferentes resultados da literatura.

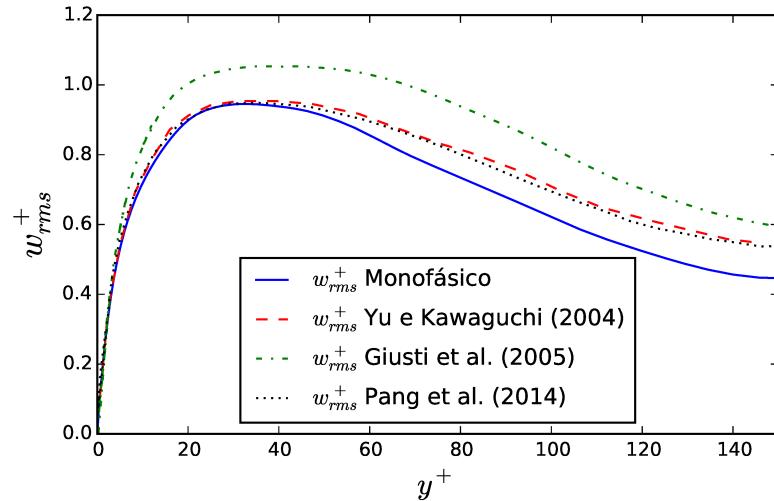
Apresenta-se nas Fig. 4.6, os perfis de flutuações de velocidade normalizados pela velocidade de atrito para as componentes u , v e w em função da coordenada de parede y^+ . Nota-se na imagem 4.6a que a simulação praticada no presente trabalho apresenta boa predição comparada com os dados experimentais, não conseguindo prever apenas o pico capturado pela experimentação material atingido próximo a $y^+ = 19$. Já na imagem 4.6b a simulação executada para a flutuação de velocidade na direção perpendicular as paredes se distancia muito dos dados de Pang e Wei (2013), portanto optamos por comparar a simulação do escoamento monofásico para a variável analisada com os perfis praticados por DNS citados anteriormente (YU; KAWAGUCHI, 2004; GIUSTI; LUCCI; SOLDATI, 2005; PANG; WEI; YU, 2014). Todos os perfis utilizados na comparação também discordam dos dados experimentais, mas as simulações de Yu e Kawaguchi (2004) e Pang, Wei e Yu (2014), concordam muito bem com os dados do presente trabalho, apresentando apenas, um pequeno desvio dos dados atuais na região central do canal. A simulação de Giusti, Lucci e Soldati (2005) sobreprediz os dados experimentais e as demais simulações para $y^+ > 25$. Para finalizar, como o trabalho de referência utilizado para validar o escoamento monofásico não dispunha de resultado para a flutuação de velocidade na direção transversal ao escoamento, foram utilizados somente os dados obtidos por simulação numérica para verificar a simulação executada para esta variável, conforme observa-se na Fig. 4.6c. Nela pode-se notar uma análise análoga a feita para a imagem 4.6b, com a ressalva de que os dados de Giusti, Lucci e Soldati (2005) sobreprediz as demais simulações para $y^+ > 8$, aproximadamente.



(a) Flutuação de velocidade na direção x.



(b) Flutuação de velocidade na direção y.



(c) Flutuação de velocidade na direção z.

Figura 4.6: Comparaçāo das flutuações de velocidade do escoamento monofásico simulado no presente trabalho com resultados da literatura: (a) u_{rms}^+ (b) v_{rms}^+ (c) w_{rms}^+

Diante dos resultados anteriores, pode-se concluir que a concordância entre a simulação e os dados experimentais é satisfatória para os perfis de velocidade e flutuação na direção principal do escoamento. E pode-se considerar o código UNSCYF3D validado, também em função das boas concordâncias observadas nas comparações feitas com simulações semelhantes à praticada na presente tese. As discrepâncias visualizadas podem ser relacionadas às dificuldades encontradas em medir com precisão todos os efeitos por experimentação material. Sendo assim, análises com bolhas serão realizadas a partir deste momento por meio da metodologia Euler-Lagrange descrita no capítulo anterior.

4.4 Avaliação do escoamento com microbolhas

O experimento material de Pang e Wei (2013) fornece resultados do escoamento ascendente com bolhas considerando uma fração volumétrica $\alpha = 0,1\%$ e diâmetro médio das bolhas de $500 \mu\text{m}$, o que possibilitou a validação do código por meio da metodologia Euler-Lagrange para os mesmos valores de α e diâmetro. Para essa simulação foram injetadas um total de 302 bolhas no escoamento já desenvolvido. Depois de injetadas foram esperados aproximadamente 10 tempos de residência para as bolhas para dar início as estatísticas. Os resultados obtidos são discutidos a seguir.

Na Fig. 4.7 têm-se o perfil de velocidade média simulado considerando a fração volumétrica de $0,1\%$ e microbolhas com diâmetros de $500 \mu\text{m}$ sendo comparado com o perfil de velocidade média experimental normalizados pela velocidade de atrito u_τ plotados em função de y^+ . Na figura é possível observar que a simulação prediz de forma satisfatória os dados do experimento material. A simulação se distancia apenas de um valor experimental, mas isto pode ser atribuído a algum erro de mediação durante a experimentação, pois a tendência dos valores experimentais na outra metade do canal é a mesma da simulação.

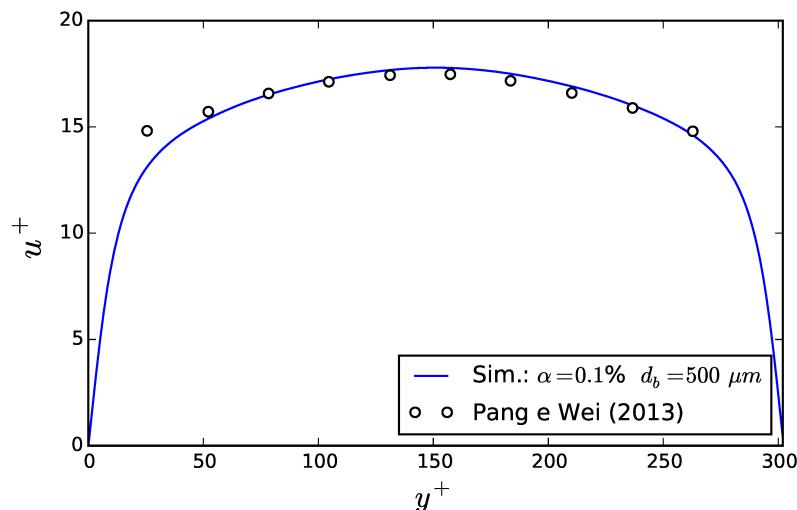


Figura 4.7: Perfil de velocidade do escoamento bifásico simulado no presente trabalho ($\alpha = 0,1\%$ e $d_b = 500 \mu\text{m}$) normalizado pela velocidade de atrito u_τ em função da coordenada de parede y^+ comparado com o resultado do experimento material de Pang e Wei (2013).

A Fig. 4.8 confirma a boa predição dos perfis quando plotados em escala logarítmica em função da coordenada de parede y^+ .

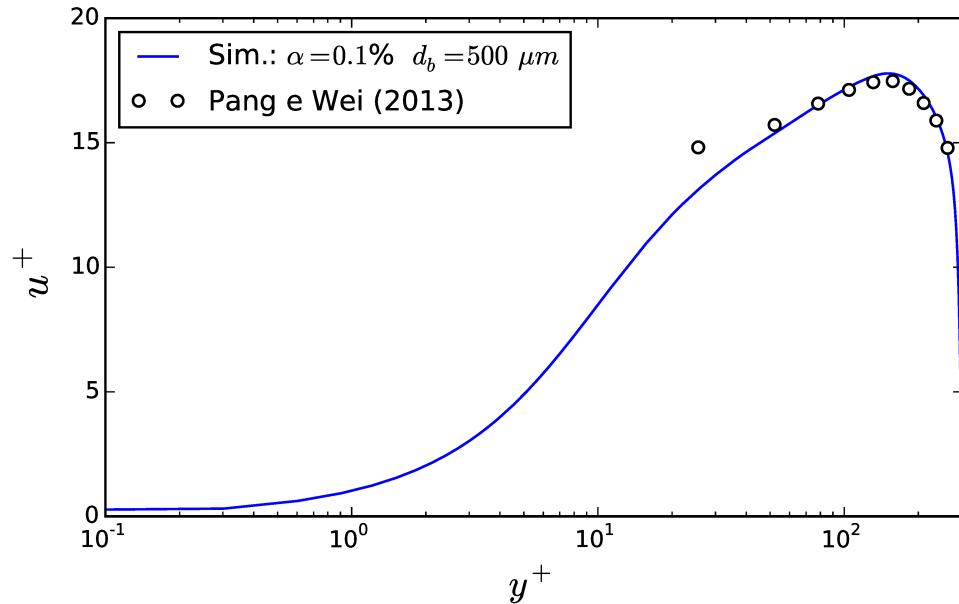


Figura 4.8: Perfil de velocidade do escoamento bifásico ($\alpha = 0,1\%$ e $d_b = 500 \mu m$) normalizado pela velocidade de atrito u_τ em função da coordenada de parede y^+ em escala logarítmica comparado com o resultado do experimento material de Pang e Wei (2013).

Também foi possível fazer a comparação na mesma configuração de fração volumétrica de gás no escoamento e diâmetro das bolhas descrita acima para as flutuações de velocidade nas direções principal e normal às paredes. Na Fig. 4.9 têm-se resultados satisfatório entre a simulação e os valores experimentais para u_{rms}^+ , porém para v_{rms}^+ verifica-se uma discrepância semelhante à que foi notada no caso monofásico. Para este caso não há dados de DNS disponíveis para que possa ser feita comparação, mas acredita-se que essa diferença não invalida o código e nem as análises e conclusões provenientes desse resultado visto que a simulação para este caso possui a mesma tendência do caso monofásico em que foi comparada com resultados de outras simulações para o mesmo Re_τ .

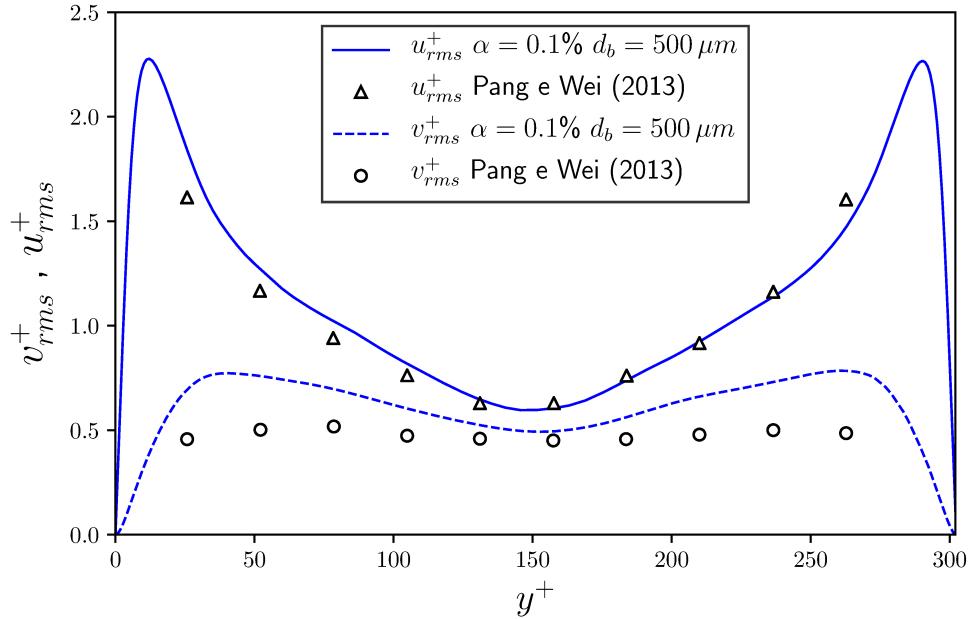


Figura 4.9: Perfis de flutuações de velocidade do escoamento bifásico ($\alpha = 0,1\%$ e $d_b = 500 \mu\text{m}$) normalizado pela velocidade de atrito u_τ em função da coordenada de parede y^+ nas direções x (u_{rms}^+) e y (v_{rms}^+) comparado com o resultado do experimento material de Pang e Wei (2013).

Os resultados exibidos nesta seção asseguram a confiabilidade do código e fornecem segurança para a execução das demais simulação previstas.

4.5 Resultados e discussões

Conforme foi introduzido na seção 4.2, serão analisados seis casos para o escoamento bifásico na comparação com o escoamento monofásico, sendo estes resultados da combinação de dois valores para a fração volumétrica de gás (α) e três diâmetros para as microbolhas: $100 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$ e $500 \mu\text{m}$.

Utiliza-se para as bolhas a abordagem de esfera rígida, isto é, as bolhas mantém-se na forma esférica. Esta hipótese é valida para a condição $Eo < 0,2$. Na dinâmica de fluidos, o número de Eötvös (Eo) é um número adimensional que mede a importância de forças gravitacionais comparado a forças de tensão superficial e é usado para caracterizar a forma de bolhas ou gotas movendo-se em um fluido circundante. O número de Eötvös é definido pela Eq. 4.4.

$$Eo = \frac{\Delta\rho g d_b^2}{\sigma} \quad (4.4)$$

onde, $\Delta\rho$ é a diferença de densidade entre as fases líquido/gás; g é a aceleração gravitacional; d_b é o diâmetro da microbolha e σ é a tensão superficial na interface fluido/bolha. Para este estudo, assume-se $\sigma = 0,0728 \text{ N/m}$, correspondendo a uma interface ar/água a 20°C . Os números

de Eötvös para os casos de maior diâmetro ($500\text{ }\mu\text{m}$) e menor ($100\text{ }\mu\text{m}$) são, respectivamente $Eo = 0,034$ e $Eo = 0,0013$.

Com finalidade didática são apresentados na Tab. 4.4, a denominação em casos representando cada simulação executada em função da fração volumétrica do gás e do diâmetro das microbolhas. A letra *A* refere-se a $\alpha = 0,1\%$, *B* a $\alpha = 0,5\%$ e os números de 1 a 3 aos diâmetros de $100\text{ }\mu\text{m}$, $200\text{ }\mu\text{m}$ e $500\text{ }\mu\text{m}$, respectivamente.

Tabela 4.4: Denominação de casos em função dos parâmetros de simulação.

Casos	Fração volumétrica (%)	Diâmetro (μm)	Número de bolhas
Caso A1		100	37 672
Caso A2	0,1	200	4 712
Caso A3		500	302
Caso B1		100	188 504
Caso B2	0,5	200	23 556
Caso B3		500	1 510

4.5.1 Análise dos campos de velocidades

Nesta seção são avaliados resultados relacionados a variável velocidade, principalmente em termos de resultados médios, os quais possibilitarão observar a influência das variáveis que compõem os seis diferentes casos com a presença de microbolhas em comparação ao escoamento monofásico (sem a presença de microbolhas).

As figuras 4.10 e 4.11 ilustram a evolução temporal de mapas instantâneos de velocidade na direção do escoamento sem microbolhas Fig. 4.10 e o escoamento com microbolhas, mais especificamente, o caso B1 Fig. 4.11, o qual possui maior porcentagem de gás no escoamento e o maior número de bolhas. Qualitativamente pelas imagens pode-se observar que o escoamento é transitório e está completamente desenvolvido. Quantitativamente pode-se notar apenas que globalmente o pico máximo de velocidade é maior no caso com microbolha do que no escoamento monofásico, indicando que há redução de atrito quando injeta-se microbolhas no escoamento, já que o gradiente de pressão em ambos os casos é o mesmo. Não foram apresentados imagens semelhantes para os demais casos para evitar exaustão na leitura já que qualitativamente a análise é semelhante e quantitativamente o pico máximo de velocidade fica compreendido entre os picos apresentados.

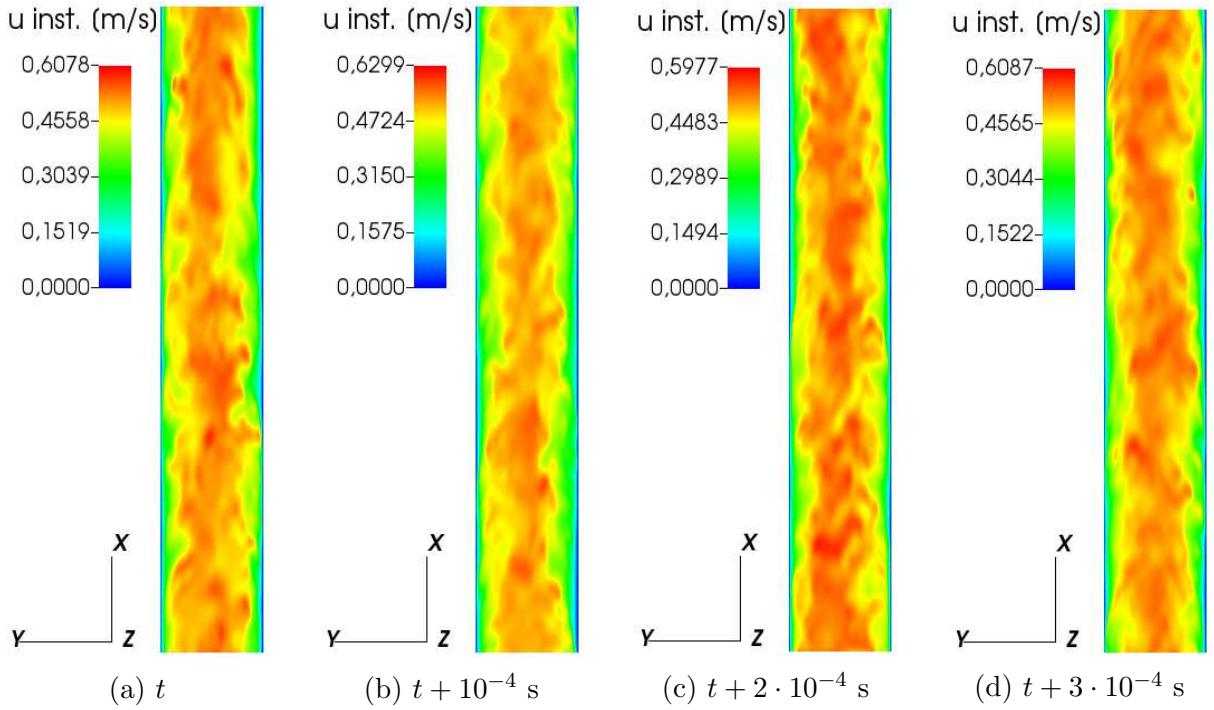


Figura 4.10: Sequência de planos do campo de velocidade em regime transiente em quatro tempos distintos para o escoamento monofásico.

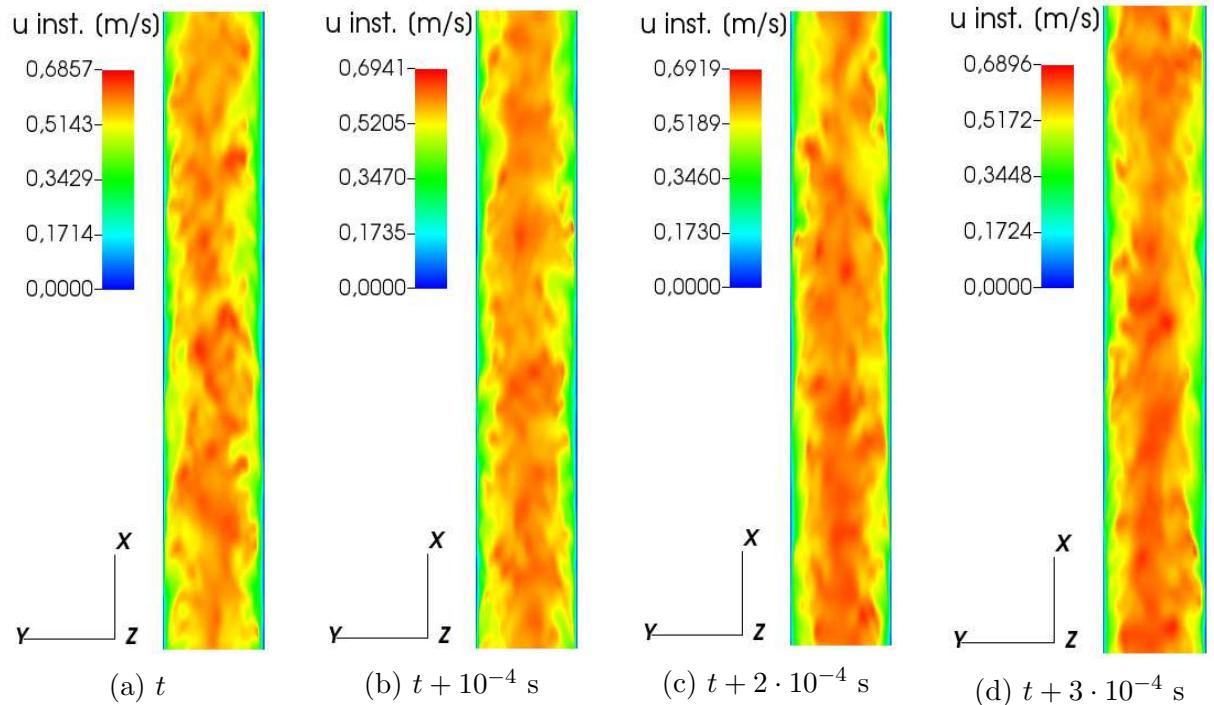


Figura 4.11: Sequência de planos do campo de velocidade em regime transiente em quatro tempos distintos para o escoamento do caso B1.

Na Fig. 4.12 apresenta-se os planos de velocidade média ortogonais ao plano (xy) em $z = \pi h$ para os sete casos estudados. Quantitativamente não pode-se observar nenhuma diferença global entre as simulações pela semelhança observada nas imagens da Fig. 4.12a a Fig. 4.12g.

O que é evidente na Fig. 4.12 é que o pico máximo da velocidade média global é aumentado nos escoamentos bifásicos, destacando o salto apresentado nos casos com fração volumétrica de 0,5% em relação a $\alpha = 0,1\%$ e que o valor máximo de velocidade decresce com o aumento de diâmetro em ambos os casos. Pode-se então concluir que o perfil de velocidade média possui uma dependência em relação ao diâmetro das microbolhas, aumentando de acordo com a presença das maiores microbolhas para as menores, e também em relação a fração volumétrica, sendo a influência dessa variável mais evidente.

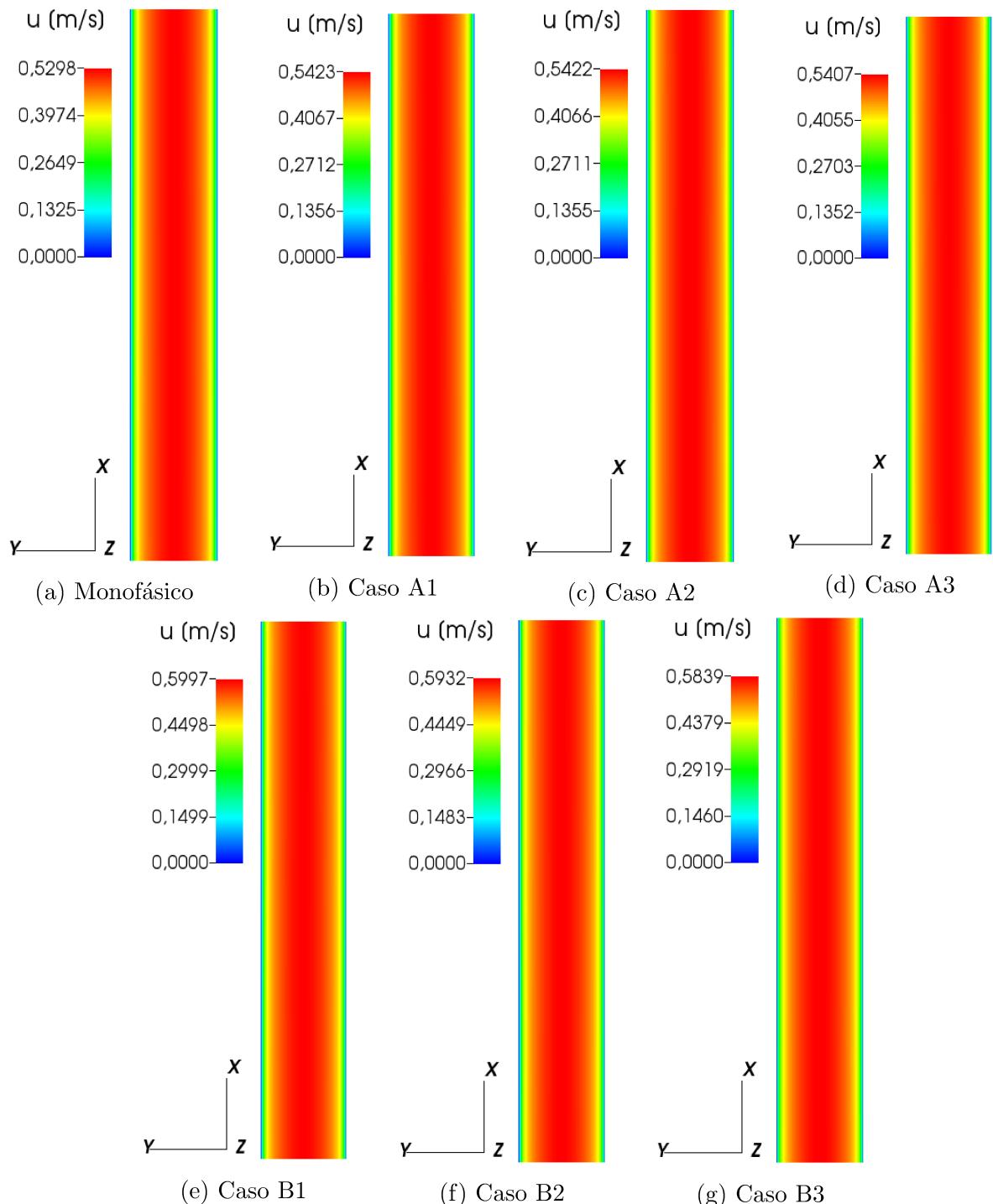


Figura 4.12: Planos de velocidade média na direção principal para todas as simulações: Monofásico (a) Caso A1 (b) Caso A2 (c) Caso A3 (d) Caso B1 (e) Caso B2 (f) Caso B3 (g)

Na Fig. 4.13 são exibidos os perfis de velocidade média extraídos no plano (yz) em $x = 0,06\text{m}$ para todos os casos. Na Fig. 4.13a fixou-se $\alpha = 0,1\%$ e variou-se o diâmetro das microbolhas possibilitando visualizar o que foi explicado no parágrafo anterior. Nesta imagem nota-se que os perfis dos casos com bolhas (casos A1, A2 e A3) apresentam maiores velocidades em relação ao perfil do escoamento sem microbolhas, mas a diferença entre os casos A1, A2 e A3 é muito sutil. Na Fig. 4.13b é evidenciado o aumento dos perfis de velocidade dos casos com microbolhas quando fixa-se $\alpha = 0,5\%$, e também fica mais evidente a evolução deste aumento quando decresce o diâmetro das microbolhas.

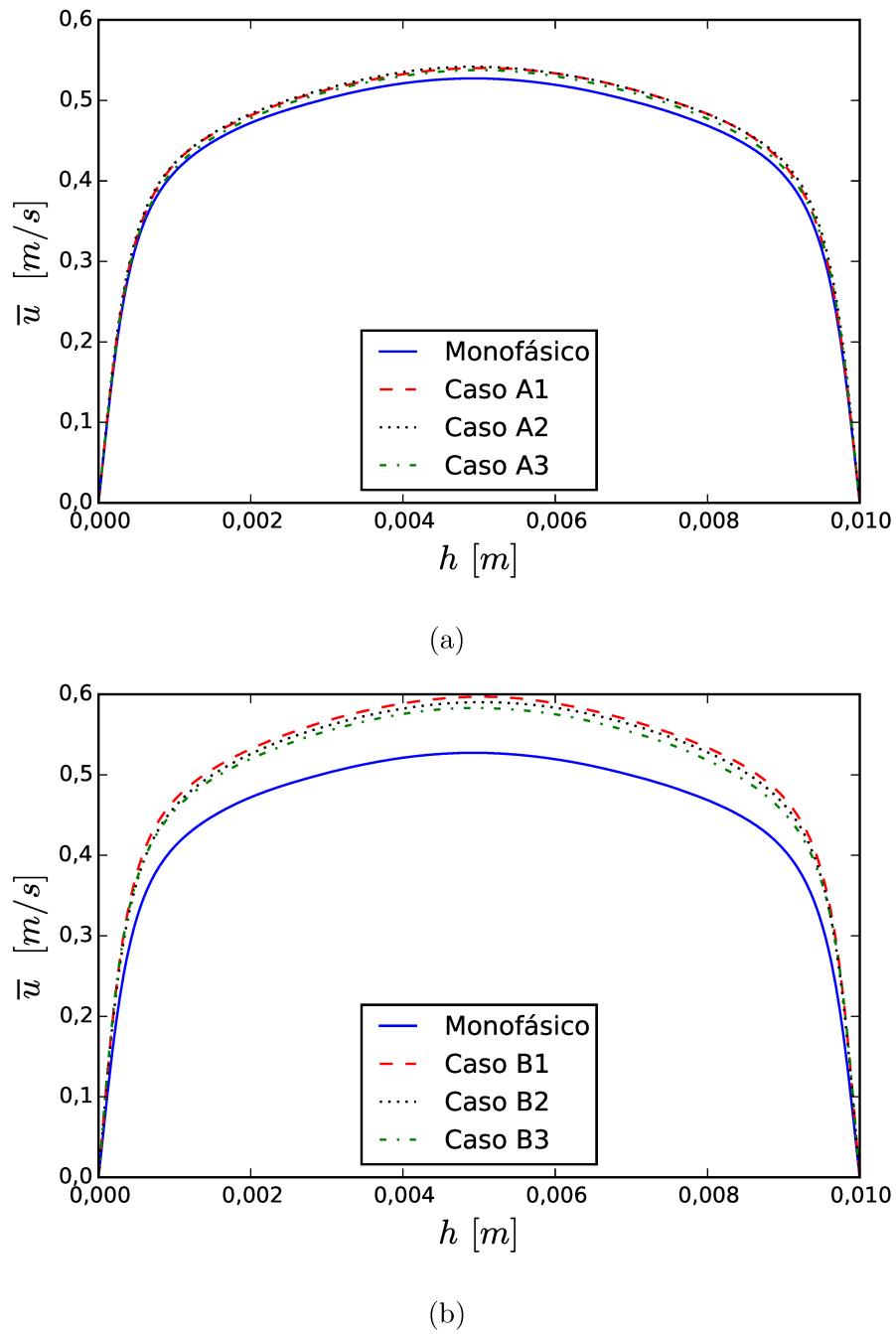


Figura 4.13: Perfis de velocidade média variando o diâmetro e fixando α : (a) $\alpha = 0,1\%$ (b) $\alpha = 0,5\%$.

Na Tab. 4.5 é exibido o valor da velocidade média de cada caso. O valor de \bar{u} foi calculado fazendo a média das velocidades para cada volume do plano yz em $x = 0,06\text{m}$, no qual foi extraído os perfis da Fig. 4.13. Abaixo é possível observar quantitativamente o que foi discutido acima.

Tabela 4.5: Valores da velocidade média nos planos que contém os perfis de velocidades correspondente a cada um dos casos simulados.

Casos	\bar{u} (m/s)
Monofásico	0,450
Caso A1	0,462
Caso A2	0,461
Caso A3	0,459
Caso B1	0,512
Caso B2	0,506
Caso B3	0,498

Na Fig. 4.14 apresenta-se os perfis de velocidade média variando a fração volumétrica e fixando o diâmetro das microbolhas. Nas Fig. 4.14a, Fig. 4.14b e Fig. 4.14c os diâmetros são $100\ \mu\text{m}$, $200\ \mu\text{m}$ e $500\ \mu\text{m}$, respectivamente. Nota-se que a diferença entre os perfis na comparação ao variar a fração volumétrica de 0,1% para 0,5% é bastante acentuada, como já havia sido observado, mas essa diferença diminui com o aumento do diâmetro, conforme os valores apresentados na Tab. 4.5.

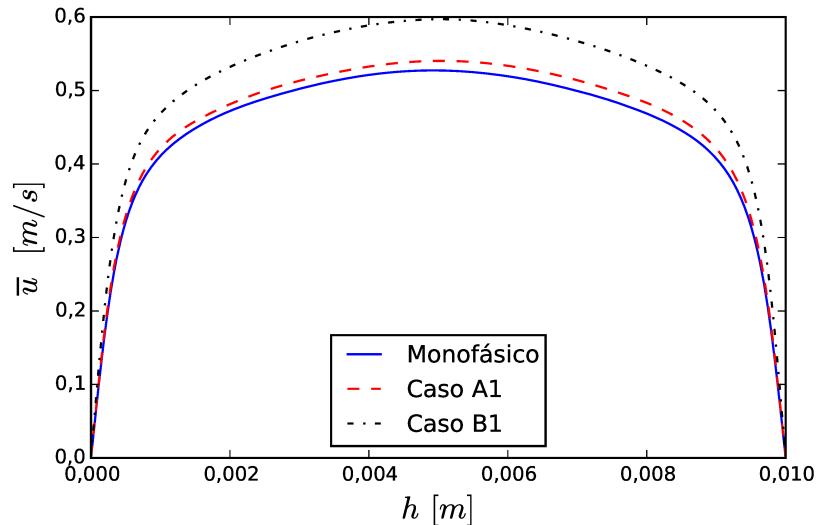
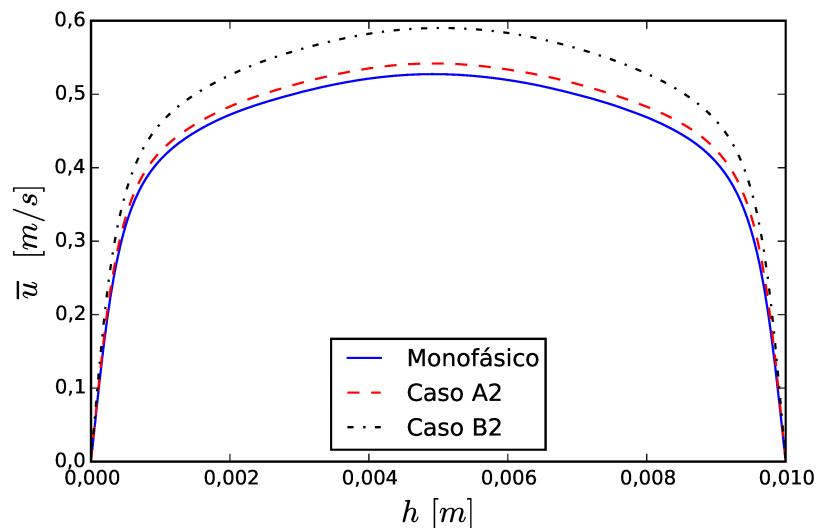
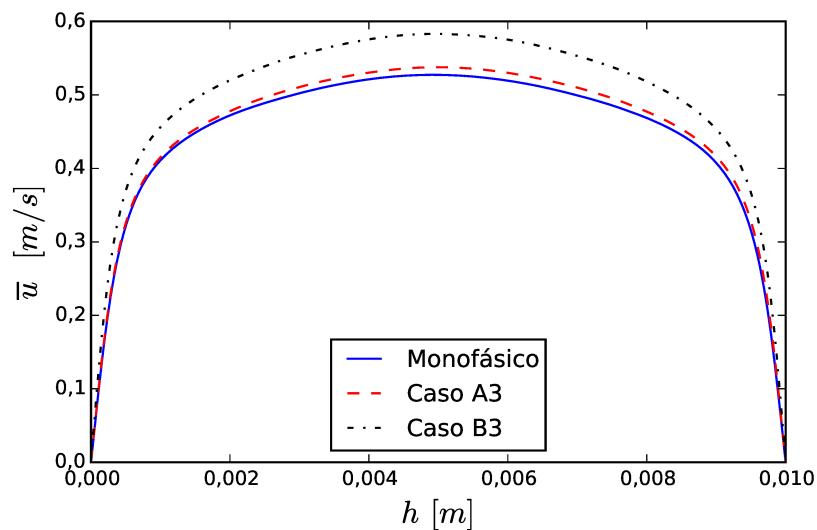
(a) $d_b = 100 \mu\text{m}$.(b) $d_b = 200 \mu\text{m}$.(c) $d_b = 500 \mu\text{m}$.

Figura 4.14: Perfis de velocidade média variando α e fixando o diâmetro: (a) $d_b = 100 \mu\text{m}$ (b) $d_b = 200 \mu\text{m}$ (c) $d_b = 500 \mu\text{m}$.

4.5.2 Flutuações de velocidade e a componente cruzada do tensor de Reynolds

Nesta seção são analisados as intensidades de turbulência e a componente cruzada do tensor de Reynolds, avaliando a influência das microbolhas no escoamento.

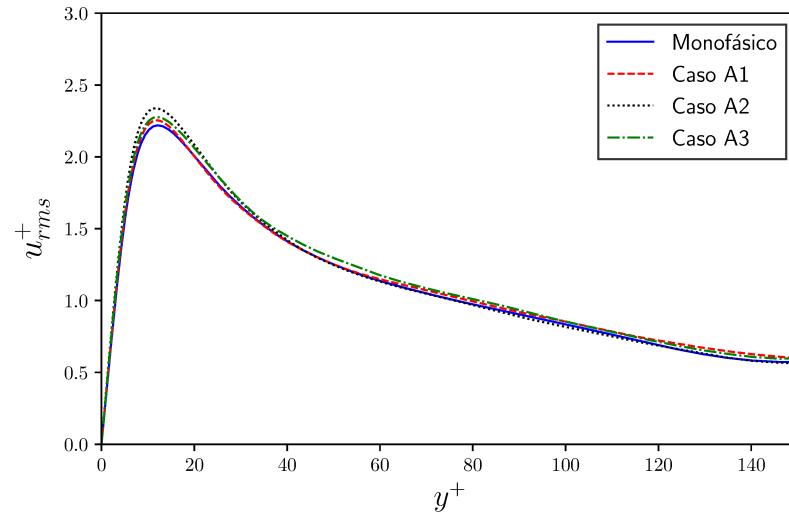
Nas Figs. 4.15 e 4.16 são exibidos os perfis de flutuação de velocidade das componentes u , v e w para as frações volumétricas de 0,1% e 0,5%, respectivamente, normalizados pela velocidade de atrito do escoamento monofásico em função da coordenada de parede y^+ . É possível observar um leve aumento das intensidades da turbulência em todas as direções na Fig. 4.15 quando comparado com o escoamento sem a presença de microbolhas. Na Fig. 4.16 nota-se que o aumento dessas intensidades são mais acentuados. Contudo, não há alteração na posição dos picos, mostrando que as continuam no mesmo local após a inserção de bolhas no escoamento. Este acréscimo das flutuações de velocidade pode ser atribuído ao efeito da força de empuxo causada pelas microbolhas, a qual favorece o transporte ascendente de fluido (acelera o escoamento) conforme foi observado nos perfis de velocidade da Fig. 4.13 na seção anterior.

Um parâmetro importante a ser considerado neste momento é o valor da tensão de cisalhamento nas paredes, que tem ligação direta na redução de atrito em um escoamento interno. Na Tab. 4.6, observa-se que a tensão de cisalhamento é aumentada em todos os casos de escoamentos com a presença de microbolhas, concluindo que a transferência de quantidade de movimento entre a fase euleriana e lagrangiana aumenta a tensão de cisalhamento em relação ao escoamento monofásico. O efeito das bolhas na tensão de cisalhamento com a parede é refletido nas variações dos perfis de velocidade discutido na Fig. 4.13.

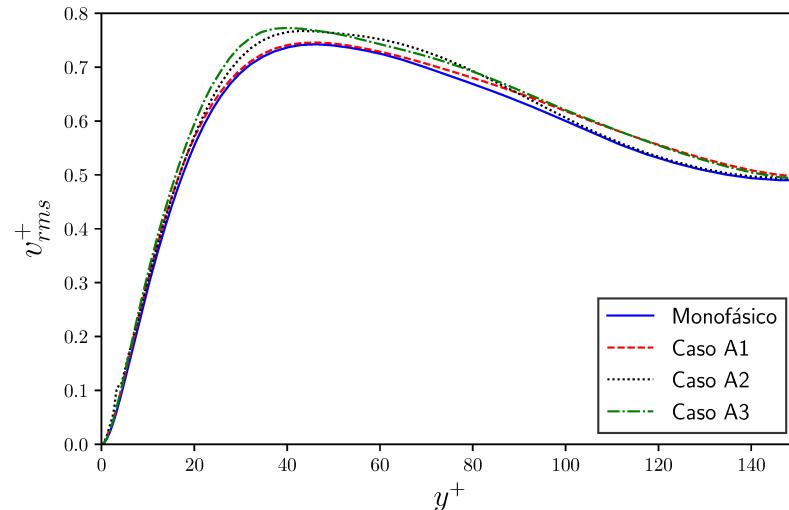
As alterações da tensão de cisalhamento com a parede correspondem às mudanças da velocidade de atrito e, por sua vez, do número de Reynolds de cisalhamento. O efeito das microbolhas no fluido em $Re_\tau = 151,2$ é equivalente a aumentar o número de Reynolds de cisalhamento em até $Re_\tau = 171,3$. Poderíamos concluir que as bolhas atuam no fluido como um gradiente de pressão adicional, mas como o gradiente de pressão é constante em todos os casos, podemos concluir que a única forma de aumentar a velocidade da fase euleriana seria por meio da redução de atrito do fluido com a parede.

Tabela 4.6: Tensão de cisalhamento (τ_w), velocidade e atrito com a parede (u_τ) e Re_τ calculados numericamente para cada uma das simulações.

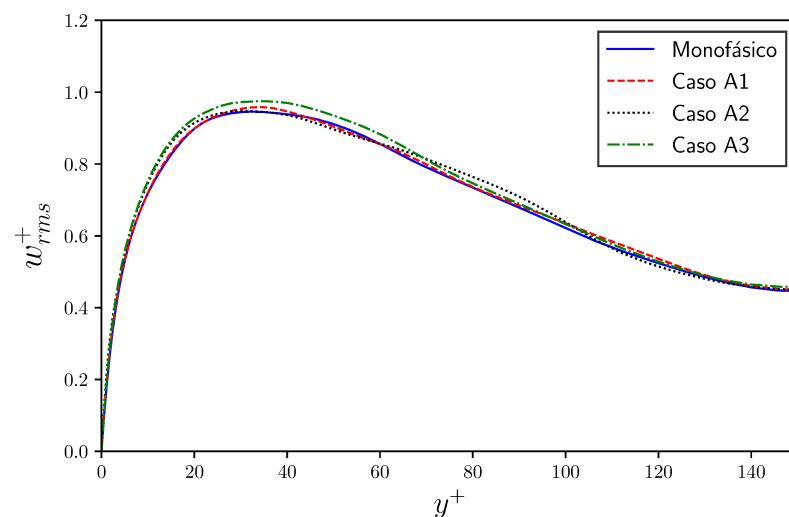
Casos	τ_w (N/m ²)	u_τ (m/s)	Re_τ
Monofásico	0,914	0,03024	151,2
Caso A1	0,961	0,03100	155,0
Caso A2	0,956	0,03097	154,8
Caso A3	0,964	0,03104	155,2
Caso B1	1,148	0,03388	169,4
Caso B2	1,139	0,03375	168,7
Caso B3	1,177	0,03425	171,3



(a) Flutuação de velocidade na direção x.

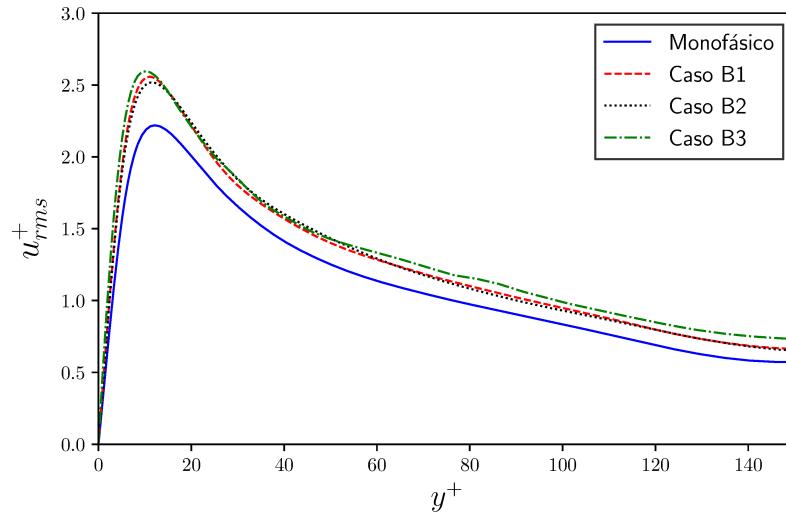


(b) Flutuação de velocidade na direção y.

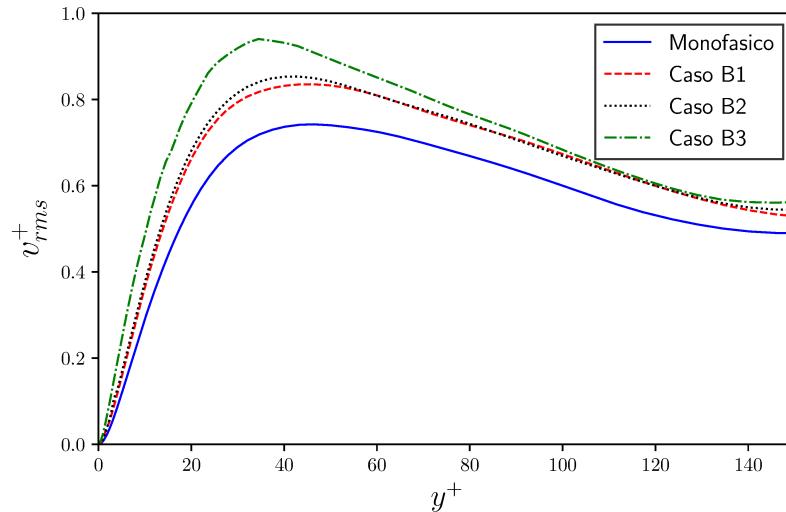


(c) Flutuação de velocidade na direção z.

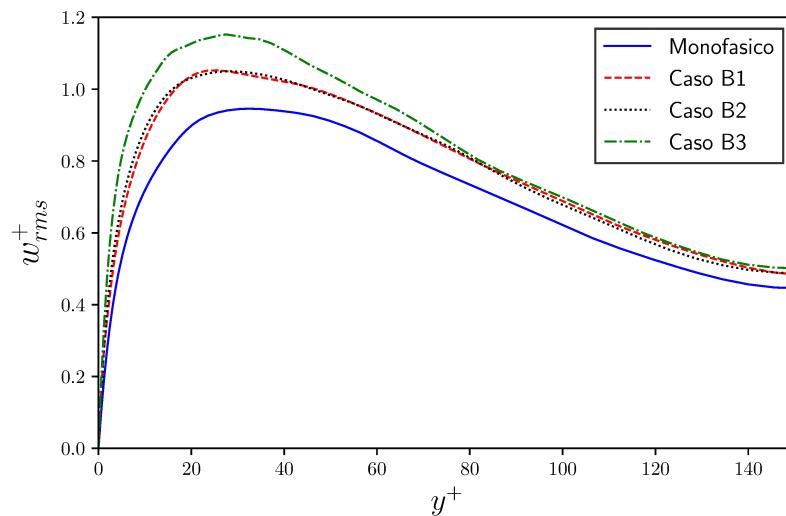
Figura 4.15: Flutuações de velocidade do escoamento bifásico avaliando a influência do diâmetro das microbolhas para $\alpha = 0, 1\%$: (a) u_{rms}^+ (b) v_{rms}^+ (c) w_{rms}^+ .



(a) Flutuação de velocidade na direção x.



(b) Flutuação de velocidade na direção y.



(c) Flutuação de velocidade na direção z.

Figura 4.16: Flutuações de velocidade do escoamento bifásico avaliando a influência do diâmetro das microbolhas para $\alpha = 0,5\%$: (a) u_{rms}^+ (b) v_{rms}^+ (c) w_{rms}^+ .

As mudanças observadas nas flutuações de velocidade acarretam uma modulação notável na componente cruzada do tensor de Reynolds, conforme é ilustrado na Fig 4.17. Essa influência na componente do tensor de Reynolds pela presença das microbolhas é mais evidenciado para a fração volumétrica mais alta e para os maiores diâmetros, reafirmando as análises feitas anteriormente.

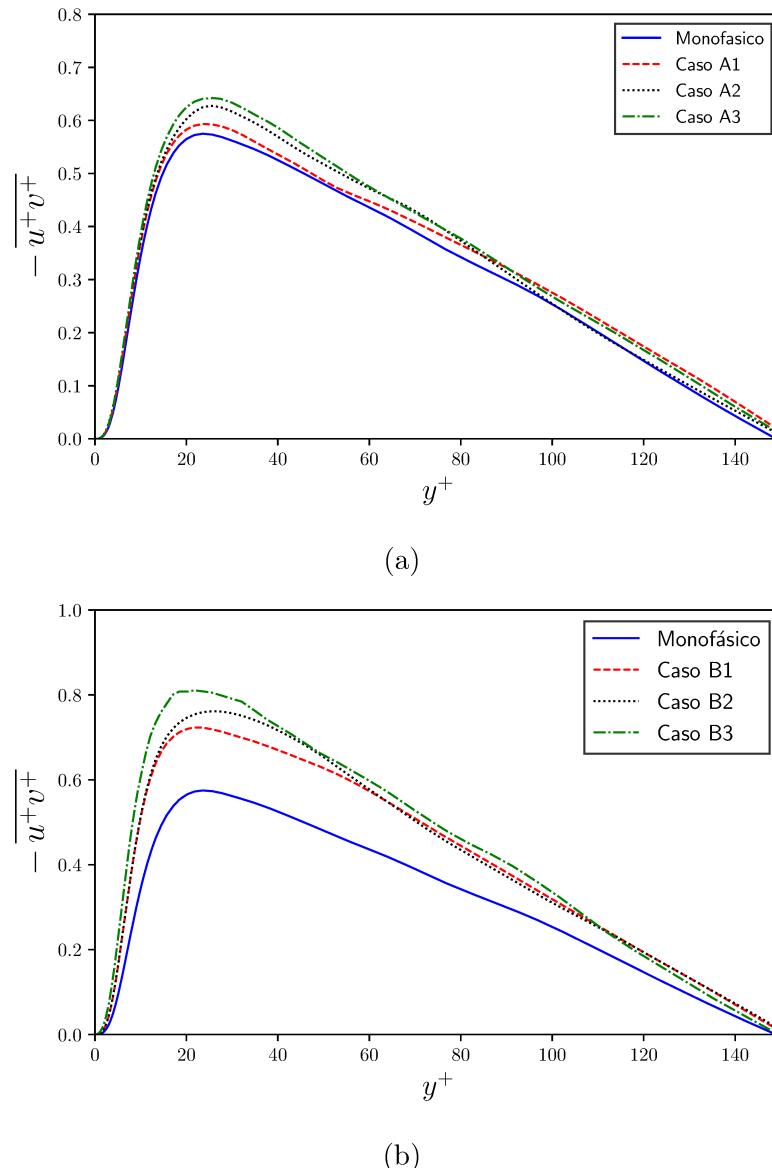


Figura 4.17: Avaliação da influência das microbolhas na componente cruzada do tensor de Reynolds para as diferentes frações volumétricas do gás: (a) $\alpha = 0, 1\%$ (b) $\alpha = 0, 5\%$.

4.5.3 *Estatísticas da fase lagrangiana*

Esta seção contempla as estatísticas médias de velocidade e concentração da fase dispersa, as quais são fundamentais na elucidação do mecanismo que leva a redução de atrito nos casos em estudo.

Para uma melhor compreensão da influência das microbolhas no escoamento, pode-se dividir espacialmente a meia altura do canal em quatro regiões distintas: I - subcamada viscosa

$(y^+ < 5)$, II - camada de amortecimento ($5 < y^+ < 30$), III - região logarítmica ($30 < y^+ < 50$) e IV - camada externa ($y^+ > 50$) (POPE, 2000).

4.5.3.1 Velocidade das microbolhas

Na Fig. 4.18 tem-se os perfis de velocidade média das microbolhas para a fração volumétrica de 0,1% para os casos A1, A2 e A3 plotadas em valores absolutos, Fig. 4.18a, e normalizada pela velocidade de atrito do escoamento monofásico em função da coordenada da parede em escala logarítmica, Fig. 4.18b. Na Fig. 4.18a é possível observar que as velocidades médias possuem valores próximos para todos os casos na região central do canal, já próximo as paredes a velocidade média das microbolhas do caso A3 decresce em relação aos casos A1 e A2. Este fato está relacionado a ausência de bolhas nesta região, como veremos na próxima seção. Também, na Fig. 4.18b pode-se notar com mais detalhes as regiões na proximidade da parede, no qual as microbolhas com diâmetro maior possuem velocidade nula em toda a subcamada viscosa, assim como na maior parte da camada de amortecimento (região II).

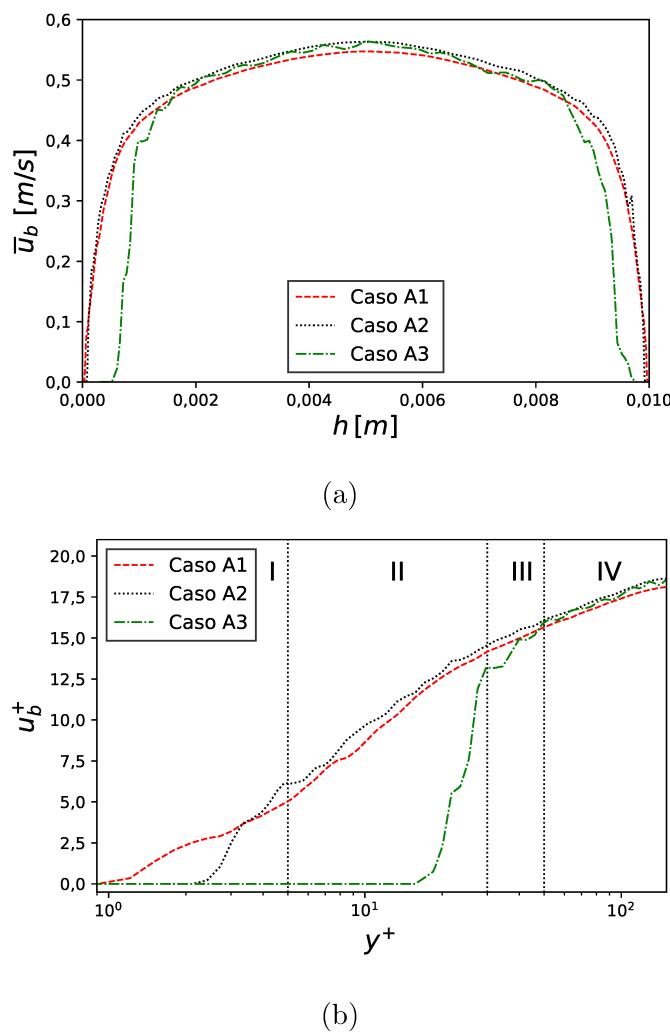


Figura 4.18: Velocidade média das microbolhas para fração volumétrica de 0,1%: (a) Em valores absolutos (b) Normalizada pela velocidade de atrito do escoamento monofásico, u_τ , em escala logarítmica em função da coordenada de parede y^+ .

Por meio da Fig. 4.19, observa-se situação semelhante no comportamento dos perfis de velocidade média quando se passa de $\alpha = 0,1\%$ para $\alpha = 0,5\%$ nos casos B1, B2 e B3 em relação aos casos A1, A2 e A3, respectivamente. Nota-se que em geral os perfis de velocidade para os casos com maior fração volumétrica atingem velocidades maiores quando comparadas com os perfis de menor fração volumétrica, além disso há um aumento de velocidade das bolhas com maior diâmetro (caso B3) na região II, em relação ao caso A3.

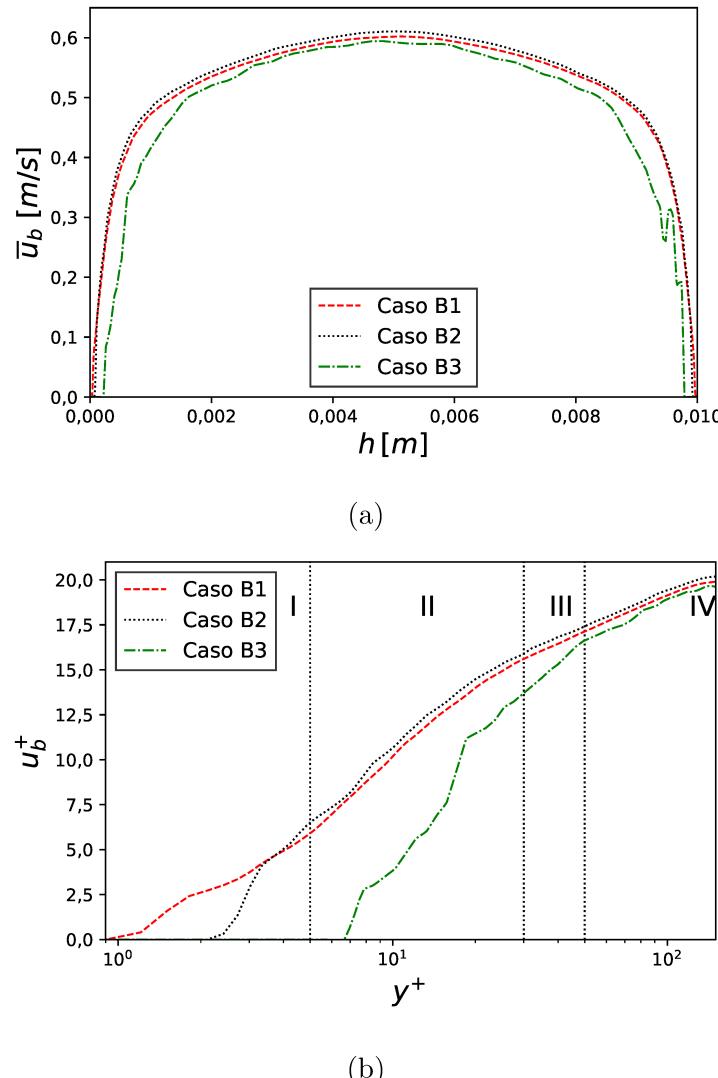


Figura 4.19: Velocidade média das microbolhas para fração volumétrica de 0,5%: (a) Em valores absolutos (b) Normalizada pela velocidade de atrito do escoamento monofásico, u_τ , em escala logarítmica em função da coordenada de parede y^+ .

Na Tab. 4.7 é apresentado o valor médio das velocidades da fase lagrangiana no plano transversal ao eixo x que contém os perfis de cada um dos seis casos discutidos anteriormente. Pode-se notar o aumento das médias dos casos com maior concentração total.

Tabela 4.7: Valores da velocidade média das bolhas nos planos que contém os perfis de velocidades correspondente a cada um dos casos simulados.

Casos	\bar{u}_b (m/s)
Caso A1	0,468
Caso A2	0,480
Caso A3	0,435
Caso B1	0,516
Caso B2	0,524
Caso B3	0,480

4.5.3.2 Concentração das microbolhas

Nesta seção, são exibidas as estatísticas média de concentração das microbolhas retratando a influência da troca de quantidade de movimento entre as fases continua e discreta quanto às regiões preferenciais de acúmulo das microbolhas.

Na Fig. 4.20a é exibido o resultado da concentração volumétrica média das bolhas na direção perpendicular a parede do canal para y^+ até 150, onde localiza-se o centro do canal. A fração global avaliada neste caso é de $\alpha = 0,1\%$. Nota-se que há um acúmulo de bolhas na região próxima a parede para os casos com menores diâmetros (casos A1 e A2), já para o caso A3, não há bolhas nesta região. Pode-se notar que para os casos A1 e A2, os picos de fração volumétrica estão concentrados na subcamada viscosa, enquanto para o caso A3, há um aumento de intensificado na camada de amortecimento atingindo o valor máximo na região III. Outro fato comum aos casos A1 e A2 é que as bolhas tendem a manter uma distribuição mais uniforme a partir região III até o centro do canal. A Fig. 4.20b é uma ampliação em 10 vezes no eixo das ordenadas da Fig. 4.20a retratando com mais detalhes o que foi escrito acima. Os valores dos picos próximo a parede para os menores diâmetros não são físicos, visto que as bolhas desta região podem ser maiores que o volume da célula que se encontra o centróide da bolha e esse volume não é distribuído nas células vizinhas, mas é evidente que as menores bolhas tendem a se concentrar na região da parede. Este fato não pode ser observado para as bolhas com maior diâmetro. Observa-se que as bolhas com diâmetro de $200 \mu\text{m}$ apresenta-se uma concentração maior que as bolhas de diâmetro de $100 \mu\text{m}$ da região III até próximo do centro do canal, e essa tendência é mais evidenciada para as bolhas com diâmetro de $500 \mu\text{m}$.

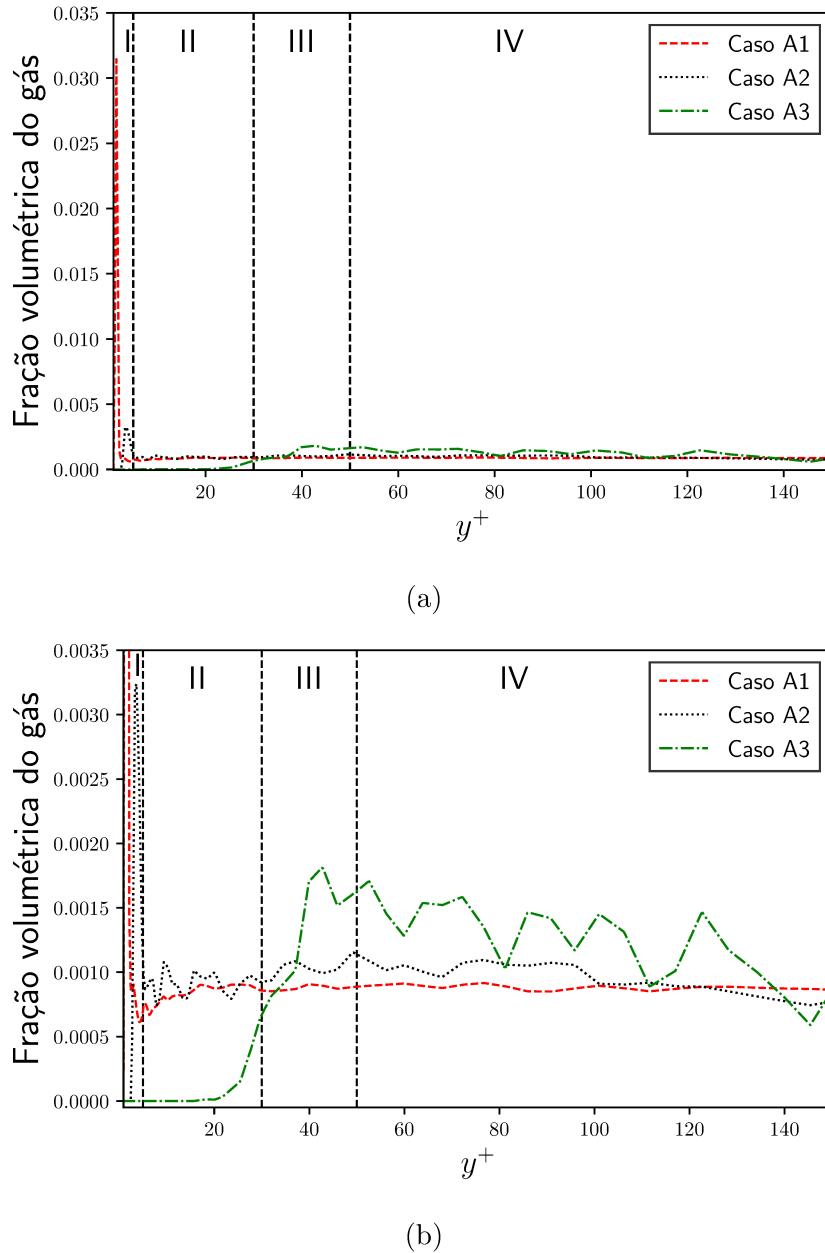


Figura 4.20: (a) Perfis de fração volumétrica do gás em média temporal variando o diâmetro para α fixo em 0, 1% (b) Vista ampliada.

Análise análoga pode ser feita na imagem da Fig. 4.21, onde a Fig. 4.21b é a imagem ampliada em seis vezes no eixo da fração volumétrica do gás da Fig. 4.21a. Neste caso, são exibidos os perfis para $\alpha = 0,5\%$, no qual é refletido o aumento da concentração média em função do aumento da fração volumétrica global. A Fig. 4.21b deixa mais nítido o que foi expresso no parágrafo anterior. A relação da fração volumétrica para os casos B1, B2 e B3 seguem comportamento similar aos casos A1, A2 e A3, respectivamente. Ou seja, com o aumento da variação volumétrica total, há uma tendência da fase gasosa se deslocar para o centro do canal. Nota-se que, enquanto os casos B1 e B2 possuem comportamentos similares, com picos na região da subcamada viscosa, o caso B3 tem comportamento bastante diferente, noticiando uma transformação brusca na dinâmica das bolhas.

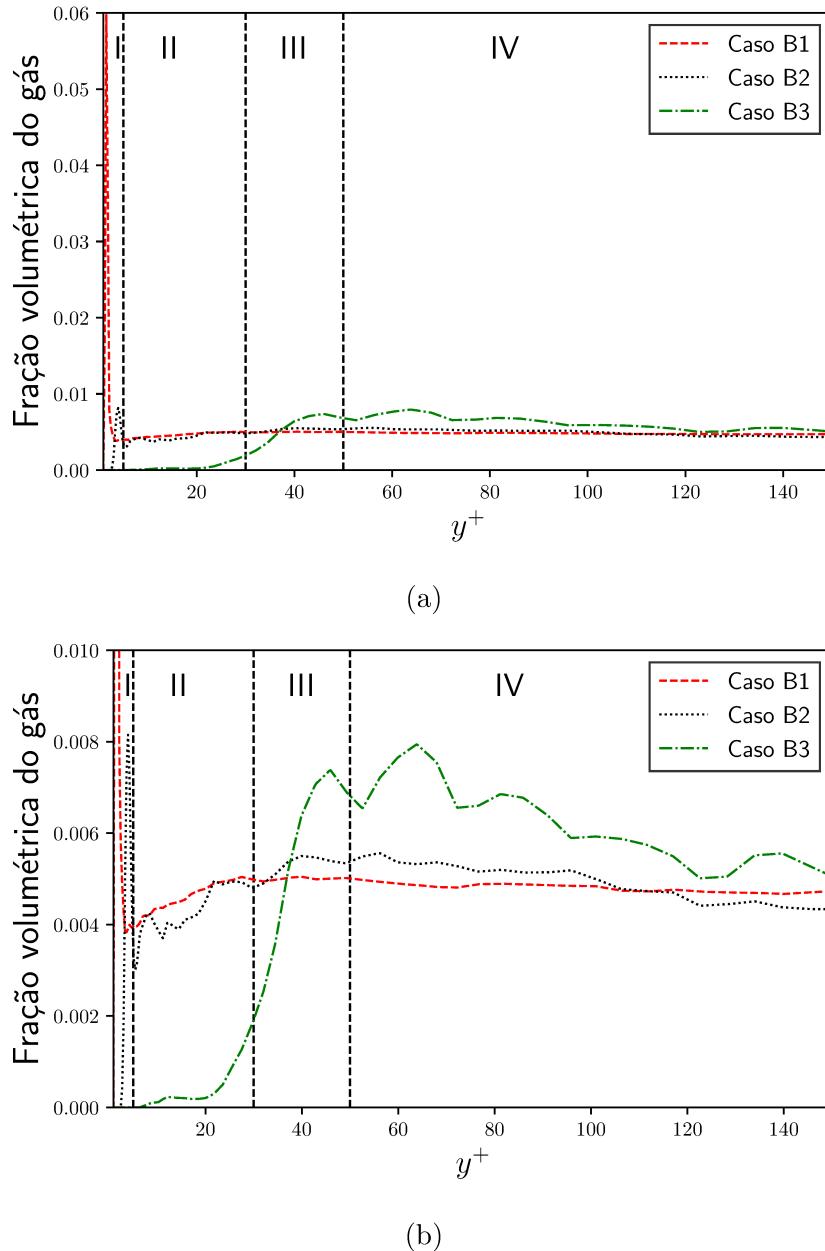


Figura 4.21: (a) Perfis de fração volumétrica do gás em média temporal variando o diâmetro para α fixo em 0,5% (b) Vista ampliada.

Para que possa ser expandido as regiões próximas da parede, serão exibidas as Figs. 4.20b e 4.21b em escala logarítmica para a variável y^+ .

Nas Figs. 4.22a e 4.22b, têm-se a visão em escala logarítmica do eixo y^+ para as Figs. 4.20b e 4.21b. Ao calcular os diâmetros de $100\ \mu\text{m}$ e $200\ \mu\text{m}$ em coordenadas de parede conclui-se que os picos apresentados estão em aproximadamente $y^+ \approx 1,5$ e $y^+ \approx 3$, que correspondem aos raios das microbolhas de $100\ \mu\text{m}$ e $200\ \mu\text{m}$ em unidades de parede, respectivamente. Ou seja, as bolhas se encontram próximas a parede na região da subcamada viscosa, já as bolhas com diâmetro de $500\ \mu\text{m}$ deveriam estar em $y^+ \approx 7,5$ para estarem nesta mesma situação. Reafirmando o que foi escrito anteriormente, observa-se que as microbolhas com maior diâmetro se acumulam a partir de $y^+ > 10$ para o caso B3 e $y^+ > 20$ para o caso A3. A tendência de migração das menores

bolhas para a parede pode ser atribuída à força de sustentação gerada pelo cisalhamento do fluido, também pode-se concluir que essa tendência é diminuída com o aumento do volume das bolhas por se tornarem mais inerciais.

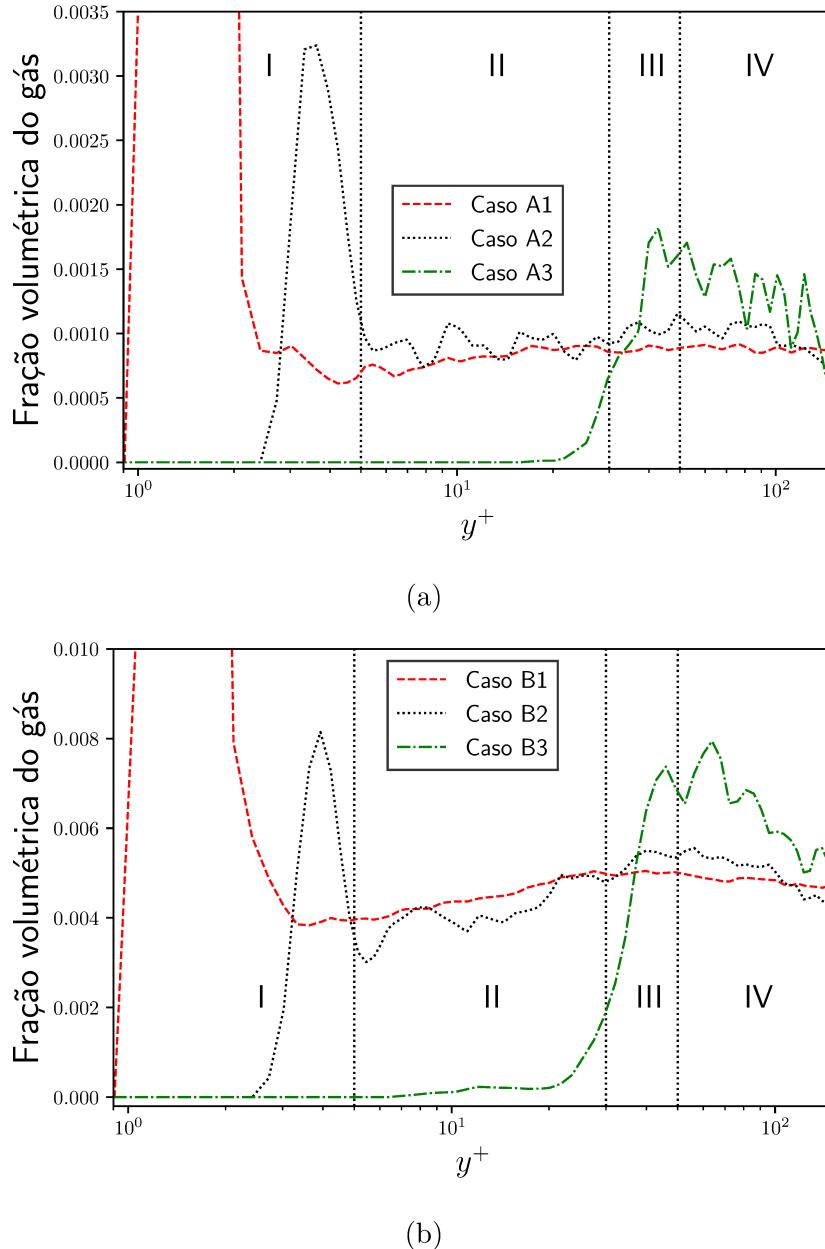


Figura 4.22: Reapresentação dos perfis de fração volumétrica das Figs. 4.20b e 4.21b em escala logarítmica para a variável y^+ : (a) $\alpha = 0, 1\%$ (b) $\alpha = 0, 5\%$.

Possivelmente, para escoamentos com microbolhas de diâmetros menores que $y^+ = 5$, ocorre um aprisionamento da fase gasosa na região laminar do canal (subcamada viscosa) devido ao fato das bolhas serem menores que as maiores estruturas turbulentas ali encontradas. À medida que o tamanho das bolhas aumenta, as pequenas estruturas próximas às paredes não são mais suficientes para as aprisionar. Dessa forma, ocorre a tendência da fuga da fase gasosa para o centro do canal, região esta de menor cisalhamento médio.

4.5.4 Diferenças entre os escoamentos monofásico e bifásico

4.5.4.1 Isosuperfícies do critério Q

Atualmente o critério Q se tornou uma das maneiras mais comuns na visualização de estruturas em dinâmica dos fluidos computacional (*Computational Fluid Dynamics – CFD*). Valores positivos de Q permitem a identificação das regiões onde a magnitude da rotação é maior que a magnitude da deformação.

Nas imagens que serão discutidas a seguir foram analisadas somente uma região da parede até a meia altura do canal, de forma a tornar-se mais nítidas as visualizações. Todas as figuras são avaliadas para o escoamento transitório depois que o mesmo se encontrava em regime estatisticamente convergido. O valor do critério Q em todos os casos é 3000 s^{-2} e a escala de velocidade foi fixada no intervalo de 0 a 0,6 m/s para facilitar as comparações.

Na Fig. 4.23 têm-se as isosuperfícies do critério Q colorido pela velocidade para o escoamento monofásico. Nota-se uma riqueza de estruturas em todo o escoamento. Em geral, as estruturas são alongadas e estão localizadas em uma zona de velocidade intermediária (de acordo com a escala de velocidade fixada).

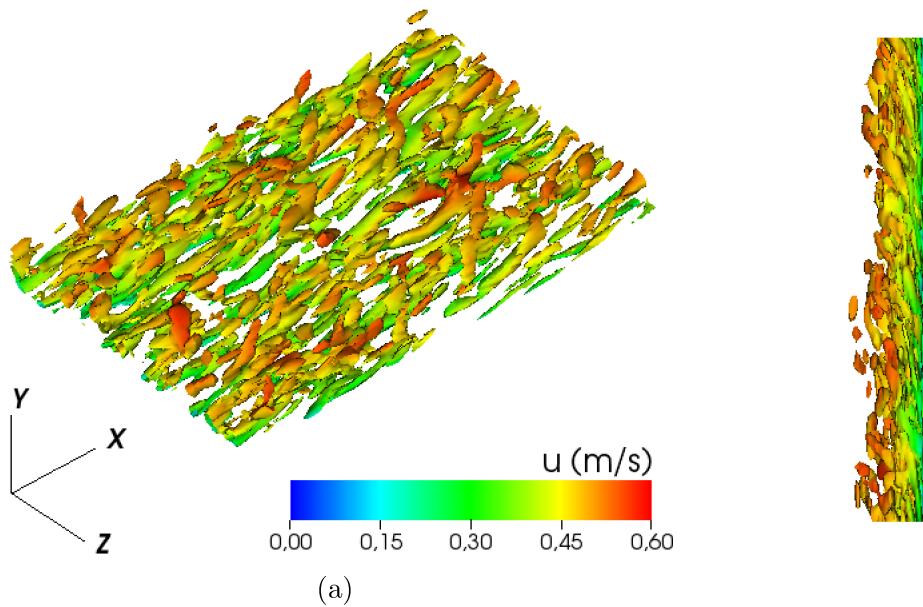


Figura 4.23: Isosuperfície do Critério Q colorido pela velocidade. Escoamento monofásico.

Comparando as isosuperfícies entre escoamento monofásico com o escoamento com a presença de bolhas para $\alpha = 0,1\%$, Fig. 4.24, aparentemente as bolhas agem quebrando as grandes estruturas. Com o aumento do diâmetro das bolhas percebe-se o aumento das estruturas e o transporte dessas estruturas para uma região de maior velocidade. Com as vistas verticais do canal, nota-se a tendência da migração das estruturas para a região de maior velocidade.

Por meio da Fig. 4.25 com o aumento da fração volumétrica global para 0,5% fica mais visível a possível quebra das estruturas e a tendência de migração da região de alto cisalhamento para região do escoamento com maior velocidade.

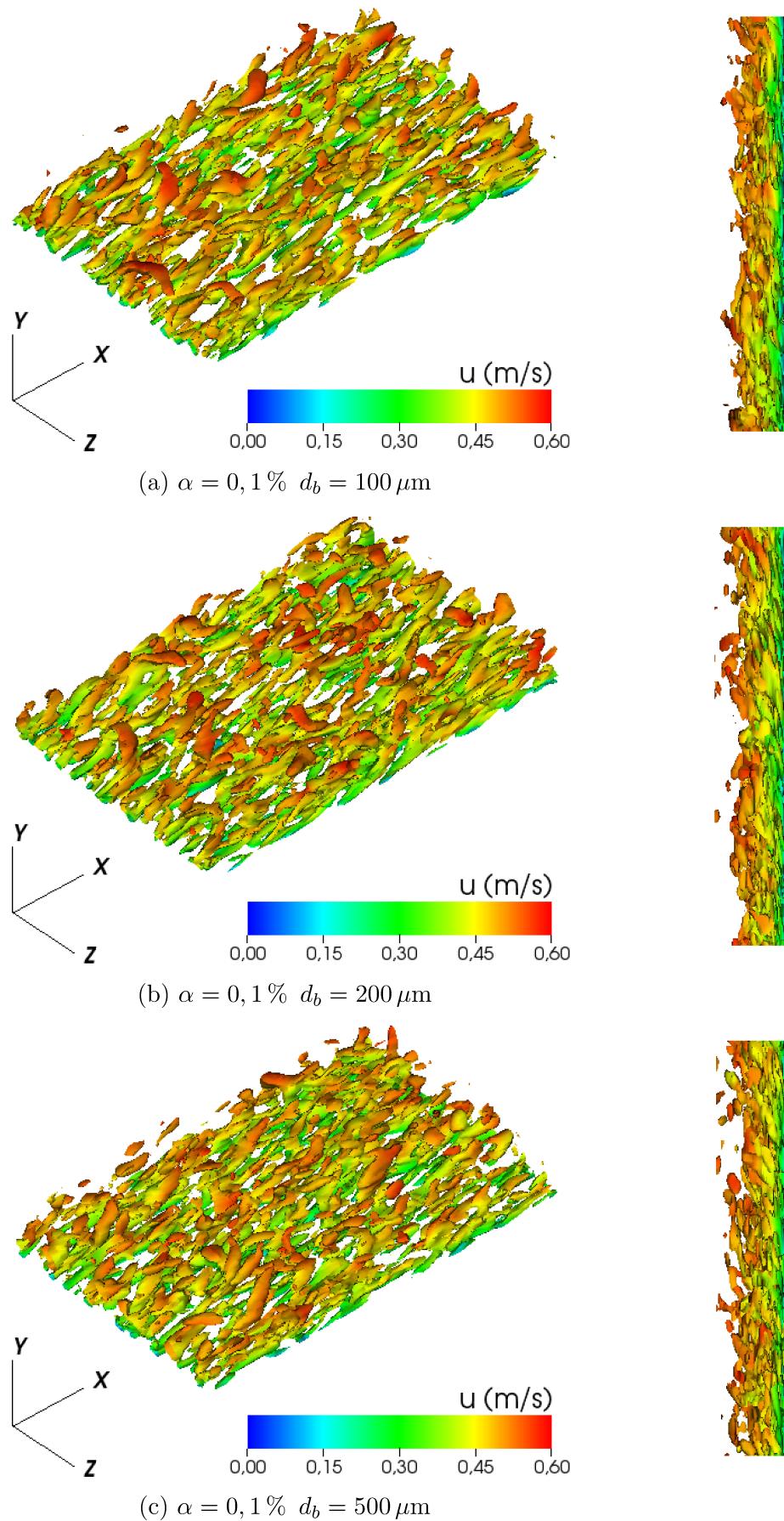


Figura 4.24: Isosuperfície do Critério Q colorido pela velocidade para $\alpha = 0,1\%$.

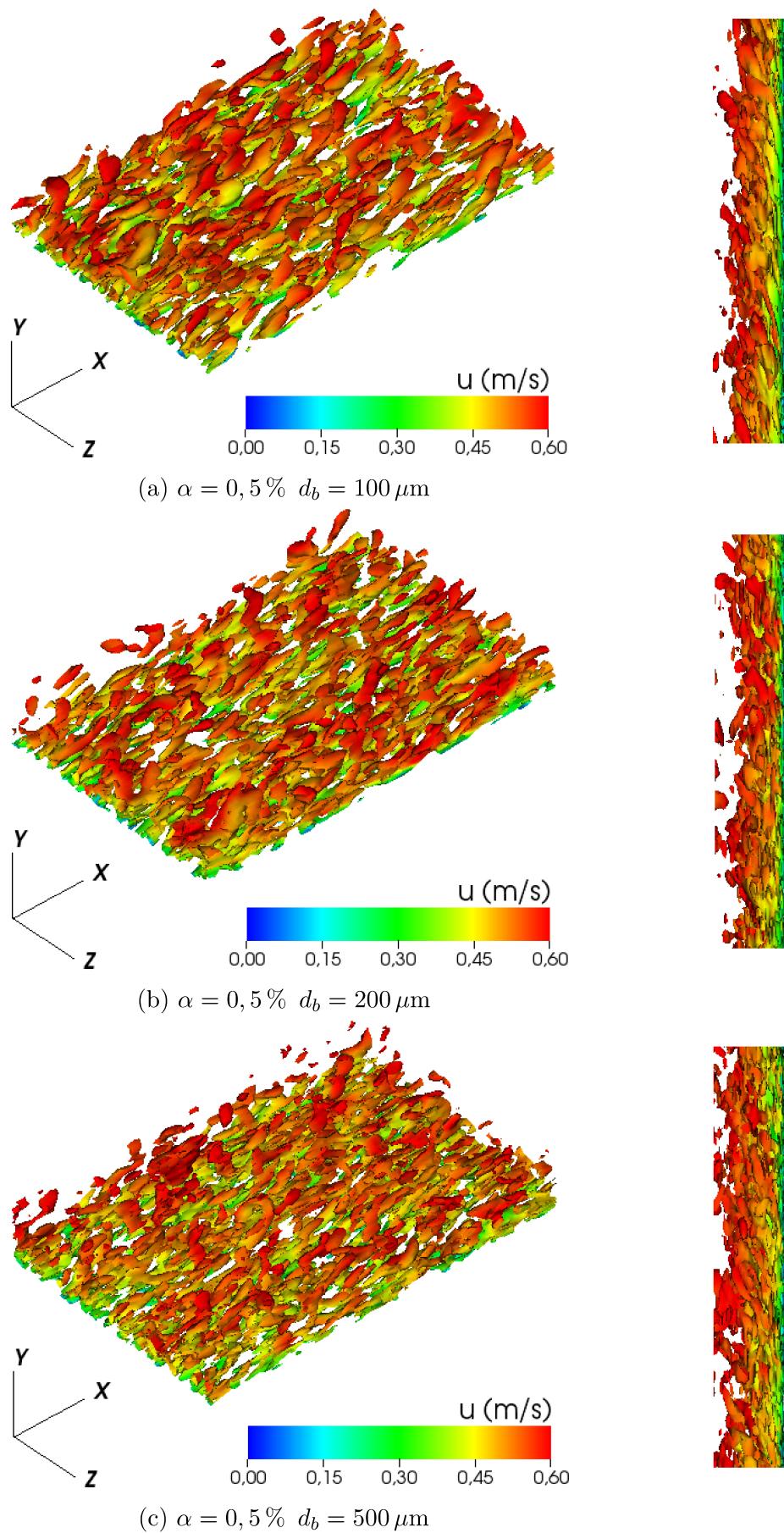


Figura 4.25: Isosuperfície do Critério Q colorido pela velocidade para $\alpha = 0,5\%$.

4.5.4.2 Magnitude da vorticidade

Na Fig. 4.26 têm-se a magnitude da vorticidade média em coordenadas de parede plotada em escala logarítmica para a fração volumétrica de 0,1%. Na imagem é possível notar o aumento da magnitude da vorticidade na subcamada viscosa em função da presença das microbolhas. O fato da existência de um grande número de bolhas nesta região confirma o aumento da intensidade da turbulência do escoamento nas proximidades da parede. Note que as diferenças observadas na região I tende a diminuir à medida que se aproxima da região II. Observe que a pesar de quase não existir bolhas com diâmetro de $500\ \mu\text{m}$ na subcamada viscosa, o efeito da concentração dessas bolhas na região II afeta com menos intensidade a magnitude da vorticidade na região I em relação as bolhas com diâmetros de $100\ \mu\text{m}$ e $200\ \mu\text{m}$.

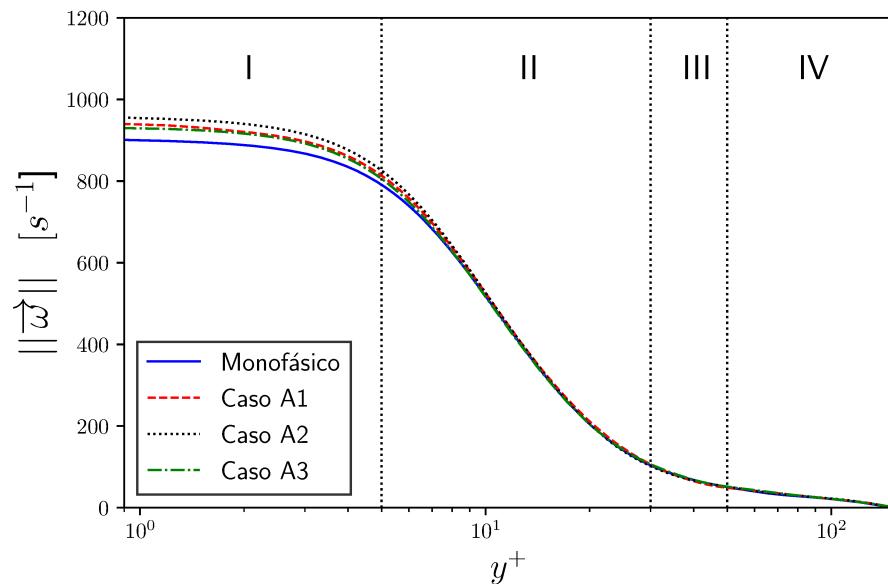


Figura 4.26: Magnitude da vorticidade média em coordenadas de parede plotada em escala logarítmica para $\alpha = 0,1\%$.

Na Fig. 4.27 é exibido de forma ampliada as regiões mostradas na Fig. 4.26. Apesar das figuras não estarem na mesma escala para a vorticidade, têm-se na Fig. 4.27a o aumento claro da magnitude dessa variável, no qual faz com que as partículas de fluidos adquiram maior rotação nesta região do que nas demais.

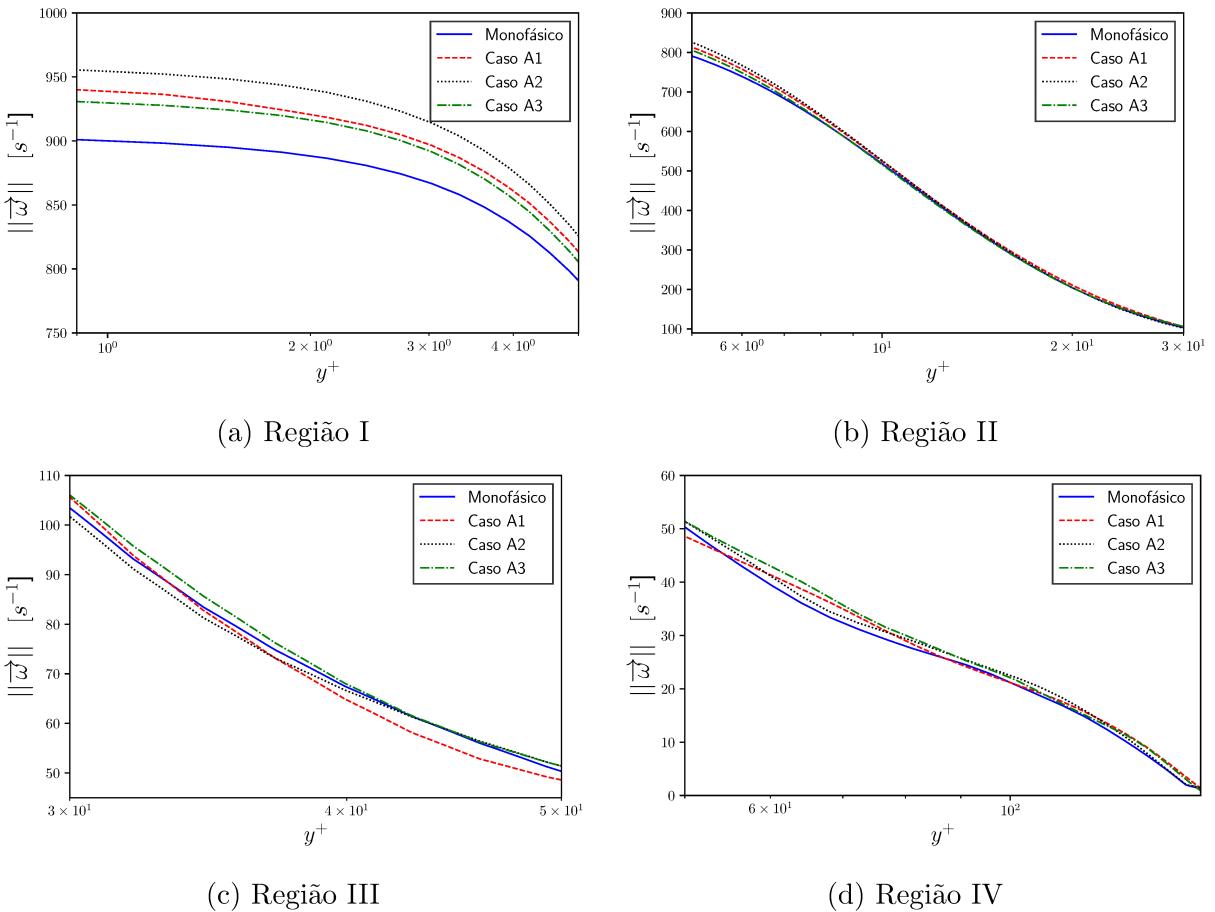


Figura 4.27: Magnitude da vorticidade média em vista ampliada para cada uma das regiões da Fig. 4.26.

A Fig. 4.28 evidencia a diferença da magnitude da vorticidade na subcamada viscosa quando aumenta-se a fração volumétrica de 0,1% para 0,5%, elevando o valor máximo na região da parede de pouco mais de 950 s^{-1} para aproximadamente 1200 s^{-1} , além de retratar a inversão dos valores da variável analisada em relação aos diâmetros das microbolhas. Nota-se que a maior concentração de microbolhas em todos os casos, reflete de maneira mais contundente na intensidade da vorticidade na região próxima a parede. Destaca-se também, a relevância do diâmetro das microbolhas na modulação da turbulência na subcamada viscosa.

Na Fig. 4.29 têm-se a ampliação de cada uma das regiões da Fig. 4.28. Vale destacar as regiões I e II, as quais nota-se as maiores variações da vorticidade em relação ao escoamento monofásico quando comparado com os casos que possuem microbolhas. Com a ampliação da região II, Fig. 4.29b, o efeito da concentração total de gás reflete no retardamento da aproximação da magnitude da vorticidade dos casos bifásicos em relação ao monofásico quando comparado com a Fig. 4.27b, em que acontece em $y^+ \approx 20$ enquanto que para o caso com $\alpha = 0,1\%$ ocorre em $y^+ \approx 10$.

De uma forma geral a modulação da turbulência em função da presença das bolhas na subcamada viscosa (aumento da vorticidade e a quebra das estruturas) contribuem com a redução da perda de carga do escoamento.

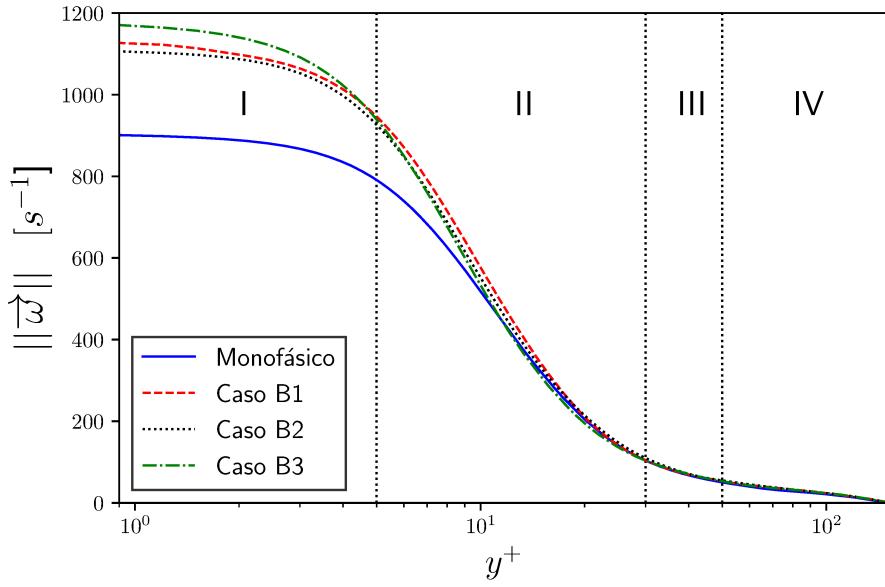


Figura 4.28: Magnitude da vorticidade média em coordenadas de parede plotada em escala logarítmica para $\alpha = 0,5\%$.

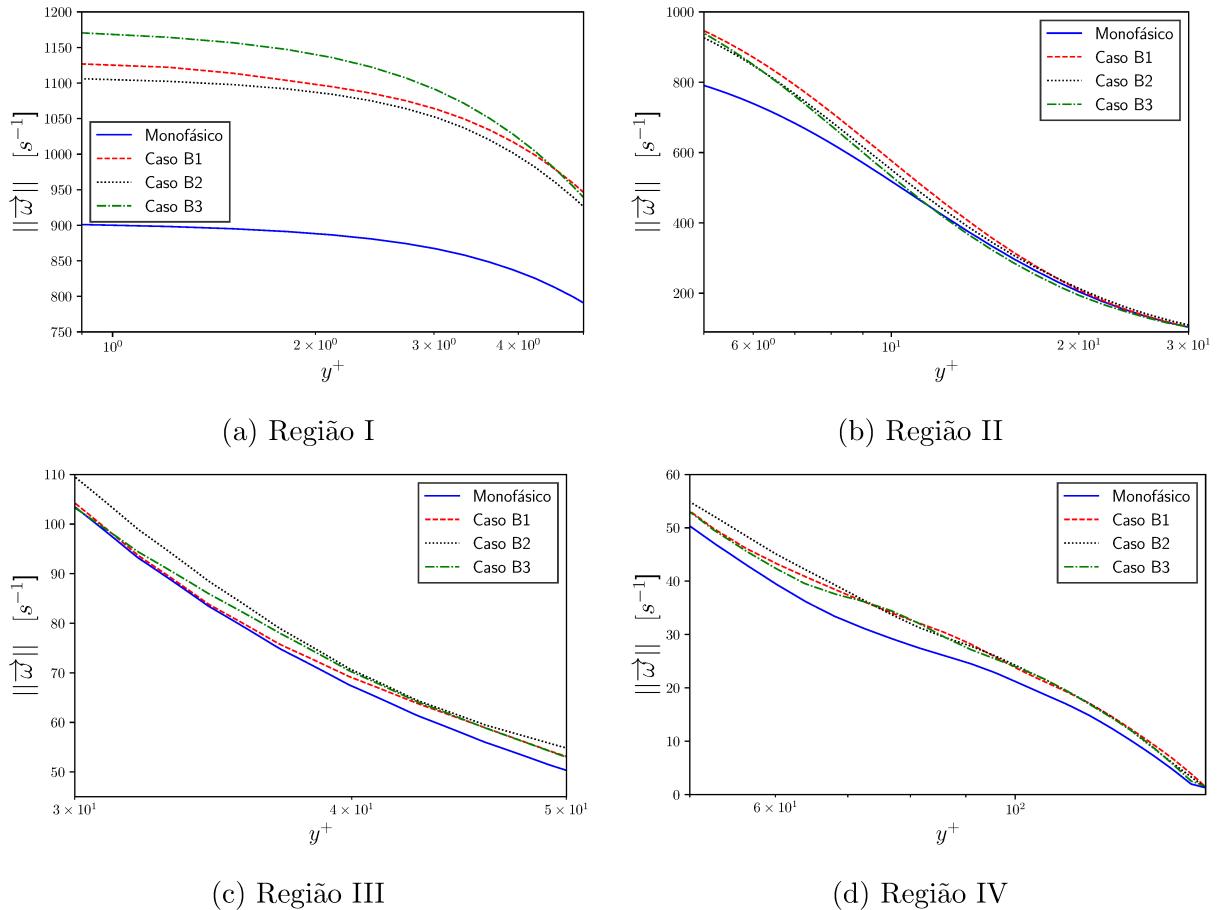


Figura 4.29: Magnitude da vorticidade média em vista ampliada para cada uma das regiões da Fig. 4.28.

4.6 Evidência macroscópica de redução do atrito

Com o objetivo de quantificar a redução do atrito observada no presente trabalho será calculado o coeficiente de atrito de Fanning, C_f , Eq. 5 do APÊNDICE A. A Eq. 5 é reescrita abaixo para facilitar a leitura.

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho \bar{u}^2}$$

onde: τ_w é a tensão de cisalhamento com a parede, ρ é a massa específica do fluido e \bar{u} é a velocidade média do fluido no plano transversal ao eixo x que contém os perfis de velocidade da Fig. 4.13.

A expressão de C_f , deixa claro que o coeficiente de atrito diminui quando a velocidade média \bar{u} aumenta, já que a tensão de cisalhamento com a parede e a massa específica do fluido são constantes (conforme demonstrado no APÊNDICE A). Observa-se na Tab. 4.5, que a velocidade média do escoamento, \bar{u} , muda de acordo com o diâmetro das microbolhas e com a fração de gás do escoamento, como já fora discutido, refletindo na mudança de C_f .

Na Tab. 4.8, têm-se o coeficiente de atrito de Fanning C_f , normalizado pelo coeficiente de atrito do escoamento monofásico C_{f0} , para todos os casos do escoamento bifásico. Nota-se que a redução de atrito foi alcançada em todos os casos e o valor máximo da redução encontra-se em torno de 20%, sendo que os maiores percentuais de reduções ocorreram para os menores diâmetros, acentuando-se com o aumento da fração volumétrica de gás no escoamento.

Tabela 4.8: Cálculo do coeficiente de atrito de Fanning normalizado pelo coeficiente de atrito do escoamento monofásico em função do diâmetro das microbolhas e da fração de gás no escoamento.

Caso	C_f/C_{f0}	Redução de atrito (%)
Caso A1	0,971	2,87
Caso A2	0,975	2,51
Caso A3	0,982	1,83
Caso B1	0,791	20,93
Caso B2	0,807	19,34
Caso B3	0,833	16,65

CAPÍTULO V

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Por meio de simulações numéricas foi possível obter redução de atrito em escoamentos verticais ascendentes após a injeção de microbolhas e identificar mecanismos físicos que causam a redução para os casos estudados. A seguir, serão feitas as considerações finais da presente tese de doutorado, dividida em duas partes: conclusões e as sugestões para trabalhos futuros.

Conclusões

Com o objetivo de predizer o mecanismo físico da potencial redução de atrito de escoamentos com microbolhas em um canal turbulento ascendente foram realizadas simulações numéricas utilizando a metodologia de DNS. Para as simulações foi utilizado o código UNSCYFL3D, desenvolvido no MFLab, no qual as equações de Navier-Stokes na formulação incompressível são resolvidas numericamente através do método de volumes finitos em malhas não-estruturadas. Foi feito o uso da abordagem Euler-Lagrange, onde a fase contínua é tratada sobre um referencial euleriano e as microbolhas por um referencial lagrangiano com o movimento das bolhas regido pelo princípio da segunda lei de Newton, sendo o acoplamento entre as fases do tipo duas vias.

O experimento material de Pang e Wei (2013) foi utilizado na validação do código tanto para o escoamento monofásico quanto para o escoamento bifásico. Em relação ao escoamento com microbolhas, a comparação foi possível apenas para a uma fração volumétrica ($\alpha = 0,1\%$) e uma classe de diâmetro ($500 \mu\text{m}$). A simulação do escoamento monofásico foi comparada com o resultado do experimento material e também com outros resultados de DNS da literatura para o mesmo $Re_\tau = 150$. O perfil de velocidade apresentou boa concordância com o experimento material e também com as demais simulações em comparação. Já em relação as estatísticas de flutuação de velocidade, a simulação apresentou boa predição em relação a direção principal (direção x), resultados de u_{rms}^+ , mas não conseguiu prever bem as flutuações na direção y, estatísticas v_{rms}^+ , quanto comparadas com os dados experimentais. Assim, foi feita a comparação das estatísticas de v_{rms}^+ e w_{rms}^+ com dados de DNS, a qual a última não dispunha de dados

experimentais. Os resultados tiveram boa concordância, o que forneceu confiabilidade para a verificação e validação do escoamento bifásico. Quanto ao escoamento bifásico, os resultados foram semelhantes aos que foram analisados no caso monofásico, com boa predição para os perfis de velocidade e flutuação de velocidade na direção principal e apresentando tendência semelhante no caso da flutuação de velocidade v_{rms}^+ . No geral, os resultados foram satisfatórios, o que possibilitou o estudo para os demais casos.

O perfil de velocidade média do escoamento sem bolhas foi comparado com os perfis médios dos casos com microbolhas, sendo dois valores distintos para α (0,1% e 0,5%) e três diâmetros diferentes para as microbolhas (100 μm , 200 μm e 500 μm). Notou-se que os perfis de velocidade média dos casos A1, A2 e A3 apresentaram valores superiores ao perfil do escoamento monofásico, sendo este aumento evidenciado para os casos com maior fração volumétrica (casos B1, B2 e B3) e a diminuição do diâmetro das bolhas. Esses resultados foram os primeiros indícios da redução de atrito ao injetar microbolhas no escoamento, já que elevou o número de *Reynolds* baseado na velocidade de atrito, Re_T , de 151,2 para 171,3 mantendo o mesmo gradiente de pressão do escoamento.

Como consequência do aumento nos perfis de velocidade, têm-se o acréscimo das intensidades da turbulência nos perfis de flutuação de velocidade, que semelhante aos perfis de velocidade média, sofreram mais alterações para a maior fração volumétrica, porém para os maiores diâmetros das bolhas. Fato comum a todos os casos é que não houve alteração na posição dos picos quando comparado os perfis para a mesma variável. As mudanças observadas nas flutuações de velocidade acarretam uma modulação notável na componente cruzada do tensor de Reynolds, que apresentaram tendências de aumento semelhantes.

Em relação as estatísticas da fase lagrangiana, os perfis de velocidade das microbolhas dos casos B1, B2 e B3 apresentaram valores médios superiores ao casos A1, A2 e A3, respectivamente. Porém os casos A3 e B3 apresentaram ausência de bolhas na subcamada viscosa. Fato este relacionado aos perfis de concentração das bolhas, os quais mostram que as bolhas com maior diâmetro tende a migrar para o centro do canal, região esta de menor cisalhamento médio. Já as microbolhas menores apresentam os maiores picos de concentração na subcamada viscosa. Essa tendência de migração das menores bolhas para a parede pode ser atribuída à força de sustentação gerada pelo cisalhamento do fluido, também pode-se concluir que essa tendência é diminuída com o aumento do volume das bolhas por se tornarem mais inerciais. Outra informação relevante é que o perfil de velocidade das bolhas dos casos A3 e B3 apresentaram valores médios menores do que os perfis correspondentes para a fase euleriana, o que indicou que não apenas a força de empuxo causada pelas microbolhas era a única responsável por fornecer quantidade de movimento ao fluido elevando os seus perfis do escoamento bifásico em relação ao escoamento monofásico.

As isosuperfícies do critério Q deixam mais evidente a modulação na turbulência causada pela presença das bolhas, em que as bolhas agem quebrando as grandes estruturas, visíveis no escoamento monofásico, e as levando para regiões de maior velocidade, no qual as bolhas com maiores diâmetros se mostram mais eficientes nesta quebra.

Outra diferença notável em função da presença das microbolhas no escoamento é o aumento da magnitude da vorticidade na subcamada viscosa. Notou-se que a maior concentração de microbolhas em todos os casos, refletiu de maneira expressiva na intensidade da vorticidade na região próxima a parede. Destaca-se também, a relevância do tamanho do diâmetro das microbolhas na modulação da turbulência nesta região do escoamento.

Assim, conclui-se para essa gama de testes feitos o quanto complexo é o mecanismo que leva a redução de atrito em escoamentos em canais ascendentes. Para estes casos, pode-se dizer que o mecanismo é composto pela combinação da força de empuxo das bolhas que aceleram o fluido, juntamente com a quebra das estruturas pelas presença das bolhas e da mudança da vorticidade na subcamada viscosa.

Por fim, de forma a quantificar globalmente a redução de atrito neste estudo foi utilizado o coeficiente de atrito de Fanning. Desta forma, foi possível identificar a redução do atrito em todos os seis casos estudados, sendo que a máxima redução alcançada ficou em torno de 20%. Esse percentual foi computado para α de 0,5% e o diâmetro menor, $100\text{ }\mu\text{m}$. Os resultados confirmam a influência direta da fração volumétrica na redução de atrito, além de mostrar que o tamanho das bolhas também tem o seu papel na redução de atrito, mesmo que com menos influência.

Sugestões para trabalhos futuros

Com base no que foi desenvolvido nesta tese, segue algumas etapas que podem contribuir para o desenvolvimento da pesquisa:

- Introduzir a fração volumétrica nas equações de balanço de quantidade de movimento linear e balanço de massa;
- Realizar a distribuição da fração volumétrica das bolhas para as células vizinhas em que o volume das bolha é maior do que o volume da célula;
- Implementar modelos de quebra e coalescência para as bolhas;
- Comparar os resultados em duas e quatro vias;
- Realizar simulações com uma gama maior de diâmetros e frações volumétricas;
- Realizar análises semelhantes em canais verticais ascendentes de seção circular.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDULBARI, H. A.; YUNUS, R. M.; ABDURAHMAN, N. H.; CHARLES, A. Going against the flow-A review of non-additive means of drag reduction. *Journal of Industrial and Engineering Chemistry*, The Korean Society of Industrial and Engineering Chemistry, v. 19, n. 1, p. 27–36, 2013. ISSN 1226086X. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.jiec.2012.07.023>>.

ASIAGBE, K. S.; FAIRWEATHER, M.; NJOBUENWU, D. O.; COLOMBO, M. Large eddy simulation of microbubble transport in a turbulent horizontal channel flow. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier, v. 94, p. 80–93, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2017.04.016>>.

BECHERT, D.; BRUSE, M.; HAGE, W.; MEYER, R. Fluid mechanics of biological surfaces and their technological application. *Naturwissenschaften*, Springer, v. 87, n. 4, p. 157–171, 2000. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s001140050696>>.

BOGDEVICH, V.; EVSEEV, A. *Effect of gas saturation on wall turbulence*. [S.I.]: Thermophysics Institute Publishing, Novosibirsk, Siberia in Russian, 1976.

BOGDEVICH, V.; MALYUGA, A. The distribution of skin friction in a turbulent boundary layer of water beyond the location of gas injection. *Investigations of boundary layer control*, p. 62, 1976.

BROSTOW, W. Drag reduction in flow: Review of applications, mechanism and prediction. *Journal of industrial and Engineering Chemistry*, Elsevier, v. 14, n. 4, p. 409–416, 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jiec.2008.07.001>>.

CECCIO, S. L. Friction Drag Reduction of External Flows with Bubble and Gas Injection. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 42, n. 1, p. 183–203, 2010. ISSN 0066-4189. Disponível em: <<http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev-fluid-121108-145504>>.

CECCIO, S. L.; MÄKIHARJU, S. Air lubrication drag reduction on great lakes ships. *Final Report of University of Michigan*, 2012.

CHOI, J.-I.; XU, C.-X.; SUNG, H. J. Drag reduction by spanwise wall oscillation in wall-bounded turbulent flows. *AIAA journal*, v. 40, n. 5, p. 842–850, 2002. Disponível em: <<https://doi.org/10.2514/2.1750>>.

CLARK, H.; DEUTSCH, S. Microbubble skin friction reduction on an axisymmetric body under the influence of applied axial pressure gradients. *Physics of Fluids A*, v. 3, n. 12, p. 2948–2954, 1991. ISSN 08998213. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.857837>>.

CROWE, C. T. *Multiphase flow handbook*. 1st edition. ed. CRC press, 2005. ISBN 9781420040470. Disponível em: <<https://doi.org/10.1201/9781420040470>>.

- DEUTSCH, S.; CASTANO, J. Microbubble skin friction reduction on an axisymmetric body. *The Physics of fluids*, AIP, v. 29, n. 11, p. 3590–3597, 1986. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.865786>>.
- DUARTE, C. A. R. et al. Simulation of a new pipe design for erosion reduction in curves. Universidade Federal de Uberlândia, 2017.
- DUNISCHEV, Y.; EVSEEV, A.; SOBOLEV, V.; UTKIN, E. Study of gas-saturated turbulent streams using a laser-doppler velocimeter. *J. APPI. Mech. Tech. Phys.*, v. 16, 1975. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF00853551>>.
- FELTON, K.; LOTH, E. Spherical bubble motion in a turbulent boundary layer. *Physics of Fluids*, AIP, v. 13, n. 9, p. 2564–2577, 2001. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.1388051>>.
- FELTON, K.; LOTH, E. Diffusion of spherical bubbles in a turbulent boundary layer. *International journal of multiphase flow*, Elsevier, v. 28, n. 1, p. 69–92, 2002. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(01\)00060-X](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(01)00060-X)>.
- FENG, Z.-G.; MICHAELIDES, E. E. Drag coefficients of viscous spheres at intermediate and high reynolds numbers. *Journal of Fluids Engineering*, American Society of Mechanical Engineers, v. 123, n. 4, p. 841–849, 2001. Disponível em: <<https://doi.org/10.1115/1.1412458>>.
- FERRANTE, A.; ELGHOBASHI, S. On the physical mechanisms of drag reduction in a spatially developing turbulent boundary layer laden with microbubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 503, p. 345–355, 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112004007943>>.
- FERZIGER, J. H.; PERIC, M. *Computational methods for fluid dynamics*. Springer, 2002. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/978-3-642-56026-2>>.
- FUJIWARA, A.; MINATO, D.; HISHIDA, K. Effect of bubble diameter on modification of turbulence in an upward pipe flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Elsevier, v. 25, n. 3, p. 481–488, 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.02.018>>.
- GIUSTI, A.; LUCCI, F.; SOLDATI, A. Influence of the lift force in direct numerical simulation of upward/downward turbulent channel flow laden with surfactant contaminated microbubbles. *Chemical Engineering Science*, v. 60, n. 22, p. 6176–6187, 2005. ISSN 00092509. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ces.2005.02.019>>.
- GUIN, M. M.; KATO, H.; YAMAGUCHI, H.; MAEDA, M.; MIYANAGA, M. Reduction of skin friction by microbubbles and its relation with near-wall bubble concentration in a channel. *Journal of marine science and technology*, Springer, v. 1, n. 5, p. 241–254, 1996. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF02390723>>.
- HASELBACHER, A.; NAJJAR, F. M.; FERRY, J. P. An efficient and robust particle-localization algorithm for unstructured grids. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 225, n. 2, p. 2198–2213, 2007. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2007.03.018>>.
- HIBIKI, T.; GODA, H.; KIM, S.; ISHII, M.; UHLE, J. Structure of vertical downward bubbly flow. *International journal of heat and mass transfer*, Elsevier, v. 47, n. 8-9, p. 1847–1862, 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.10.027>>.

- JUNG, W.; MANGIAVACCHI, N.; AKHAVAN, R. Suppression of turbulence in wall-bounded flows by high-frequency spanwise oscillations. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, AIP, v. 4, n. 8, p. 1605–1607, 1992. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.858381>>.
- KASHINSKY, O.; RANDIN, V. Downward bubbly gas–liquid flow in a vertical pipe. *International journal of multiphase flow*, Elsevier, v. 25, n. 1, p. 109–138, 1999. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(98\)00040-8](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(98)00040-8)>.
- KATO, H. Frictional drag reduction by injecting bubbly water into turbulent boundary layers, cavitation and gas liquid flow in fluid machinery and devices. *FED-vol. 190*, ASME, 1994.
- KATO, H.; IWASHINA, T.; MIYANAGA, M.; YAMAGUCHI, H. Effect of microbubbles on the structure of turbulence in a turbulent boundary layer. *Journal of Marine Science and Technology*, v. 4, n. 4, p. 155–162, 1999. ISSN 0948-4280. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/PL00010624>>.
- KATO, H.; MIURA, K.; YAMAGUCHI, H.; MIYANAGA, M. Experimental study on microbubble ejection method for frictional drag reduction. *Journal of marine science and technology*, Springer, v. 3, n. 3, p. 122, 1998. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF02492919>>.
- KATO, H.; MIYANAGA, M.; YAMAGUCHI, H.; GUIN, M. Frictional drag reduction by injecting bubbly water into turbulent boundary layer and the effect of plate orientation. In: *Multiphase Flow 1995*. Elsevier, 1995. p. 85–96. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/B978-0-444-81811-9.50012-3>>.
- KIM, J. Physics and control of wall turbulence for drag reduction. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, The Royal Society, v. 369, n. 1940, p. 1396–1411, 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1098/rsta.2010.0360>>.
- KITAGAWA, A.; HISHIDA, K.; KODAMA, Y. Flow structure of microbubble-laden turbulent channel flow measured by piv combined with the shadow image technique. *Experiments in Fluids*, Springer, v. 38, n. 4, p. 466–475, 2005. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s00348-004-0926-8>>.
- KITAGAWA, A.; SUGIYAMA, K.; ASHIHARA, M.-a.; HISHIDA, K.; KODAMA, Y. Measurement of turbulence modification by microbubbles causing frictional drag reduction. In: AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS. *ASME/JSME 2003 4th Joint Fluids Summer Engineering Conference*. 2003. p. 675–681. Disponível em: <<https://doi.org/10.1115/FEDSM2003-45648>>.
- KODAMA, Y. A full-scale microbubble experiment using a cement carrier. In: *The 5th Research Presentation Meeting of National Maritime Research Institute, 2005*. [S.I.: s.n.], 2005. p. 165–168.
- KODAMA, Y.; KAKUGAWA, A.; TAKAHASHI, T.; KAWASHIMA, H. Experimental study on microbubbles and their applicability to ships for skin friction reduction. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 21, n. 5, p. 582–588, 2000. ISSN 0142727X. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0142-727X\(00\)00048-5](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(00)00048-5)>.
- LATORRE, R.; MILLER, A.; PHILIPS, R. Micro-bubble resistance reduction on a model ses catamaran. *Ocean engineering*, Elsevier, v. 30, n. 17, p. 2297–2309, 2003. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0029-8018\(03\)00079-9](https://doi.org/10.1016/S0029-8018(03)00079-9)>.

LIU, N. S.; CHENG, B. G.; QUE, X.; LU, X. Y. Direct numerical simulations of turbulent channel flows with consideration of the buoyancy effect of the bubble phase. *Journal of Hydrodynamics*, Publishing House for Journal of Hydrodynamics, v. 23, n. 3, p. 282–288, 2011. ISSN 10016058. Disponível em: <[http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058\(10\)60114-X](http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058(10)60114-X)>.

LOTH, E. *Computational fluid dynamics of bubbles, drops and particles*. [S.I.]: Cambridge University Press Cambridge, 2008.

LUO, Y.; WANG, L.; GREEN, L.; SONG, K.; WANG, L.; SMITH, R. Advances of drag-reducing surface technologies in turbulence based on boundary layer control. *Journal of Hydrodynamics*, Publishing House for Journal of Hydrodynamics, v. 27, n. 4, p. 473–487, 2015. ISSN 18780342. Disponível em: <[http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058\(15\)60507-8](http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058(15)60507-8)>.

L'VOV, V. S.; POMYALOV, A.; PROCACCIA, I.; TIBERKEVICH, V. Drag reduction by micro-bubbles in turbulent flows: The limit of minute bubbles. *Physical Review Letters*, v. 94, n. 17, p. 1–4, 2005. ISSN 00319007. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.174502>>.

MADAVAN, N.; DEUTSCH, S.; MERKLE, C. Reduction of turbulent skin friction by micro-bubbles. *The Physics of Fluids*, AIP, v. 27, n. 2, p. 356–363, 1984. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.864620>>.

MADAVAN, N.; DEUTSCH, S.; MERKLE, C. Measurements of local skin friction in a microbubble-modified turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 156, p. 237–256, 1985. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112085002075>>.

MALISKA, C. R. *Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional*. 2^a. ed. [S.I.]: LTC, 2012. ISBN 8521613962.

MCCORMICK, M. E.; BHATTACHARYYA, R. Drag reduction of a submersible hull by electrolysis. *Naval Engineers Journal*, Wiley Online Library, v. 85, n. 2, p. 11–16, 1973. Disponível em: <<https://doi.org/10.1111/j.1559-3584.1973.tb04788.x>>.

MERKLE, C. L.; DEUTSCH, S. Microbubble drag reduction in liquid turbulent boundary layers. *Applied Mechanics Reviews*, v. 45, n. 3, p. 103–127, 1992. ISSN 00036900. Disponível em: <<https://doi.org/10.1115/1.3119751>>.

MERKLE, C. L.; DEUTSCH, S.; BUSHNELL, D.; HEFNER, J. Drag reduction in liquid boundary layers by gas injection. *Viscous Drag Reduction in Boundary Layers*, AIAA, v. 123, p. 351–412, 1990. Disponível em: <<https://doi.org/10.2514/5.9781600865978.0351.0412>>.

MIGIRENKO, G.; EVSEEV, A. Turbulent boundary layer with gas saturation. *Problems in Thermophysics and Physical Hydrodynamics*, p. 132–145, 1974.

MOHANARANGAM, K.; CHEUNG, S.; TU, J.; CHEN, L. Numerical simulation of micro-bubble drag reduction using population balance model. *Ocean Engineering*, Elsevier, v. 36, n. 11, p. 863–872, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2009.05.001>>.

MORIGUCHI, Y.; KATO, H. Influence of microbubble diameter and distribution on frictional resistance reduction. *Journal of Marine Science and Technology*, v. 7, n. 2, p. 79–85, 2002. ISSN 09484280. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s007730200015>>.

MURAI, Y. Frictional drag reduction by bubble injection. *Experiments in Fluids*, v. 55, n. 7, 2014. ISSN 07234864. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s00348-014-1773-x>>.

MURAI, Y.; FUJII, H.; TASAKA, Y.; TAKEDA, Y. Turbulent bubbly channel flow investigated by ultrasound velocity profiler. *Journal of Fluid Science and Technology*, The Japan Society of Mechanical Engineers, v. 1, n. 1, p. 12–23, 2006a. Disponível em: <<https://doi.org/10.1299/jfst.1.12>>.

MURAI, Y.; FUKUDA, H.; OISHI, Y.; KODAMA, Y.; YAMAMOTO, F. Skin friction reduction by large air bubbles in a horizontal channel flow. *International journal of multiphase flow*, Elsevier, v. 33, n. 2, p. 147–163, 2007. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2006.08.008>>.

MURAI, Y.; OHTA, S.; SHIGETOMI, A.; TASAKA, Y.; TAKEDA, Y. Development of an ultrasonic void fraction profiler. *Measurement Science and Technology*, IOP Publishing, v. 20, n. 11, p. 114003, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/11/114003>>.

MURAI, Y.; OISHI, Y.; TAKEDA, Y.; YAMAMOTO, F. Turbulent shear stress profiles in a bubbly channel flow assessed by particle tracking velocimetry. *Experiments in Fluids*, Springer, v. 41, n. 2, p. 343, 2006b. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s00348-006-0142-9>>.

NAGAMATSU, T.; KODAMA, Y.; KAKUGAWA, A.; TAKAI, M.; MURAKAMI, K.; ISHIKAWA, S.; KAMIIRISA, H.; OGAWARA, S.; YOSHIDA, Y.; SUZUKI, T. et al. A full-scale experiment on microbubbles for skin friction reduction using "seiun maru". *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, The Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers, v. 2002, n. 192, p. 15–28, 2002. Disponível em: <<https://doi.org/10.2534/jjasnae1968.2002.15>>.

NARESH, M.; ARUMUGAM, V.; SANJEEVI, R. Mechanical behaviour of shark skin. *Journal of biosciences*, Springer, v. 22, n. 4, p. 431–437, 1997. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF02703189>>.

PAIK, B.-G.; YIM, G.-T.; KIM, K.-Y.; KIM, K.-S. The effects of microbubbles on skin friction in a turbulent boundary layer flow. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier, v. 80, p. 164–175, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.12.003>>.

PANG, M.; WEI, J. Experimental investigation on the turbulence channel flow laden with small bubbles by piv. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 94, p. 302–315, 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ces.2013.02.062>>.

PANG, M. J.; WEI, J. J.; YU, B. Numerical study on modulation of microbubbles on turbulence frictional drag in a horizontal channel. *Ocean Engineering*, v. 81, p. 58–68, 2014. ISSN 00298018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2014.02.012>>.

PENG, K.; ZHANG, S.; WU, J.; YANG, C. An improved known vicinity algorithm based on geometry test for particle localization in arbitrary grid. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 228, n. 24, p. 9001–9019, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2009.09.003>>.

POPE, S. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press. 2000. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/CBO9780511840531>>.

RIVERO, M.; MAGNAUDET, J.; FABRE, J. New results on the forces exerted on a spherical body by an accelerated flow. *Comptes Rendus De L Academie Des Sciences Serie Ii*, GAUTHIER-VILLARS SPE S-JOURNAL DEPT, 120 BD ST GERMAIN, F-75006 PARIS, FRANCE, v. 312, n. 13, p. 1499–1506, 1991.

SERIZAWA, A.; KATAOKA, I.; MICHYOSHI, I. Turbulence structure of air-water bubbly flow–ii. local properties. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier, v. 2, n. 3, p. 235–246, 1975. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0301-9322\(75\)90012-9](https://doi.org/10.1016/0301-9322(75)90012-9)>.

SHAH, S. N.; Ahmed Kamel; ZHOU, Y. Drag reduction characteristics in straight and coiled tubing - An experimental study. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, v. 53, n. 3-4, p. 179–188, 2006. ISSN 09204105. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.petrol.2006.05.004>>.

SHEN, X.; CECCIO, S. L.; PERLIN, M. Influence of bubble size on micro-bubble drag reduction. *Experiments in Fluids*, v. 41, n. 3, p. 415–424, 2006. ISSN 07234864. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s00348-006-0169-y>>.

SILVEIRA-NETO, A. "A turbulência nos fluidos". 2017. Apostila da Disciplina de Turbulência nos Fluidos do Programa de Pós-Graduação da Universidade Federal de Uberlândia.

SO, S.; MORIKITA, H.; TAKAGI, S.; MATSUMOTO, Y. Laser doppler velocimetry measurement of turbulent bubbly channel flow. *Experiments in Fluids*, Springer, v. 33, n. 1, p. 135–142, 2002. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s00348-002-0459-y>>.

SOUZA, F. J. "UNSCYFL3D versão 2.0 – Manual teórico". 2012.

SRIDHAR, G.; KATZ, J. Drag and lift forces on microscopic bubbles entrained by a vortex. *Physics of Fluids*, AIP, v. 7, n. 2, p. 389–399, 1995. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.868637>>.

SRIDHAR, G.; KATZ, J. Effect of entrained bubbles on the structure of vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 397, p. 171–202, 1999. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112099006187>>.

TAKAHASHI, T. Experimental study on scale effect of drag reduction by microbubbles using very large flat plate ships. *The Kansai Society Naval Architects Japan*, v. 239, p. 11–20, 2003.

TOMIYAMA, A.; TAMAI, H.; ZUN, I.; HOSOKAWA, S. Transverse migration of single bubbles in simple shear flows. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 57, n. 11, p. 1849–1858, 2002. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0009-2509\(02\)00085-4](https://doi.org/10.1016/S0009-2509(02)00085-4)>.

TOMS, B. A. Some observations on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large reynolds numbers. *Proc. of In. Cong. On Rheology, 1948*, v. 135, 1948.

XU, J.; MAXEY, M.; KARNIADAKIS, G. E. Numerical simulation of turbulent drag reduction using micro-bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 468, p. 271–281, 2002. ISSN 0022-1120. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112002001659>>.

YU, B.; KAWAGUCHI, Y. Direct numerical simulation of viscoelastic drag-reducing flow: a faithful finite difference method. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, Elsevier, v. 116, n. 2-3, p. 431–466, 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jnnfm.2003.11.006>>.

ZHANG, D.; LI, Y.; HAN, X.; LI, X.; CHEN, H. High-precision bio-replication of synthetic drag reduction shark skin. *Chinese science bulletin*, Springer, v. 56, n. 9, p. 938–944, 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s11434-010-4163-7>>.

APÊNDICE A

Dedução da tensão de cisalhamento com a parede

A redução de atrito em um escoamento interno pode ser avaliada pelo valor da tensão de cisalhamento nas paredes. Assim, este é um parâmetro relevante a ser investigado nos casos com acoplamento de duas vias nas simulações com microbolhas.

Pode-se deduzir analiticamente a expressão para a tensão de cisalhamento com a parede do canal utilizado no presente trabalho considerando o equilíbrio de forças que atuam no escoamento completamente desenvolvido. O esquema do balanço de forças pode ser observado na Fig. (1b), no qual o atrito acontece somente nas faces I e sua face oposta, onde possui a condição de contorno atribuída como parede, Fig. (1a), conforme foi especificado na seção 3.1.

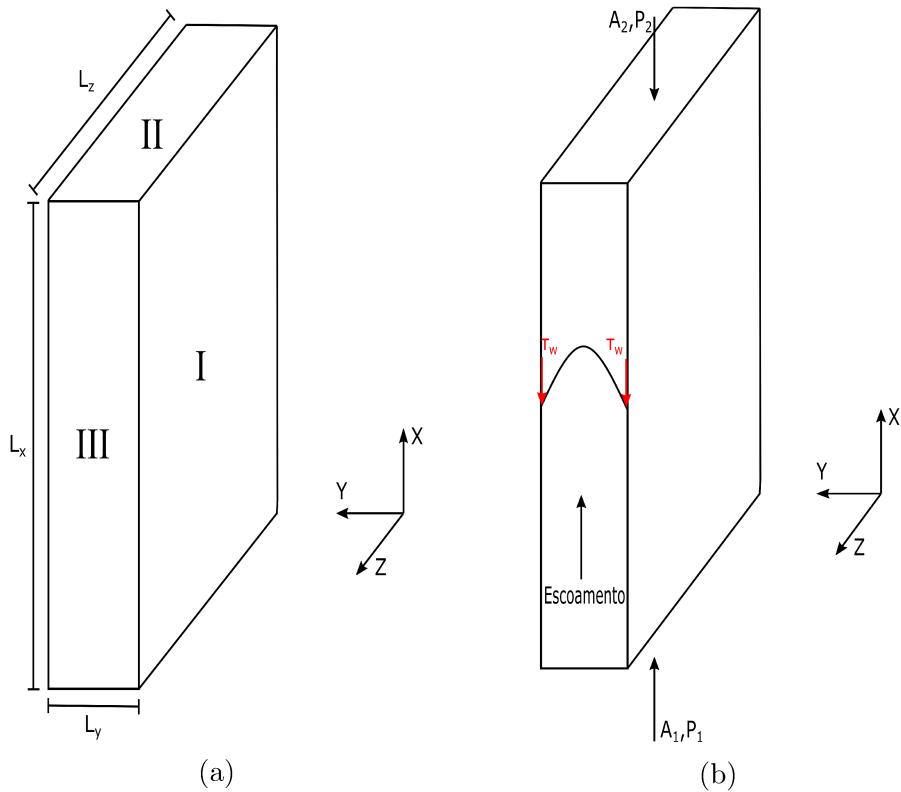


Figura .1: (a) Esquema das condições de contorno utilizadas nas simulações; (b) Esquema para dedução analítica da tensão de cisalhamento.

Supondo o escoamento completamente desenvolvido, fazendo um balanço de forças global na direção do escoamento, tem-se:

$$\sum \vec{F}_x = 2(L_x L_z) \tau_w \quad (1)$$

ou seja,

$$P_1 A_1 - P_2 A_2 = 2(L_x L_z) \tau_w$$

Como $A_1 = A_2 = L_y L_z$, segue:

$$L_y L_z (P_1 - P_2) = 2(L_x L_z) \tau_w$$

onde,

$$\tau_w = \frac{L_y \Delta P}{2 L_x} \quad (2)$$

sendo, $\Delta P = P_1 - P_2$.

Como u_τ pode ser expresso por:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3)$$

substituindo a Eq. 2, tem-se:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{L_y \Delta P}{2 \rho L_x}} \quad (4)$$

Analizando a Eq. 2 observa-se pelo balanço de forças que o segundo membro é composto por diferentes parâmetros: as dimensões L_x e L_y e o gradiente de pressão imposto. Todos esses parâmetros são constantes, implicando que a tensão de cisalhamento com a parede também é constante na média global.

Por fim, pode-se avaliar o aumento ou a diminuição do atrito em função da velocidade média do escoamento, \bar{u} , pelo coeficiente de atrito de Fanning através da expressão:

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho \bar{u}^2} \quad (5)$$

onde: τ_w é a tensão de cisalhamento com a parede, ρ é a massa específica do fluido.