



**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**Modelagem numérica de escoamento ascendente em duas fases em tubo  
vertical de seção anular**

**FLÁVIO EDUARDO CERAVOLO**

**Dissertação apresentada como parte  
dos requisitos para obtenção do Grau  
de Mestre em Ciências na Área de  
Tecnologia Nuclear – Reatores**

**Orientador:  
Prof. Dr. Marcelo da Silva Rocha**

**Coorientador:  
Prof. Dr. Delvonei Alves de Andrade**

**São Paulo  
2020**

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
**Autarquia associada à Universidade de São Paulo**

**Modelagem numérica de escoamento ascendente em duas fases em tubo  
vertical de seção anular**

**FLÁVIO EDUARDO CERAVOLO**

**Dissertação apresentada como parte  
dos requisitos para obtenção do Grau  
de Mestre em Ciências na Área  
de Tecnologia Nuclear - Reatores**

**Orientador:  
Prof. Dr. Marcelo da Silva Rocha**

**Coorientador:  
Prof. Dr. Delvonei Alves de Andrade**

**Versão Corrigida**

**São Paulo  
2020**

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho,  
para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte

Como citar:

CERAVOLO, F. E. **Modelagem numérica de escoamento ascendente em duas fases em tubo vertical de seção anular**. 2020. 127 p. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN/SP, São Paulo. Disponível em: (data de consulta no formato: dd/mm/aaaa)

Ficha catalográfica elaborada pelo Sistema de geração automática da Biblioteca IPEN/USP,  
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Ceravolo, Flavio Eduardo

Modelagem numérica de escoamento ascendente em duas fases em tubo vertical de seção anular / Flavio Eduardo Ceravolo; orientador Marcelo da Silva Rocha; co-orientador Delvonei Alves de Andrade. -- São Paulo, 2020.

127 p.

Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação em Tecnologia Nuclear (Reatores) -- Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2020.

1. coluna de bolhas. 2. escoamento bifásico. 3. escoamento em bolha. 4. canal anular. 5. CFD. I. Rocha, Marcelo da Silva, orient. II. Andrade, Delvonei Alves de, co-orient. III. Título.

## FOLHA DE APROVAÇÃO

Autor: Flávio Eduardo Ceravolo

Título: Modelagem numérica de escoamento ascendente em duas fases em tubo vertical de seção anular

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear – Reatores.

Data: 04/12/2020

Banca Examinadora

Prof. Dr. MARCELO DA SILVA ROCHA

Instituição: IPEN

Julgamento: APROVADO

Prof. Dr. EDVALDO ANGELO

Instituição: UPM

Julgamento: APROVADO

Prof. Dr. JORGE LUIS BALIÑO

Instituição: EP - USP

Julgamento: APROVADO

## DEDICATÓRIA

À minha família que me acompanhou com todo carinho e compreensão neste período. Amo vocês.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço ao Dr. Marcelo da Silva Rocha, orientador desse trabalho, pela parceria e dedicação no acompanhamento de todas as atividades desenvolvidas.

Ao Dr. Delvonei Alves de Andrade, coorientador, agradeço pelo incentivo e pelas contribuições oferecidas em pontos-chaves do projeto.

Aos colegas do Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo, pelo apoio que permitiu a realização deste trabalho.

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares e à Universidade de São Paulo pela oportunidade.

## RESUMO

CERAVOLO, Flavio. E. ***Modelagem numérica de escoamento ascendente em duas fases em tubo vertical de seção anular.*** 2020. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN-CNEN/SP. São Paulo.

O presente trabalho realiza uma simulação numérica de um fluxo em duas fases isotérmico vertical e ascendente de ar e água em um canal anular aplicando um código de Fluidodinâmica Computacional (CFD – *Computational Fluid Dynamics*), ANSYS FLUENT 19.0. O trabalho utiliza um modelo de dois fluidos, correlações específicas de turbulência, com turbulência induzida por bolhas, correlações de transporte de concentração de área interfacial (IAC – *Interfacial Area Concentration*), além de uma correlação para ajuste do coeficiente de força de sustentação junto às paredes, por meio de uma função definida pelo usuário (UDF – *User Defined Function*) implementada no código CFD. Pretende-se avaliar se o código numérico proposto representa os fenômenos físicos adequadamente, comparando os resultados da simulação com dados experimentais obtidos na literatura. O canal anular adotado tem 1900 mm de comprimento e diâmetro hidráulico equivalente de 19,1 mm, sendo que o tubo externo tem diâmetro interno de 38,1 mm e o cilindro interno diâmetro de 19,1 mm. Para representar essa geometria, uma malha simétrica tridimensional foi gerada com aproximadamente 160000 elementos, após um estudo de independência de malha. Os parâmetros analisados como resultados do modelo são os perfis radiais de fração de vazio, IAC, diâmetros médios de bolhas e velocidade da fase gasosa, cada um deles tomados em duas posições axiais do canal anular.

Palavras-chave: Coluna de bolhas, escoamento bifásico, escoamento em bolha, canal anular, CFD.

## ABSTRACT

CERAVOLO, Flavio. E. ***Numerical modeling of upward two-phase flow in vertical annulus.*** 2020. Master's thesis (Nuclear Technology) – Institute for Nuclear and Energy Research – IPEN-CNEN/SP. São Paulo.

The present work accomplishes a numerical simulation of vertical, isothermal and ascending two-phase flow of air and water in an annular channel applying a Computational Fluid Dynamics (CFD) code ANSYS FLUENT 19.0. The work uses a two-fluid model and specific correlations for turbulence, considering the Bubble-Induced Turbulence effect, Interfacial Area Concentration (IAC) transport correlations, in addition to a correlation to adjust the lift force coefficient next to the walls, through a user a User-Defined Function (UDF) implemented in the CFD code. It is intended to evaluate if the proposed numerical code represents the physical phenomena adequately by comparing the simulation results with experimental data obtained from the literature. The annular channel adopted is 1900 mm long and has a hydraulic diameter of 19.1 mm. The outer tube has an internal diameter of 38.1 mm and the inner cylinder has a diameter of 19.1 mm. To represent this geometry, a three-dimensional and symmetric mesh was generated with approximately 160000 elements, after a mesh-independence study. The parameters analyzed as results of the model are the radial void fraction profiles, IAC, average bubble diameters, and gas-phase velocity, each one of them taken in two axial positions of the annular channel.

Keywords: Bubble column, two-phase flow, bubbly flow, annular channel, CFD.



## LISTA DE TABELAS

	Página
Tabela 2-1 - Classificação de padrões de escoamento gás-líquido em três padrões básicos. ....	6
Tabela 2-2 – Compilação de dados do trabalho de (CHUANG; HIBIKI, 2015).....	9
Tabela 2-3 – Classificação dos modelos multifásicos de CFD. ....	14
Tabela 2-4 – Base de dados experimentais selecionada de (HIBIKI et al., 2003).....	45
Tabela 2-5 – Dados das condições de contorno na entrada do canal anular.....	50
Tabela 2-6 – Características das condições de contorno do modelo CFD.....	50
Tabela 2-7 – Fatores de sub-relaxação originais e adotados no modelo CFD.....	52
Tabela 2-8 – Características das malhas de discretização analisadas. ....	54
Tabela 2-9 – Características do modelo – Modelo Convencional. ....	55
Tabela 2-10 – Características do modelo com ajuste no coeficiente de força de sustentação. ....	65
Tabela 2-11 – Características das malhas adotadas para avaliação da resolução da discretização na direção axial do canal de escoamento. ....	68
Tabela 2-12 – Características do modelo.....	82
Tabela 5-1 – Modelo convencional – parâmetros médios do modelo CFD, dados experimentais médios e desvios relativos. ....	101
Tabela 5-2 – Caso A (HIBIKI; ISHII, 2000) – parâmetros médios do modelo CFD, dados experimentais médios e desvios relativos. ....	102
Tabela 5-3 – Caso B (WU; KIM; ISHII, 1998) – parâmetros médios do modelo CFD, dados experimentais médios e desvios relativos. ....	103

## LISTA DE FIGURAS

	Página
Figura 2-1 – Padrões de escoamento ar-água vertical ascendente (a) bolhas discretas; (b) capa esférica; (c) golfada; (d) golfadas instáveis; (e) semianular e (f) anular (ROSA, 2012). .....	7
Figura 2-2 – Representação da força de arrasto e força de sustentação atuantes sobre uma partícula em um campo de escoamento (ROSA, 2012). .....	20
Figura 2-3 – (a) Vista lateral da bolha junto à parede. (b) Perfil da área da seção transversal da fase gasosa em função da distância da parede – baseado em (LUBCHENKO et al., 2018). .....	25
Figura 2-4 – Resultados experimentais do trabalho de (HASSAN, 2014) para um campo de velocidades obtido utilizando a técnica de PTV. ....	26
Figura 2-5 – Ilustração esquemática de interações entre bolhas de dois grupos – Adaptado de (ISHII; HIBIKI, 2011). .....	32
Figura 2-6 – Representação esquemática de um sensor de impedância montado no canal anular (sem escala). (a) Vista lateral; (b) Vista do fundo – Baseado em (JEONG et al., 2008). .....	43
Figura 2-7 – Sinal obtido num sensor de impedância – Baseado em (ISHII; KIM, 2001). .....	44
Figura 2-8 – Indicação dos dados experimentais de (HIBIKI et al., 2003) sobre uma reprodução do mapa de regimes de escoamento de (KELESSIDIS; DUKLER, 1989). .....	46
Figura 2-9 – Desenho esquemático do canal anular: (a) Seção axial e (b) Seção transversal (sem escala). .....	47
Figura 2-10 – Malha de discretização do canal anular; (a) Seção transversal; (b) Perspectiva. ....	48
Figura 2-11 – Representação da razão de aspecto entre as dimensões $\Delta x$ e $\Delta y$ e do ângulo de distorção $\theta$ em uma malha bidimensional hipotética (YEOH; TU, 2010). .	49
Figura 2-12 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na posição axial, $z/D_h = 40,3$ . .....	56
Figura 2-13 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na posição axial, $z/D_h = 99,0$ . .....	57

Figura 2-14 – Perfis de fração de vazio: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ .	61
Figura 2-15 – Perfis de concentração de área interfacial: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ .	62
Figura 2-16 – Perfis de diâmetro médio de bolhas: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ .	63
Figura 2-17 – Perfis de velocidade da fase gasosa: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ .	64
Figura 2-18 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na posição axial, $z/D_h = 40,3$ .	66
Figura 2-19 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na posição axial, $z/D_h = 99,0$ .	67
Figura 2-20 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na direção axial, para a elevação $z/D_h = 40,3$ .	69
Figura 2-21 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na direção axial, para a elevação $z/D_h = 99,0$ .	70
Figura 2-22 – Contornos de velocidade da fase gasosa no plano axial e planos radiais do canal.	72
Figura 2-23 – Velocidade da fase gasosa tomada em três linhas axiais equidistantes, entre as paredes interna e externa do canal anular.	72
Figura 2-24 – Contornos de fração de vazio no plano axial e planos radiais do canal.	73
Figura 2-25 – Fração de vazio tomada em três linhas axiais equidistantes, entre a parede interna e externa do canal anular.	74
Figura 2-26 – Perfis de fração de vazio: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ .	76
Figura 2-27 – Perfis de concentração de área interfacial: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ .	77
Figura 2-28 – Perfis de diâmetro médio de bolhas: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ .	78

Figura 2-29 – Perfis de velocidade da fase gasosa: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ . .....	79
Figura 2-30 – Perfis de fração de vazio: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ . .....	84
Figura 2-31 – Perfis de concentração de área interfacial: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ . .....	85
Figura 2-32 – Perfis de diâmetro médio de bolhas: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ . .....	86
Figura 2-33 – Perfis de velocidade da fase gasosa: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ . .....	87
Figura 2-34 – Desvio entre os resultados médios da simulação e dados experimentais – Posição axial $z/D_h = 40,3$ . .....	89
Figura 2-35 – Desvio entre os resultados médios da simulação e dados experimentais – Posição axial $z/D_h = 99,0$ . .....	90
Figura 5-1 - Modelo Convencional: Termos fontes de força de arrasto, sustentação, lubrificação de parede e dispersão turbulenta nas posições axiais $z/D_h = 40,3$ e $99,0$ . .....	104
Figura 5-2 – Termos fontes da equação de transporte de IAC para o modelo do Caso A. ....	106
Figura 5-3 – Termos fontes da equação de transporte de IAC para os Casos A e B. ....	107
Figura 5-4 – Efeito da variação do coeficiente de força de dispersão turbulenta sobre os perfis de fração de vazio, IAC, diâmetro médio de bolhas e velocidade da fase gasosa na condição #6. ....	109
Figura 5-5 – Efeito do modelo de turbulência sobre os perfis de fração de vazio, IAC, diâmetro médio de bolhas e velocidade da fase gasosa na condição #6. ....	111

**LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS**

BIT	Bubble-Induced Turbulence
BWR	Boiling Water Reactor
CATHARE	Code for Analysis of THERmalhydraulics during an Accident of Reactor and safety Evaluation
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
IAC	Interfacial Area Concentration
IAT	Interfacial Area Transportation
NRC	US Nuclear Regulatory Commission
PIV	Particle Image Velocity
PTV	Particle Tracking Velocity
RELAP	Reactor Excursion and Leak Analysis Program
SST	Shear-Stress-Transport
TRACE	TRAC/RELAP Advanced Computational Engine
UDF	User Defined Function

## SUMÁRIO

	Página
<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO ..... 1</b>
1.1	Objetivo ..... 2
1.2	Estrutura do trabalho ..... 2
<b>2</b>	<b>DESENVOLVIMENTO..... 3</b>
2.1	Revisão bibliográfica..... 3
2.1.1	O CFD na área nuclear..... 3
2.1.2	Característica dos escoamentos multifásicos ..... 4
2.1.3	Aplicação de CFD em escoamentos multifásicos ..... 7
2.1.4	Motivação ..... 13
<b>2.2</b>	<b>Abordagens na aplicação de CFD a escoamentos multifásicos ..... 14</b>
2.2.1	Euler-Euler..... 14
2.2.2	Euler-Lagrange ..... 16
<b>2.3</b>	<b>Modelagem matemática para fluxos bifásicos ..... 16</b>
2.3.1	Descrição do modelo ..... 16
2.3.1.1	Equação da conservação da massa..... 17
2.3.1.2	Equação da conservação da quantidade de movimento ..... 17
2.3.2	Termos fonte da equação da quantidade de movimento..... 19
2.3.2.1	Força de arrasto ..... 19
2.3.2.2	Força de sustentação ( <i>lift</i> ) ..... 21
2.3.2.3	Força de lubrificação parede ..... 26
2.3.2.4	Força de dispersão turbulenta ..... 28
2.3.2.5	Força de massa virtual ..... 29
2.3.3	Modelo de transporte de área interfacial ..... 30
2.3.3.1	Termos fontes da equação de transporte de IAC ..... 31
2.3.3.2	Modelos de interação entre bolhas de (HIBIKI; ISHII, 2000) ..... 34
2.3.3.3	Modelos de interação entre bolhas de (WU; KIM; ISHII, 1998) ..... 35
2.3.4	Modelos de turbulência..... 38
2.3.4.1	Turbulência induzida por bolhas..... 39
<b>2.4</b>	<b>Materiais e métodos ..... 40</b>
2.4.1	A técnica de dinâmica dos fluidos computacional..... 40
2.4.2	Materiais ..... 42
2.4.3	Métodos..... 42

2.4.3.1	Dados experimentais de referência .....	42
2.4.3.2	Geometria do modelo CFD .....	46
2.4.3.3	Malha de discretização .....	47
2.4.3.4	Condições de contorno .....	49
2.4.3.5	Métodos numéricos .....	51
2.4.3.6	Resultados esperados .....	53
<b>2.5</b>	<b>Resultados e discussões .....</b>	<b>53</b>
2.5.1	Avaliação dos modelos .....	53
2.5.1.1	Avaliação da malha de discretização.....	54
2.5.1.2	Resultados do modelo .....	58
2.5.2	Avaliação do modelo de força de sustentação ( <i>lift</i> ) .....	64
2.5.2.1	Avaliação da malha de discretização.....	65
2.5.2.2	Resultados do modelo .....	74
2.5.3	Avaliação do modelo de termo fonte de IAC .....	81
2.5.4	Avaliação parâmetros médios obtidos nos modelos .....	88
<b>3</b>	<b>CONCLUSÕES .....</b>	<b>91</b>
<b>4</b>	<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>93</b>
<b>5</b>	<b>APÊNDICES .....</b>	<b>100</b>

## 1 INTRODUÇÃO

A aplicação da técnica de CFD (*Computational Fluid Dynamics*) a fenômenos multifásicos, tanto na indústria como na pesquisa acadêmica, é atualmente uma área em franco desenvolvimento. As áreas beneficiadas por esta técnica são as mais diversas, dentre elas pode-se enumerar, a química e petroquímica, a área nuclear, climatologia, biologia e metalurgia.

A modelagem numérica é uma ferramenta importante na análise termohidráulica de sistemas multifásicos e que envolvem escoamentos em duas fases (ou bifásicos). O principal interesse está relacionado à predição de parâmetros que caracterizam os fenômenos físicos como: fração de vazio (ou fração de fase gasosa), velocidade de escoamento das fases, queda de pressão, coeficientes de transferência de calor, concentração de área interfacial, etc.

Na área nuclear, são aplicados códigos computacionais unidimensionais altamente confiáveis para descrever fluxos bifásicos, dentre eles o RELAP5, TRACE e CATHARE que tradicionalmente vêm sendo utilizados no projeto e análise de acidentes durante o processo de licenciamento de instalações nucleares. Atualmente, devido ao aumento do poder de processamento de computadores pessoais, ferramentas comerciais de CFD têm ganho evidências na área nuclear (YADIGAROGLU, 2005).

A ferramenta de CFD permite trabalhar com geometrias tridimensionais detalhadas, simulando efeitos locais que não podem ser analisados por ferramentas convencionais, que geralmente realizam modelagens unidimensionais. No entanto, para a técnica CFD atingir um grau de confiabilidade comparável aos códigos termohidráulicos tradicionais, uma longa fase de testes e validação desta ferramenta deve ser conduzida sob várias condições de escoamento. Atualmente, o campo estudo de fluxo multifásico envolvendo a aplicação de CFD é uma área de desenvolvimento promissora, uma vez que demanda a investigação de fenômenos físicos de alta complexidade e a necessidade de modelos matemáticos de solução numérica igualmente complexa (VAN WACHEM; ALMSTEDT, 2003).



## 1.1 Objetivo

Este trabalho tem como principal objetivo desenvolver um modelo numérico aplicando Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD – *Computational Fluid Dynamics*) para a representação de um fluxo de ar-água, no regime de bolhas ascendente e isotérmico em um canal anular. Como objetivos específicos podem ser apontados:

- a) Investigação sobre as relações de fechamento, como força de arrasto, sustentação (*lift*), lubrificação de parede e dispersão turbulenta, que apresentam melhor proximidade com os dados experimentais;
- b) Análise de modelos empíricos de IAT na seção transversal; e
- c) Aquisição de conhecimento na área de modelagem multifásica com CFD.

## 1.2 Estrutura do trabalho

O presente trabalho é dividido da seguinte maneira:

- a) Capítulo 1: Expõe o tema estudado e os principais objetivos do trabalho.
- b) Capítulo 2:
  - Seção 2.1: Apresenta uma revisão bibliográfica sobre o tema estudado;
  - Seção 2.2: Descreve sucintamente as principais abordagens utilizadas na modelagem de escoamentos multifásicos em CFD;
  - Seção 2.3: Aborda os modelos matemáticos empregados no código computacional;
  - Seção 2.4: Descreve os recursos utilizados no desenvolvimento do trabalho; e
  - Seção 2.5: Exibe e discute os resultados obtidos nas simulações do fenômeno estudado.
- c) Capítulo 3: Apresenta as conclusões sobre o trabalho bem como sugestões para estudos futuros.
- d) Capítulo 4: Relaciona as fontes bibliográficas utilizadas no trabalho.
- e) Capítulo 5: Reúne os apêndices do trabalho.

## 2 DESENVOLVIMENTO

### 2.1 Revisão bibliográfica

Atualmente os códigos comerciais de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD – *Computational Fluid Dynamics*) são ferramentas sofisticadas utilizadas na solução de problemas envolvendo transferência de massa, quantidade de movimento e calor em diferentes meios. A quantidade de modelos disponíveis nestes códigos e sua capacidade em fornecer resultados com grande detalhamento em geometrias tridimensionais, os torna foco de diversos trabalhos nas mais variadas áreas de pesquisa.

#### 2.1.1 O CFD na área nuclear

Tradicionalmente a área nuclear emprega códigos computacionais de alta confiabilidade com aplicações específicas e que já possuem um histórico de validação e aceitação no ambiente regulatório. Exemplos desses códigos são RELAP5, TRACE e CATHARE empregados desde a década de 1980 no projeto termohidráulico de reatores nucleares e nas análises de acidentes demandadas nos processos de licenciamento das plantas nucleares.

Apesar da alta confiabilidade, estes códigos não costumam fornecer informações sobre detalhes multidimensionais do sistema analisado que, em certos casos, podem ser significativos para a segurança do sistema. Neste contexto, as ferramentas de CFD podem fornecer suporte adicional às ferramentas tradicionalmente aplicadas na área nuclear, ou mesmo, serem utilizadas para verificar se uma análise unidimensional é suficiente para descrição de determinado fenômeno. Esta combinação de ferramentas vem sendo feita em análises submetidas à Comissão Regulatória Nuclear dos EUA (NRC – *US Nuclear Regulatory Commission*) de acordo com (BOYD, 2016).

A aplicação de CFD em atividades regulatórias da área nuclear ainda não é muito comum, mas seu uso vem crescendo neste campo. O aumento da capacidade dos computadores modernos; o crescimento do número de analistas

capacitados; e a expectativa de uso do CFD para o projeto de novos sistemas, evidencia que o seu uso vai continuar a se expandir em aplicações regulatórias (BOYD, 2016). Contudo, para que os códigos de CFD possam ser utilizados como ferramentas de análise na área nuclear, estes precisam ser submetidos a extensivos testes de validação e verificação valendo-se de bases de dados experimentais elaboradas sob diferentes condições operacionais e geometrias, garantindo assim confiabilidade comparável aos códigos tradicionais.

Ainda de acordo com (BOYD, 2016), a validação de códigos de CFD representa um conjunto de desafios relacionados a fatores como a escassez de recursos computacionais, dados experimentais insuficientes, geometrias simplificadas, condições de contorno e metodologias muitas vezes não estabelecidas. Em casos específicos, modelos validados para certas condições não podem ser estendidos para outras situações.

Este fato é especialmente relevante para a área de modelagem de escoamentos multifásicos com CFD. Em determinadas situações, códigos numéricos que representam um regime de escoamento, por exemplo, no regime de bolhas, não fornecem resultados adequados para outros regimes.

Neste contexto, o trabalho de (LIU; HIBIKI, 2018) apresenta uma revisão sobre os principais desafios e preocupações que envolvem a validação os modelos numéricos para escoamentos multifásicos. Alguns exemplos passam pela falta acurácia dos dados experimentais de referência, os efeitos das dimensões do canal de escoamento, efeitos das condições de contorno na entrada, aplicação dos modelos matemáticos em regime transiente e aplicabilidade dos modelos de transporte de área interfacial a geométricas de maior complexidade como elementos combustíveis de reatores nucleares.

### 2.1.2 Característica dos escoamentos multifásicos

Os escoamentos multifásicos se caracterizam pela presença de mais de uma fase escoando simultaneamente. Cada fase do escoamento constitui uma região delimitada por uma interface de espessura infinitesimal sendo que em seu interior está presente um material de composição química homogênea, propriedades de transporte e de estado definíveis e que é separável por processos

mecânicos (ROSA, 2012). Assim, os escoamentos multifásicos podem ser classificados de acordo com as fases envolvidas no processo, a saber: gás-líquido, gás-sólido, líquido-sólido e líquido-líquido.

O presente trabalho utiliza como objeto de estudo um escoamento gás-líquido (ar-água) no regime de bolhas, portanto, uma classe de escoamento multifásico.

Para a análise de escoamentos bifásicos, gás-líquido, é importante o conhecimento do padrão de escoamento presente, isto porque fenômenos de transporte de natureza similar ocorrem dentro de certos padrões de escoamento. De acordo com (ROSA, 2012) ainda não existe um consenso para denominação dos padrões de escoamento, apesar disso, existe uma unanimidade quanto a três padrões básicos encontrados em escoamentos verticais gás-líquidos. São eles: disperso, estratificado ou fases separadas e intermitente, dado que cada um deles pode ser descrito como segue:

Disperso: apresenta partículas, gotas ou bolhas distribuídas numa fase contínua de fluido. Neste caso, ocorre pouca interação entre as fases devido a estas se encontrarem diluídas no meio. Como exemplo do padrão disperso, pode-se citar a uma mistura de bolhas distribuídas num líquido ou gotas atomizadas no ar.

Estratificado: quando duas ou mais correntes fluidas se encontram separadas por uma interface. Como exemplo tem-se o escoamento anular quando a fase líquida se encontra aderida à parede, enquanto um núcleo de gotas é arrastado pela fase gasosa no centro.

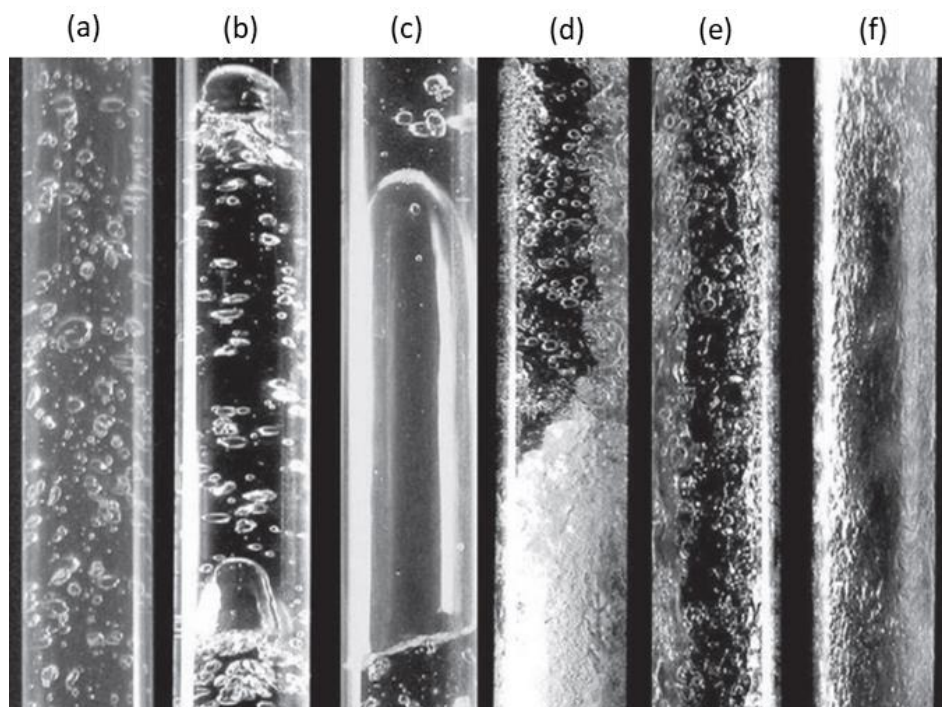
Intermitente: define-se pela ocorrência alternada entre o padrão disperso e o estratificado. Como exemplo, pode-se apontar o padrão de golfadas (*slug*), que ora apresenta pistões de líquido, ora apresenta bolhas gasosas alongadas.

A partir desses três padrões básicos, são definidos nove padrões de escoamento resumidos na Tabela 2-1, a seguir:

Tabela 2-1 - Classificação de padrões de escoamento gás-líquido em três padrões básicos.

Padrões básicos	Padrões de escoamento gás-líquido	Principais características
Disperso	Bolhas monodispersas	Bolhas de tamanho uniforme, trajetória retilínea e sem interação com outras bolhas
	Bolhas discretas	Bolhas de tamanhos variados, distorcidas, trajetória de zigue-zague, interação entre si com possível coalescência/fragmentação.
	Nevoeiro ( <i>mist flow</i> )	Gotas dispersas arrastadas em fase gasosa.
Intermitente	Capa esférica ( <i>spherical cap</i> )	Bolhas coalescidas a partir de bolhas discretas, ocupando parcialmente o canal de escoamento no formato de chapéu.
	Golfada ( <i>slug</i> )	Bolhas alongadas (bolhas de Taylor) ocupando quase toda a seção do canal de escoamento. Alternam-se com bolsões de líquido.
	Golfadas instáveis ( <i>unstable slug</i> )	Sucedo o padrão de golfadas conforme se adiciona mais fase gasosa ao escoamento.
Estratificado	Semianular ( <i>semi-annular</i> )	Transição entre o padrão de golfadas instáveis e o padrão anular. Corresponde a um padrão anular degradado com reversão de fluxo de líquido na parede.
	Anular	Núcleo de gás e gotas em alta velocidade envolto por um filme de líquido próximo da parede.
	Anular com filetes	Ocorrido entre o padrão anular e o nevoeiro. Presença de filetes de líquido estirados sobre a parede do meio de escoamento.

A seguir, a Figura 2-1 apresenta exemplos dos padrões citados acima para escoamentos ascendentes de uma mistura de ar e água, em tubos de perfil circular verticais.



**Figura 2-1 – Padrões de escoamento ar-água vertical ascendente (a) bolhas discretas; (b) capa esférica; (c) golfada; (d) golfadas instáveis; (e) semianular e (f) anular (ROSA, 2012).**

Na Figura 2-1, os padrões de escoamento mostrados da esquerda para a direita se caracterizam por um aumento progressivo da vazão de gás no meio, o que leva a uma maior coalescência e aumento de bolhas, até a situação de completo arrasto e formação de um filme de líquido na parede, caracterizando o regime anular.

### 2.1.3 Aplicação de CFD em escoamentos multifásicos

A aplicação da técnica de CFD a escoamentos em uma única fase (gás ou líquida) é um assunto bem estabelecido em diversas áreas, entretanto, a utilização desta técnica a fluxos multifásicos é uma área ainda em desenvolvimento, principalmente devido à grande complexidade dos fenômenos físicos envolvidos e por empregar modelos matemáticos de solução numérica igualmente complexa (YADIGAROGLU et al., 2018) (YADIGAROGLU, 2005) (VAN WACHEM; ALMSTEDT, 2003).

Em contraste com escoamentos monofásicos, a complexidade dos escoamentos multifásicos se dá pela existência de um comportamento dinâmico

nas interfaces; descontinuidades significativas das propriedades dos fluidos; e um campo de escoamento complicado próximo às interfaces. Além disso, quando uma das fases presentes se torna turbulenta, interações entre os vórtices gerados pela turbulência com as estruturas de interface introduzem complexidade adicional aos fenômenos. Além deste fato, os fenômenos físicos em escoamentos multifásicos depende dos fenômenos que ocorrem em escalas, tanto, macroscópica como microscópica (YEOH; TU, 2010).

Dentre as aplicações da modelagem de escoamento com CFD em meios bifásicos, merece destaque, a análise do fenômeno de fluxo crítico de calor em reatores de potência que demanda a modelagem de escoamento bifásico ascendente no regime do tipo bolha. Nessa situação, este regime de escoamento decorre da ebulição nucleada na superfície da vareta combustível, efeito este, que pode reduzir a capacidade de resfriamento do núcleo levando a um superaquecimento do revestimento do combustível. De acordo com (YADIGAROGLU, 2014) este problema tem sido amplamente estudado com ferramentas de CFD na previsão detalhada da velocidade do refrigerante, temperatura e distribuição de fração de vazio nos elementos combustíveis (análise de subcanal), mas ainda não foi completamente resolvido.

Dentro do esforço para descrever fenômenos de maior complexidade, como fluxo crítico de calor, têm sido publicados diversos trabalhos aplicando CFD na descrição de escoamentos bifásicos. A maioria dos trabalhos visa representar estes escoamentos em geometrias simples como tubos verticais e canais de seção retangular, circular e anular em condições isotérmicas (ex.: ar-água).

O trabalho de (CHUANG; HIBIKI, 2015) apresenta uma ampla revisão de trabalhos na área de escoamento multifásico, utilizando CFD, com foco em escoamento vertical ascendente nos regimes de bolhas adiabático, bolhas em ebulição, entre outros. Dentre os trabalhos coletados pelo autor, oito abordam a metodologia adotada na modelagem de escoamento bifásico adiabático ascendente no regime bolha (parte do objeto do presente trabalho). Nestes casos, as geometrias de escoamentos são de tubos verticais de perfil circular. A Tabela 2-2 apresenta a compilação de trabalhos feita pelo autor onde são relacionados os principais modelos numéricos e modelos de forças de interação interfacial adotadas em cada um deles.

Tabela 2-2 – Compilação de dados do trabalho de (CHUANG; HIBIKI, 2015).

Trabalho	Modelos de IAT ( <i>Interfacial Area Transportation</i> )	Modelos de forças interfaciais exceto de força de arrasto					Modelos de turbulência
		Massa virtual	Basset	Sustentação ( <i>Lift</i> )	Lubrificação de parede	Dispersão turbulenta	
(CHEUNG; YEOH; TU, 2007a)	(WU; KIM; ISHII, 1998)	-	-	✓	✓	✓	k- $\omega$ SST (shear-stress-transport) com turbulência induzida por bolhas (BIT – bubble-induced turbulence)
(CHEUNG; YEOH; TU, 2007b)	(HIBIKI; ISHII, 2002) (YAO; MOREL, 2004)	-	-	✓	✓	✓	
(SARI et al., 2009)	(WU; KIM; ISHII, 1998) (HIBIKI; ISHII, 2002) (YAO; MOREL, 2004)	-	-	✓	✓	✓	k- $\epsilon$
(WANG; SUN, 2010)	(WU; KIM; ISHII, 1998)	-	-	✓	✓	✓	k- $\epsilon$ + BIT
(MOREL et al., 2010)	(WU; KIM; ISHII, 1998)	-	-	✓	✓	✓	k- $\epsilon$ + BIT
(WANG; SUN; DUVAL, 2011)	(VASAVADA et al., 2009)	-	-	✓	✓	✓	k- $\epsilon$ + BIT
(WANG; SUN, 2011)	(ISHII; KIM, 2004)	-	-	✓	✓	✓	k- $\epsilon$
(NGUYEN et al., 2013a)	(YAO; MOREL, 2004) (NGUYEN et al., 2012)	-	-	✓	✓	✓	k- $\epsilon$ + BIT
(NGUYEN et al., 2013b)	(YAO; MOREL, 2004)	-	-	✓	✓	✓	k- $\epsilon$ + BIT

Em todos os trabalhos relacionados na Tabela 2-2 foram aplicados modelos de Transporte de Área Interfacial (IAT – *Interfacial Area Transportation*). Estes modelos utilizam relações semiempíricas para calcular a quantidade de área de interface no meio de escoamento. Esta propriedade é descrita em termos do parâmetro denominado Concentração de Área Interfacial (IAC – *Interfacial Area Concentration*), que corresponde à área de interface (gás-líquido) por unidade de volume de mistura. A determinação deste parâmetro tem importância na



modelagem de escoamentos bifásicos, pois, os mecanismos de transferência de massa, quantidade de movimento e energia na interface são proporcionais à IAC (KOCAMUSTAFAOGULLARI; ISHII, 1995). Portanto, a predição do valor da IAC é fundamental para desenvolver relações de fechamento acuradas para os termos envolvidos nos mecanismos de transferência nas interfaces (SHEN; HIBIKI, 2013).

Ainda, na Tabela 2-2, são apresentadas as principais de forças atuantes na interface gás-líquido, a saber: arrasto, massa virtual, *Basset*, sustentação (*lift*), lubrificação de parede e dispersão turbulenta. A seguir, é apresentada uma breve descrição destas forças:

- a) Arrasto: Esta força surge paralela e em sentido contrário ao escoamento da partícula (ou bolha) exposta ao meio fluido em escoamento;
- b) Massa virtual: Quando uma partícula acelera num fluido, isto exige que a massa do meio fluido, que circunda a partícula, também acelere na mesma proporção, para isso, deve existir uma força para efetuar tal ação. O efeito é análogo ao de se atribuir à partícula uma massa virtual;
- c) *Basset*: Corresponde ao arrasto adicional devido ao desenvolvimento de uma camada viscosa, ao redor da interface, durante a aceleração das partículas no meio fluido;
- d) Sustentação: É gerada principalmente devido aos gradientes de velocidade no campo de escoamento da fase primária, o resultado é uma força perpendicular ao escoamento e na direção da parede;
- e) Lubrificação de parede: O movimento de uma partícula quando se encontra próxima de uma parede é afetado pela presença desta. A presença da parede aumenta o arrasto da partícula, forçando-a lateralmente e a afastando da parede.
- f) Dispersão turbulenta: A turbulência em um escoamento bifásico cria um comportamento errático ou flutuante na velocidade relativa entre as fases, fisicamente a dispersão turbulenta corresponde ao resultado da flutuação da componente das forças que atuam sobre as bolhas.

Cada uma destas forças é descrita por meio de modelos específicos que são incorporados à equação da conservação da quantidade de movimento do modelo de dois fluidos (ISHII; HIBIKI, 2011). Merece destaque o fato de que, dentre

os modelos de turbulência relacionados na Tabela 2-2, o modelo  $k - \varepsilon$  combinado com o efeito da turbulência induzida por bolhas (BIT) foi mais comumente aplicado pelos autores.

Como exposto na Tabela 2-2, existe uma extensa fonte de referência de trabalhos de modelagem em CFD com geometrias tubulares de perfil circular no regime de bolhas adiabático. Entretanto, para geometrias de canal anular (objeto do presente trabalho), a fonte de referência é menos extensa, entretanto, alguns trabalhos estão disponíveis na literatura.

O estudo de (GUÉDON; BESAGNI; INZOLI, 2017) aplica CFD na representação de um escoamento vertical bifásico (ar-água) em uma geometria anular assimétrica visando simular um reator químico. O autor se vale de relações de fechamento de forças de arrasto, sustentação, dispersão turbulenta e lubrificação de parede, além do modelo de turbulência  $k - \omega$  SST utilizado no código FLUENT 15.0.7. Este trabalho também investiga os efeitos do modelo de balanço populacional de bolhas (LEHR; MEWES, 2000) (BUWA; RANADE, 2002) concluindo que sua aplicação melhorou significativamente a precisão dos resultados nas condições de escoamento estudadas. A técnica de balanço populacional visa representar a distribuição de diâmetros de bolhas a partir das condições de escoamento utilizando modelos de fragmentação e coalescência de bolhas.

Além deste, o trabalho de (LEE; PARK; LEE, 2002) aplica o código CFX-4.2 na simulação de um canal anular aquecido em escoamento com ebulição subresfriada. O autor considera a influência da força arrasto, sustentação, dispersão turbulenta e lubrificação de parede. O mesmo não informa qual o modelo de turbulência utilizado e não considera os efeitos da coalescência e fragmentação de bolhas.

Um outro trabalho envolvendo escoamento com ebulição nucleada em canal anular é apresentado por (ZHANG et al., 2018), que utiliza a ferramenta de CFD FLUENT 15.0 para determinar os perfis radiais de fração de vazio em quatro posições axiais do canal. Neste trabalho, o autor utiliza o modelo de turbulência  $k - \varepsilon$  e compara diferentes modelos forças interfaciais, propondo um conjunto de modelos adequado a escoamentos com ebulição nucleada.

Outros trabalhos envolvendo escoamentos bifásicos adiabático em canal anular estão disponíveis na literatura, entretanto, estes não utilizam ferramentas

comerciais de CFD e são fundamentalmente unidimensionais. O trabalho de (OZAR et al., 2013) avalia um modelo unidimensional de IATE de (SUN et al., 2004) em escoamento bifásico adiabático ao longo de um canal anular pressurizado. (OZAR et al., 2008) compara dados experimentais com os resultados dos códigos RELAP5, TRAC e com a correlação apresentada por (HIBIKI et al., 2003) para modelagem unidimensional de fração de vazio, IAC, velocidades interfaciais e diâmetro médio de bolhas. O autor (HIBIKI et al., 2003) avalia seu modelo unidimensional de IAT frente a escoamentos em pressão próxima à atmosférica, com frações de vazios que vão de 0,05 a 0,25 num escoamento ar-água, onde seu modelo unidimensional apresenta desvio médio de  $\pm 8,96\%$  com os dados experimentais.

O interesse do presente trabalho sobre a geometria de canal anular, decorre da possibilidade desta ser empregada no estudo de fenômenos de escoamento ao redor de uma vareta de reator (como é o caso de um subcanal de escoamento), uma vez que esta geometria foi utilizada nos estudos iniciais de fluxo crítico de calor, de acordo com (YADIGAROGLU, 2014). Além disso, conforme (HIBIKI et al., 2003), o fluxo de gás-líquido isotérmico em canais anulares pode fornecer uma base de pesquisa para sistemas de maior complexidade como um canal de escoamento em uma barra de combustível de um reator BWR. Além da aplicação a reatores nucleares, a geometria de canal anular pode ser utilizada para representar trocadores de calor casco-tubo, dutos de exploração de petróleo e reatores químicos, entre outras.

A abordagem experimental de escoamento multifásico em canais anulares é relativamente comum na literatura, sendo normalmente utilizada para estudar mecanismos de transporte de IAC, distribuição de fração de vazio, diâmetros de bolhas, além do estudo de transição entre regimes de escoamento como exposto nos trabalhos de (KELESSIDIS; DUKLER, 1989), (HASAN; ROY; KALRA, 1990), (HIBIKI et al., 2003), (OZAR et al., 2008) e (JULIA et al., 2011). As técnicas experimentais comumente utilizadas nestes trabalhos aplicam sensores pontuais duplos e quádruplos baseados em impedância elétrica. Estes, são aplicados na determinação de perfis radiais e axiais de fração de vazio, velocidades e distribuição de diâmetros médios de bolhas.

O presente trabalho adota os dados experimentais apresentados por (HIBIKI et al., 2003) como uma base de comparação relevante na avaliação do modelo CFD elaborado. Este autor avalia seu modelo numérico de IAT

unidimensional frente a dados experimentais de escoamento gás-líquido, ar-água e isotérmico obtidos em uma bancada de testes composta de um canal anular concêntrico com diâmetros interno e externo de 19,1 mm e 38,1 mm respectivamente. O diâmetro hidráulico do canal anular é de  $D_h = 19,1$  mm, conforme declarado pelo autor. Neste trabalho são avaliadas diversas condições de escoamento com frações de vazios entre 0,05 e 0,25, no regime de bolhas. Os resultados são apresentados graficamente ao longo de posições radiais do canal anular, desde a parede interna até a parede externa, e em posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$  – sendo  $z$  a coordenada axial.

O principal argumento para utilização destes dados experimentais no presente trabalho é de que o autor (HIBIKI et al., 2003) reúne resultados de perfis de fração de vazio, IAC, diâmetro médio de bolhas e velocidade da fase gasosa, tomados simultaneamente para cada condição de escoamento. Essa combinação de dados, na resolução apresentada, não é comumente observada em outros trabalhos semelhantes como o de (OZAR et al., 2008) e (JULIA et al., 2011). A disponibilidade, portanto, destes parâmetros combinados é de fundamental importância na avaliação do modelo numérico adotado no presente trabalho.

#### 2.1.4 Motivação

Diante do exposto acima, o desenvolvimento de um modelo buscando a representação de um escoamento ascendente bifásico em um canal anular tem relevância devido aos seguintes motivos:

- a) A aplicação da ferramenta de CFD a escoamentos multifásicos é uma área em franco desenvolvimento, fato este que demanda estudos que contribuam na validação dos modelos numéricos atualmente disponíveis;
- b) Na área nuclear, a técnica de CFD tem potencial de oferecer importantes contribuições nas análises termohidráulicas de reatores, principalmente nos casos que envolvem escoamentos bifásicos;
- c) Apesar da sua importância, a geometria de canal anular não é ainda muito presente em trabalhos que abordam a modelagem de escoamento multifásico com CFD. Isto indica a necessidade de trabalhos que exponham metodologias adequadas à implantação de tais modelos; e

- d) A aquisição de conhecimento na área de escoamento multifásico com CFD representa uma contribuição para o campo de modelagem de escoamentos multifásicos, permitindo desenvolver futuramente trabalhos envolvendo a representação sistemas de maior complexidade.

## 2.2 Abordagens na aplicação de CFD a escoamentos multifásicos

A abordagem utilizada no tratamento de fenômenos multifásicos com o código de CFD (ANSYS 19.0, 2018), utilizado no presente trabalho, se baseia em duas técnicas de modelagem denominadas: Euler-Euler e Euler-Lagrange. A Tabela 2-3 apresenta como estão subdivididos os tipos de modelos multifásicos deste código.

**Tabela 2-3 – Classificação dos modelos multifásicos de CFD.**

Modelos multifásicos de CFD			
Euler-Euler			Euler-Lagrange
Mistura	VOF	Euleriano*	Modelo de fase discreta (DPM)

(\*) Modelo empregado no presente trabalho.

A seguir, apresenta-se uma breve descrição de cada técnica e sua aplicação.

### 2.2.1 Euler-Euler

Permite a modelagem de fenômenos envolvendo gotas, bolhas ou partículas sólidas dispersas em uma fase contínua (ex. meio líquido). Em oposição ao que se observa na natureza, onde um sistema multifásico apresenta um meio claramente descontínuo, considera-se nesta técnica que as diferentes fases ocupam um meio contínuo, ou seja, que simultaneamente ocupam um mesmo ponto no espaço e no tempo. Esse conceito decorre da introdução do conceito de fração volumétrica de fase, caracterizada por uma função contínua cuja soma é igual a um. A partir desse ponto são definidos conjuntos de equações de conservação para cada fase, que recebem relações de fechamento obtidas por

correlações empíricas ou teóricas. No código (ANSYS 19.0, 2018) três modelos Euler-Euler estão disponíveis: Volume de Fluido (VOF – *Volume of Fluid*), modelo de Mistura e modelo Euleriano, como segue:

- a) Modelo de Mistura: É um modelo multifásico simplificado aplicado a duas ou mais fases de fluidos ou partículas. Este modelo resolve as equações de continuidade e quantidade de movimento supondo equilíbrio de velocidade entre as fases.
- b) Modelo VOF: Consiste em uma técnica de rastreamento de interfaces aplicada em uma malha de discretização fixa. É utilizada quando se tem interesse em determinar a posição da interface entre dois fluidos imiscíveis. Se aplica a escoamentos estratificados, em superfícies livres, enchimento, *sloshing*<sup>1</sup>, movimentação de grandes bolhas, etc. Além disso, pode operar no rastreamento de interfaces, tanto em regime permanente como transiente.
- c) Modelo Euleriano: É o modelo mais completo do código computacional (ANSYS 19.0, 2018). Este resolve um conjunto de equações de quantidade de movimento e continuidade para cada fase. A interação entre as fases é descrita mediante correlações de troca na interface. Nesse modelo qualquer número de fases secundárias pode ser utilizado, dependendo apenas da capacidade computacional disponível, por outro lado, sistemas de maior complexidade podem apresentar soluções de difícil convergência. Esse modelo se aplica a modelagem de colunas de bolhas, dutos de escoamento ascendente (*risers*), partículas em suspensão e leitos fluidizados. O modelo Euleriano corresponde ao modelo de dois fluidos (ISHII; HIBIKI, 2011), sendo este utilizado no presente trabalho.

Atualmente, além da técnica de CFD, outra abordagem que vem crescendo em utilização na área de escoamentos multifásicos é a Simulação Numérica Direta (DNS – *Direct Numerical Simulation*). Esta técnica parte das equações instantâneas da continuidade e de Navier-Stokes para obter uma solução transiente contemplando a resolução até mesmo dos menores vórtices turbulentos

---

<sup>1</sup> Movimento de fluido em superfície livre, no interior de um recipiente (ex.: tanque, piscina, etc.).

do escoamento, além das flutuações de maiores velocidades (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Por outro lado, a utilização da DNS exige recursos computacionais de alto desempenho, em muitos casos inacessíveis à maioria das aplicações práticas. Devido a esse fato, o modelo Euleriano é uma técnica amplamente empregada por códigos comerciais de CFD, pois fornece um equilíbrio razoável entre acurácia e esforço computacional (SHARMA et al., 2019).

### 2.2.2 Euler-Lagrange

Este modelo consiste em tratar a fase contínua como um meio contínuo pela resolução das equações médias de Navier-Stokes e tratar a fase dispersa por meio de uma técnica de rastreamento da trajetória de uma grande quantidade de partículas, bolhas ou gotas em um campo de escoamento. Os constituintes da fase dispersa podem trocar quantidade de movimento, massa e energia dentro da fase fluida. Esta técnica tem aplicação na modelagem de *sprays* e outros fenômenos envolvendo partículas arrastadas em meios fluidos.

## 2.3 Modelagem matemática para fluxos bifásicos

### 2.3.1 Descrição do modelo

A abordagem matemática utilizada pelo código CFD aplica o conceito de modelo de dois fluidos (*two-fluid model*), também denominado Euleriano, descrito em detalhes por (ISHII; HIBIKI, 2011). Este considera em sua formulação o comportamento de cada fase em separado resultando em dois conjuntos de equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia. No presente trabalho, a equação da energia não é abordada pois o escoamento é considerado isotérmico.

Devido ao comportamento das fases ser interdependente, este modelo define relações que descrevem a interação entre as fases. O equacionamento apresentado a seguir foi baseado nos manuais do código CFD (ANSYS, 2013a) utilizado no presente estudo.

### 2.3.1.1 Equação da conservação da massa

A equação da conservação da massa (ou continuidade) para uma fase  $k$  genérica, é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{v}_k) = 0 \quad (2-1)$$

Sendo  $\alpha_k$ ,  $\rho_k$  e  $\vec{v}_k$  respectivamente a fração volumétrica da fase  $k$ , sua densidade e velocidade.

Devido ao presente trabalho considerar um escoamento bifásico ar-água, sem mudança de fase, a transferência de massa entre as fases é considerada desprezível.

### 2.3.1.2 Equação da conservação da quantidade de movimento

O balanço de quantidade de movimento de cada fase, desconsiderando termos de transferência de massa, é dado por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k \vec{v}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{v}_k \vec{v}_k) \\ = -\alpha_k \nabla P + \nabla \cdot \bar{\tau}_k + \alpha_k \rho_k \vec{g} + \sum_{k=1}^n (\vec{R}_{k1,k2}) + \vec{F} \end{aligned} \quad (2-2)$$

Do lado esquerdo da Eq.(2-2),  $\alpha_k$ ,  $\rho_k$  e  $\vec{v}_k$  representam respectivamente a fração volumétrica, a densidade e a velocidade da fase  $k$ . Do lado direito,  $P$  representa a pressão atuante sobre cada fase,  $\bar{\tau}_k$  representa o tensor dado pela Eq.(2-3),  $\vec{g}$  é a aceleração da gravidade,  $\vec{R}_{k1,k2}$  é a força de interação entre as fases dada pela Eq.(2-4).

O termo  $\vec{F}$  representa o conjunto de termos fontes de quantidade de movimento (também denominados forças) que atuam sobre as fases. Este termo é composto por força de corpo externa (*external body force*), força de sustentação



(*lift force*), força de lubrificação de parede (*wall lubrication force*), força de massa virtual (*virtual mass force*) e força de dispersão turbulenta (*turbulent dispersion force*). A Seção 2.3.2 apresenta uma descrição do efeito de cada força.

Na Eq.(2-2), o tensor  $\bar{\tau}_k$  corresponde a:

$$\bar{\tau}_k = \alpha_k \mu_{eff,k} (\nabla \vec{v}_k + \nabla \vec{v}_k^T) + \alpha_k \left( \lambda_k - \frac{2}{3} \mu_{eff,k} \right) \nabla \cdot \vec{v}_k \bar{I} \quad (2-3)$$

Sendo  $\mu_{eff,k}$  a viscosidade efetiva,  $\lambda_k$  a viscosidade volumétrica da fase  $k$  (*bulk viscosity*) e  $\bar{I}$  é um tensor unitário.

O fechamento da Eq.(2-2) depende de expressões que descrevam as forças de interface,  $\vec{R}_{k1,k2}$ . Estas forças dependem de efeitos de fricção, pressão e coesão, entre outros. Convenciona-se que o valor de  $\vec{R}_{k1,k2}$  é igual a  $-\vec{R}_{k2,k1}$ , e  $\vec{R}_{k,k} = 0$ . Para esse propósito, a expressão de interação utilizada pelo *software* (ANSYS 19.0, 2018) consiste em:

$$\sum_{k=1}^n \vec{R}_{k1,k2} = \sum_{p=1}^n K_{k1,k2} (\vec{v}_{k1} - \vec{v}_{k2}) \quad (2-4)$$

Sendo  $K_{k1,k2}$  o coeficiente de troca de quantidade de movimento na interface e  $\vec{v}_{k1}$  e  $\vec{v}_{k2}$  consistem nas velocidades das fases. A Eq.(2-4) trata da troca de quantidade de movimento entre as fases, não incluindo efeitos decorrentes de turbulência. Estes efeitos são tratados com a inclusão do termo de força de dispersão turbulenta, conforme descrito na Seção 2.3.2.4.

Na Eq.(2-4), o coeficiente de troca de quantidade de movimento entre fases,  $K_{k1,k2}$  para misturas líquido-líquido ou líquido-gás é modelado conforme segue:

$$K_{k1,k2} = \frac{\rho_{k2} f}{6\tau_{k2}} d_{k2} X \quad (2-5)$$

Sendo  $X$  a concentração de área interfacial, descrita na Seção 2.3.3,  $f$  a função de arrasto, tratada na Seção 2.3.2.1 e  $\tau_{k2}$  o tempo de relaxação da partícula<sup>2</sup> da fase  $k2$ , dado por:

$$\tau_{k2} = \frac{\rho_{k2} d_{k2}^2}{18\mu_{k2}} \quad (2-6)$$

De modo que,  $\rho_{k2}$  é a densidade da fase  $k2$ ,  $d_{k2}$  o diâmetro das partículas, e  $\mu_{k2}$  a viscosidade. Considerando a aplicação a um escoamento gás-líquido,  $k1$  corresponde à fase líquida (L) e  $k2$  corresponde à fase gasosa (G). Esta notação será adotada nas seções seguintes.

### 2.3.2 Termos fonte da equação da quantidade de movimento

Também denominadas de relações de fechamento, os termos fontes da equação da quantidade de movimento determinam de migração das fases no meio em escoamento, isto é, para mais próximo ou mais distante do centro do canal de escoamento, na direção das paredes. A seguir, é apresentada uma descrição a respeito de cada uma destas relações de fechamento.

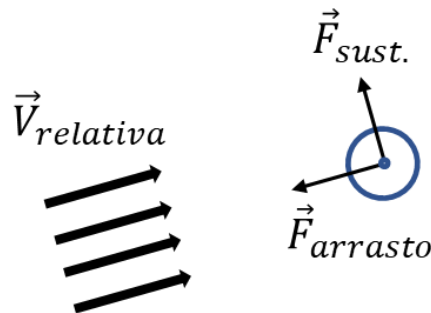
#### 2.3.2.1 Força de arrasto

Uma partícula que escoar num meio fluido está submetida a uma força de arrasto e uma força de sustentação. A força de arrasto surge paralela e em sentido contrário ao escoamento, enquanto a força de sustentação, surge

---

<sup>2</sup> Num sistema isolado qualquer parâmetro termodinâmico como pressão, temperatura, densidade e outros permanece imutável no espaço e tempo. Quando esse sistema sofre a ação de alguma força externa, isto leva a um estado de não equilíbrio. A partir desse ponto, o sistema entra espontaneamente num novo estado de equilíbrio termodinâmico. A transição do estado termodinâmico de não equilíbrio para o estado de equilíbrio é denominada relaxação. O tempo durante o qual a transição ocorre é denominado tempo de relaxação (BILICKI; KWIDZIŃSKI; MOHAMMADEIN, 1996). No caso de uma partícula sujeita ao meio fluido, o tempo de relaxação caracteriza o tempo necessário para uma partícula se ajustar ou “relaxar” sua velocidade para uma nova condição de forças. É um indicativo da habilidade da partícula em rapidamente se ajustar a um novo ambiente ou condição. Depende da massa e mobilidade mecânica da partícula e não é afetada por forças atuantes sobre a mesma. Geralmente partículas pequenas relaxam a um novo ambiente (ex. seguem bem um fluxo) em um curto espaço de tempo, enquanto grandes partículas são mais “resistentes” e tendem a se manter na sua trajetória inicial (UNIVERSITY OF FLORIDA AND WASHINGTON UNIVERSITY, [s.d.]).

ortogonalmente ao escoamento. Fisicamente, numa partícula sólida a força de arrasto é dependente apenas do campo de velocidade, entretanto, para uma partícula de fluido (bolhas, por exemplo) a força de arrasto depende, além do campo de velocidades atuando sobre a mesmas, dos efeitos gerados pela recirculação do fluido interna à partícula (ROSA, 2012), o que tende a reduzir os efeito o arrasto em comparação com partículas sólidas (ISHII; HIBIKI, 2011). A Figura 2-2 ilustra a direção dos vetores de força de arrasto e sustentação resultantes de uma partícula em um campo de escoamento.



**Figura 2-2 – Representação da força de arrasto e força de sustentação atuantes sobre uma partícula em um campo de escoamento (ROSA, 2012).**

De acordo com (LUBCHENKO et al., 2018) o modelo da força de arrasto contabiliza a troca de quantidade de movimento devida ao movimento relativo entre as fases na direção axial do escoamento.

São diversos os modelos disponíveis para modelagem do termo de força de arrasto no código (ANSYS 19.0, 2018), dentre eles, o modelo escolhido no presente trabalho foi o de (SCHILLER; NAUMANN, 1935) , de modo que a função de arrasto é dada por:

$$f = \frac{C_D Re_b}{24} \quad (2-7)$$

O coeficiente de arrasto  $C_D$  é dependente do número de Reynolds da bolha<sup>3</sup>  $Re_b$ , sendo dado por:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24(1 + 0,15Re_b^{0,687})}{Re_b} & Re_b \leq 1000 \\ 0,44 & Re_b > 1000 \end{cases} \quad (2-8)$$

O valor de  $Re_b$ , utilizado nas Eqs.(2-7) e (2-8), corresponde a:

$$Re_b = \frac{\rho_L |\vec{v}_G - \vec{v}_L| d_b}{\mu_L} \quad (2-9)$$

### 2.3.2.2 Força de sustentação (*lift*)

Num escoamento ascendente vertical o resultado da força de sustentação é o de criar uma migração das bolhas ou partículas na direção perpendicular ao escoamento, ou seja, para as paredes ou para a linha de centro do canal. A força de sustentação é gerada principalmente devidos aos gradientes de velocidade no campo de escoamento da fase primária (ANSYS, 2013a).

A modelagem é feita de acordo com a trabalho desenvolvido por (DREW; LAHEY, 1993), de forma que o termo fonte de quantidade de movimento que denota a força de sustentação atuante sobre a fase gasosa, correspondente a:

$$\vec{F}_{lift} = -C_l \rho_L \alpha_G (\vec{v}_L - \vec{v}_G) \times (\nabla \times \vec{v}_L) \quad (2-10)$$

Sendo  $C_l$  o coeficiente de sustentação,  $\rho_L$  é a densidade da fase líquida,  $\alpha_G$  a fração volumétrica da fase gasosa,  $\vec{v}_L$  a velocidade da fase líquida,  $\vec{v}_G$  a velocidade da

<sup>3</sup> A força de arrasto e a força de sustentação (inerciais) governam a migração das partículas em um meio de escoamento. A força de arrasto direciona a partícula alinhada às linhas de corrente do escoamento, enquanto as forças inerciais direcionam a partícula para as paredes do canal de escoamento. Nesse contexto, o número de  $Re_b$  define a razão entre as forças inerciais e as forças viscosas atuantes sobre uma partícula. Quando  $Re_b \ll 1$  as forças viscosas dominam o escoamento e a partícula segue as linhas de corrente sem sofrer migração inercial. Quando  $Re_b \gg 1$  a partícula desvia das linhas de corrente em direção às paredes do canal de escoamento (LIMA, 2018).

fase gasosa e  $\nabla \times \vec{v}_L$  a vorticidade da fase líquida. A força de sustentação é incorporada à equação de quantidade de movimento para ambas as fases, de modo que  $\vec{F}_{lift,L} = -\vec{F}_{lift,G}$ .

### 2.3.2.2.1 Coeficiente de sustentação – modelo de (TOMIYAMA et al., 2002)

Neste trabalho, o modelo de (TOMIYAMA et al., 2002) é utilizado para o cálculo do coeficiente de sustentação  $C_l$ , que se aplica ao formato de bolha elipsoidal, esférico e capa (*cap*). Para bolhas esféricas e diminutas o modelo gera um coeficiente positivo, resultando em uma distribuição de fração de vazio com pico nas paredes (*wall peaking*) do canal, enquanto para bolhas distorcidas e de grandes dimensões, um coeficiente negativo é gerado resultando numa distribuição de pico centrado (*core peaking*), como definido por (SERIZAWA; KATAOKA, 1988). Para o cálculo de  $C_l$ , o modelo utiliza como parâmetro de entrada o número adimensional de Eötvös ( $Eo$ ), que representa a relação entre as forças de empuxo e as forças de tensão superficial sobre uma bolha.

No modelo de (TOMIYAMA et al., 2002), dependendo do valor de  $Eo$ , pode ocorrer uma reversão do sinal da força de sustentação, resultando na migração das bolhas para o centro (sinal negativo) ou para as paredes do canal (sinal positivo), como segue:

$$C_l = \begin{cases} \min. [0,288 \tanh(0,121Re_p), f(Eo')] & Eo' \leq 4 \\ f(Eo') & 4 < Eo' \leq 10 \\ -0,27 & Eo' > 10 \end{cases} \quad (2-11)$$

Sendo que o termo  $f(Eo')$  pode ser calculado por:

$$f(Eo') = 0,00105Eo'^3 - 0,0159Eo'^2 - 0,0204Eo' + 0,474 \quad (2-12)$$

A seguir, o número de Eötvös, é modificado e denotado por  $Eo'$ , e é calculado com base na maior dimensão horizontal da bolha deformada,  $d_h$ , como segue:

$$Eo' = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_h^2}{\sigma} \quad (2-13)$$

$$d_h = d_b(1 + 0,163Eo^{0,757})^{1/3} \quad (2-14)$$

$$Eo = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_b^2}{\sigma} \quad (2-15)$$

Sendo que  $\sigma$  é a tensão superficial,  $g$  é a aceleração da gravidade e  $d_b$  é o diâmetro da bolha. O modelo presente no software (ANSYS 19.0, 2018) consiste em uma modificação, desenvolvida por (FRANK; SHI; BURNS, 2004), a partir do modelo original de (TOMIYAMA et al., 2002).

Números de  $Eo$  inferiores a 1 indicam que a tensão superficial domina o sistema, por outro lado, números acima desse limite indicam que a interface é pouco influenciada pela tensão superficial, ou seja, à medida que o número de  $Eo$  aumenta, as bolhas vão perdendo o formato esférico.

Tendo em conta o diâmetro de bolhas do presente trabalho, entre 2 e 3 mm – declarado nos dados experimentais de referência de (HIBIKI et al., 2003) – e as condições de escoamento adotadas no presente trabalho, o valor estimado de  $Eo$  se encontra entre 0,6 e 1,2, para números de Reynolds de bolha,  $Re_b$ , entre 300 e 800. Aplicando estes valores de  $Eo$  e  $Re_b$  ao diagrama proposto por (CLIFT; GRACE; WEBER, 1979) apresentado por (ROSA, 2012), pode-se verificar que as bolhas consideradas no presente trabalho encontram-se são de formato distorcido.

Como observação adicional, tendo em conta os valores de  $Eo$  e  $Re_b$  apresentados acima, a inversão de sinal para o coeficiente  $C_l$ , calculado pela Eq.(2-11), somente ocorreria caso o diâmetro médio de bolhas fosse superior a 8 mm, portanto, considerando os diâmetros de bolhas mencionados acima, espera-se a ocorrência de padrões de distribuição de fase gasosa com pico nas paredes, para o presente trabalho.

### 2.3.2.2.2 Ajuste do coeficiente de sustentação – Modelo de (SHAVER; PODOWSKI, 2015)

Em diversos trabalhos experimentais envolvendo escoamento bifásico observa-se uma redução na fração de vazio nas proximidades das paredes do canal escoamento. Com a finalidade de representar esse efeito, o presente trabalho adota a hipótese desenvolvida por (SHAVER; PODOWSKI, 2015) que considera uma correção no coeficiente de sustentação nas proximidades da parede baseada na geometria das bolhas, supostamente esféricas. A correlação proposta pelo autor é apresentada por:

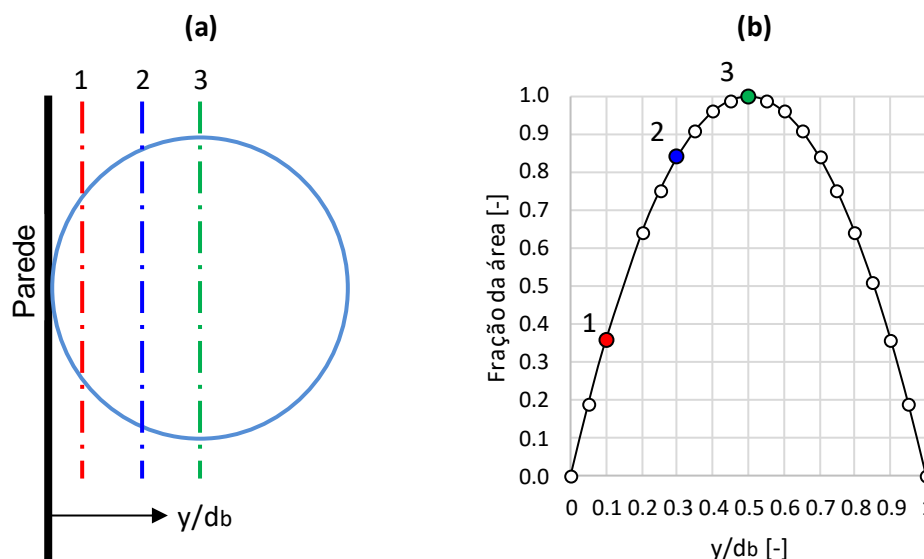
$$C_{lc} = \begin{cases} 0 & \frac{y_w}{d_b} < \frac{1}{2} \\ C_l \left[ 3 \left( \frac{2y_w}{d_b} - 1 \right)^2 - 2 \left( \frac{2y_w}{d_b} - 1 \right)^3 \right] & \frac{1}{2} \leq \frac{y_w}{d_b} \leq 1 \\ C_l & \frac{y_w}{d_b} > 1 \end{cases} \quad (2-16)$$

Sendo que, o termo  $C_{lc}$  representa valor corrigido do coeficiente de sustentação na proximidade da parede. O valor de  $y_w$  representa a distância da parede e  $d_b$  o diâmetro da bolha no escoamento. Observa-se que, para distâncias da parede inferiores a meio diâmetro de bolha, o modelo assume coeficiente de sustentação nulo, para regiões que distam entre meio diâmetro de bolha e um diâmetro de bolha, é utilizado um ajuste parabólico para o coeficiente  $C_l$  e para distâncias maiores de o diâmetro de uma bolha o próprio valor de  $C_l$  é aplicado. Neste caso, foi utilizado um valor constante para o coeficiente de sustentação,  $C_l = 0,288$  calculado<sup>4</sup> com o modelo de (TOMIYAMA et al., 2002) utilizando as condições de contorno na entrada do canal de escoamento. O valor do diâmetro médio de bolhas adotado foi de  $d_b = 3$  mm, com base nos dados experimentais de (HIBIKI et al., 2003) e resultados preliminares com o modelo CFD.

A correção representada pela Eq.(2-16) evidencia ser um ajuste empírico baseado na geometria aproximadamente esférica da bolha escoando

<sup>4</sup> Valor de  $C_l$  compatível com o utilizado no trabalho de (RZEHAKE; KREPPER, 2013) em condições de escoamento equivalentes às condições do presente trabalho.

junto à parede. Para ilustrar esta ideia, a Figura 2-3a representa uma vista lateral de uma bolha próxima da parede sinalizando três seções transversais, representadas na Figura 2-3b.



**Figura 2-3 – (a) Vista lateral da bolha junto à parede. (b) Perfil da área da seção transversal da fase gasosa em função da distância da parede – baseado em (LUBCHENKO et al., 2018).**

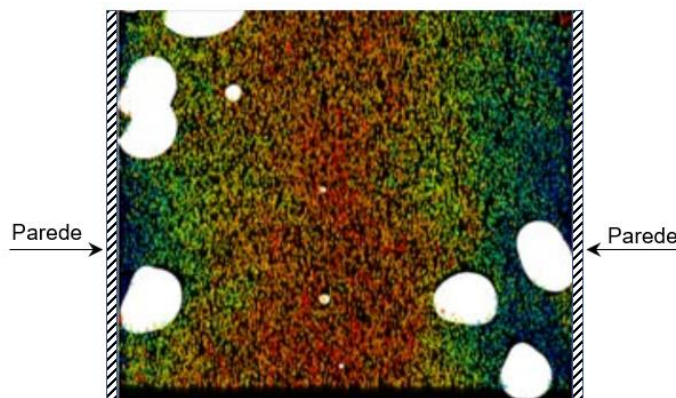
A Figura 2-3b, mostra que o formato esférico da bolha resulta num perfil parabólico de frações de área, desde a posição (1) junto da parede até o centro da bolha (3).

A hipótese desenvolvida por (SHAVER; PODOWSKI, 2015) foi empregada recentemente no trabalho de (LUBCHENKO et al., 2018) como forma de reproduzir o comportamento observado experimentalmente na região próxima à parede. Este autor alega que a baixa fração de vazio observada em escoamentos bifásicos do tipo bolha, adjacente à parede, são na realidade, causados pela pequena área de contato resultante do formato aproximadamente esférico das bolhas no escoamento e efeitos de dispersão turbulenta. Para suportar esta hipótese, o autor utiliza o trabalho experimental de (HASSAN, 2014) que apresenta imagens obtidas por meio da técnica de PTV (*Particle Tracking Velocity*<sup>5</sup>) para

<sup>5</sup> A técnica de PTV utiliza recursos de aquisição de imagem para rastrear a trajetória e a velocidade de partículas individuais em um meio fluido. Por outro lado, a técnica de PIV (*Particle Image Velocity*) captura o comportamento de um grupo de partículas num meio fluido (SCHUTH et al., 2017).



escoamento de bolhas próximas da parede de um canal de escoamento. A imagem é aqui reproduzida na Figura 2-4.



**Figura 2-4 – Resultados experimentais do trabalho de (HASSAN, 2014) para um campo de velocidades obtido utilizando a técnica de PTV.**

Uma abordagem similar foi adotada por (FENG; BOLOTNOV, 2017) como forma de simular as forças devidas à drenagem ao redor da bolha nas proximidades da parede. Recentemente a mesmo método de ajuste do coeficiente de sustentação foi empregado por (COLOMBO; FAIRWEATHER, 2019) (MARFAING et al., 2018), fornecendo acurácia satisfatória nos resultados de fração de vazio e velocidades de líquido quando comparados com dados experimentais.

No presente trabalho o modelo apresentado na Eq.(2-16) é incorporado ao código computacional (ANSYS 19.0, 2018) por meio de uma Função Definida pelo Usuário (UDF – *User Defined Function*). A UDF é apresentada no APÊNDICE A.

### 2.3.2.3 Força de lubrificação parede

A força de lubrificação de parede atua sobre as bolhas da fase secundária, o principal efeito é que esta força tende a expulsar as bolhas da parede atuando como uma força contrária à força de sustentação.

Quando uma bolha se move em um meio líquido infinito o fluxo de líquido ao seu redor é simétrico, entretanto, quando surge, na vizinhança da bolha uma parede, a condição de não escorregamento (*non-slip*) na parede diminui o fluxo de

líquido entre a bolha e a parede, o que aumenta o fluxo na superfície oposta da bolha. Com isso, cria-se uma assimetria no fluxo ao redor da bolha e, por consequência, uma força hidrodinâmica age para empurrá-la para longe da parede (ISHII; HIBIKI, 2011). A força de lubrificação de parede atuando sobre a fase gasosa, em uma fase líquida, é dada por:

$$\vec{F}_{wl,G} = C_{wl}\rho_L\alpha_G|(\vec{v}_L - \vec{v}_G)_{||}|^2 \times \vec{n}_w \quad (2-17)$$

Sendo  $C_{wl}$  o coeficiente de lubrificação de parede,  $\rho_L$  a densidade da fase líquida,  $\alpha_G$  a fração volumétrica da fase gasosa (ou fração de vazio),  $\vec{v}_L$  a velocidade da fase líquida,  $\vec{v}_G$  a velocidade da fase gasosa e  $\vec{n}_w$  o vetor normal apontando para longe da parede.

#### 2.3.2.3.1 Coeficiente de lubrificação de parede

O trabalho de (ANTAL; JR; FLAHERTY, 1991) estudou o fenômeno de drenagem junto à parede para bolhas esféricas num fluxo ascendente, em um escoamento laminar em geometria cilíndrica e propôs um modelo para cálculo do coeficiente de força lubrificação de parede  $C_{wl}$ , dado por:

$$C_{wl} = \max\left(0, \frac{C_{w1}}{d_b} + \frac{C_{w2}}{y_w}\right) \quad (2-18)$$

Sendo os coeficientes  $C_{w1}$  e  $C_{w2}$ , respectivamente, -0,01 e 0,05 conforme recomendado pelo autor. Os termos  $d_b$  e  $y_w$  correspondem ao diâmetro da bolha e à distância da bolha até a parede mais próxima, respectivamente.

O resultado da Eq.(2-18) só será diferente de zero, se for atendida a condição expressa por:

$$y_w \leq -\left(\frac{C_{w2}}{C_{w1}}\right)d_b \quad (2-19)$$

Desse modo, considerado os valores recomendados de  $C_{w1}$  e  $C_{w2}$ , tem-se que para atender à Eq.(2-19):  $y_w \leq 5d_b$ , o que indica a necessidade de malhas de discretização suficientemente refinadas na região da parede.

#### 2.3.2.4 Força de dispersão turbulenta

A turbulência em um escoamento bifásico cria um comportamento errático ou flutuante na velocidade relativa entre as fases. De acordo com (LOPEZ DE BERTODANO et al., 2006) o significado físico da dispersão turbulenta consiste no resultado da flutuação da componente das forças que atuam sobre as bolhas. No caso mais simples a força de dispersão turbulenta, em um ponto, é a média do conjunto de componentes flutuantes da força de arrasto em todas as bolhas cujas trajetórias estão inseridas neste ponto.

O fenômeno leva, portanto, a uma aleatoriedade na velocidade relativa entre as fases o que produz flutuações na força de arrasto. Apesar destas flutuações serem pequenas em comparação com as forças atuantes na direção axial do escoamento, como a força de arrasto e a força de empuxo (*buoyant force*), isto traz um considerável impacto na distribuição de fração de vazio perpendicular ao escoamento, como apresentado por (LUBCHENKO et al., 2018).

Portanto, o efeito da força de dispersão turbulenta resulta na difusão da fase gasosa presente no escoamento. Em um escoamento líquido-gás em uma coluna de bolhas vertical, esta força atua na dispersão das bolhas na direção perpendicular ao fluxo criando um "achatamento" no perfil de distribuição de fração de vazio.

O modelo aplicado no presente trabalho para contabilizar os efeitos da dispersão turbulenta foi o de (LOPEZ DE BERTODANO, 1991), representado por:

$$\vec{F}_{td,L} = -\vec{F}_{td,G} = C_{TD} \rho_L k_L \nabla \alpha_G \quad (2-20)$$

Sendo  $\rho_L$  a densidade da fase líquida,  $k_L$  a energia cinética de turbulência da fase líquida,  $\nabla \alpha_G$  o gradiente da fração volumétrica da fase gasosa

e  $C_{TD}$  o coeficiente de força de dispersão turbulenta, cujo valor padrão é 1,0. Entretanto, conforme relatado por (LAHEY; DREW, 2001),  $C_{TD}$  vem sendo ajustado por diversos autores no intervalo entre 0,1 e 1,0, portanto, no presente trabalho, este coeficiente empírico foi reduzido para 0,2, pois resultados preliminares do modelo CFD mostraram que o valor original apresentava dispersão turbulenta excessiva em comparação aos dados experimentais de referência.

### 2.3.2.5 Força de massa virtual

Quando uma partícula acelera num meio contínuo, como o caso de uma bolha de ar em uma massa líquida, isto exige que a massa do meio contínuo que circunda a partícula também acelere na mesma proporção, para isso, deve existir uma força para efetuar tal ação. O efeito é análogo ao de atribuir à partícula uma massa virtual (ROSA, 2012). Outra definição dada por (DREW; LAHEY, 1993), é a de que a inércia do fluido da fase primária, em contato com as bolhas da fase secundária, exerce uma força de massa virtual sobre as mesmas.

De acordo com (ISHII; HIBIKI, 2011) e (YEOH; TU, 2010) a força de massa virtual torna-se significativa em situações em que há uma elevada diferença de densidade entre as fases. Portanto, devido ao presente estudo tratar de escoamento ar-água, a força de massa virtual foi adotada nas simulações. Além desse fato, ainda de acordo com (ISHII; HIBIKI, 2011), estudos têm mostrado que o emprego do modelo de força de massa virtual melhoram a estabilidade de modelos numéricos de escoamento bifásico.

O modelo de força de massa virtual é dado por:

$$\vec{F}_{vm} = 0,5\alpha_G\rho_L \left[ \frac{D_L(\vec{v}_L)}{Dt} - \frac{D_G(\vec{v}_G)}{Dt} \right] \quad (2-21)$$

Sendo que, genericamente, o termo  $\frac{D_k}{Dt}$  é a derivada material (ou substantiva) de uma variável  $\varphi$  de uma dada fase  $k$ , na forma de:

$$\frac{D_k(\varphi_k)}{Dt} = \frac{\partial(\varphi_k)}{\partial t} + (\vec{v}_k \cdot \nabla)\varphi \quad (2-22)$$

Como já informado acima, a força de massa virtual é incorporada aos termos fontes da equação de quantidade de movimento, Eq. (2-2), para ambas as fases e de modo que  $\vec{F}_{lift,L} = -\vec{F}_{lift,G}$ .

### 2.3.3 Modelo de transporte de área interfacial

Nos escoamentos multifásicos os mecanismos de transferência de massa, quantidade de movimento e energia na interface são proporcionais à quantidade de área interfacial disponível no meio. Na modelagem matemática destes escoamentos a área interfacial é tratada como concentração de área interfacial (IAC – *Interfacial Area Concentration*), que corresponde à magnitude da área de interface (gás-líquido) existente por unidade de volume (KOCAMUSTAFAOGULLARI; ISHII, 1995). A equação que governa o transporte do IAC no escoamento gás-líquido é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_G X) + \nabla(\rho_G \vec{v}_G X) = \frac{1}{3} \frac{D\rho_G}{Dt} X + \frac{2}{3} \frac{\dot{m}_G}{\alpha_g} X + \rho_G (S_{RC} + S_{WE} + S_{TI}) \quad (2-23)$$

De maneira que  $X$  representa a concentração de área interfacial,  $\rho_G$  é a densidade do gás,  $\alpha_g$  é a fração volumétrica do gás. Os dois termos à esquerda da Eq.(2-23) definem, respectivamente, o acúmulo e o transporte convectivo de área interfacial no escoamento. Os primeiros dois termos do lado direito da Eq.(2-23) definem, respectivamente, a expansão devido à compressibilidade e à transferência de massa. O termo  $\dot{m}_G$  trata da taxa de transferência de massa na fase gasosa por volume de mistura, que no presente trabalho, é dado como nulo devido a ser desprezado o efeito de transferência de massa no presente trabalho. O terceiro do termo trata dos termos fontes de coalescência e fragmentação na fase gasosa.

A partir da determinação da IAC, dada pela Eq.(2-23) é possível obter o diâmetro médio de bolhas em uma determinada região do escoamento mediante a relação de Sauter, dada por:

$$d_b = \frac{6\alpha_G}{X} \quad (2-24)$$

O diâmetro médio de Sauter é definido como o diâmetro de uma esfera que tem a mesma razão volume/área que a partícula de interesse. Na Eq.(2-24), o diâmetro médio de bolhas  $d_b$  é calculado com base na razão entre a fração de vazio  $\alpha_G$  e a concentração de área interfacial  $X$ . Esta relação permite obter o perfil radial de distribuição de diâmetros médios de bolha no canal de escoamento em estudo.

### 2.3.3.1 Termos fontes da equação de transporte de IAC

O último termo, entre parênteses, do lado direito da Eq.(2-23) corresponde ao termo fonte devido aos mecanismos de coalescência por colisões aleatórias,  $S_{RC}$  (*random collisions*); de coalescência por arrasto,  $S_{WE}$  (*wake entrainment*); e fragmentação pelo impacto de vórtices turbulentos (*turbulent impact eddies*),  $S_{TI}$ .

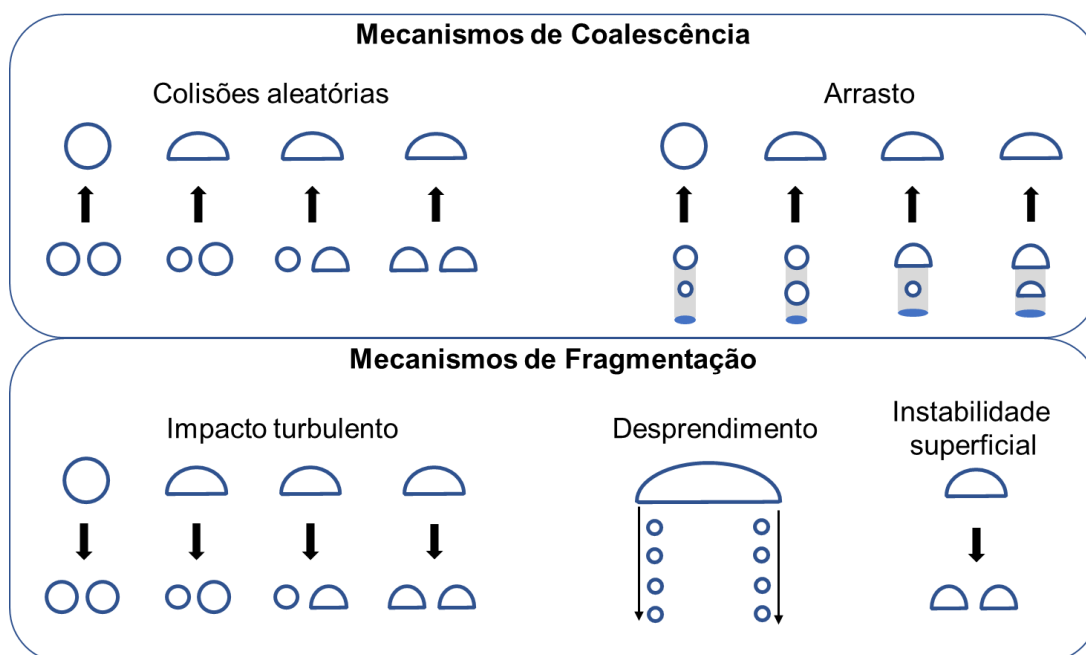
Segundo (WU; KIM; ISHII, 1998) e (ISHII; HIBIKI, 2011), numa abordagem geral, os modelos de coalescência e fragmentação classificam as bolhas em dois grupos:

- 1) Grupo 1: bolhas esféricas/distorcidas; e
- 2) Grupo 2: bolhas no formato de capa/alongadas.

A partir destes dois grupos de formatos, derivam dois conjuntos de equações de IAT contemplando interações entre os mesmos grupos de bolhas e interações entre diferentes grupos. No presente trabalho, devido ao regime de escoamento estar na região de bolhas (ver Seção 2.4.3.1) as bolhas possuem formato compatível com o Grupo 1.

Como ilustrado na Figura 2-5, são cinco os mecanismos responsáveis pelas interações entre os grupos de bolhas:

- a) Coalescência por colisões aleatórias (*random collisions*);
- b) Coalescência por arrasto na esteira da bolha (*wake entrainment*);
- c) Fragmentação pelo impacto de vórtices turbulentos (*turbulent impact eddies*);
- d) Desprendimento (*shearing-off*) de pequenas bolhas a partir de bolhas do tipo capa;
- e) Fragmentação de bolhas do tipo capa devido a instabilidades superficiais sobre bolha, induzidas pelo escoamento.



**Figura 2-5 – Ilustração esquemática de interações entre bolhas de dois grupos – Adaptado de (ISHII; HIBIKI, 2011).**

O mecanismo (a), de coalescência por colisões aleatórias é causado pela turbulência na fase contínua, quando as bolhas se deslocam pela ação dos vórtices existentes no meio. O fenômeno físico, de acordo com (PRINCE; BLANCH, 1990), ocorre em três etapas, primeiro as bolhas colidem, formando um filme de líquido entre elas, em seguida, este líquido é drenado até que este filme atinja uma espessura crítica. Neste ponto ocorre uma ruptura do filme líquido resultando na coalescência. Além disso, o principal fator responsável pela coalescência das bolhas consiste nas flutuações turbulentas da fase líquida. Os vórtices presentes na fase líquida atuam na movimentação das bolhas, levando a colisão. Pequenos vórtices não têm energia suficiente para causar a movimentação das bolhas,

enquanto vórtices muito maiores do que os diâmetros das bolhas são capazes de transportá-las levando-as à colisão.

O mecanismo (b), de coalescência por arrasto, de acordo com (HIBIKI; ISHII, 2000), teria importância em condições de escoamento do tipo bolha próximo à região de transição e no regime de escoamento em golfadas (*slug*). Também pode ter importância para regime de bolhas em tubos de pequeno diâmetro e em fluxos de escoamento muito baixos quando as flutuações laterais das bolhas são pequenas. Por outro lado, para altos fluxos de escoamento, mesmo as bolhas capturadas na região de arrasto seriam facilmente desprendidas devido à turbulência da fase contínua, resultando em uma baixa contribuição do arrasto para a coalescência.

O mecanismo (c), de fragmentação causada por vórtices, é considerado como a principal causa da fragmentação de bolhas. De acordo com (PRINCE; BLANCH, 1990) vórtices de dimensões ligeiramente menores ou iguais às dimensões das bolhas são aqueles capazes de causar a fragmentação. Vórtices maiores que as bolhas apenas causam o transporte das mesmas, enquanto, vórtices muito menores que as bolhas não têm energia suficiente para causar a fragmentação.

Os mecanismos (d) e (e), teriam, de acordo com (HIBIKI; ISHII, 2000) maior importância para bolhas de dimensões relativamente grandes que costumam ser encontradas em escoamentos na região de golfadas.

Ainda, de acordo com (WU; KIM; ISHII, 1998), na prática, para escoamentos do tipo bolha (objeto do presente trabalho), onde as frações de vazios são baixas, não estão presentes bolhas do tipo capa ou golfadas, predominando o mecanismo a), b) e c) mencionados acima. Este fato é importante, uma vez que o software (ANSYS 19.0, 2018) empregado no presente trabalho, contempla apenas a modelagem destes três mecanismos de interação.

No presente trabalho, dois conjuntos de modelos foram utilizados para representar os mecanismos de interação entre bolhas. O primeiro modelo de (HIBIKI; ISHII, 2000) considera os mecanismos de (a) coalescência por colisões aleatórios e (c) fragmentação por vórtices turbulentos. O segundo modelo de (WU; KIM; ISHII, 1998) aborda, além dos mecanismos (a) e (c), o mecanismo de coalescência por arrasto (b). Ambos os modelos mencionados se aplicam a



escoamentos de bolhas de Grupo 1. A seguir, será apresentada uma visão destes modelos.

### 2.3.3.2 Modelos de interação entre bolhas de (HIBIKI; ISHII, 2000)

O modelo de coalescência depende da distância entre bolhas vizinhas, portanto, quanto maior a fração de vazio, maior é a probabilidade de ocorrência de interação entre bolhas de (HIBIKI; ISHII, 2000). O modelo disponível no software (ANSYS 19.0, 2018) para o termo fonte de coalescência por colisões aleatórias, incorporado à Eq.(2-23), é dado por:

$$\begin{aligned}
 S_{RC} &= -\frac{1}{3\varphi} \left(\frac{\alpha_G}{X}\right)^2 f_c n_b \lambda_c \\
 &= -\left(\frac{\alpha_G}{X}\right)^2 \frac{\Gamma_C \alpha_G^2 \varepsilon_L^{1/3}}{d_b^{11/3} (\alpha_{Gmax} - \alpha_G)} \exp\left(-K_C \frac{d_b^{5/6} \rho_L^{1/2} \varepsilon_L^{1/3}}{\sigma^{1/2}}\right) \\
 &= -\frac{\Gamma_C}{\psi^{11/3}} \frac{\varepsilon_L^{1/3} \alpha_G^2 X^{5/3}}{(\alpha_{Gmax} - \alpha_G)} \exp\left[-K_C \frac{\psi^{5/6} \rho_f^{1/2} \varepsilon_L^{1/3}}{\sigma^{1/2}} \left(\frac{\alpha_G}{X}\right)^{5/6}\right]
 \end{aligned} \tag{2-25}$$

$$\lambda_c = \exp\left[-K_C \frac{d_b^{5/6} \rho_L^{1/2} \varepsilon_L^{1/3}}{\sigma^{1/2}}\right] \tag{2-26}$$

$$d_b = \psi \frac{\alpha_G}{X} \tag{2-27}$$

Sendo  $f_c$  a frequência de colisão entre bolhas,  $n_b$  o número de partículas por unidade de mistura,  $\lambda_c$  a eficiência da coalescência devida à colisão,  $\alpha_G$  a fração de vazio,  $X$  concentração de área interfacial,  $d_b$  o diâmetro médio de bolhas,  $\varepsilon_L$  a taxa de dissipação de energia de turbulência da fase líquida,  $\sigma$  a tensão superficial entre as fases,  $\varphi$  e  $\psi$  são fatores de forma da bolha,  $\alpha_{Gmax}$  a fração de vazio para qual a frequência de colisões aumenta infinitamente. Os coeficientes ajustáveis para o modelo de coalescência são:  $\Gamma_C = 0,188$  e  $K_C = 0,129$ .

O modelo disponível no software (ANSYS 19.0, 2018) para o cálculo do termo fonte da Eq.(2-23), devido à fragmentação por vórtices na fase líquida, é descrito por:

$$\begin{aligned}
 S_{TI} &= \frac{1}{3\varphi} \left( \frac{\alpha_G}{X} \right)^2 f_B n_e \lambda_B \\
 &= \left( \frac{\alpha_G}{X} \right)^2 \frac{\Gamma_B \alpha_G (1 - \alpha_G) \varepsilon_L^{1/3}}{d_b^{11/3} (\alpha_{Gmax} - \alpha_G)} \exp \left( -K_B \frac{\sigma}{\rho_L d_b^{5/3} \varepsilon_L^{2/3}} \right) \\
 &= \frac{\Gamma_B (1 - \alpha_G) \varepsilon_L^{1/3} X^{5/3}}{\psi^{11/3} \alpha_G^{2/3} (\alpha_{Gmax} - \alpha_G)} \exp \left[ -\frac{K_B}{\psi^{5/3}} \frac{\sigma}{\rho_L \varepsilon_L^{2/3}} \left( \frac{X}{\alpha_G} \right)^{5/3} \right]
 \end{aligned} \tag{2-28}$$

$$\lambda_B = \exp \left[ -K_B \frac{\sigma}{\rho_L d_b^{5/3} \varepsilon_L^{2/3}} \right] \tag{2-29}$$

De modo que os coeficientes ajustáveis são  $\Gamma_B = 0,264$  e  $K_B = 1,37$ , e os fatores de forma mencionados acima são  $\psi = 6$  e  $\varphi = (36\pi)^{-1}$  para bolhas esféricas.

### 2.3.3.3 Modelos de interação entre bolhas de (WU; KIM; ISHII, 1998)

Os modelos de interação entre bolhas de (WU; KIM; ISHII, 1998) aplicam adicionalmente o efeito da coalescência gerada pelo arrasto na região de esteira das bolhas (*wake entrainment*). Os modelos de coalescência por colisões aleatórias, coalescência por arrasto e fragmentação por vórtices turbulentos, são dados respectivamente por:

$$\begin{aligned}
 S_{RC} &= -\frac{1}{3\varphi} \left( \frac{\alpha_G}{X} \right)^2 C_{RC} \left[ \frac{n_b^2 u_t d_b^2}{\alpha_{Gmax}^{1/3} (\alpha_{Gmax}^{1/3} - \alpha_G^{1/3})} \right] \left[ 1 \right. \\
 &\quad \left. - \exp \left( -C \frac{\alpha_{Gmax}^{1/3} \alpha_G^{1/3}}{\alpha_{Gmax}^{1/3} - \alpha_G^{1/3}} \right) \right] \\
 &= -\frac{1}{3\pi} C_{RC} u_t X^2 \left[ \frac{1}{\alpha_{Gmax}^{1/3} (\alpha_{Gmax}^{1/3} - \alpha_G^{1/3})} \right] \left[ 1 \right. \\
 &\quad \left. - \exp \left( -C \frac{\alpha_{Gmax}^{1/3} \alpha_G^{1/3}}{\alpha_{Gmax}^{1/3} - \alpha_G^{1/3}} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{2-30}$$

$$S_{WE} = -\frac{1}{3\varphi} \left(\frac{\alpha_G}{X}\right)^2 n_b^2 d_b^2 u_r C_D^{1/3} = -\frac{1}{3\pi} C_{WE} u_r X C_D^{1/3} \quad (2-31)$$

$$\begin{aligned} S_{TI} &= \frac{1}{3\varphi} \left(\frac{\alpha_G}{X}\right)^2 C_{TI} \left(\frac{n_b u_t}{d_b}\right) \left(1 - \frac{We_{cr}}{We}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{We_{cr}}{We}\right) \\ &= \frac{1}{18} C_{TI} u_t \frac{X^2}{\alpha_G} \left(1 - \frac{We_{cr}}{We}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{We_{cr}}{We}\right) \end{aligned} \quad (2-32)$$

Sendo  $\alpha_G$  a fração de vazio,  $\alpha_{Gmax}$  a fração de vazio para qual a frequência de colisões aumenta infinitamente,  $X$  a concentração de área interfacial,  $\varphi$  é o fator de forma da bolha,  $C_{RC}$  e  $C$  são constantes de ajuste dependentes das propriedades do fluido,  $n_b$  o número de partículas por unidade de mistura e  $u_t$  é a velocidade média de flutuação das bolhas, dada por:

$$u_t = \varepsilon_L^{1/3} d_b^{1/3} \quad (2-33)$$

Sendo  $\varepsilon_L$  a taxa de dissipação de energia de turbulência da fase líquida e  $d_b$  é o diâmetro da bolha.

O termo  $u_r$ , na Eq. (2-31), corresponde à velocidade terminal dada pela relação entre forças de flutuação e forças de arrasto em um escoamento bolha bifásico. De acordo com (WU; KIM; ISHII, 1998) os autores (ISHII; CHAWLA, 1979) desenvolveram um critério de similaridade com o fenômeno de arrasto para obter as seguintes expressões para  $u_r$ :

$$u_r = \left(\frac{d_b g \Delta \rho}{3 C_D \rho_L}\right)^{1/2} \quad (2-34)$$

$$C_D = 24 \left(\frac{1 + 0,1 Re_D^{0,75}}{Re_D}\right) \quad (2-35)$$

$$Re_D = \left( \frac{\rho_L u_r d_b}{\mu_L} \right) (1 - \alpha_g) \quad (2-36)$$

Sendo  $g$  a aceleração da gravidade,  $\Delta\rho$  a diferença de densidade entre as fases,  $C_D$  o coeficiente de arrasto,  $Re_D$  o número de Reynolds devido ao arrasto da fase líquida,  $\rho_L$  a densidade da fase líquida e  $\mu_L$  é a viscosidade molecular da fase líquida.

Na Eq. (2-32), o número de Weber<sup>6</sup>,  $We$ , é dado pela seguinte relação:

$$We = \frac{\rho_L u_t^2 d_b}{\sigma} \quad (2-37)$$

Sendo  $\rho_L$  a densidade do líquido,  $u_t$  a velocidade de flutuação das bolhas (Eq. (2-33)),  $d_b$  o diâmetro das bolhas e  $\sigma$  a tensão superficial. Quando o  $We$  é inferior ao número de Weber crítico,  $We_{cr}$ , o termo fonte  $S_{TI}$ , relacionado à fragmentação de bolhas tende a zero. No presente trabalho, o número de Weber máximo é da ordem de 3,3 considerando os parâmetros médios de escoamento utilizados.

Nas equações acima, as constantes aplicadas são as seguintes:  $C_{RC} = 0,004$ ,  $C_{WE} = 0,002$ ,  $C_{TI} = 0,085$ ,  $C = 3,0$ ,  $We_{cr} = 6,0$  e  $\alpha_{gmax} = 0,75$ .

Além dos modelos de coalescência e fragmentação descritos acima, estão disponíveis na literatura outras técnicas, mais sofisticadas, para contabilizar os efeitos da fragmentação e coalescência de bolhas como é o caso do modelo MUSIG (*Multiple Size Group*) inicialmente introduzido por (LO, 1996). Neste método, faixas contínuas de tamanho de bolhas são discretizadas em classes de tamanhos de bolhas. Para cada classe, um equação é resolvida para levar em conta as mudanças na população de bolhas causadas pela coalescência e fragmentação (CHEUNG; YEOH; TU, 2007b). Por outro, lado, de acordo com (YEOH; TU, 2010), este modelo costuma dobrar o custo computacional para

<sup>6</sup> O número de Weber representa a razão entre as forças inerciais atuando sobre uma partícula e as forças de tensão superficial que estabilizam sua superfície. Como exemplo, o número Weber pode ser usado em duas representações diferentes: numa delas, pode descrever se uma gota pode deixar um bico aspersor devido à energia cinética mais alta em comparação com a energia de superfície; numa outra representação, pode descrever se uma partícula tem a tendência de se fragmentar quando a energia cinética de seu movimento é liberada no impacto com uma superfície (CUI, 2008).

proporcionar acurácia não muito superior aos modelos convencionais de densidade média de bolhas.

#### 2.3.4 Modelos de turbulência

Para representação dos efeitos de turbulência no estudo, este trabalho aplica uma extensão do modelo de duas equações  $k - \varepsilon$ , proposto originalmente para sistemas monofásicos por (LAUNDER AND SPALDING, 1972). Esta extensão do modelo resolve o conjunto de equações de conservação da energia cinética  $k$ , e de taxa de dissipação de energia de turbulência  $\varepsilon$ , para a fase líquida, levando em conta a interação com a fase gasosa. Como apontado recentemente no trabalho de (SHARMA et al., 2019), este modelo, combinado com o modelo de (SATO; SEKOGUCHI, 1975) para BIT, foi aplicado em diversos trabalho, sendo alguns deles o de (LOPEZ DE BERTODANO; LAHEY; JONES, 1994), (KREPPER et al., 2007), (PRABHUDHARWADKAR et al., 2012) e de (SHARMA et al., 2017).

É importante mencionar que o código utilizado (ANSYS 19.0, 2018) apresenta como opções os modelos  $k - \varepsilon$ ,  $k - \omega$  e RSM (*Reynolds Stress Model*) para escoamentos multifásicos (ANSYS, 2013a).

A seguir, as Eqs.(2-38) e (2-39) descrevem respectivamente o transporte da energia cinética  $k_L$ , e de taxa de dissipação de energia de turbulência  $\varepsilon_L$ , para a fase líquida como apresentado em (ANSYS, 2013a).

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L k_L) + \nabla \cdot (\alpha_L \rho_L \vec{v}_L k_L) \\ = \nabla \cdot \left( \alpha_L \left( \mu_L + \frac{\mu_{t,L}}{\sigma_k} \right) \nabla k_L \right) + \alpha_L G_{k,L} - \alpha_L \rho_L \varepsilon_L + S_{k,L} \end{aligned} \quad (2-38)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L \varepsilon_L) + \nabla \cdot (\alpha_L \rho_L \vec{v}_L \varepsilon_L) \\ = \nabla \cdot \left( \alpha_L \left( \mu_L + \frac{\mu_{t,L}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon_L \right) \\ + \alpha_L \frac{\varepsilon_L}{k_L} (C_{1\varepsilon} G_{k,L} - C_{2\varepsilon} \rho_L \varepsilon_L) + \alpha_L \rho_L S_{\varepsilon,L} \end{aligned} \quad (2-39)$$

Nas equações acima,  $\alpha_L$  representa a fração volumétrica da fase líquida,  $\rho_L$  a densidade,  $\vec{v}_L$  a velocidade da fase líquida,  $\mu_L$  a viscosidade molecular (ou viscosidade dinâmica), e  $\mu_{t,L}$  a viscosidade de turbulência dada por:

$$\mu_{t,L} = \rho_L C_\mu \frac{k_L^2}{\varepsilon_L} \quad (2-40)$$

Os valores das constantes são  $C_{l\varepsilon} = 1,44$ ,  $C_{2\varepsilon} = 1,92$ ,  $\sigma_k = 1,0$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1,3$  e  $C_\mu = 0,09$ , e os parâmetros  $S_{k,L}$  e  $S_{\varepsilon,L}$  são os termos fonte de geração de energia cinética e dissipação de energia de turbulência induzida por bolhas, respectivamente. Com isso, a viscosidade efetiva,  $\mu_{eff,L}$  é dada por:

$$\mu_{eff,L} = \mu_L + \mu_{t,L} + \mu_{BIT,L} \quad (2-41)$$

De maneira que  $\mu_{BIT,L}$  corresponde ao acréscimo de viscosidade devido à turbulência induzida por bolhas. No presente trabalho, emprega-se o modelo de (SATO; SEKOGUCHI, 1975) para tratamento deste parâmetro, conforme descrito na seção 2.3.4.1.

Além disso, a viscosidade efetiva  $\mu_{eff,G}$  para a fase gasosa é dada por:

$$\mu_{eff,G} = \rho_G \frac{\mu_{eff,L}}{\rho_L} \quad (2-42)$$

#### 2.3.4.1 Turbulência induzida por bolhas

Os modelos de turbulência modificados permitem a representação das viscosidades de turbulência para a fase contínua, bem como, para a fase gasosa. Entretanto, devido à complexidade necessária para representar fenômenos como a movimentação de partículas sólidas, gotas de líquido ou bolhas, em uma fase contínua num escoamento turbulento, uma prática comumente utilizada é a de determinar a viscosidade de turbulência devida à movimentação destas partículas

da fase gasosa utilizando um modelo de menor complexidade, o que proporciona uma redução no esforço computacional (YEOH; TU, 2010).

Seguindo a abordagem descrita acima, para escoamentos em gás-líquido, o modelo de (SATO; SEKOGUCHI, 1975) permite contabilizar o efeito da turbulência induzida por bolhas (BIT) em um fluxo turbulento. Este modelo incorpora os efeitos da turbulência gerada pela fase gasosa em escoamentos no regime de bolhas por meio de:

$$\mu_{BIT,L} = \rho_L C_{\mu,G} \alpha_G d_b |\vec{v}_G - \vec{v}_L| \quad (2-43)$$

Sendo que  $\alpha_G$  é a fração volumétrica da fase gasosa,  $d_b$  o diâmetro das bolhas,  $\vec{v}_G$  a velocidade da fase gasosa,  $\vec{v}_L$  a velocidade da fase líquida e  $C_{\mu,G}$  uma constante empírica com valor de 0,6, conforme recomendado por (SATO; SEKOGUCHI, 1975).

Apesar da relativa simplicidade do modelo de (SATO; SEKOGUCHI, 1975), os trabalhos de (SHARMA et al., 2017), (WANG; YAO, 2016) e (MASOOD; RAUH; DELGADO, 2014) concluíram que este apresenta resultados satisfatórios na simulação de colunas de bolhas com escoamento ascendente ar-água.

## 2.4 Materiais e métodos

### 2.4.1 A técnica de dinâmica dos fluidos computacional

A técnica de CFD é estruturada por meio de algoritmos numéricos que atuam na solução de problemas utilizando códigos computacionais envolvendo mecânica dos fluidos. Com base na definição de (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007), todos os códigos comerciais de CFD contêm basicamente três elementos:

- a) Pré-processamento;
- b) Processamento (*so/ver*); e
- c) Pós-processamento.

Pré-processamento: Consiste em estabelecer os dados de entrada do problema, por meio da interface do usuário. As principais atividades nesta etapa são:

- a) Definição da geometria da região de interesse, ou seja, o domínio computacional;
- b) Geração da malha (*mesh*) de discretização – divisão do domínio em subdomínios (ou células) menores não sobrepostas;
- c) Definição dos fenômenos físicos e químicos que necessitam ser modelados;
- d) Definição das propriedades dos fluidos;
- e) Especificação adequada das condições de contorno; e
- f) Definição do erro residual aceitável para a solução iterativa.

A solução de um problema fluidodinâmico envolvendo velocidade, pressão, temperatura, etc., é definida dentro de cada célula da malha. Quanto maior o número de células consideradas na resolução de um problema de CFD, maior a precisão dos resultados, embora implique em maior esforço computacional e em tempo para solução do problema.

Processamento (solver): Os códigos comerciais de CFD mais amplamente aplicados utilizam o método de volumes finitos (ou de volumes de controle) que se baseia na integração numérica das equações de transporte em volumes de controle preestabelecidos na malha de discretização. Basicamente os passos envolvidos na fase de processamento são:

- a) Integração das equações que descrevem o escoamento em todos os volumes de controle do domínio;
- b) Discretização que consiste na conversão das equações integradas em um sistema de equações algébricas; e
- c) Solução das equações algébricas por métodos iterativos

Pós-processamento: Corresponde à fase de visualização dos resultados. Os pacotes de CFD comerciais têm investido grande esforço no desenvolvimento desta etapa. As ferramentas atualmente disponíveis para visualização de resultados permitem a geração dos seguintes elementos:



- a) Detalhes da geometria do domínio e da malha;
- b) Gráficos de vetores;
- c) Contornos de linhas e de sombreados;
- d) Gráficos de superfície em 2D e 3D;
- e) Acompanhamento de partículas; e
- f) Gráficos em diferentes cores.

Recentemente essas funcionalidades incorporaram animações para apresentação de resultados dinâmicos, além disso, todos os códigos permitem a obtenção de resultados alfanuméricos e exportação de dados para análise externa.

## 2.4.2 Materiais

Este trabalho utilizou recursos computacionais próprios e recursos fornecidos pelo Laboratório de Mecânica dos Fluidos Computacional localizado no Centro de Engenharia Nuclear (CEN) do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN), com as ferramentas de CFD do *software* FLUENT (ANSYS 19.0, 2018). As principais características dos equipamentos utilizados são:

- a) Processador Intel I7-7700 com 4 núcleos, 8 MB de cache, 3.60 GHz de frequência e 8.0 GT/s de velocidade de barramento; e 32 GB de memória RAM; e
- b) Dois processadores Intel Xeon X5690 com 6 núcleos cada, 12 MB cache, 3.46 GHz de frequência e 6.4 GT/s de velocidade de barramento; e 48 GB de memória RAM.

## 2.4.3 Métodos

### 2.4.3.1 Dados experimentais de referência

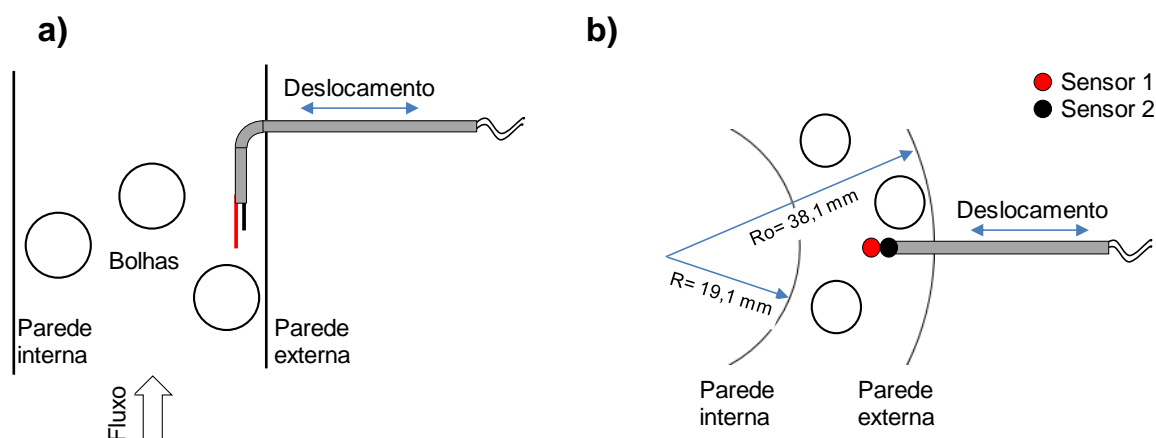
A base de dados experimentais adotada na avaliação dos resultados do modelo CFD advém do trabalho de (HIBIKI et al., 2003). Neste trabalho, o autor analisa o comportamento de um escoamento forçado gás-líquido de ar-água ascendente em canal anular. Os dados experimentais disponíveis são de

distribuição radial de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetros de bolhas e velocidade da fase gasosa no canal de escoamento. De acordo com o autor, estes dados experimentais foram gerados no regime de escoamento do tipo bolhas.

As medições experimentais de (HIBIKI et al., 2003) são apresentadas em duas posições axiais,  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ , em 10 pontos radiais equidistantes compreendendo frações de 0,05 a 0,90 do espaço anular. Essa resolução permite captar frações de vazios próximas à parede, uma vez que, o diâmetro médio de bolhas relatado pelo autor está entre 2 e 3 mm. Nos dados experimentais de referência, a posição radial é expressa pela relação  $r/(R-R_o)$ , de forma que os termos  $r$ ,  $R$  e  $R_o$  são respectivamente: distância entre as paredes interna e externa (ou espaço anular), o raio do cilindro interno e o raio do tubo externo.

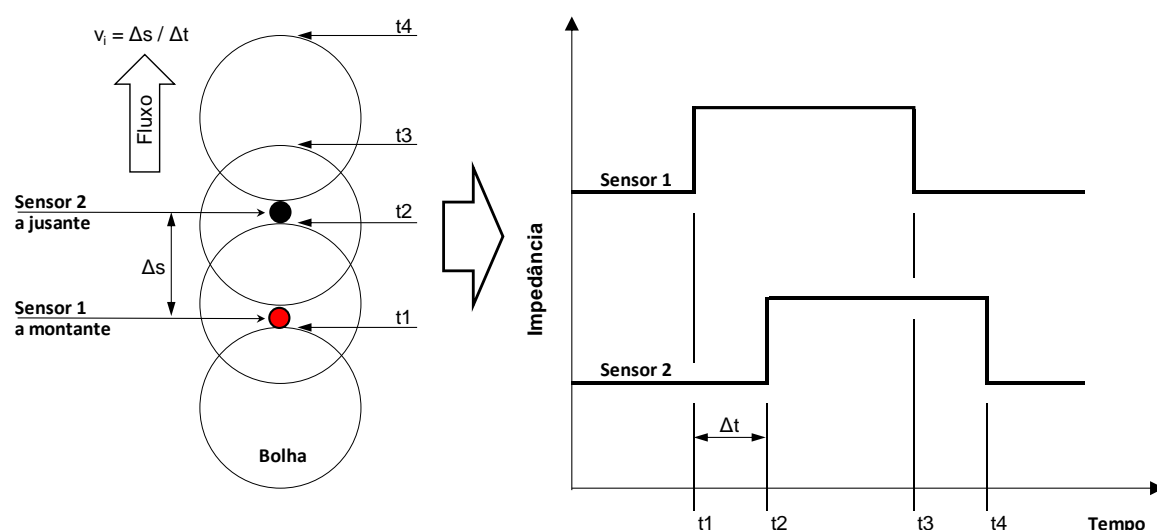
A primeira posição axial de medição,  $z/D_h = 40,3$ , foi escolhida pelo o autor, por ser considerada suficientemente distante do ponto de formação de bolhas, onde os processos coalescência e fragmentação sofrem forte influência das características de projeto do distribuidor de ar.

Segundo ao autor, o aparato de medição utilizado nos experimentos consiste de uma sonda com duplo sensor de impedância elétrica para medição das características do escoamento local. Esta técnica utiliza sensores puntiformes que captam o aumento e a diminuição da condutividade elétrica do fluido quando uma bolha os atravessa. A sonda pode ser deslocada radialmente para medições entre as paredes internas do canal. A Figura 2-6 representa esquematicamente a montagem dos eletrodos no canal anular.



**Figura 2-6 – Representação esquemática de um sensor de impedância montado no canal anular (sem escala). (a) Vista lateral; (b) Vista do fundo – Baseado em (JEONG et al., 2008).**

Com essa técnica, a fração de vazio local pode ser medida por meio da soma das frações de tempo entre oscilações da impedância, dividida pelo tempo total de medição. Além disso, utilizando múltiplos sensores é possível medir a velocidade local da interface no escoamento com base na distância entre os sensores e com base no intervalo de tempo de detecção da fase em cada sensor. A Figura 2-7 mostra, de forma esquemática, as características do sinal fornecido pelo sensor de condutividade.



**Figura 2-7 – Sinal obtido num sensor de impedância – Baseado em (ISHII; KIM, 2001).**

De acordo com (ISHII; KIM, 2001), esta técnica de medição é largamente utilizada devido a sua simplicidade, entretanto, apresenta algumas limitações, como a possibilidade de perda de medição causada pela interação entre a bolha e o sensor que tende a deformar a interface pelo efeito da tensão superficial. Isto pode gerar erros significativos na estimativa da velocidade local da interface e da fração de vazio média.

As medições disponíveis no trabalho de (HIBIKI et al., 2003) foram efetuadas em diversas condições de escoamento, entretanto, para avaliação do modelo CFD no presente trabalho, foram selecionadas seis condições apresentadas na Tabela 2-4.

**Tabela 2-4 – Base de dados experimentais selecionada de (HIBIKI et al., 2003).**

Parâmetro	Fração de vazio ( $\alpha_G$ )		
	0,05 (●)	0,10 (■)	0,15 (▲)
<b>Condição</b>	<b>#1</b>	<b>#2</b>	<b>#3</b>
Vel. superficial do gás, $j_G$ (m s <sup>-1</sup> )	0,0406	0,0687	0,1030
Vel. superficial líquido, $j_L$ (m s <sup>-1</sup> )	0,516		
<b>Condição</b>	<b>#4</b>	<b>#5</b>	<b>#6</b>
Vel. superficial do gás, $j_G$ (m s <sup>-1</sup> )	0,0683	0,1300	0,2010
Vel. superficial líquido, $j_L$ (m s <sup>-1</sup> )	1,030		

Os dados utilizados foram tomados em duas velocidades superficiais de líquido  $j_L$ , e em três velocidades superficiais de gás  $j_G$ , proporcionando um intervalo de frações de vazios  $\alpha_G$ , entre 0,05 e 0,15. A velocidade superficial de uma fase  $k$  é definida como a razão entre a vazão volumétrica da fase  $q_k$ , e a área transversal do meio de escoamento  $A$ , como segue:

$$j_k = \frac{q_k}{A} \quad (2-44)$$

Na Tabela 2-4, as frações de vazios foram representadas pelos símbolos ●, ▲ e ■ para melhor caracterizar a condição de escoamento nas etapas seguintes do trabalho, onde são apresentados gráficos comparativos entre os dados experimentais e resultados do modelo CFD.

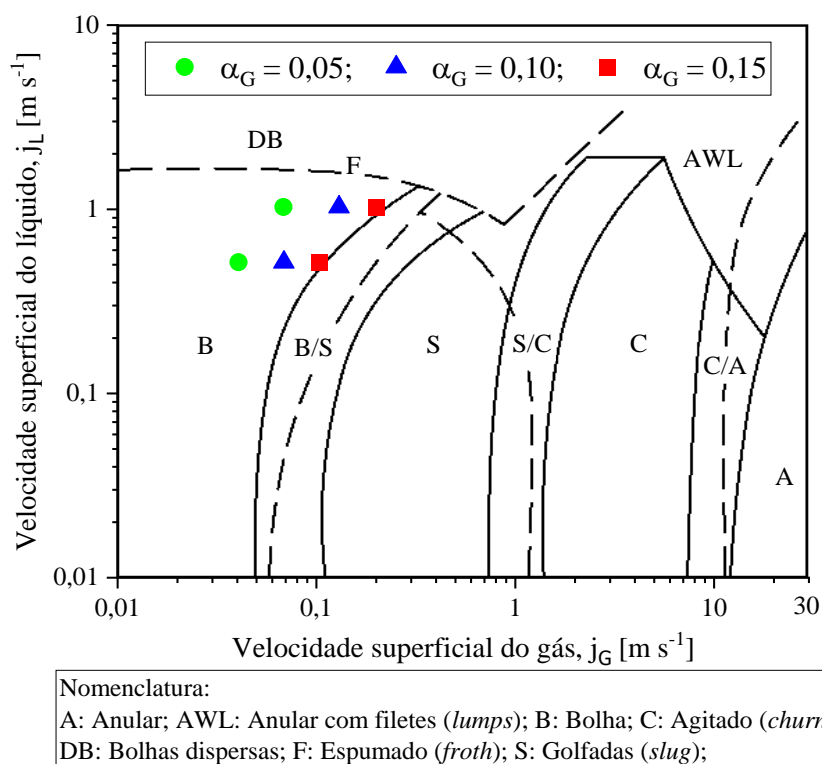
Além disso, de acordo com o autor (HIBIKI et al., 2003), os dados experimentais médios com a área (*area-averaged*) têm desvio experimental médio como segue:

- a) Fração de vazio:  $\pm 12,8\%$
- b) Velocidade superficial:  $\pm 14,9\%$ ,
- c) Concentração de área interfacial:  $\pm 6,95\%$ .

O autor declara que todos os dados experimentais apresentados em seu trabalho se encontram dentro do regime de bolhas, apesar disso, como forma de confirma tal afirmação e obter mais informações sobre o regime de escoamento em que se encontram os dados da Tabela 2-4, utilizou-se o mapa de escoamento proposto por (KELESSIDIS; DUKLER, 1989) para um canal anular concêntrico.

Neste mapa, reproduzido na Figura 2-8, o eixo x representa a velocidade superficial do gás e o eixo y representa a velocidade superficial do líquido. Portanto, de posse das velocidades superficiais do gás e do líquido, é possível avaliar em qual regime um determinado escoamento se encontra.

Como mostrado na Figura 2-8, os escoamentos nas frações de vazios de 0,05 e 0,10 estão no regime bolha (B), enquanto os escoamentos na fração de vazio de 0,15 encontram-se próximos da região de transição para o regime de bolha-golfadas (B/S). Nessa região, se intensificam as distorções nas bolhas e os fenômenos de coalescência se tornam mais importantes.



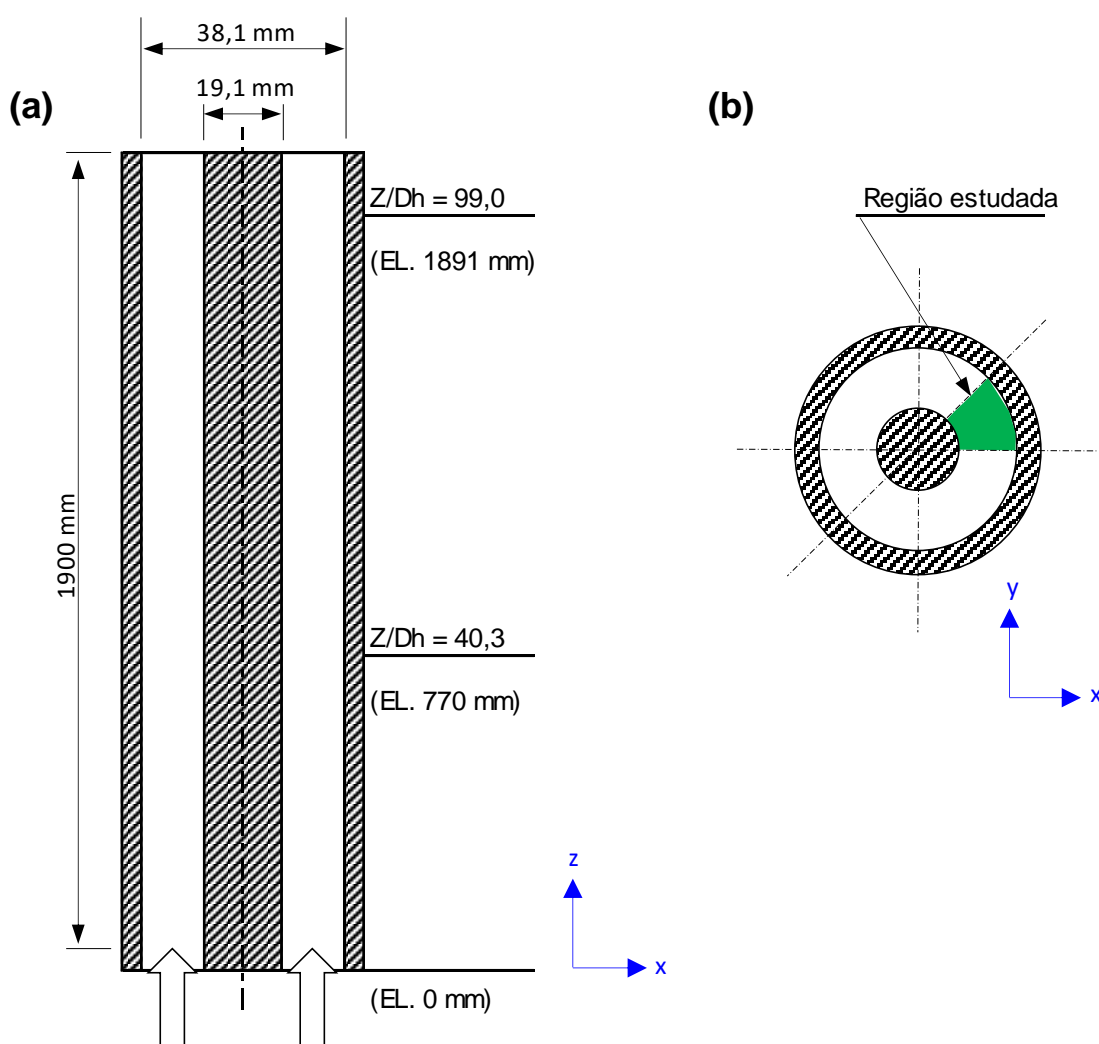
**Figura 2-8 – Indicação dos dados experimentais de (HIBIKI et al., 2003) sobre uma reprodução do mapa de regimes de escoamento de (KELESSIDIS; DUKLER, 1989).**

#### 2.4.3.2 Geometria do modelo CFD

A geometria do modelo CFD visa representar o canal anular descrito por (HIBIKI et al., 2003). Na Figura 2-9a, o canal anular possui comprimento de 1900 mm, diâmetro do cilindro interno 19,1 mm e do tubo externo 38,1 mm. Desse modo, o espaço anular é de 9,5 mm e o diâmetro hidráulico,  $D_h$  é de 19,1 mm. Os

resultados do modelo são tomados nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ , que correspondem às elevações  $765,7$  e  $1881$  mm em relação à entrada do canal, respectivamente.

Como forma de reduzir o esforço computacional do modelo CFD, tornando mais ágil a convergência do modelo, adotou-se uma geometria simétrica tomando-se  $1/8$  do canal anular de escoamento, como destacado na Figura 2-9b.

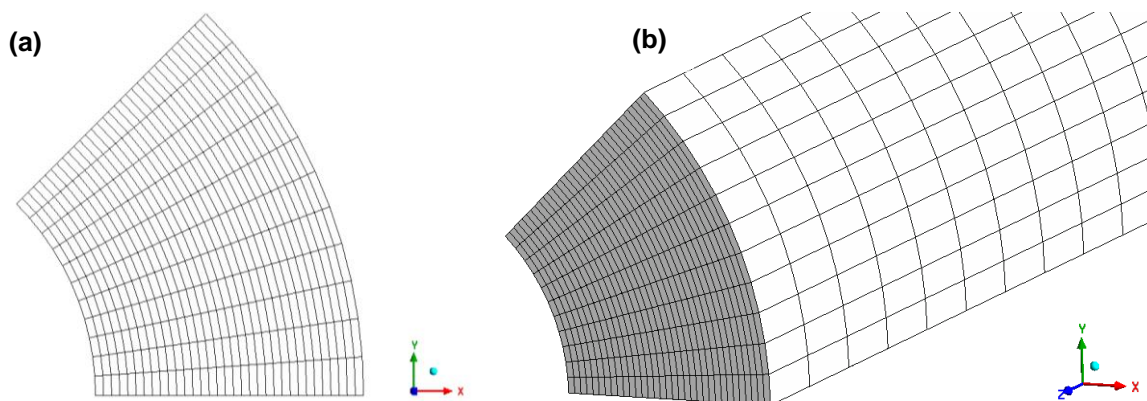


**Figura 2-9 – Desenho esquemático do canal anular: (a) Seção axial e (b) Seção transversal (sem escala).**

#### 2.4.3.3 Malha de discretização

A partir da geometria, construiu-se uma malha de discretização representativa com todos os cuidados relativos à natureza do problema tratado.

Com base na malha de discretização, código CFD resolve as equações diferenciais parciais que compõem o modelo matemático, a saber: da continuidade, quantidade de movimento, turbulência e relações que descrevem os fenômenos de interação entre as fases. A Figura 2-10 apresenta as características da malha.



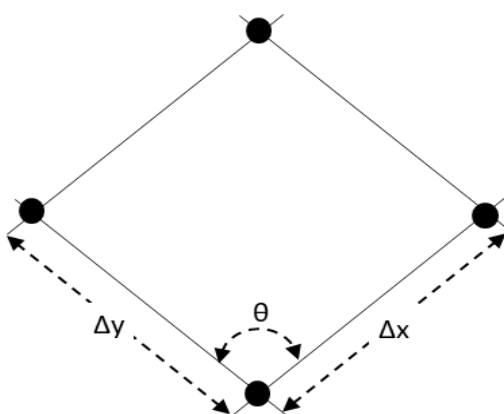
**Figura 2-10 – Malha de discretização do canal anular; (a) Seção transversal; (b) Perspectiva.**

Adotou-se aqui uma malha estruturada composta fundamentalmente por elementos hexaédricos, o que proporciona maior estabilidade e menor custo computacional para escoamentos multifásicos quando comparada a malhas utilizando elementos tetraédricos e prismáticos, por exemplo. De acordo com (YEOH; TU, 2010), células com grandes desvios das faces coplanares (o que pode ocorrer com elementos tetraédricos) podem levar a problemas de convergência e deterioração dos resultados computacionais. Além disso, o autor recomenda evitar, sempre que possível, o uso de elementos tetraédricos nas camadas próximas às paredes. Elementos prismáticos ou hexaédricos são preferidos devido a suas formas regulares.

A etapa de criação da malha é de fundamental importância para assegurar a confiabilidade dos resultados do modelo. Para tanto, deve-se garantir que os resultados obtidos sejam independentes do refinamento da malha. Devido a este fato, um estudo de independência de malha deve ser realizado. Neste estudo, o refinamento da malha foi aumentado progressivamente até que os resultados fossem considerados independentes do refinamento da malha. Para isso, utilizou-se a metodologia descrita no trabalho de (STERN, F., WILSON, R., COLEMAN, H., PATERSON, 2001).

Além da análise de independência de resultados em função da malha, (YEOH; TU, 2010) recomenda que sejam observadas a razão de aspecto e a distorção dos elementos da malha. A razão de aspecto (RA) é dada pela relação entre as dimensões de  $\Delta x$  e  $\Delta y$  mostradas na Figura 2-11. Ainda de acordo com (YEOH; TU, 2010) recomenda-se que a razão de aspecto da malha esteja entre 0,2 e 5,0 sempre que possível, uma vez que, grandes razões de aspecto podem degradar a acurácia da solução e levar à dificuldade de convergência dependendo do método de solução utilizando. Entretanto, de acordo com o autor, para regiões próximas às paredes, este critério pode ser relaxado.

Quanto ao ângulo de distorção (*distortion* ou *skewness*),  $\theta$  (Figura 2-11), este deve estar próximo de  $90^\circ$  sendo que valores menores que  $45^\circ$  e maiores que  $135^\circ$  podem levar a deterioração dos resultados computacionais e instabilidades numéricas (YEOH; TU, 2010).



**Figura 2-11 – Representação da razão de aspecto entre as dimensões  $\Delta x$  e  $\Delta y$  e do ângulo de distorção  $\theta$  em uma malha bidimensional hipotética (YEOH; TU, 2010).**

#### 2.4.3.4 Condições de contorno

Os dados utilizados nas condições de contorno basearam-se nos dados experimentais apresentados na Tabela 2-4. Os parâmetros inseridos nas condições de contorno de entrada do modelo são os dados de velocidades reais de cada fase (dada pela razão entre a velocidade superficial e a fração volumétrica da fase), fração de vazio e IAC. A velocidade real da fase,  $v_k$ , é calculada por:



$$v_k = \frac{j_k}{\alpha_k} \quad (2-45)$$

Sendo que,  $j_k$  é a velocidade superficial da fase e  $\alpha_k$  a fração volumétrica da fase.

Os valores de IAC utilizados como condições de contorno são os mesmos declarados pelo autor dos dados experimentais (HIBIKI et al., 2003) nas análises de modelos empíricos por ele realizadas. A Tabela 2-5, a seguir, apresenta um resumo das condições de contorno de entrada empregadas.

**Tabela 2-5 – Dados das condições de contorno na entrada do canal anular.**

Parâmetro	Fração de vazio ( $\alpha_G$ )		
	0,05 (●)	0,10 (■)	0,15 (▲)
<b>Condição</b>	<b>#1</b>	<b>#2</b>	<b>#3</b>
Vel. Gás, $v_G$ [m s <sup>-1</sup> ]	0,812	0,687	0,687
Vel. Líq., $v_L$ [m s <sup>-1</sup> ]	0,543	0,573	0,607
IAC, $X$ [m <sup>-1</sup> ]	100	175	245
<b>Condição</b>	<b>#4</b>	<b>#5</b>	<b>#6</b>
Vel. Gás, $v_G$ [m s <sup>-1</sup> ]	1,366	1,300	1,340
Vel. Líq., $v_L$ [m s <sup>-1</sup> ]	1,084	1,144	1,212
IAC, $X$ [m <sup>-1</sup> ]	110	200	290

Além dos dados numéricos de entrada, é necessário assumir um conjunto de hipóteses para modelar condições na entrada, na saída e na parede do canal de escoamento. A Tabela 2-6 resume as principais considerações assumidas:

**Tabela 2-6 – Características das condições de contorno do modelo CFD.**

Local	Líquido	Gás
<b>Entrada do canal</b>	Velocidade constante	Velocidade, fração de vazio, distribuição de bolhas e IAC constantes
<b>Saída do canal</b>	Pressão constante	Pressão constante
<b>Parede interna do canal</b>	Fluido aderente à parede	Fluido não aderente à parede
<b>Parede externa do canal</b>	Fluido aderente à parede	Fluido não aderente à parede

Local	Líquido	Gás
Paredes nas posições 0° e 45°	Simetria	Simetria

As condições de entrada especificadas na Tabela 2-6 consideram perfis de gradiente nulo (condição de contorno de *Dirichlet*) para velocidade, fração de vazio, distribuição de bolhas e IAC. De acordo com (RZEHAK; KREPPER, 2013) a utilização de perfis uniformes na entrada não afetam os resultados, contanto que o primeiro ponto de medição esteja à uma distância axial suficiente da entrada.

Junto das paredes considerou-se para a fase líquida a condição de aderência total, enquanto para a fase gasosa, a condição não-aderência à parede, conforme recomendado em (YEOH; TU, 2010). A mesma abordagem é utilizada por (RZEHAK et al., 2017) em seu trabalho envolvendo experimento e simulação CFD de uma coluna de bolhas.

Após definição das condições de contorno, deverão ser estabelecidos os métodos numéricos de solução das equações que compõem o modelo, além da definição do incremento de tempo (*step size*) que proporciona melhor estabilidade ao modelo numérico. Estes parâmetros são definidos com base em trabalhos semelhantes disponíveis, informações presentes nos manuais de códigos CFD e na experiência do autor no presente trabalho.

#### 2.4.3.5 Métodos numéricos

O código utilizado (ANSYS 19.0, 2018) permite o uso de diversos métodos de discretização das equações que compõem o modelo numérico. Devido à grande quantidade de equações envolvidas na modelagem do fenômeno, este tipo de modelo é conhecido por gerar fortes instabilidades chegando, em certos casos à divergência do método numérico. Após investigações preliminares e pesquisas nos manuais do software (ANSYS, 2013a), concluiu-se que o seguinte conjunto de métodos forneceu resultados mais estáveis para as simulações:

- a) Quantidade de movimento: MUSCL (*Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws*) (VAN LEER, 1997);

- b) Fração de vazio: QUICK (*Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics*) (LEONARD; MOKHTARI, 1990);
- c) Energia cinética de turbulência: Terceira ordem – MUSCL;
- d) Taxa de dissipação de energia de turbulência: Terceira ordem – MUSCL;
- e) Concentração de área interfacial: QUICK.

Outro ponto importante para estabilidade numérica do modelo é o ajuste dos fatores de sub-relaxação (*under-relaxation factors*). Estes fatores são utilizados para controlar a razão de atualização dos valores das variáveis a cada iteração. Uma forma simples de representar a ação de um fator de sub-relaxação  $sr$  sobre uma variável genérica  $\varphi$ , é dada por:

$$\varphi_{novo} = \varphi_{velho} + sr \Delta\varphi \quad (2-46)$$

Sendo que  $\Delta\varphi$  corresponde à mudança na variável  $\varphi$  entre iterações (ANSYS, 2013a). Os valores padrões destes fatores são fornecidos pelo fabricante do código computacional sendo considerados valores ótimos para a maioria das aplicações, entretanto, para simulação de casos de alta não linearidade, como escoamentos bifásicos, é prudente reduzir estes fatores para evitar divergência da solução (ANSYS, 2013b).

A seguir, a Tabela 2-7 apresenta os valores adotados, após diversas tentativas, e que propiciaram convergência e estabilidade adequadas:

**Tabela 2-7 – Fatores de sub-relaxação originais e adotados no modelo CFD.**

Variável	Fatores de sub-relaxação padrões	Fatore de sub-relaxação adotados
Pressão	0,3	0,3
Densidade	1,0	1,0
Força de corpo (gravitacional)	1,0	1,0
Quantidade de movimento	0,7	0,5
Fração volumétrica	0,5	0,3
Energia cinética de turbulência	0,8	0,5
Taxa de dissipação de energia de turbulência	0,8	0,5

Variável	Fatores de sub-relaxação padrões	Fatore de sub-relaxação adotados
Viscosidade de turbulência	1,0	0,5
Concentração de área interfacial	0,3	0,3

#### 2.4.3.6 Resultados esperados

As simulações são inicializadas com valores uniformes de velocidades das fases, frações de vazão e IAC baseados nas condições de contorno. O modelo computacional opera em regime transiente, mudando de passo de discretização após atingir o critério de convergência (que se baseia em minimizar o erro residual das variáveis) para cada uma das equações envolvidas na solução numérica. Além do critério de convergência, durante a evolução da simulação, são monitorados os parâmetros de interesse no modelo como fração de vazão, IAC e balanço de massa entre a entrada e saída do domínio computacional. Quando estes parâmetros atingem a estabilidade, ou seja, atingem o regime permanente, considera-se que o modelo convergiu para a solução e se encontra em regime permanente.

Com o modelo desenvolvido, espera-se obter as distribuições radiais de fração de vazão, diâmetro médio de bolhas, velocidade das fases e IAC para que estes resultados possam ser comparados com os dados experimentais de referência.

## 2.5 Resultados e discussões

### 2.5.1 Avaliação dos modelos

A seguir, adota-se um conjunto de modelos numéricos para simulação do escoamento bifásico no canal anular, sendo que, em uma primeira etapa, se avalia o efeito da resolução malha de discretização nos resultados e, após isso, os resultados do modelo são comparados com os dados experimentais de referência.

### 2.5.1.1 Avaliação da malha de discretização

Para realização da análise de independência dos resultados quanto à malha de discretização, emprega-se aqui a metodologia de (STERN, F., WILSON, R., COLEMAN, H., PATERSON, 2001) o refinamento da malha é variado, na razão de  $\sqrt{2}$  conforme recomendado pelo autor. De acordo com a metodologia proposta, Tabela 2-8 apresenta a variação no refinamento das malhas na direções radial, angular e axial da geometria do canal anular, de modo que para cada configuração, é obtida uma quantidade de elementos.

**Tabela 2-8 – Características das malhas de discretização analisadas.**

Malha	Direção radial		Direção angular		Direção axial		N° Elementos
	N° divisões	$\Delta r$ [m]	N° divisões	$\Delta \theta$ [m]	N° divisões	$\Delta z$ [m]	
A	8	1,14E-03	3	5,68E-03	112	1,70E-02	2688
B	12	8,03E-04	4	4,02E-03	158	1,20E-02	7584
C	17	5,68E-04	5	2,84E-03	223	8,52E-03	18955
D	24	4,02E-04	7	2,01E-03	315	6,02E-03	52920
E	33	2,84E-04	11	1,42E-03	446	4,26E-03	161898
F	47	2,01E-04	15	1,00E-03	631	3,01E-03	444855

Para a definição do número de divisões nas direções radial e angular se manteve uma razão de aspecto de 5, seguindo o critério recomendado por (YEOH; TU, 2010) na geração de malhas para escoamento multifásico. É importante mencionar que a variação do espaçamento na direção axial tem pouca influência nos resultados do modelo, portanto nessa direção utilizou-se uma razão de aspecto de 15. Esse fato é reportado nos trabalhos de (LOPEZ DE BERTODANO; LAHEY; JONES, 1994) e (GUÉDON; BESAGNI; INZOLI, 2017) e posteriormente verificado no presente trabalho (seção 2.5.2.1).

Quanto ao ângulo de distorção, este ficou próximo de 90° para todas as malhas obtidas.

Para realização do estudo de independência quanto à malha, são utilizadas as condições de contorno com as características definidas na Tabela 2-6 e, como dados de entrada, é adotada a condição #6 da Tabela 2-5.

A escolha desta condição de contorno deve-se ao fato de ser a situação de maior velocidade de escoamento no canal, o que proporciona uma menor espessura da camada limite laminar, demandando maior refinamento na parede e, portanto, maior quantidade de elementos.

De acordo com pesquisa feita na literatura, e com base na experiência obtida na utilização do código computacional (ANSYS 19.0, 2018), foi adotado o seguinte conjunto de modelos numéricos para realizar este estudo de malhas (Tabela 2-9):

**Tabela 2-9 – Características do modelo – Modelo Convencional.**

Relações de fechamento	Modelo
Força de arrasto	(SCHILLER; NAUMANN, 1935)
Força de <i>sustentação</i> ( <i>lift</i> )	(TOMIYAMA et al., 2002)
Força de lubrificação de parede	(ANTAL; JR; FLAHERTY, 1991)
Força de dispersão turbulenta	(LOPEZ DE BERTODANO; JAN; BEUS, 1997)
Força de massa virtual	(DREW; LAHEY, 1993)
Turbulência induzida por bolhas	(SATO; SEKOGUCHI, 1975)
Fragmentação de bolhas	(HIBIKI; ISHII, 2000).
Coalescência de bolhas	(HIBIKI; ISHII, 2000).
Turbulência	$k-\epsilon$ (LAUNDER; SPALDING, 1972)

Os modelos apresentados na Tabela 2-9 apresentaram boa estabilidade numérica, o que possibilitou a realização do estudo dentro de um prazo exequível com os recursos disponíveis<sup>7</sup>. Para esse estudo de malhas, utilizou-se um passo de tempo (*time step*) constante de  $2 \times 10^{-4}$  s e as simulações obtiveram convergência após 37500 iterações, o que corresponde à simulação de um escoamento de 7,5 s no canal anular.

A Figura 2-12 e a Figura 2-13 apresentam os resultados do estudo de malhas para duas posições axiais (ou elevações) do canal de escoamento a saber:  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$  o que corresponde às elevações 770 mm e 1891 mm, respectivamente.

<sup>7</sup> A simulação de cada caso levou em média 11 horas para ser finalizada, utilizando 4 núcleos de processamento.

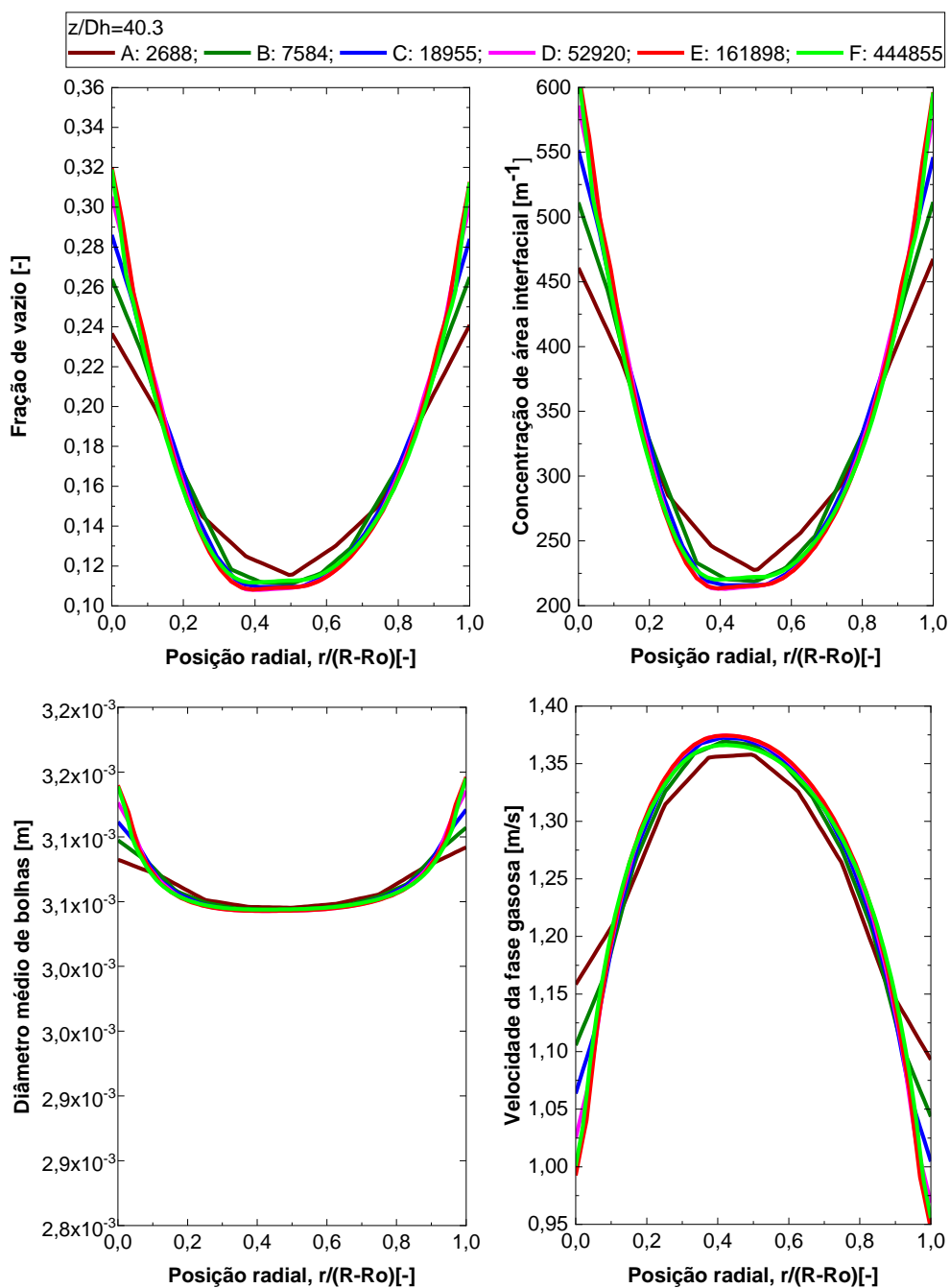


Figura 2-12 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na posição axial,  $z/D_h = 40,3$ .

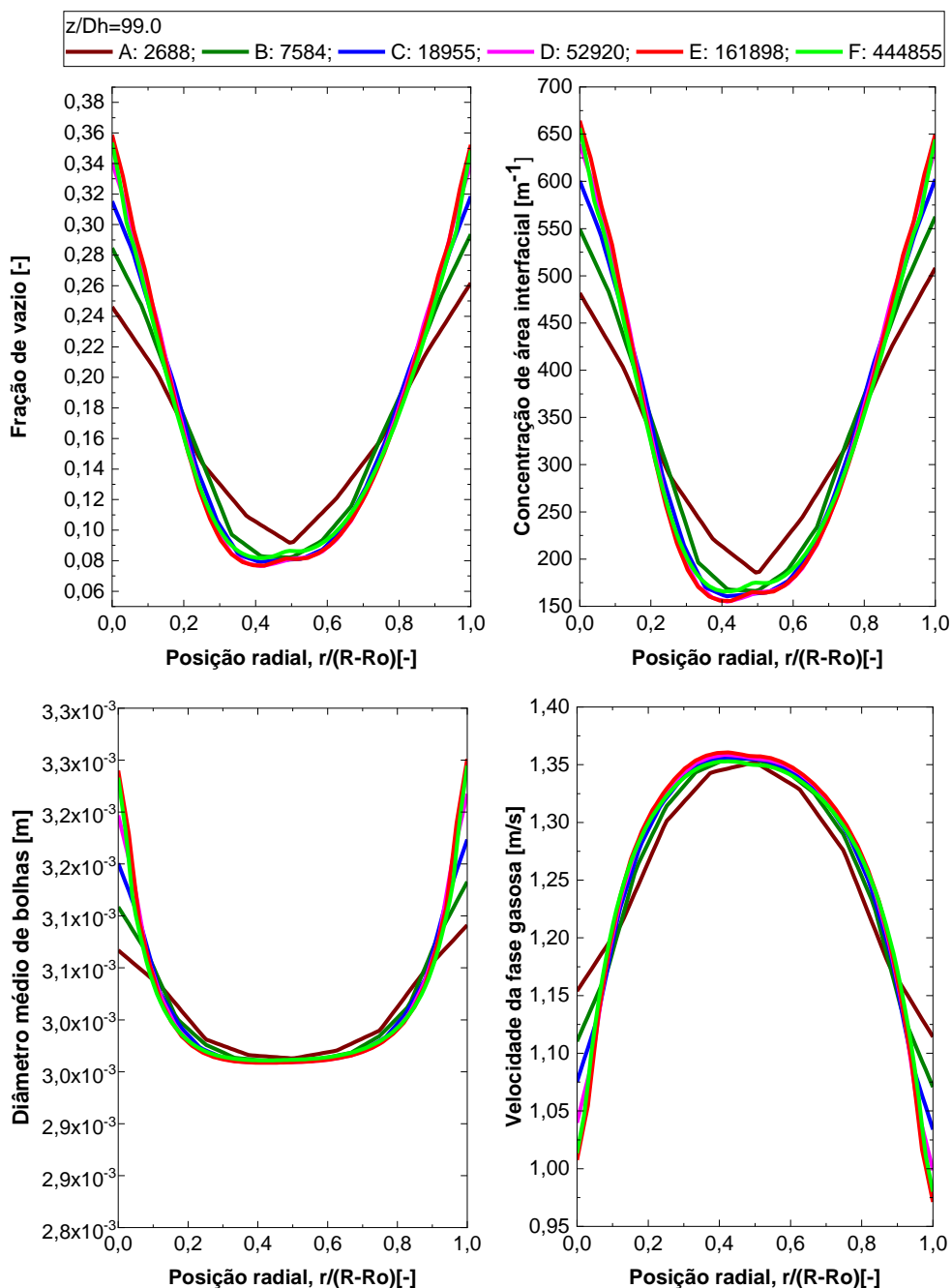


Figura 2-13 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na posição axial,  $z/D_h = 99,0$ .

Observa-se nos perfis obtidos, que as malhas A, B e C apresentaram os maiores desvios em relação às demais malhas. Destaca-se maior discrepância nas regiões próximas à parede do canal, devido a ser a região com gradientes de velocidade mais acentuados. As malhas D, E e F apresentaram maior proximidade entre si, sendo que as malhas E e F tiveram a melhor concordância. Com isso,



julga-se que, a partir da malha E, os resultados são independentes da malha e, portanto, esta será utilizada nas etapas seguintes do trabalho.

#### 2.5.1.2 Resultados do modelo

Uma vez escolhida a malha de discretização, se parte para a avaliação dos resultados do modelo quanto aos dados experimentais de (HIBIKI et al., 2003). A Figura 2-14 apresenta um comparativo entre os resultados do modelo para três frações de vazios,  $\alpha_G = 0,05, 0,10$  e  $0,15$ , e duas velocidades superficiais de líquido,  $j_L = 0,516 \text{ m s}^{-1}$  e  $1,03 \text{ m s}^{-1}$ , ambas medidas em duas posições axiais,  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

Conforme apresentado na Tabela 2-9, acima, para o estudo de malhas e para o presente estudo comparativo, foram utilizados modelos numéricos convencionais, disponíveis no código CFD empregado.

Quanto aos resultados de fração de vazio (Figura 2-14) e IAC (Figura 2-15), estes mostraram perfis semelhantes entre si devido à proporcionalidade entre estes dois parâmetros, expressa na Eq.(2-24) e devido à baixa taxa de coalescência e fragmentação exibida nos perfis de distribuição de diâmetros de bolha (Figura 2-16). Contudo, os perfis nas regiões próximas às paredes do canal de escoamento não apresentaram a atenuação observadas nos dados experimentais de (HIBIKI et al., 2003). Observa-se que, nas proximidades das paredes do canal, os perfis apresentados pela simulação se intensificaram demasiadamente, mostrando que as forças de sustentação do modelo de (TOMIYAMA et al., 2002) superaram em grande medida as forças de lubrificação de parede determinadas pelo modelo de (ANTAL; JR; FLAHERTY, 1991), que atuam em sentido oposto. Este fato pode ser observado por meio dos gráficos apresentados no APÊNDICE C, onde são apresentadas as distribuições radiais dos termos fontes da equação de quantidade de movimento.

Resultados semelhantes aos observados acima foram reportados no trabalho de (LUBCHENKO et al., 2018), que também observou frações de vazios demasiadamente elevadas próximo da parede num escoamento vertical ar-água isotérmico. Este o autor propõe o uso de correções na formulação da força de sustentação, com base no trabalho de (SHAVER; PODOWSKI, 2015), e uma nova

concepção para a força de lubrificação de parede com o objetivo de tentar simular a atenuação da fração de vazio observada experimentalmente. Outro autor que recentemente obteve resultados satisfatórios utilizando a correlação na força de sustentação, proposta por (SHAVER; PODOWSKI, 2015), foi (COLOMBO; FAIRWEATHER, 2019) que também avalia em seu trabalho a influência de modelos de turbulência em escoamento isotérmico bifásico.

Como mencionado anteriormente as simulações foram realizadas em duas velocidades superficiais de líquido,  $j_L = 0,516$  e  $1,03 \text{ m s}^{-1}$ . Como mostrado na Figura 2-14 e na Figura 2-15, na condição de baixa velocidade superficial de líquido, os perfis de fração de vazio e IAC gerados são praticamente planos na região central do canal de escoamento (condições #1 a #3) com uma leve acentuação na região das paredes. Entretanto, para velocidade superficial de líquido mais alta (condições #4 a #6) as forças responsáveis pela migração da fase gasosa perpendicularmente ao escoamento (forças de sustentação) se desenvolvem com maior intensidade, criando perfis de fração de vazio e IAC mais proeminentes na região das paredes – tendo em conta a alta velocidade relativa entre as fases e alta vorticidade da fase líquida, o que aumenta a força de sustentação – e menos concentrados na região central do canal de escoamento. Esta tendência é observada de forma semelhante nos dados experimentais, exceto pela redução da fase gasosa nas vizinhanças das paredes não apresentada nos resultados da simulação.

Na distribuição de diâmetro médio de bolhas mostrada na Figura 2-16, os perfis de bolhas obtidos foram praticamente constantes mostrando uma leve tendência de coalescência nas paredes, possivelmente relacionada com a maior fração de vazio na parede do canal.

Por outro lado, os dados experimentais exibem diâmetros de bolhas reduzidos nas paredes, o que poderia levar à conclusão de que resultados da simulação não reproduzem satisfatoriamente o fenômeno observado nessa região. Entretanto, esta redução de diâmetro médio de bolhas nas paredes, observada nos dados experimentais de (HIBIKI et al., 2003), deve-se, segundo o autor, ao fato de que apenas uma fração do diâmetro da bolha passa nas proximidades da parede do canal de escoamento fazendo com que somente uma fração do “corpo” da bolha seja captado pela sonda de medição (duplo sensor de condutividade pontiforme),

resultando numa redução aparente do diâmetro médio de bolha nas proximidades parede do canal.

Além disso, o fato da significativa variabilidade observada nos dados experimentais de diâmetros de bolhas pode também estar relacionada ao método de medição que ora capta a dimensão da extremidade do “corpo” da bolha, ora capta a dimensão na sua porção central. O modelo numérico, por outro lado, apresenta os resultados do diâmetro de bolhas baseado na distribuição de fração de vazio e IAC que são calculados, desde as condições de contorno, por meio de suas equações de transporte e modelos de relações de fechamento.

Do ponto de vista experimental, o uso de métodos alternativos de medição como um sensor do tipo *wire mesh* poderia ter minimizado o problema relatado pelo autor, uma vez que, com esta técnica o sensor ocupa toda a área da seção transversal do escoamento proporcionando perfis mais suaves devido à maior quantidade de pontos de medição em comparação com o sensor pontual, o que permite capturar em maiores detalhes a curvatura da interface gás-líquido, como apresentado no trabalho de (PRASSER; D. SCHOLZ; ZIPPE, 2001) e (MANERA et al., 2009).

Quanto aos perfis de velocidade destacados na Figura 2-17, estes exibiram concordância satisfatória com os dados experimentais, apenas exibindo maior atenuação na região central do canal de escoamento, possivelmente causada pelo modelo de força de dispersão turbulenta que tende a proporcionar um “achatamento” nos perfis.

O emprego de frações de vazios crescentes nas condições de contorno (de 0,05 a 0,15) não resultou em influência significativa nos perfis de velocidade, indicando pouca relação entre a força de arrasto e o aumento da fração de vazio no intervalo proposto. Observa-se apenas um ligeiro aumento na velocidade média da fase gasosa em todas as condições (dados disponíveis no APÊNDICE B).

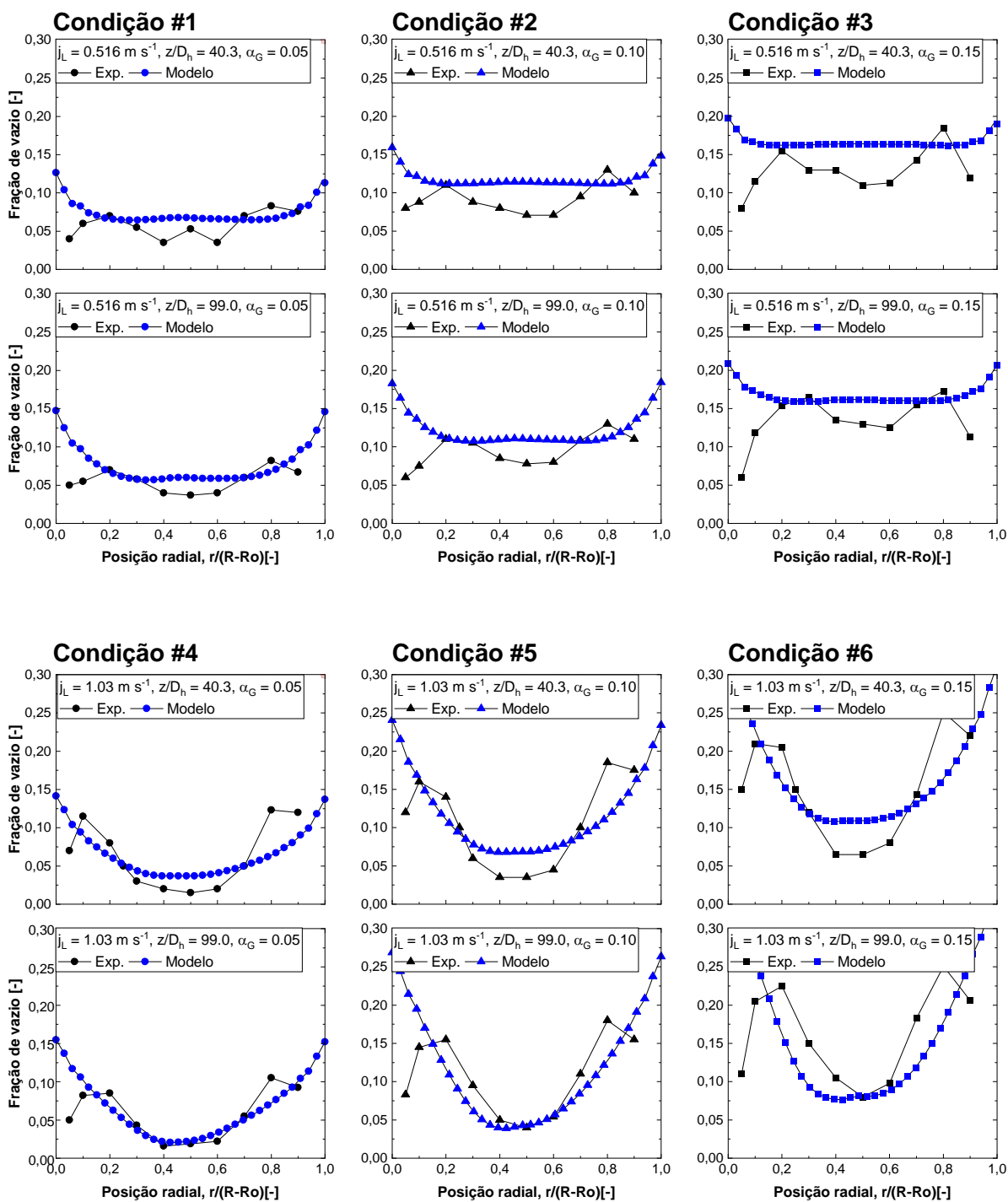


Figura 2-14 – Perfis de fração de vazio: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

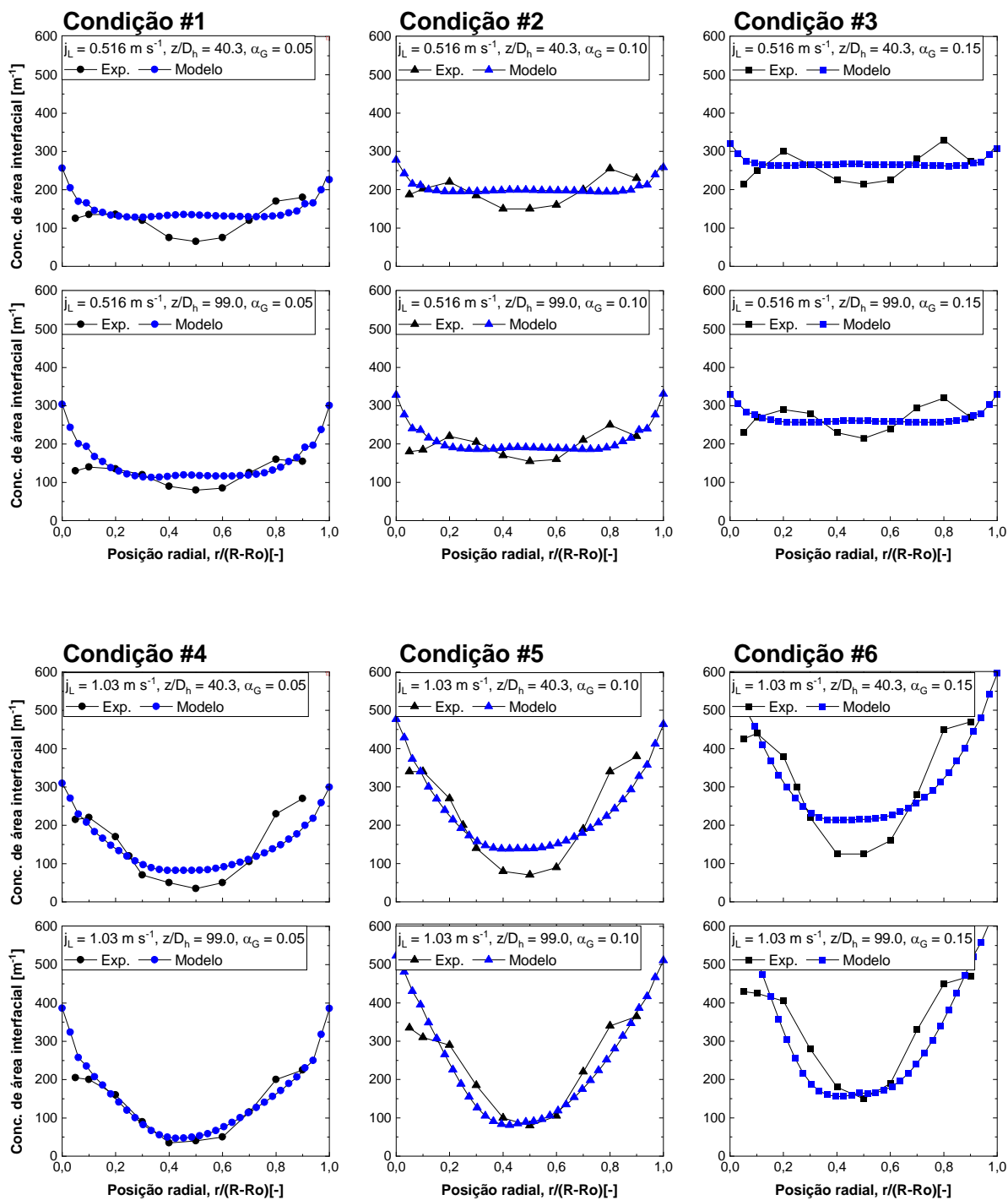


Figura 2-15 – Perfis de concentração de área interfacial: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

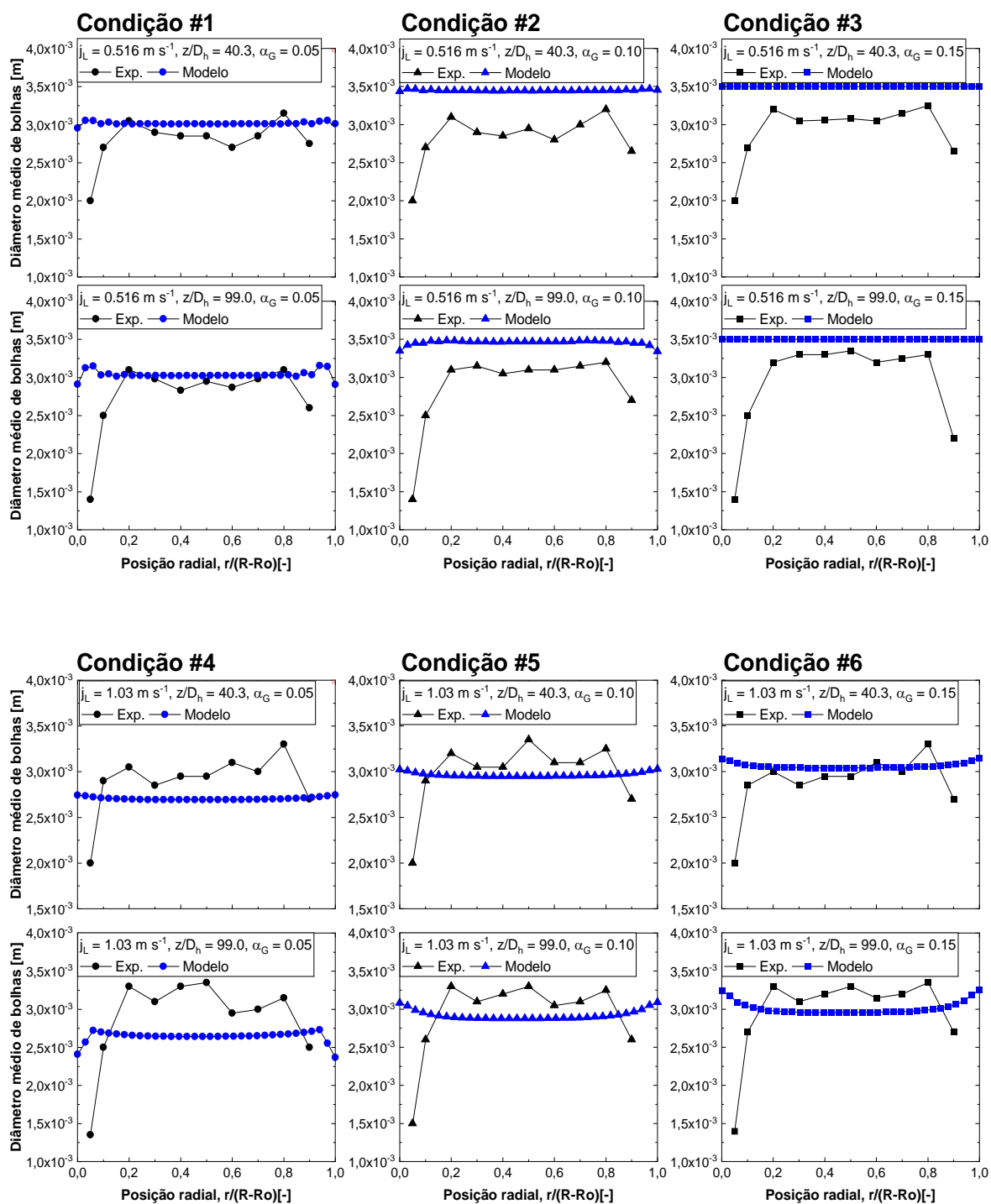


Figura 2-16 – Perfis de diâmetro médio de bolhas: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

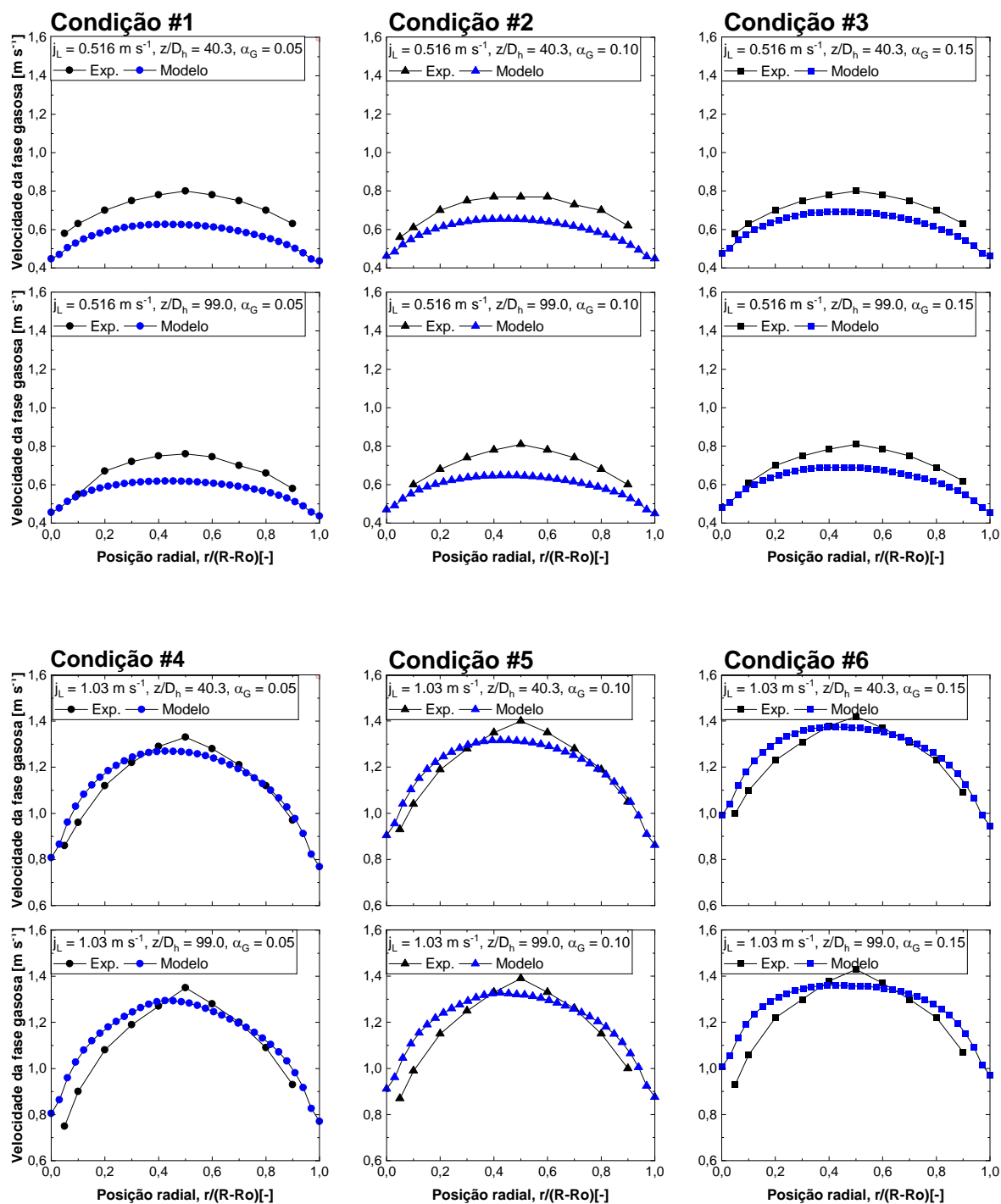


Figura 2-17 – Perfis de velocidade da fase gasosa: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

## 2.5.2 Avaliação do modelo de força de sustentação (*lift*)

Como observado na seção anterior (2.5.1), os perfis de fração de vazio e IAC obtidos pela simulação apresentaram valores elevados na região das

paredes do canal, não produzindo a atenuação destes perfis exibidas nos dados experimentais de referência. Com isso, nesta seção, propõe-se a utilização da correção sugerida por (SHAYER; PODOWSKI, 2015) no modelo de força de sustentação junto à parede, conforme descrito na Seção 2.3.2.2.2, por meio da Eq.(2-16).

Este modelo foi implantado por meio da ferramenta *User Defined Function* (UDF) disponível no código (ANSYS 19.0, 2018) (ver APÊNDICE A), de modo que, numa primeira etapa, analisa-se a dependência do modelo proposto com a resolução malha de discretização e, em seguida, verifica-se o desempenho do modelo quanto aos dados experimentais de referência.

### 2.5.2.1 Avaliação da malha de discretização

Com a finalidade de avaliar o efeito do modelo de ajuste do coeficiente de força de sustentação de (SHAYER; PODOWSKI, 2015) na malha de discretização, a Figura 2-18 e a Figura 2-19 apresentam os resultados da simulação utilizando as malhas propostas anteriormente, na Tabela 2-8, e modelos numéricos propostos na Tabela 2-10, a seguir:

**Tabela 2-10 – Características do modelo com ajuste no coeficiente de força de sustentação.**

Relações de fechamento	Modelo
Força de arrasto	(SCHILLER; NAUMANN, 1935)
<b>Força de sustentação (<i>lift</i>)</b>	(TOMIYAMA et al., 2002) e <b>(SHAYER; PODOWSKI, 2015)</b>
Força de lubrificação de parede	(ANTAL; JR; FLAHERTY, 1991)
Força de dispersão turbulenta	(LOPEZ DE BERTODANO; JAN; BEUS, 1997)
Força de massa virtual	(DREW; LAHEY, 1993)
Turbulência induzida por bolhas	(SATO; SEKOGUCHI, 1975)
Fragmentação de bolhas	(HIBIKI; ISHII, 2000).
Coalescência de bolhas	(HIBIKI; ISHII, 2000).
Turbulência	k-ε (LAUNDER; SPALDING, 1972).



Os resultados das simulações para as diferentes malhas de discretização adotadas, são apresentados nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

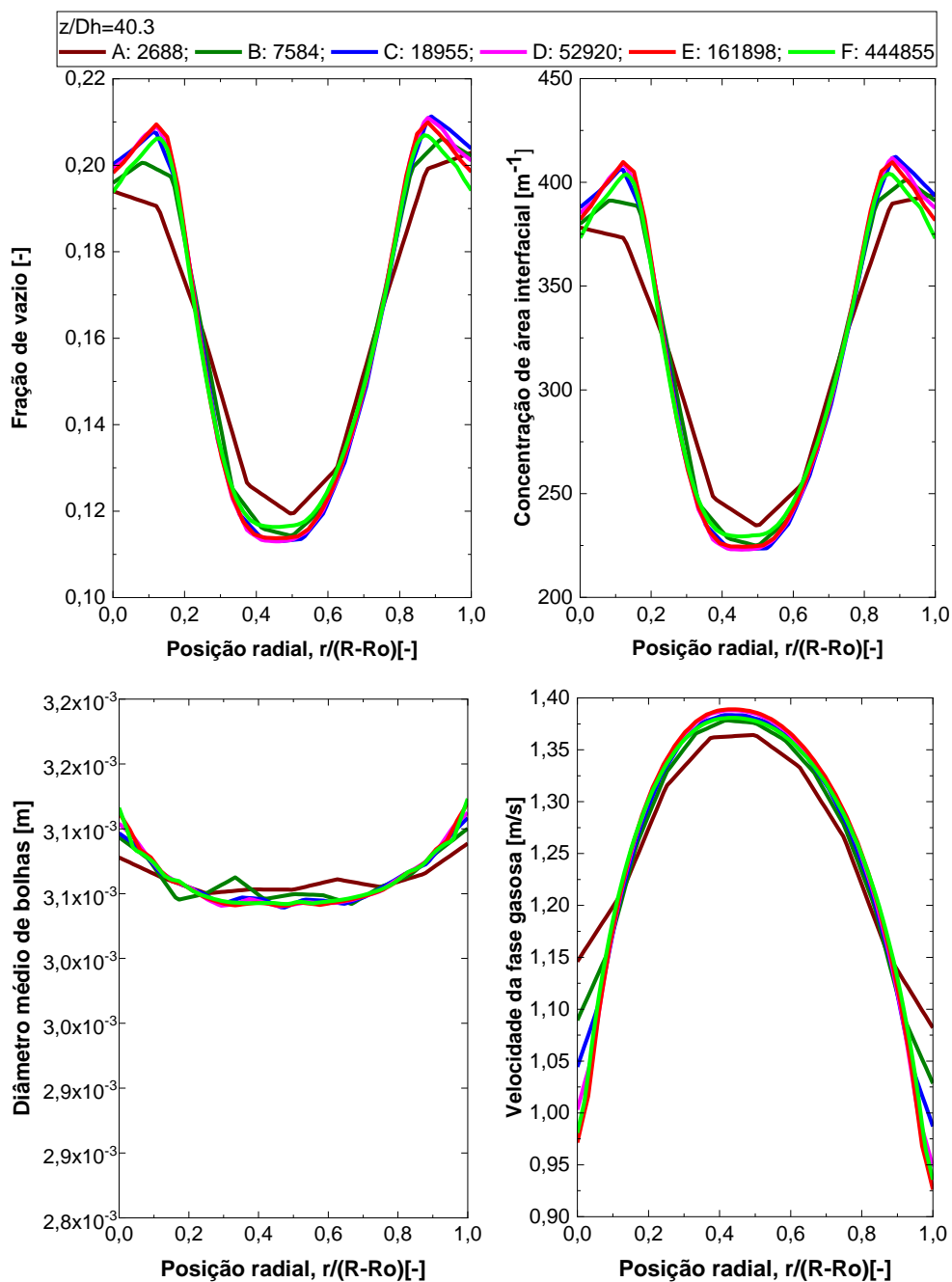
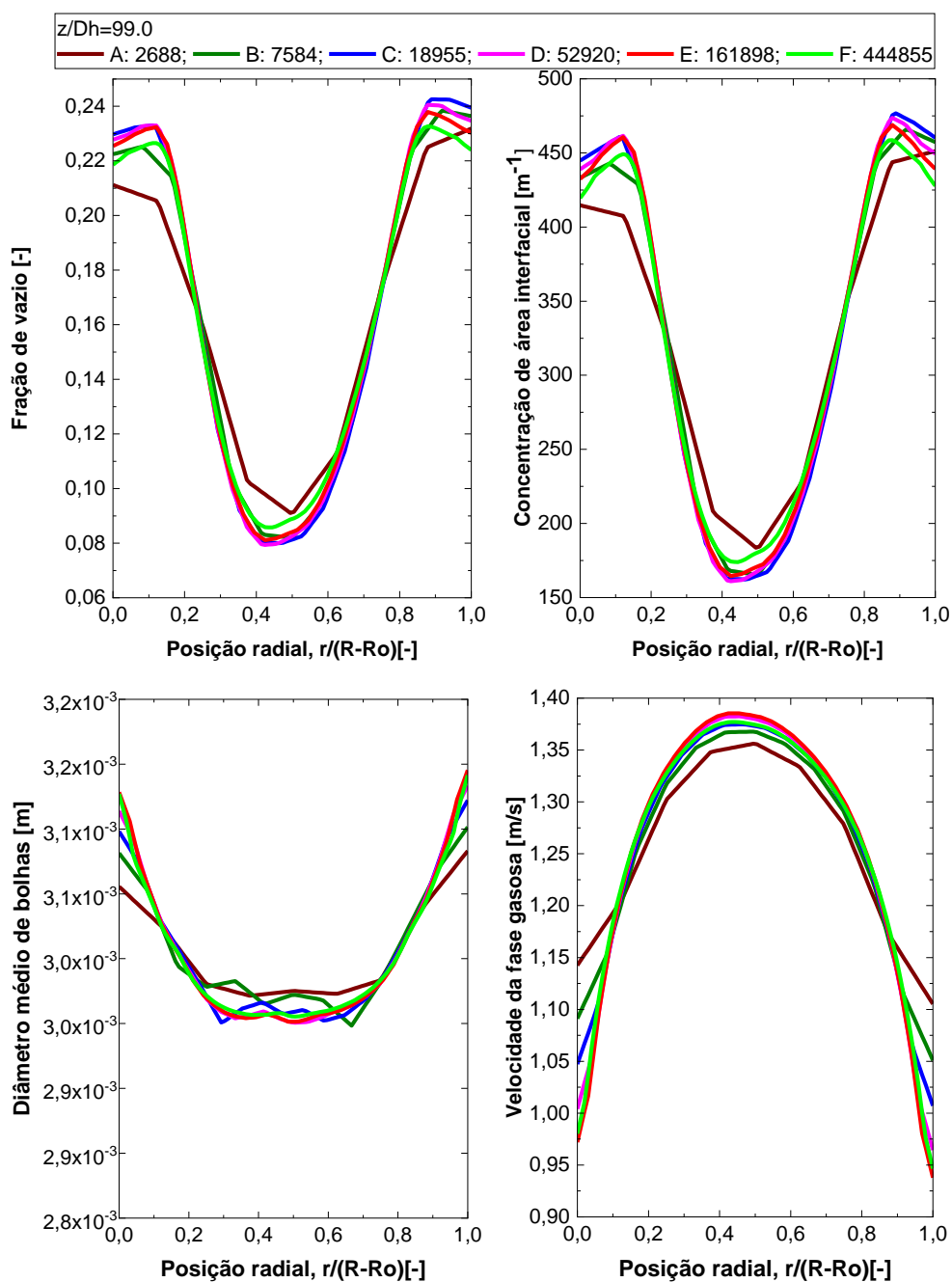


Figura 2-18 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na posição axial,  $z/D_h = 40,3$ .



**Figura 2-19 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na posição axial,  $z/D_h = 99,0$ .**

Assim como verificado anteriormente, na seção 2.5.1, observa-se uma maior proximidade entre os perfis dados pelas malhas D, E e F. Cabe ressaltar que nos perfis de fração de vazio e IAC existe uma tendência de divergência entre os resultados próximos à parede e na região central do canal de escoamento, existindo maior concordância entre as malhas D e E do que entre as malhas E e F, o que

sugere uma dependência da malha com o modelo. Por outro lado, para distribuição de bolhas e velocidades de interface os resultados das malhas D, E e F exibiram boa concordância entre si. Com isso, assim como na seção 2.5.1, será adotada a malha E para os estudos subsequentes.

Além da avaliação da resolução global da malha, nas três direções, axial, angular e axial, avaliou-se qual a influência da resolução da malha somente na direção axial, uma vez que para essa região se adotou a maior razão de aspecto da malha.

O objetivo é verificar a influência da razão de aspecto na direção axial sobre os resultados do modelo. Para tanto, fixou-se a discretização da malha E nas direções radial e angular, e se alterou o número de divisões da malha na direção axial, de acordo com a Tabela 2-11, aumentando-se ainda mais a razão de aspecto na direção axial. A alteração no número de divisões da malha seguiu a razão de  $\sqrt{2}$  de acordo com a metodologia de (STERN; WILSON; SHAO, 2006). Com isso, foram obtidas as seguintes malhas:

**Tabela 2-11 – Características das malhas adotadas para avaliação da resolução da discretização na direção axial do canal de escoamento.**

Malha	Direção radial		Direção angular		Direção axial		N° Elementos
	N° divisões	$\Delta r$ [m]	N° divisões	$\Delta \theta$ [m]	N° divisões	$\Delta z$ [m]	
E1	33	2,84E-04	11	1,42E-03	158	1,20E-02	57354
E2					223	8,52E-03	80949
E3					315	6,02E-03	114345
E					446	4,26E-03	161898

Os resultados do modelo são apresentados a seguir para as posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$  na Figura 2-20 e na Figura 2-21 respectivamente.

De acordo com o observado nas Figura 2-20 e Figura 2-21 conclui-se que para a alteração na resolução da malha na direção axial não tem efeito significativo sobre os resultados do fenômeno estudado (GUÉDON; BESAGNI; INZOLI, 2017) de que o aumento da razão de aspecto na direção axial permite aumentar a velocidade dos cálculos devido à menor resolução da malha demandada.

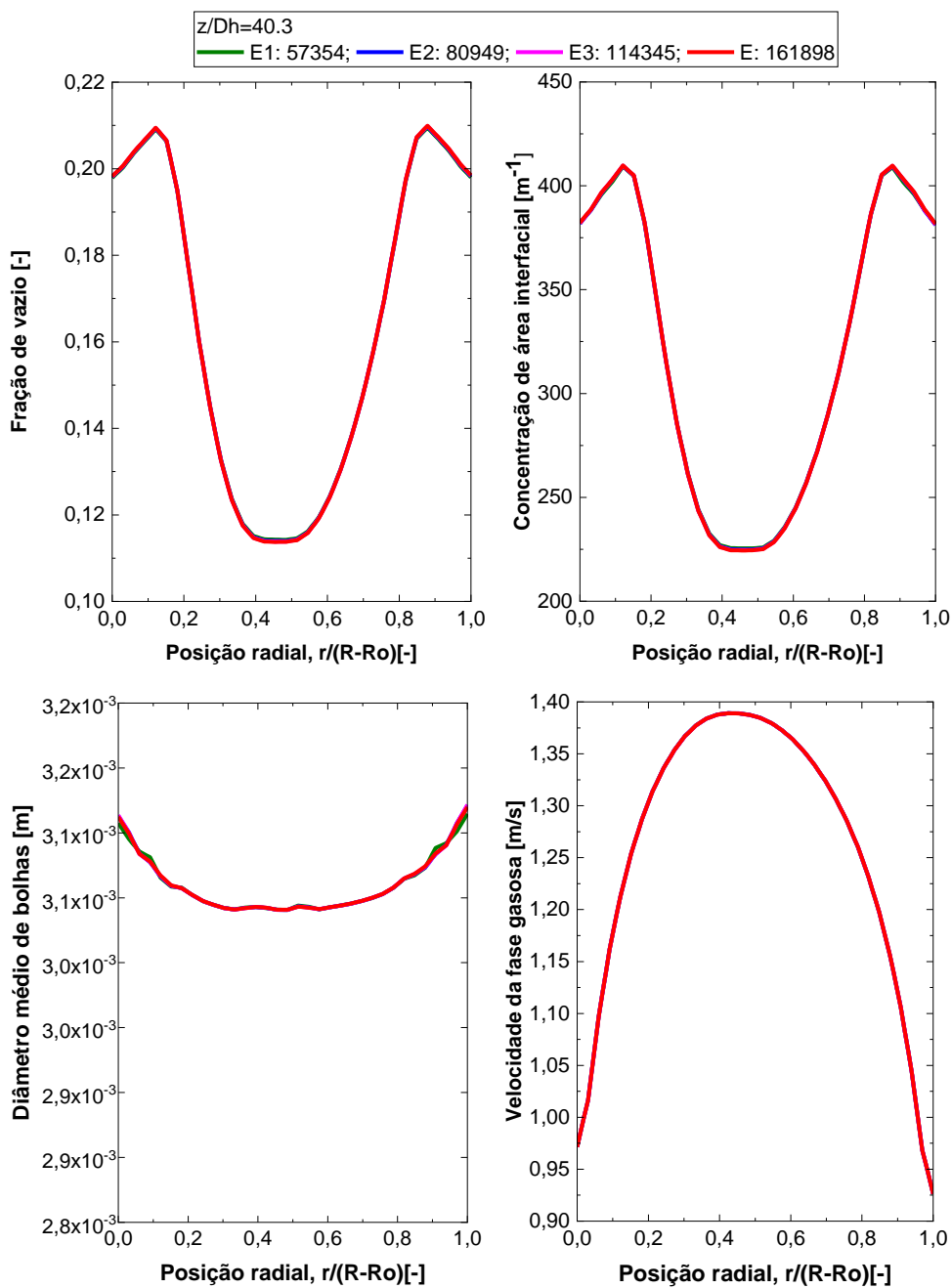
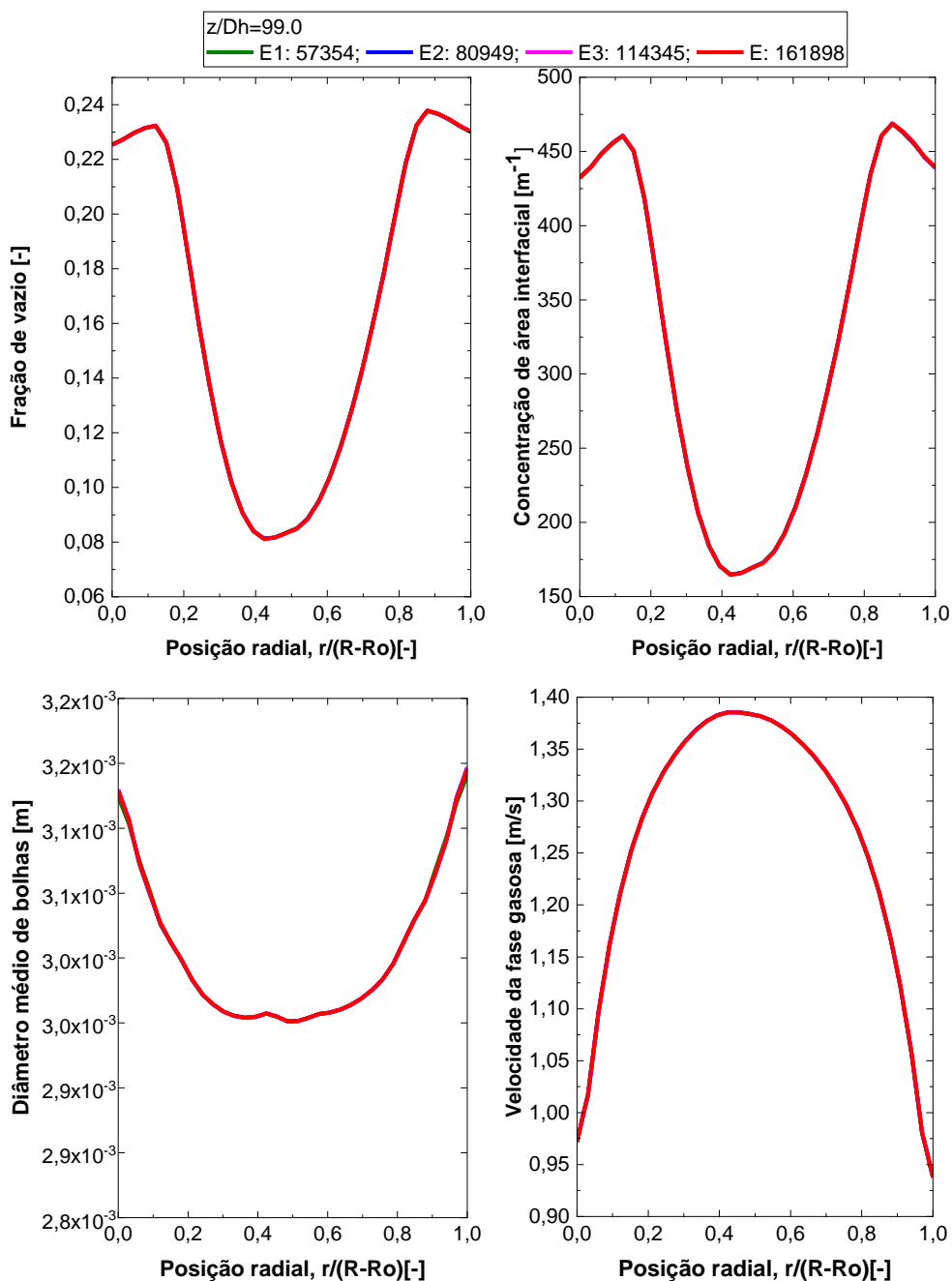


Figura 2-20 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na direção axial, para a elevação  $z/D_h = 40,3$ .



**Figura 2-21 – Avaliação dos perfis de fração de vazio, concentração de área interfacial, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa quanto à resolução da malha de discretização na direção axial, para a elevação  $z/D_h = 99,0$ .**

Portanto, mesmo sendo possível utilizar malhas menos refinadas na direção axial, será mantida a malha E definida anteriormente, pois a sua utilização não representa impacto importante para os recursos computacionais disponíveis.

Além das questões relacionadas ao refinamento da malha de discretização, outro aspecto que merece avaliação diz respeito às posições de medição dos resultados,  $z/D_h$ .

Assim como sugerido nos trabalhos de (RZEHAKE; KREPPER, 2013) e (LIU; HIBIKI, 2018), é importante avaliar se a posição axial de medição, em especial  $z/D_h = 40,3$ , está distante o suficiente da entrada, de modo que os perfis medidos não sejam distorcidos pelas condições de contorno.

De acordo com (MILLIES; MEWES, 1999), citado por (HIBIKI et al., 2003), uma coluna de bolhas apresenta quatro processos de coalescência e fragmentação no sentido do escoamento: (a) bolhas primárias, (b) bolhas secundárias, (c) estado de equilíbrio entre coalescência e fragmentação e (d) coalescência na superfície livre, podendo ocorrer a formação de espuma. As bolhas primárias são formadas no distribuidor de ar, na base da coluna onde ocorrem processos intensos de coalescência e fragmentação. A partir desses processos, são formadas as bolhas secundárias que, segundo o autor, são fracamente influenciadas pelas características do distribuidor. Portanto, é importante que o primeiro ponto de medição esteja à distância suficiente da região de bolhas primárias.

A seguir, a Figura 2-22 apresenta os contornos de velocidade tomados no plano axial e radial nas duas posições de medição. Para isso, devido à grande relação entre comprimento e largura do canal anular, este foi posicionado em perspectiva para permitir a sua apresentação por completo. Observa-se que a conformação dos perfis de velocidade ocorre à distância suficiente do primeiro ponto de medição, ou seja, sem influenciar os resultados nesta posição.

Além disso, foram avaliadas as velocidades da fase gasosa em três linhas axiais dispostas equidistantes entre a parede interna e externa do canal anular. A Figura 2-23 nomeia as posições como “Interno” (a 2,3 mm da parede interna), “Centro” (na posição central) e “Externo” (a 2,3 mm da parede externa). Pode-se observar que as oscilações dos valores de velocidades e, portanto, o desenvolvimento dos perfis, ocorre suficientemente antes da primeira posição de medição.

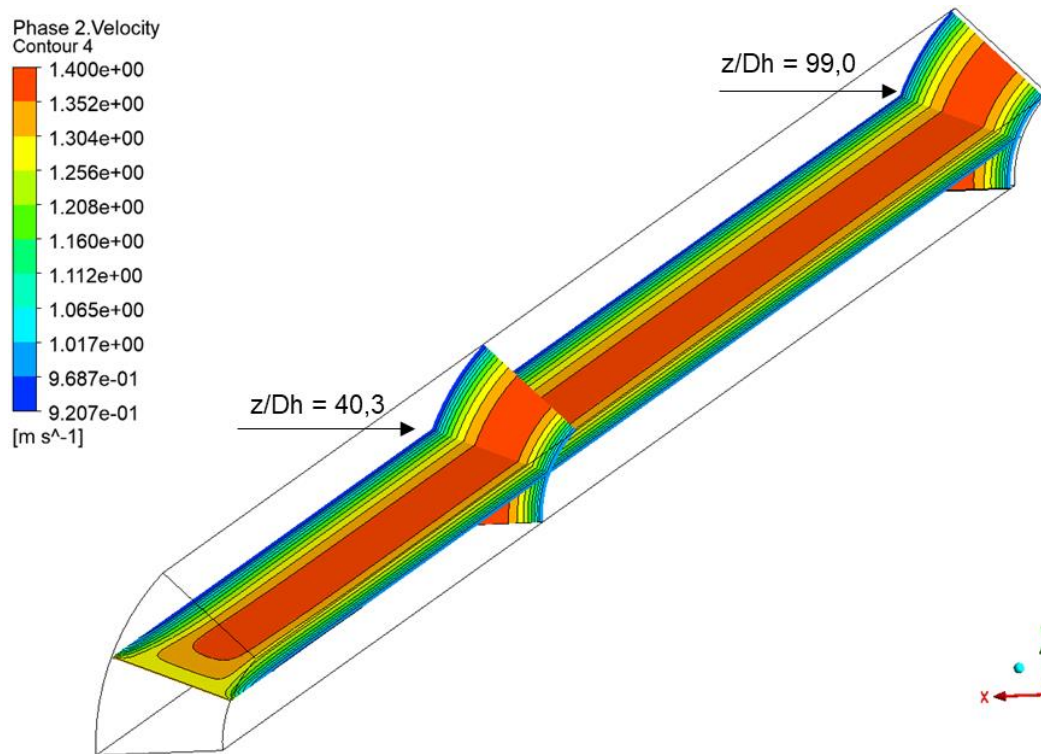


Figura 2-22 – Contornos de velocidade da fase gasosa no plano axial e planos radiais do canal.

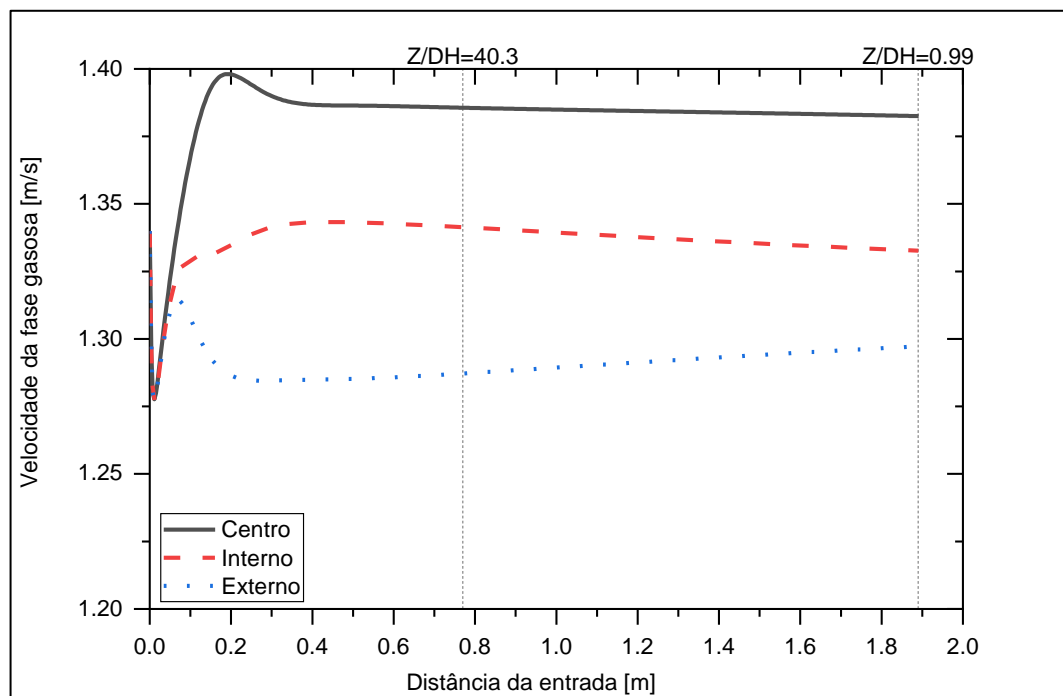


Figura 2-23 – Velocidade da fase gasosa tomada em três linhas axiais equidistantes, entre as paredes interna e externa do canal anular.

Com base na Figura 2-24 e na Figura 2-25 observa-se que as oscilações mais intensas na fração de vazio também ocorre a montante do primeiro plano de plano de medição, entretanto, estes contornos continuam se desenvolvendo significativamente ao longo do canal de escoamento dada a interação que ocorre entre as fases. Isto mostra que a posição  $z/D_h = 40,3$  é um local distante o suficiente da entrada do canal para evitar os efeitos decorrentes das condições de contorno. Este fato condiz com o apresentado no trabalho de (HIBIKI et al., 2003) que obteve esta conclusão experimentalmente.

A seguir, são avaliados os resultados do modelo, frente aos dados experimentais, utilizando a modificação proposta por (SHAVER; PODOWSKI, 2015) no coeficiente de sustentação.

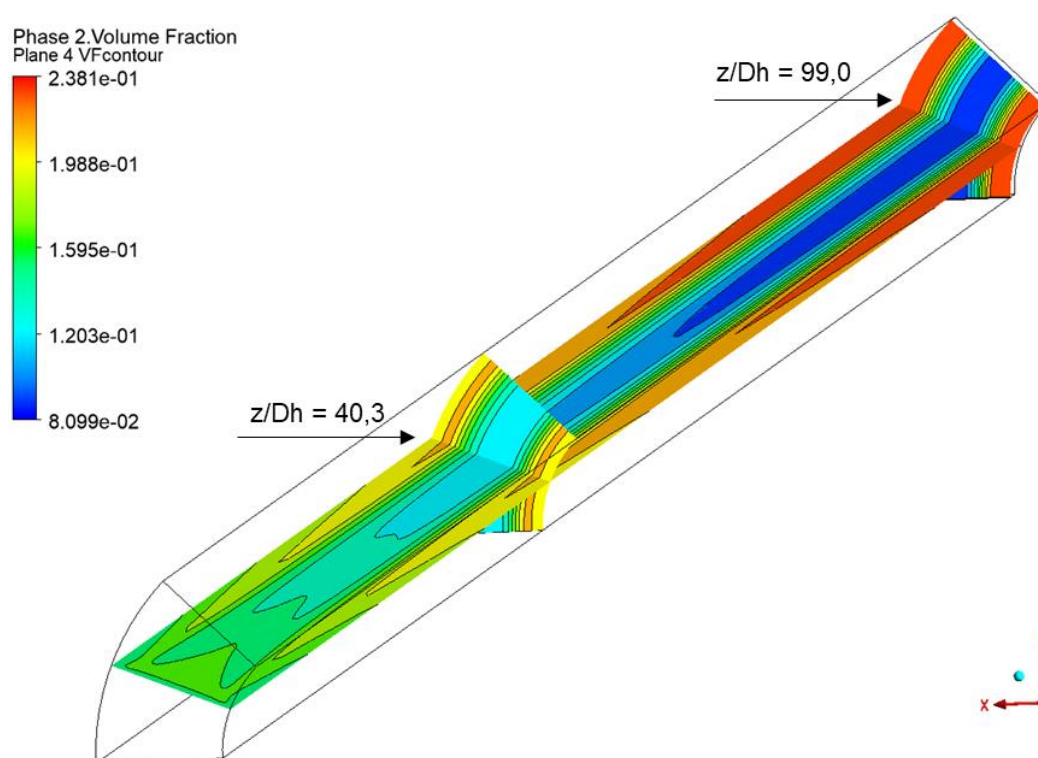
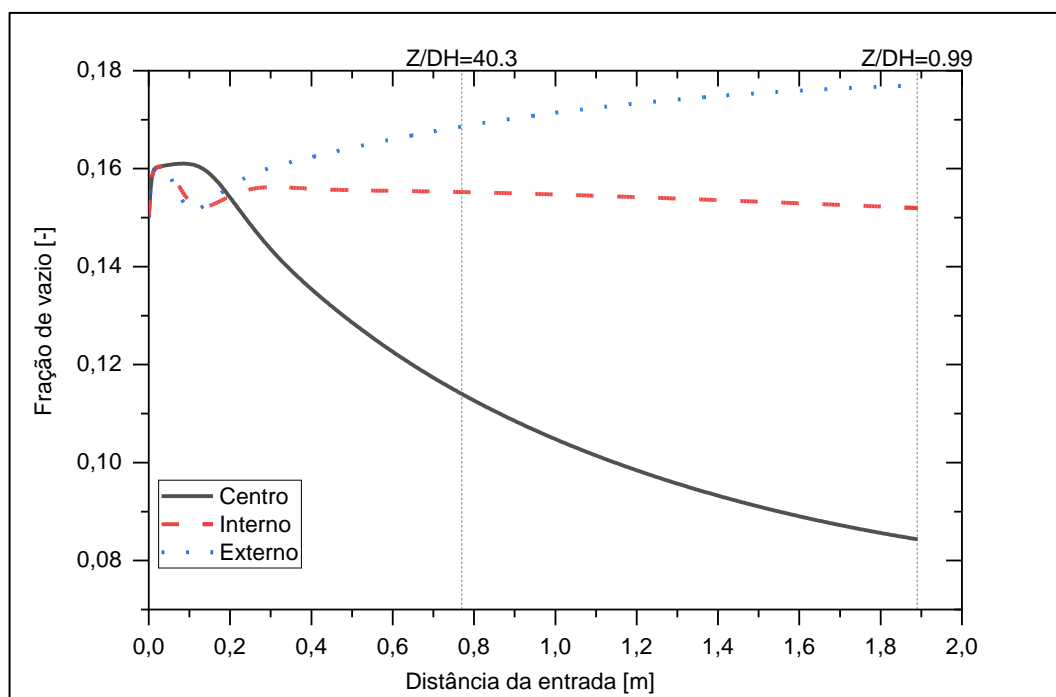


Figura 2-24 – Contornos de fração de vazio no plano axial e planos radiais do canal.





**Figura 2-25 – Fração de vazio tomada em três linhas axiais equidistantes, entre a parede interna e externa do canal anular.**

### 2.5.2.2 Resultados do modelo

De forma semelhante às seções anteriores, o modelo proposto na Tabela 2-10 é analisado quanto a sua variabilidade para três condições de contorno com frações de vazios de  $\alpha_G = 0,05, 0,10$  e  $0,15$ ; em duas velocidades superficiais de líquido  $j_L = 0,516$  e  $1,03 \text{ m s}^{-1}$ ; e em duas posições axiais a partir da entrada do canal de escoamento,  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ . Os perfis obtidos com o modelo numérico são comparados com os dados experimentais de (HIBIKI et al., 2003) nas mesmas posições axiais.

Para os perfis de fração de vazio (Figura 2-26), observa-se que os resultados da simulação exibiram uma tendência qualitativa semelhante aos resultados experimentais, representando um padrão de distribuição com pico nas paredes (*wall peak* – ver definição em 2.3.2.2.1).

Nas condições de baixa velocidade superficial de líquido (#1 a #3) a simulação teve boa aderência aos dados experimentais na região central, mas ainda exibe divergência na proximidade das paredes.

Nas condições de alta velocidade superficial (#4 a #6) a região central não exibiu a redução de fração de vazio observadas nos dados experimentais (em especial para a condição #4). A melhor aderência foi observada na posição  $z/D_h = 99,0$ , após o desenvolvimento do escoamento ao longo do canal.

Os desvios observados na região central podem estar relacionados à utilização de um coeficiente de força de sustentação constante no modelo de (SHAVER; PODOWSKI, 2015) o que pode levar a perda de precisão na força de sustentação para regiões com frações de vazios mais baixas, onde as forças de sustentação são menores (ver Eq.(2-10)), proporcionando um perfil radial mais plano do que em regiões com frações de vazios mais elevadas.

Além disso, outro ponto importante a ser avaliado seria o efeito de perfis de fração de vazio na entrada do canal de escoamento. Provavelmente a adequação dos perfis nas contornos para valores mais próximos do real, como empregado por (SHARMA et al., 2019), poderia ter um efeito positivo nos resultados, entretanto, demandaria o levantamento dos perfis de fração de vazio, IAC e velocidade na entrada do canal, dados estes, não disponíveis no trabalho experimental de referência (HIBIKI et al., 2003), como afirmado pelo autor.

Quanto à IAC (Figura 2-27), foram obtidos perfis de distribuição semelhantes aos de fração de vazio, como já observado na seção 2.5.1.2. Isso se deve à baixa taxa de coalescência e fragmentação no escoamento, o que se reflete nos perfis de distribuição de bolhas que são praticamente planos, como apresentado a seguir.

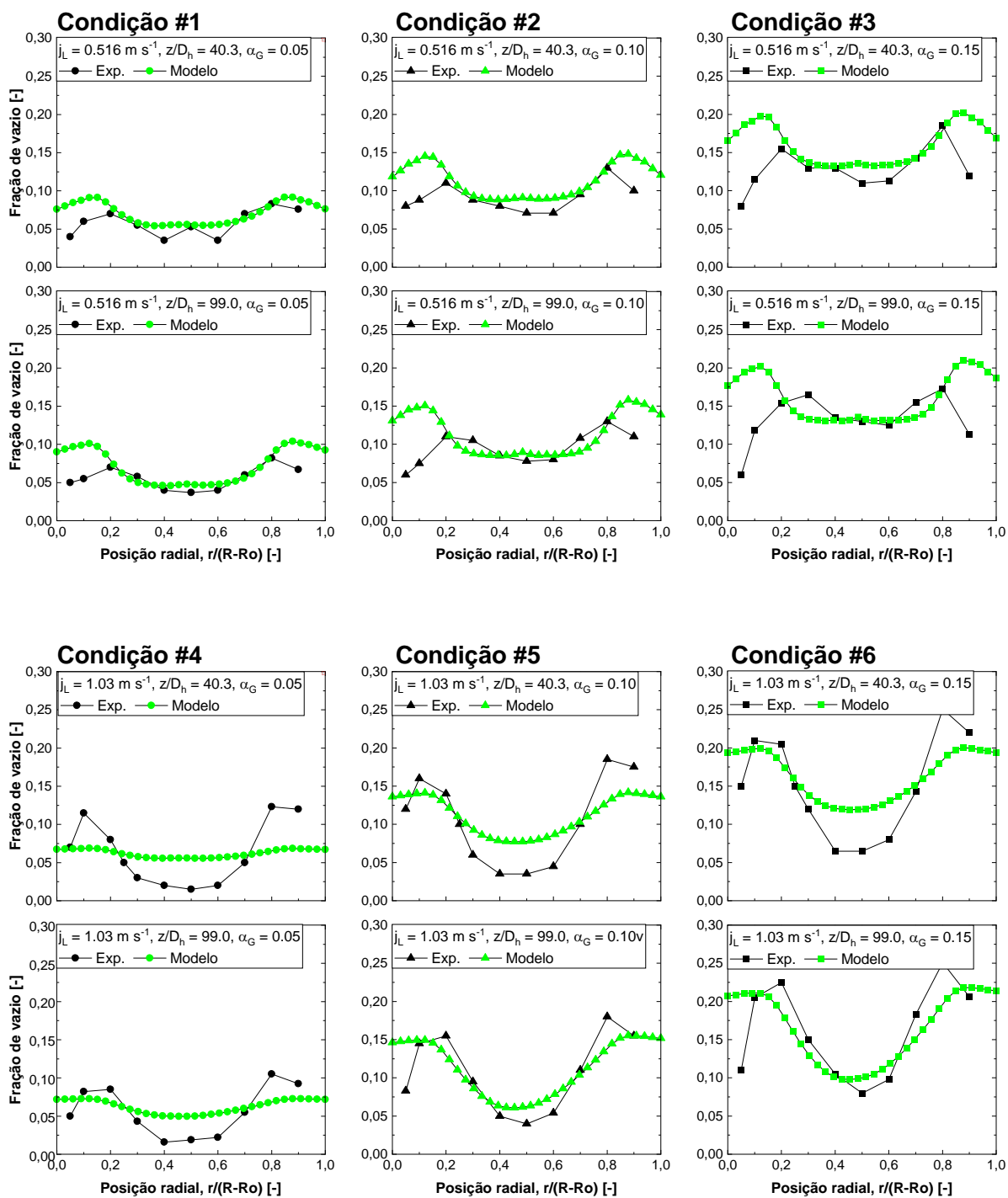


Figura 2-26 – Perfis de fração de vazio: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

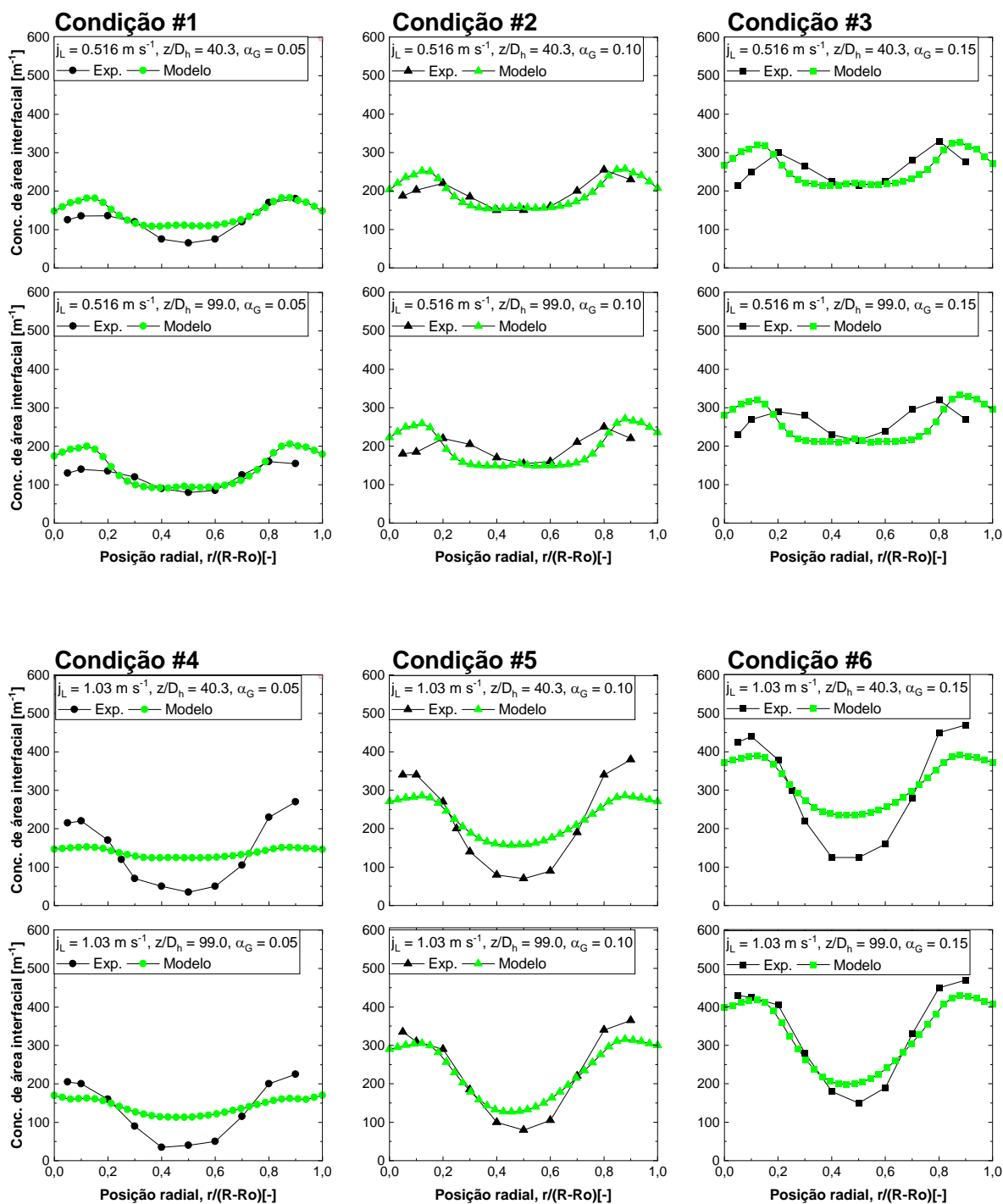


Figura 2-27 – Perfis de concentração de área interfacial: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

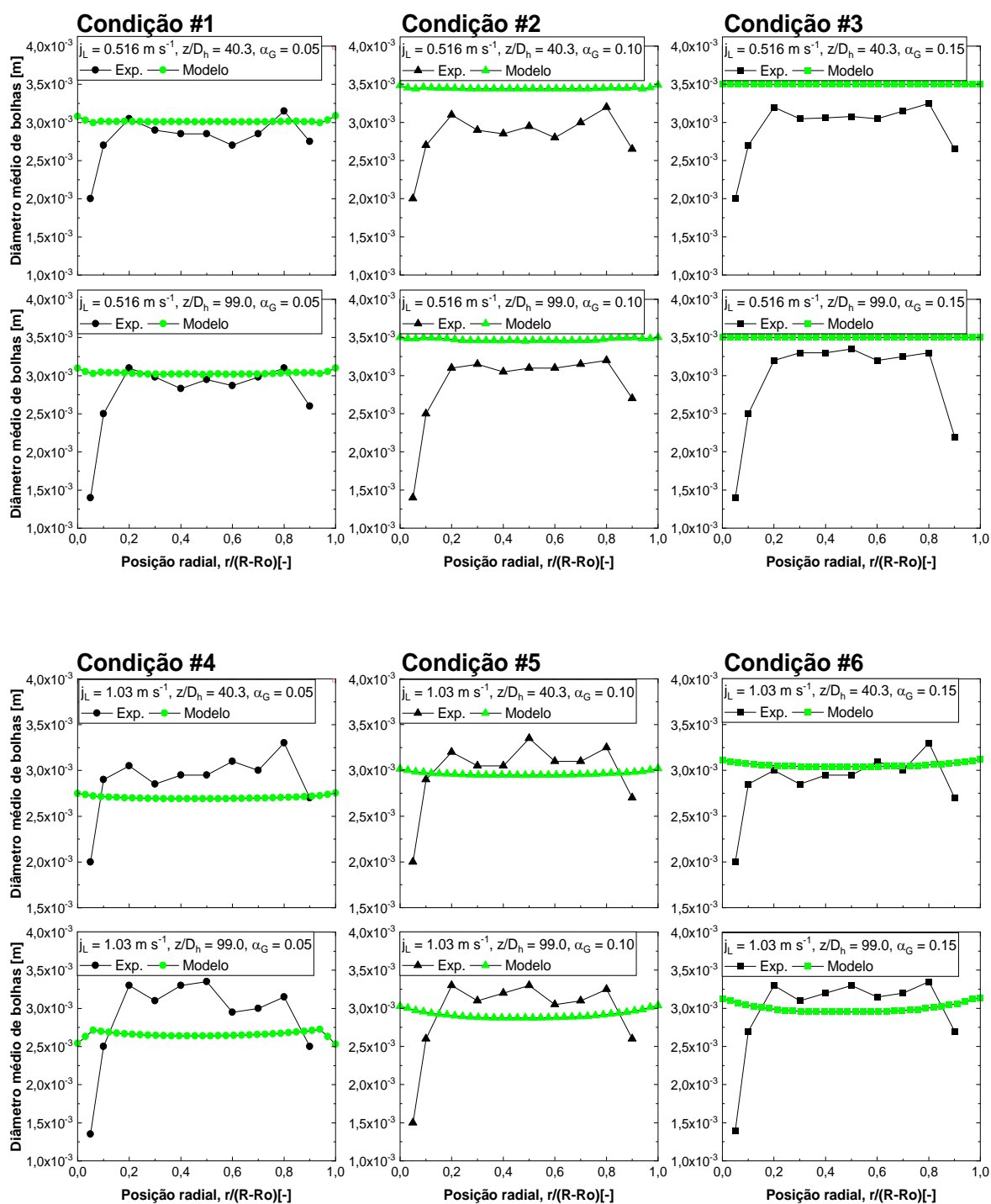


Figura 2-28 – Perfis de diâmetro médio de bolhas: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

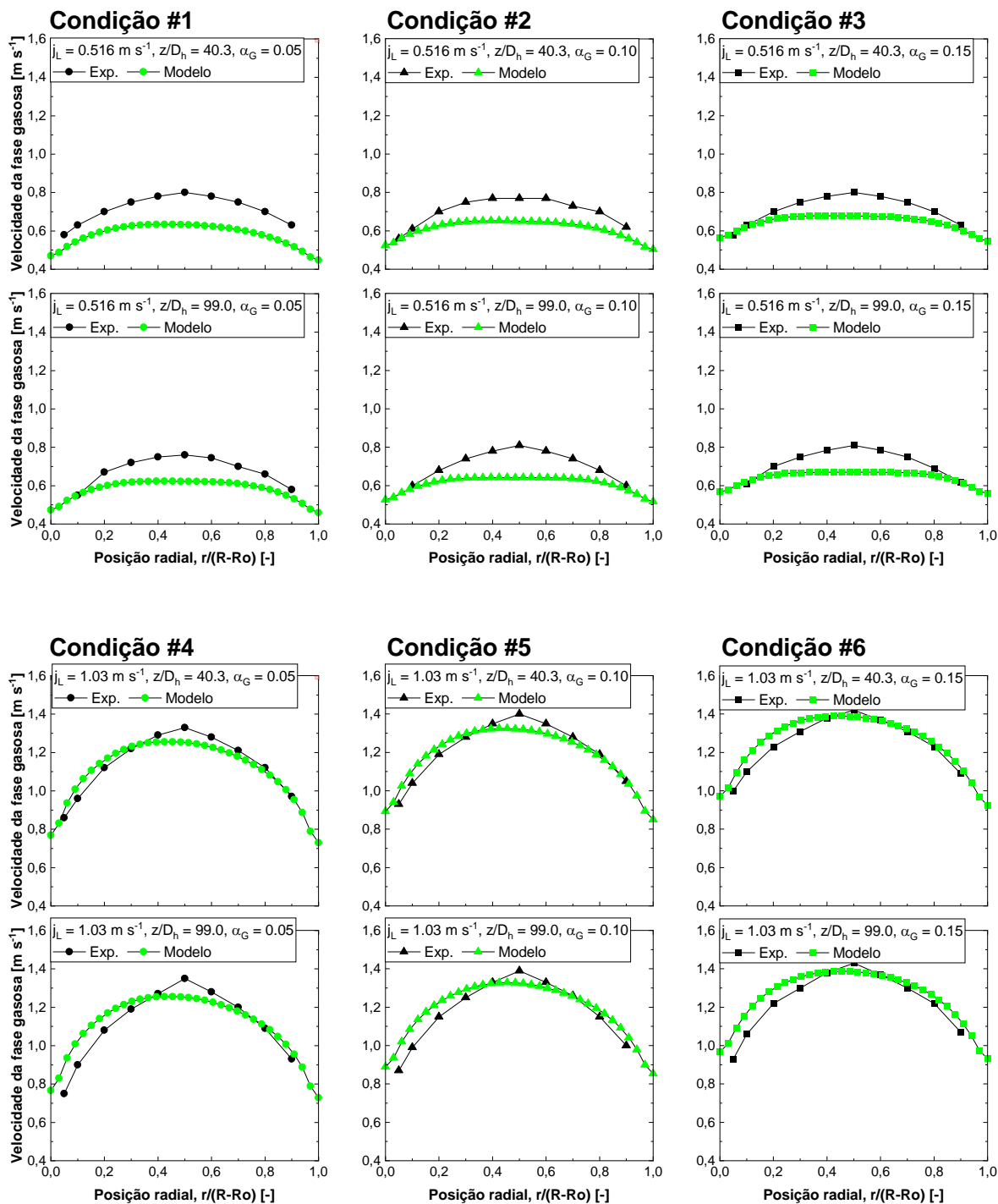


Figura 2-29 – Perfis de velocidade da fase gasosa: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

Os perfis de distribuição de bolhas da simulação, na Figura 2-28, apresentaram comportamento praticamente constante ao longo da posição radial, sendo que, leves aumentos e diminuições no diâmetro médio de bolhas ocorreram nas proximidades das paredes do canal de escoamento. Como já relatado na seção

2.5.1.2, este resultado diverge em parte dos dados experimentais na região das paredes, mas esta divergência é atribuída ao aparato de medição, como relatado pelo autor dos dados experimentais de referência, (HIBIKI et al., 2003).

Ainda, com relação aos perfis de distribuição de bolhas apresentados na Figura 2-28, é importante observar que:

- a) Mantendo-se constante a velocidade superficial do líquido,  $j_L$ , e aumentando-se a fração de vazio, o modelo apresenta aumento no diâmetro médio de bolhas, uma vez que estão disponíveis mais bolhas no meio de escoamentos, o que favorece, ainda que minimamente, o processo de coalescência, aumentando o perfil médio de bolhas (dados disponíveis no APÊNDICE B, Tabela 5-2). Este fato também pode ser observado nos gráficos do APÊNDICE D que apresentam os termos fontes de IAC que mostram um aumento da magnitude do termo de coalescência, na porção próxima do centro do canal de escoamento, com o aumento da fração de vazio do escoamento;
- b) O aumento na velocidade superficial de líquido de  $j_L = 0,516 \text{ m s}^{-1}$  (condições #1 a #3) para  $1,03 \text{ m s}^{-1}$  (condições #4 a #6) aumentou a fragmentação de bolhas, como observado na condição #4. Este efeito se explica pela maior taxa de dissipação de energia de turbulência de líquido ( $\varepsilon_L$ ) presente na maior velocidade superficial de líquido (dados no APÊNDICE B) e pode ser observado em maiores detalhes no APÊNDICE D, onde se verifica um aumento do termo fonte de fragmentação de bolhas com o aumento da velocidade superficial de líquido;
- c) O efeito da fragmentação se expressa, com maior evidência, quanto se compara a as curvas nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ . Uma vez que o processo de fragmentação é acumulativo.

Os resultados descritos acima, são consistentes com resultados observados experimentalmente no trabalho de (OZAR et al., 2013). Este afirma que o aumento da velocidade superficial de gás, aumenta a fração de vazio e a população de bolhas, o que intensifica a coalescência. Por outro lado, o aumento da velocidade superficial de líquido diminui a população de bolhas e aumenta taxa

de dissipação de energia de turbulência  $\varepsilon_L$ , resultando em maior fragmentação de bolhas.

Quanto aos perfis de velocidade, na Figura 2-29, para a fase gasosa, estes seguiram o formato dos perfis experimentais, entretanto, na região central do canal de escoamento os resultados da simulação mostraram, com  $j_L = 1,03 \text{ m s}^{-1}$ , uma tendência a “achatamento” do perfil, provavelmente causado pelo modelo de dispersão turbulenta que tende a provocar oscilações na fase secundária em direções perpendiculares ao escoamento. Utilizando  $j_L = 0,516 \text{ m s}^{-1}$ , as velocidades na região central do canal de escoamento ficaram abaixo dos valores medidos experimentalmente. Possivelmente este fato esteja relacionado também ao efeito excessivo produzido pelo modelo de dispersão turbulenta. Este efeito pode ser observado pela análise de sensibilidade dos resultados com a força de dispersão turbulenta apresentado no APÊNDICE F, onde se observa uma progressiva atenuação dos perfis à medida que se aumenta o coeficiente empírico,  $C_{TD}$ , do modelo de dispersão turbulenta. Além disso, o efeito do modelo de turbulência também poderia ter uma influência importante nos resultados, uma vez que o termo de produção,  $k_L$  é utilizado no modelo de dispersão turbulenta, entretanto, em uma comparação entre os modelos  $k - \varepsilon$  e o  $k - \omega$ , no APÊNDICE G, não se observou diferença significativa entre os resultados dos dois modelos.

A divergência quanto aos perfis de velocidade da fase gasosa também pode estar relacionada ao desvio experimental declarado pelo autor (HIBIKI et al., 2003) – da ordem de 14,9%.

Junto às paredes, interna e externa, a velocidade da fase gasosa mostrou-se maior que zero e teve boa proximidade com dados experimentais, mostrando que a hipótese de utilização da condição de contorno de não aderência à parede para a fase gasosa, sugerida por (YEOH; TU, 2010), proporciona um resultado fisicamente adequado.

### 2.5.3 Avaliação do modelo de termo fonte de IAC

Como observado na seção anterior, os perfis de fração de vazio obtidos na velocidade superficial de líquido  $j_L = 1,03 \text{ m s}^{-1}$  e na posição  $z/D_h = 40,3$  exibiram pouca concordância com os dados experimentais. Nesta seção propõe-se explorar



o efeito do modelo de IAC sobre os resultados. Os modelos utilizados anteriormente para os termos fontes de IAC relativos à coalescência e fragmentação de bolhas derivam do trabalho de (HIBIKI; ISHII, 2000), que, como descrito na seção 2.3.3.1, levam em conta os mecanismos de (a) coalescência por colisões aleatórias e (c) fragmentação por vórtices, desconsiderando o efeito da (b) coalescência por arrasto.

Com a finalidade de avaliar se o mecanismo (b) tem influência no escoamento estudado, empregou-se o modelo de (WU; KIM; ISHII, 1998), tendo em conta que esse modelo permite considerar os três mecanismos de interação entre bolhas citados acima.

De acordo com (HIBIKI; ISHII, 2000), a coalescência por arrasto torna-se uma interação importante em tubulações de pequeno diâmetro e baixo fluxo (sem fixar valores para estes parâmetros), além de regimes de escoamento próximos à transição para regime de golfadas.

A seguir, a Tabela 2-12 caracteriza os modelos utilizados nesse estudo destacando as alterações realizadas em relação à seção anterior. São aqui denominados dois casos, A e B, sendo que o primeiro refere-se à utilização do modelo de (HIBIKI; ISHII, 2000), apresentado na seção 2.5.2.2, e o segundo à utilização do modelo de (WU; KIM; ISHII, 1998).

**Tabela 2-12 – Características do modelo.**

Relações de fechamento	Modelo
Força de arrasto	(SCHILLER; NAUMANN, 1935)
Força de <i>sustentação (lift)</i>	(TOMIYAMA et al., 2002) e (SHAVER; PODOWSKI, 2015)
Força de lubrificação de parede	(ANTAL; JR; FLAHERTY, 1991)
Força de dispersão turbulenta	(LOPEZ DE BERTODANO; JAN; BEUS, 1997)
Força de massa virtual	(DREW; LAHEY, 1993)
Turbulência induzida por bolhas	(SATO; SEKOGUCHI, 1975)
<b>Fragmentação de bolhas</b>	Caso A: (HIBIKI; ISHII, 2000) Caso B: (WU; KIM; ISHII, 1998)
<b>Coalescência de bolhas</b>	Caso A: (HIBIKI; ISHII, 2000) Caso B: (WU; KIM; ISHII, 1998)
Turbulência	$k-\varepsilon$ (LAUNDER; SPALDING, 1972)

A Figura 2-30 apresenta uma comparação entre os resultados do caso A e B e os dados experimentais de referência para perfis de fração de vazio nas velocidades superficiais de líquido,  $j_L = 1,03$  e  $0,516 \text{ m s}^{-1}$ , e nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

Observa-se que as maiores diferenças entre os resultados dos casos A e B são geradas na velocidade superficial de líquido mais elevada,  $j_L = 1,03 \text{ m s}^{-1}$  e nas condições de contorno com maiores frações de vazios,  $\alpha_G = 0,10$  e  $0,15$  (condições #5 e #6). Nestes casos, o modelo que incorpora o efeito da coalescência por arrasto (WU; KIM; ISHII, 1998) (caso B), aumentou a fração de vazio nas proximidades das paredes e reduziu a fração de vazio na região central do canal de escoamento. Por outro lado, quando se utiliza a velocidade superficial de líquido mais baixa,  $j_L = 0,516 \text{ m s}^{-1}$ , (condições #1 a #3) não foram observadas alterações significativas nos perfis de fração de vazio.

Quanto aos perfis de IAC, apresentados na Figura 2-31, estes exibiram comportamento semelhante aos perfis de fração de vazio, como já relatado na Seção 2.5.2. Em todas as condições observa-se uma redução na IAC que está relacionada com a maior taxa de coalescência produzida pelo modelo do Caso B. Aqui, também se observa o efeito da posição axial do canal ( $z/D_h$ ), uma vez que, quanto mais distante da entrada, maior a coalescência produzida pelo modelo do Caso B, devido ao maior tempo de interação entre as bolhas.

A maior coalescência gerada pelo Caso B está relacionada à ausência da ação do modelo de fragmentação no modelo de (WU; KIM; ISHII, 1998), apresentado na Eq. (2-32). Observa-se que a produção de fragmentação só ocorre nos casos em que o número de Weber do escoamento supera o número de Weber crítico,  $We_{cr} = 6,0$ , o que não ocorre na maioria das condições de escoamento estudadas no presente trabalho, uma vez que o número de Weber máximo é da ordem de 3,3 considerando os parâmetros médios adotados nas condições de contorno. Portanto, o mecanismo predominante no Caso B é a coalescência, sendo que, de acordo com os termos fontes da equação de IAC, apresentados no APÊNDICE E, o mecanismo de coalescência mais significativo se dá por colisões aleatórias, de modo que a coalescência por arrasto é praticamente inexpressiva dentre as condições estudadas.

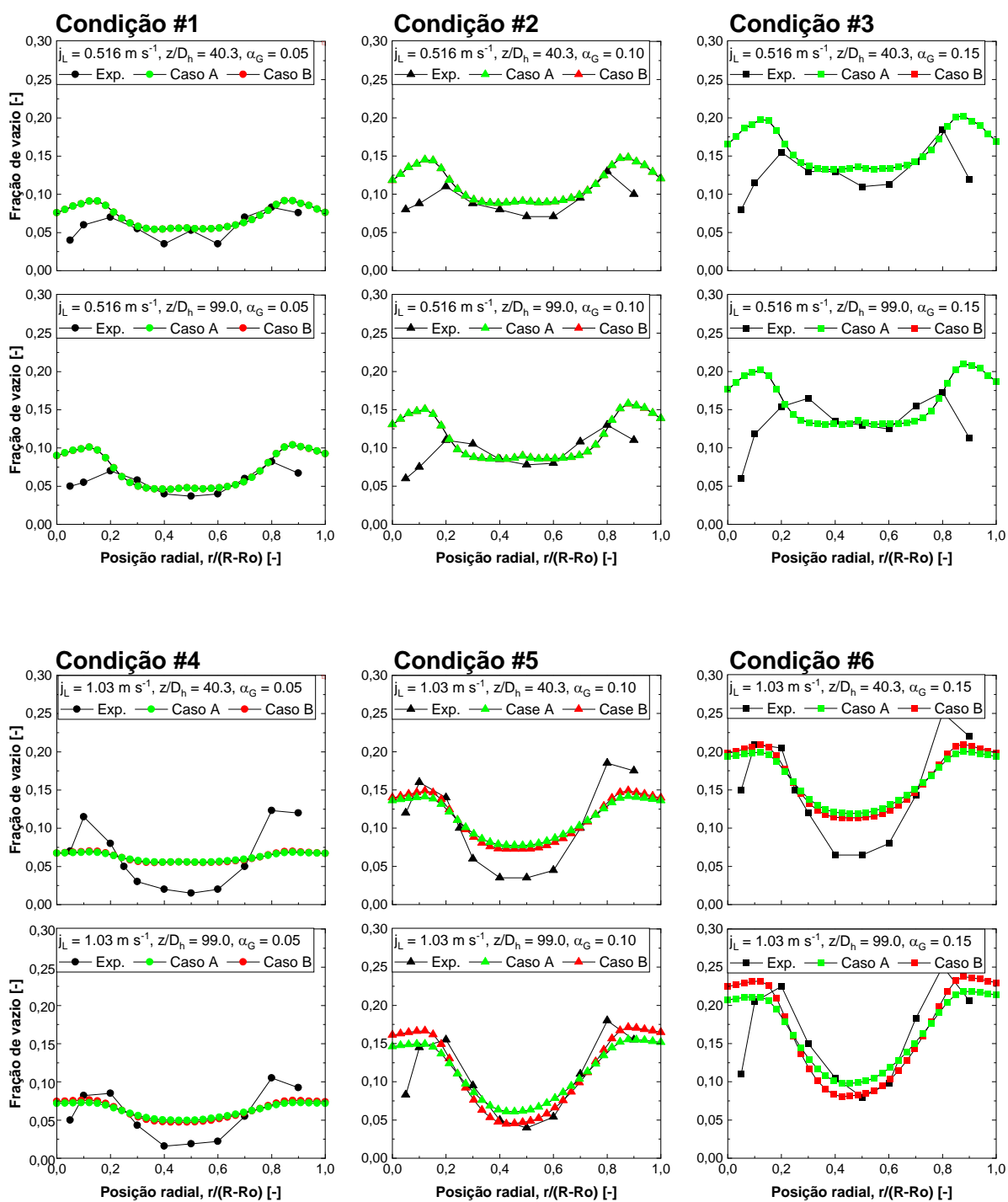


Figura 2-30 – Perfis de fração de vazão: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

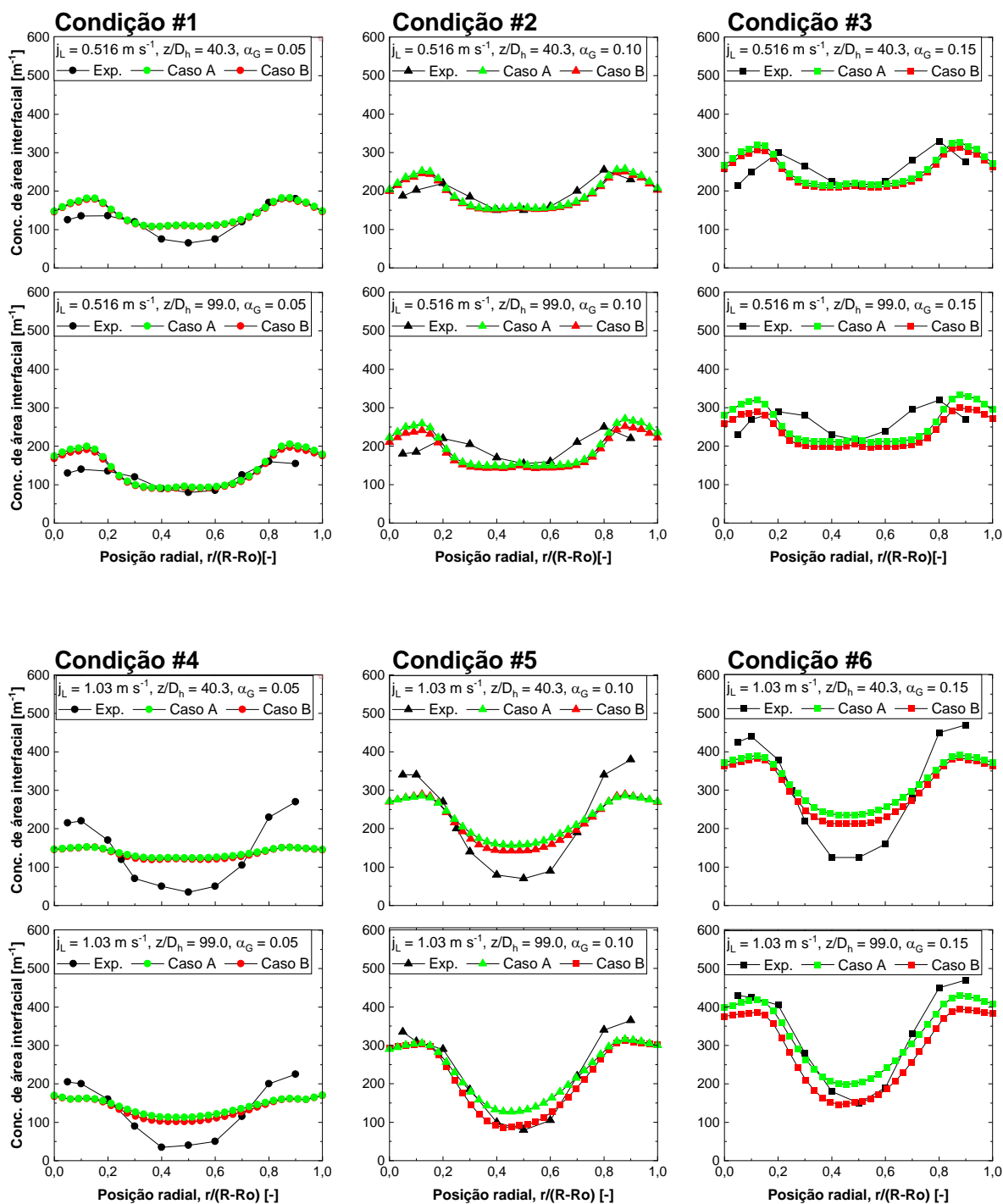


Figura 2-31 – Perfis de concentração de área interfacial: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

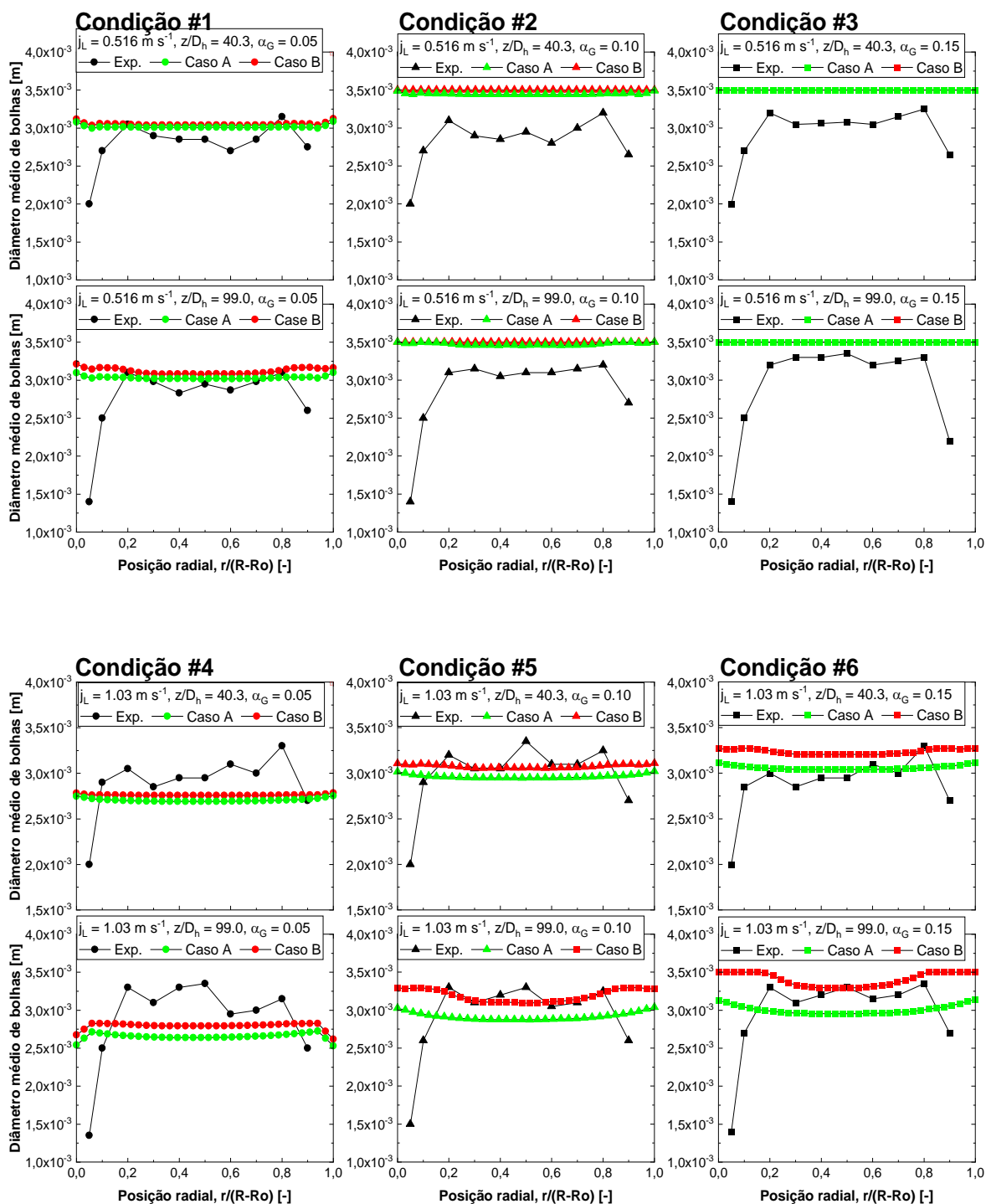


Figura 2-32 – Perfis de diâmetro médio de bolhas: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

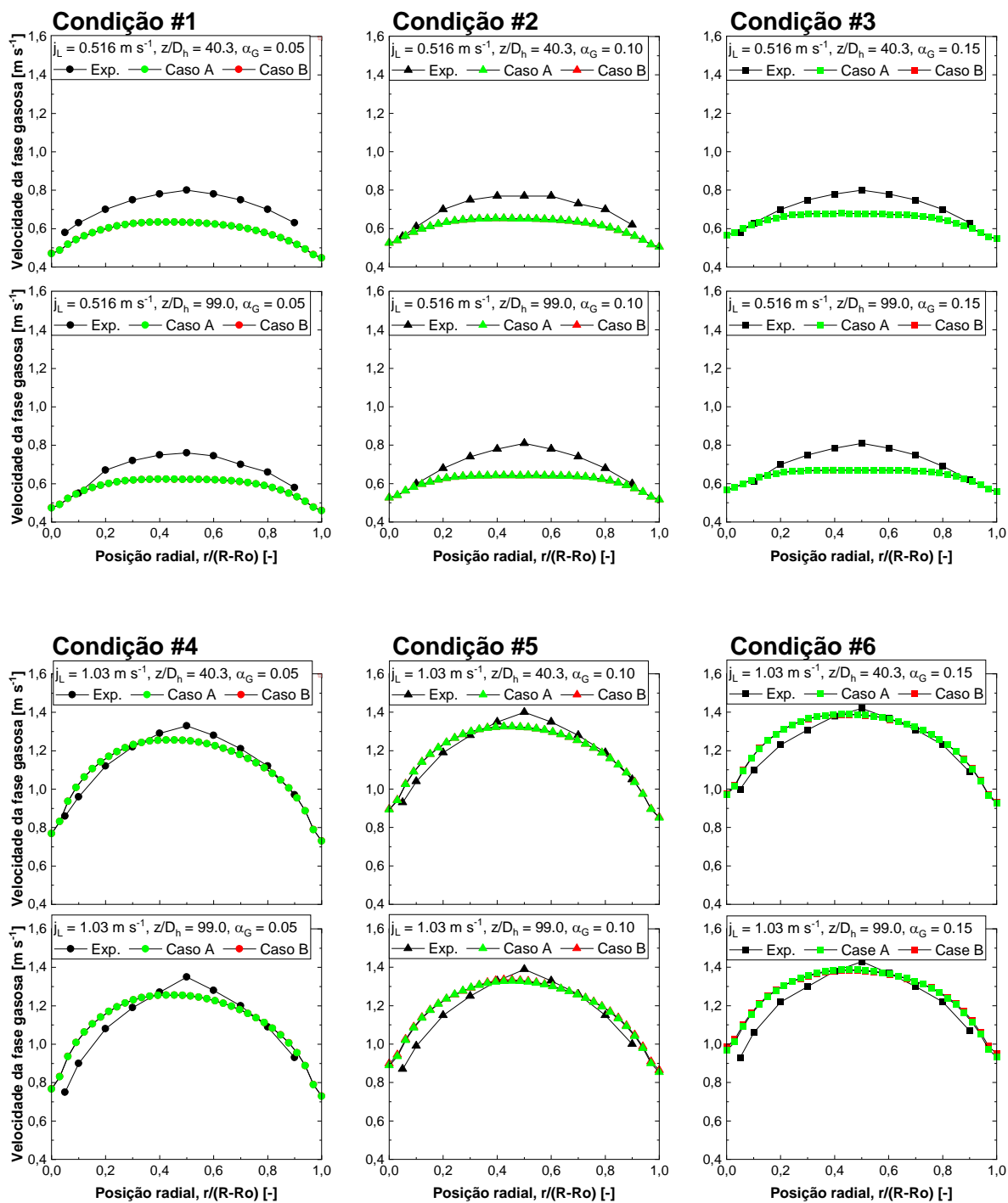


Figura 2-33 – Perfis de velocidade da fase gasosa: Resultados da simulação e dados experimentais nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

A maior coalescência produzida pelo Caso B se reflete na Figura 2-32, pelo maior diâmetro de bolhas apresentado na maioria das condições de escoamento. Aqui, os perfis de diâmetro médio de bolha apresentaram comportamento praticamente constante ao longo da posição radial como já observado anteriormente nas Seções 2.5.1.2 e 2.5.2.2. Novamente, os efeitos mais expressivos do Caso B são observados nas condições de alta velocidade superficial de líquido,  $j_L = 1,03 \text{ m s}^{-1}$ , resultado em diâmetros médios de bolha maiores. Além disso, como apresentado no APÊNDICE E, observa-se que, em todas as condições, o Caso A apresenta os mecanismos de fragmentação e coalescência enquanto o Caso B apresenta apenas o mecanismo de coalescência, resultando em maiores diâmetros médios de bolhas, como descrito acima.

Quanto aos perfis de velocidade apresentados na Figura 2-33, em todas as condições de contorno, não se observa influência significativa produzida pelos modelos de IAC. Somente na condição de alta fração de vazão,  $\alpha_G = 0,15$  (condição #6) e alta velocidade superficial de líquido é possível observar um aumento discreto na velocidade da fase gasosa.

#### 2.5.4 Avaliação parâmetros médios obtidos nos modelos

Com o objetivo de ter uma medida da acurácia de cada um dos modelos utilizados neste trabalho, a seguir são avaliados os desvios entre resultados dos modelos e os dados experimentais de referência de (HIBIKI et al., 2003).

A Figura 2-34 e a Figura 2-35 apresentam os desvios absolutos nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ , respectivamente, para os resultados médios de fração de vazão, IAC, diâmetro médio de bolhas e velocidade da fase gasosa, em cada condição de contorno adotada. A seguinte equação é utilizada para cálculo dos desvios absolutos,  $DR_\varphi$ <sup>8</sup>:

$$DR_\varphi = \left| \frac{\bar{\varphi}_{mod} - \bar{\varphi}_{exp}}{\bar{\varphi}_{exp}} \right| \times 100\% \quad (2-47)$$

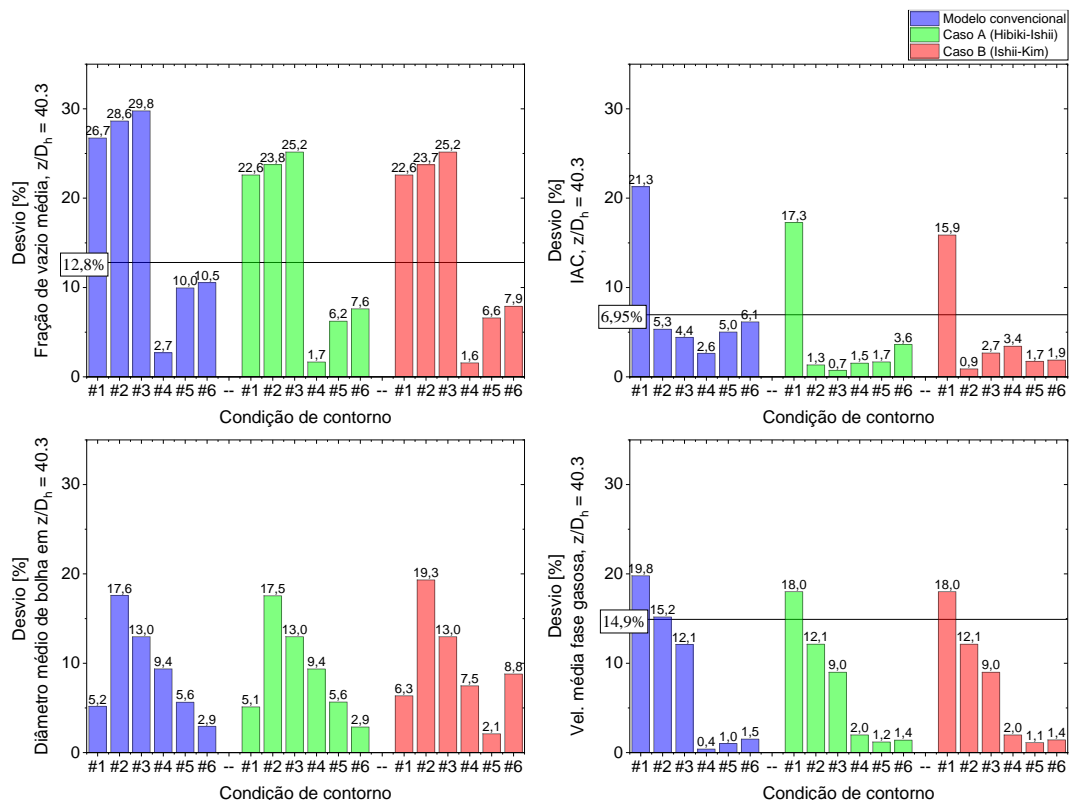
<sup>8</sup> Método comparativo também aplicado por (LI et al., 2009) e (OZAR et al., 2013).

Sendo  $\bar{\varphi}_{mod}$  a média dos resultados do modelo na seção transversal do canal e  $\bar{\varphi}_{exp}$  a média dos dados experimentais na seção transversal do canal. Os dados médios citados são apresentados no APÊNDICE B.

Além disso, como parâmetro comparativo, os gráficos da Figura 2-34 e da Figura 2-35 indicam os desvios relativos médios declarados nos dados experimentais de (HIBIKI et al., 2003) para cada parâmetro medido, com exceção do desvio pertinente ao diâmetro médio de bolhas, não declarado pelo autor.

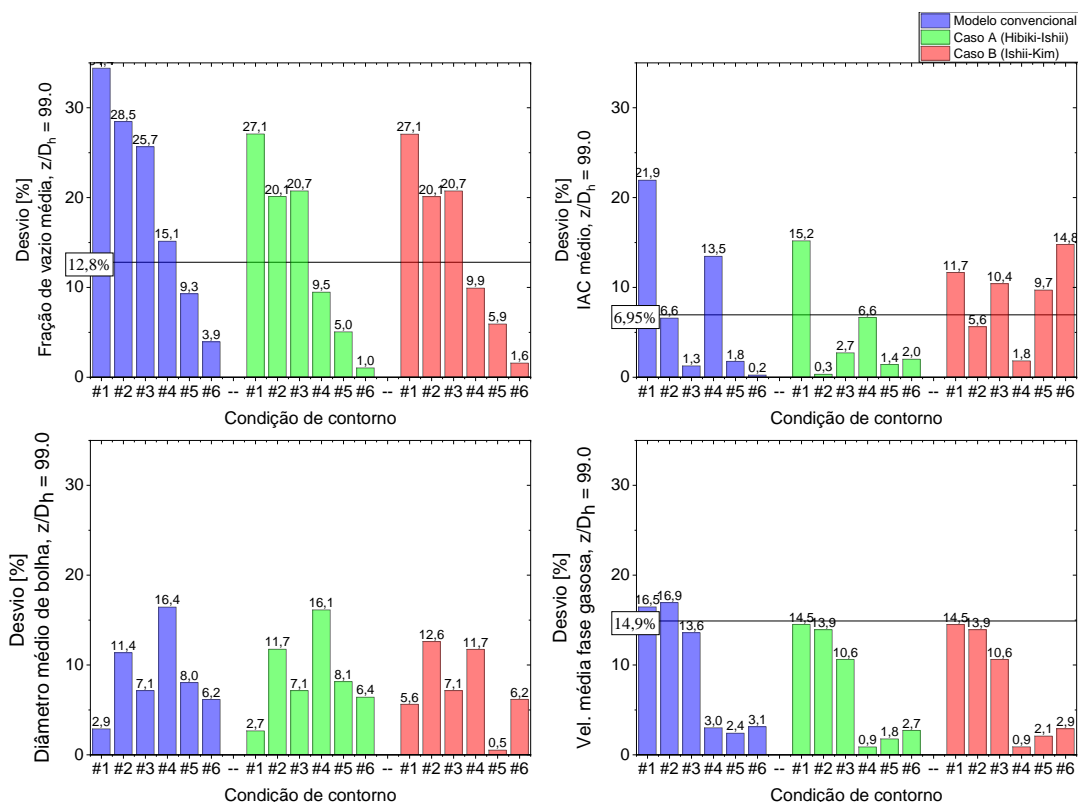
Os maiores desvios apresentados foram para fração de vazio, nas condições de baixa velocidade superficial da fase gasosa.

Um ponto importante a ser observado é que os modelos denotados pelo Caso A e B exibiram maior acurácia nos parâmetros médios do que modelo convencional aplicado na Seção 2.5.1.2, nas primeiras simulações.



**Figura 2-34 – Desvio entre os resultados médios da simulação e dados experimentais – Posição axial  $z/D_h = 40,3$ .**





**Figura 2-35 – Desvio entre os resultados médios da simulação e dados experimentais – Posição axial  $z/D_h = 99,0$ .**

Em média, os modelos do Caso A e B apresentaram redução de 20% e 15%, respectivamente, na soma dos desvios relativos aos dados experimentais, quando comparados à soma dos desvios do modelo convencional (dados disponíveis no APÊNDICE B).

Parte da redução nos desvios é proporcionada pelos modelos dos Casos A e B é atribuída à utilização da hipótese de (SHAVER; PODOWSKI, 2015) para correção dos coeficientes de força de sustentação próximos à parede. Como observado na Seção 2.5.1.2, o modelo convencional gerou resultados de fração de vazio e IAC superdimensionados junto às paredes, invertendo a tendência decrescente da fração de vazio e da IAC apresentada nos dados experimentais.

A velocidade da fase gasosa foi o parâmetro que apresentou melhor aderência aos dados experimentais, ficando na maioria dos casos, com desvio inferior ao desvio experimental. Esta tendência foi observada qualitativamente ao nas Seções anteriores.

### 3 CONCLUSÕES

O trabalho realizou uma simulação em código CFD de um escoamento isotérmico ascendente de bifásico (ar-água) em canal de anular. Os modelos numéricos pesquisados neste trabalho demonstraram desempenho satisfatório na representação de dados experimentais da literatura, apresentando o potencial da ferramenta CFD na simulação de escoamentos bifásicos.

Todas as condições de escoamento exibem perfis de fração de vazio e IAC com alta concentração nas proximidades das paredes, interna e externa (*wall peak*). A utilização de modelos numéricos tradicionais de força de sustentação (*lift*) se mostrou insuficiente para uma representação qualitativamente adequada dos perfis de fração vazio e IAC próximos das paredes, manifestada nos resultados do modelo pela elevada concentração da fase gasosa nas paredes do canal (Seção 2.5.1.2).

Este fato motivou a utilização do modelo de (SHAVER; PODOWSKI, 2015) para ajuste do coeficiente no modelo força de sustentação em função da distância da parede. Esse modelo, trouxe contribuição substancial na representação qualitativa e quantitativa dos perfis de fração vazio e IAC, como mostrado nas Seções 2.5.2.2 e 2.5.4, promovendo a atenuação destes perfis junto às paredes, como mostrado nos dados experimentais de referência.

Com o objetivo de investigar a influência de modelos transporte de IAC, a Seção 2.5.3 mostrou que o modelo de (WU; KIM; ISHII, 1998) no Caso B apresentou maior coalescência que o Caso A (HIBIKI; ISHII, 2000) e que este efeito é mais significativo na condição de transição do regime de bolha para o regime de golfadas e em velocidades superficiais de líquido mais altas. Observou-se além disso, influência desprezível do modelo do Caso B nos perfis de velocidade da fase gasosa.

#### Sugestões para estudos futuros:

- 1) Testar os modelos aqui utilizados sob outras condições de escoamento, além de avaliar dados experimentais de outras fontes de referência;
- 2) Avaliar a possibilidade de modelagem de uma fração menor do canal de escoamento (inferior a  $1/8$  do canal) de modo a se reduzir o tempo de processamento da solução; e
- 3) Avaliar a influência de diferentes perfis de fração de vazio, IAC e velocidades na entrada do canal de escoamento com base em dados experimentais obtidos nesta região;
- 4) Gerar um modelo para o coeficiente de força de sustentação que combine a correlação de (TOMIYAMA et al., 2002) com a de (SHAVER; PODOWSKI, 2015), objetivando obter resultados mais precisos nos perfis de fração de vazio e IAC na região central do canal de escoamento.
- 5) Incorporar os efeitos de transferência de calor ao estudo, simulando a condição de ebulição subresfriada na parede interna do canal. Para isso devem ser estudados modelos que permitam representar as condições de ebulição nucleada na parede, além de prever os efeitos de ebulição e condensação no meio de escoamento.

## 4 REFERÊNCIAS

ANSYS. **ANSYS Fluent Theory Guide**. Release 15 ed. Canonsburg, PA: ANSYS, 2013a.

ANSYS. **ANSYS Fluent User's Guide**. Release 15 ed. Canonsburg, PA: ANSYS, 2013b.

ANSYS. **ANSYS Fluent UDF Manual**. Release 15 ed. Canonsburg, PA: ANSYS, 2013c.

ANSYS 19.0. **ANSYS® Academic Research Fluent**, 2018.

ANTAL, S. P.; JR, R. T. L.; FLAHERTY, J. E. Analysis of Phase Distribution in Fully Developed Laminar Bubbly Two-Phase Flow. **International journal of multiphase flow**, v. 17, n. No.5, p. 635–652, 1991.

BILICKI, Z.; KWIDZIŃSKI, R.; MOHAMMADEIN, S. A. Evaluation of the relaxation time of heat and mass exchange in the liquid-vapour bubble flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 39, n. 4, p. 753–759, 1996.

BOYD, C. Perspectives on CFD analysis in nuclear reactor regulation. **Nuclear Engineering and Design**, v. 299, p. 12–17, 2016.

BUWA, V. V.; RANADE, V. V. Dynamics of gas-liquid flow in a rectangular bubble column: Experiments and single/multi-group CFD simulations. **Chemical Engineering Science**, v. 57, n. 22–23, p. 4715–4736, 2002.

CHEUNG, S. C. P.; YEOH, G. H.; TU, J. Y. On the modelling of population balance in isothermal vertical bubbly flows-Average bubble number density approach. **Chemical Engineering and Processing: Process Intensification**, v. 46, n. 8, p. 742–756, 2007a.

CHEUNG, S. C. P.; YEOH, G. H.; TU, J. Y. On the numerical study of isothermal vertical bubbly flow using two population balance approaches. **Chemical Engineering Science**, v. 62, n. 17, p. 4659–4674, 2007b.

CHUANG, T. J.; HIBIKI, T. Vertical upward two-phase flow CFD using interfacial area transport equation. **Progress in Nuclear Energy**, v. 85, n. 2015, p. 415–427, nov. 2015.

CLIFT, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E. Bubbles, Drops and Particles. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 94, n. 4, p. 795–796, 29 out. 1979.

COLOMBO, M.; FAIRWEATHER, M. Influence of multiphase turbulence modelling on interfacial momentum transfer in two-fluid Eulerian-Eulerian CFD models of bubbly flows. **Chemical Engineering Science**, v. 195, p. 968–984, 2019.

DREW, D. A.; LAHEY, R. T. **Particulate Two-Phase Flow**. Boston, MA: Butterworth-Heinemann (January 18, 1993), 1993.

FENG, J.; BOLOTNOV, I. A. Interfacial force study on a single bubble in laminar and turbulent flows. **Nuclear Engineering and Design**, v. 313, p. 345–360, 2017.

FRANK, T.; SHI, J. M.; BURNS, A. D. Validation of Eulerian Multiphase Flow Models for Nuclear Safety Applications. **Third International Symposium on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation**, n. September, p. 22–24, 2004.

GUÉDON, G. R.; BESAGNI, G.; INZOLI, F. Prediction of gas–liquid flow in an annular gap bubble column using a bi-dispersed Eulerian model. **Chemical Engineering Science**, v. 161, p. 138–150, 2017.

HASAN, A.; ROY, R. P.; KALRA, S. P. Experiments on subcooled flow boiling heat transfer in a vertical annular channel. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 33, n. 10, p. 2285–2293, 1990.

HASSAN, Y. A. Full-Field Measurements of Turbulent Bubbly Flow using Innovative Experimental Techniques. 2014.

HIBIKI, T. et al. Interfacial area transport of vertical upward bubbly two-phase flow in an annulus. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 46, n. 25, p. 4949–4962, dez. 2003.

HIBIKI, T.; ISHII, M. One-group Interfacial Area Transport of Bubbly Flows in Vertical Round Tubes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 43, n. 15, p. 2711–2726, 2000.

HIBIKI, T.; ISHII, M. Development of one-group interfacial area transport equation in bubbly flow systems. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 45, n. 11, p. 2351–2372, 2002.

ISHII, M.; CHAWLA, T. C. **Local drag laws in dispersed two-phase flow, NUREG/CR-1230Anl-79-105**, 1979.

ISHII, M.; HIBIKI, T. **Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow**. New York, NY: Springer New York, 2011.

ISHII, M.; KIM, S. Micro four-sensor probe measurement of interfacial area transport for bubbly flow in round pipes. **Nuclear Engineering and Design**, v. 205, n. 1–2, p. 123–131, 2001.

ISHII, M.; KIM, S. Development of One-Group and Two-Group Interfacial Area Transport Equation. **Nuclear Science and Engineering**, v. 146, n. 3, p. 257–273, 2004.

JEONG, J. J. et al. Interfacial area transport of vertical upward air-water two-phase flow in an annulus channel. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 29, n. 1, p. 178–193, 2008.

JULIA, J. E. et al. Flow regime development analysis in adiabatic upward two-phase flow in a vertical annulus. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 32, n. 1, p. 164–175, 2011.

KELESSIDIS, V. C.; DUKLER, A. E. Modeling flow pattern transitions for upward gas-liquid flow in vertical concentric and eccentric annuli. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 15, n. 2, p. 173–191, 1989.

KOCAMUSTAFAOGULLARI, G.; ISHII, M. Foundation of the interfacial area transport equation and its closure relations. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 38, n. 3, p. 481–493, fev. 1995.

KREPPER, E. et al. Experimental and numerical studies of void fraction distribution in rectangular bubble columns. **Nuclear Engineering and Design**, v. 237, n. 4, p. 399–408, 2007.

LAHEY, R. T.; DREW, D. A. The analysis of two-phase flow and heat transfer using a multidimensional, four field, two-fluid model. **Nuclear Engineering and Design**, v. 204, n. 1–3, p. 29–44, 2001.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. **Lectures in Mathematical Modeling of Turbulence**. 1972. ed. New York: [s.n.].

LEE, T. H.; PARK, G. C.; LEE, D. J. Local flow characteristics of subcooled boiling flow of water in a vertical concentric annulus. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 28, n. 8, p. 1351–1368, 2002.

LEHR, F.; MEWES, D. A transport equation for the interfacial area density applied to bubble columns. **American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division (Publication) FED**, v. 253, p. 843–850, 2000.

LEONARD, B. P.; MOKHTARI, S. ULTRA-SHARP Nonoscillatory Convection Schemes for High-Speed Steady Multidimensional Flow. **Nasa Tm-102568**, n. April 1990, p. 1–54, 1990.

LI, C. et al. A study of drag force in isothermal bubbly flow. **Journal of Computational Multiphase Flows**, v. 1, n. 4, p. 295–309, 2009.

LIU, H.; HIBIKI, T. Bubble breakup and coalescence models for bubbly flow simulation using interfacial area transport equation. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 126, p. 128–146, 2018.

LO, S. M. **Application of population balance to CFD modeling of bubbly flow via the MUSIG Model, AEAT-1096**, 1996.

LOPEZ DE BERTODANO, M. **Turbulent Bubbly Flow in a Triangular Duct**. [s.l.] Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, 1991.

LOPEZ DE BERTODANO, M. et al. Phase Distribution in the Cap Bubble Regime in a Duct. **Journal of Fluids Engineering**, v. 128, n. 4, p. 811, 2006.

LOPEZ DE BERTODANO, M. A.; JAN, C.-S.; BEUS, S. G. Annular flow entrainment rate experiment in a small vertical pipe. **Nuclear Engineering and Design**, v. 178, n. 1, p. 61–70, 1997.

LOPEZ DE BERTODANO, M.; LAHEY, R. T.; JONES, O. C.

Development of a  $k$ - $\epsilon$  Model for Bubbly Two-Phase Flow. **Journal of Fluids Engineering**, v. 116, n. 1, p. 128, 1994.

LUBCHENKO, N. et al. A more fundamental wall lubrication force from turbulent dispersion regularization for multiphase CFD applications. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 98, p. 36–44, 2018.

MANERA, A. et al. Comparison between wire-mesh sensors and conductive needle-probes for measurements of two-phase flow parameters. **Nuclear Engineering and Design**, v. 239, n. 9, p. 1718–1724, 2009.

MARFAING, O. et al. Comparison and uncertainty quantification of two-fluid models for bubbly flows with NEPTUNE\_CFD and STAR-CCM+. **Nuclear Engineering and Design**, v. 337, n. December 2017, p. 1–16, 2018.

MASOOD, R. M. A.; RAUH, C.; DELGADO, A. CFD simulation of bubble column flows: An explicit algebraic Reynolds stress model approach. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 66, p. 11–25, 2014.

MILLIES, M.; MEWES, D. Interfacial area density in bubbly flow. **Chemical Engineering and Processing: Process Intensification**, v. 38, n. 4–6, p. 307–319, set. 1999.

MOREL, C. et al. Comparison of several models for multi-size bubbly flows on an adiabatic experiment. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 36, n. 1, p. 25–39, 2010.

NGUYEN, V.-T. et al. The effect of bubble-induced turbulence on the interfacial area transport in gas-liquid two-phase flow. **The Journal of Computational Multiphase Flows**, v. 4, n. 3, p. 327–340, set. 2012.

NGUYEN, V. T. et al. Modeling of bubble coalescence and break-up considering turbulent suppression phenomena in bubbly two-phase flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 54, p. 31–42, 2013a.

NGUYEN, V. T. et al. The dependence of wall lubrication force on liquid velocity in turbulent bubbly two-phase flows. **Journal of Nuclear Science and Technology**, v. 50, n. 8, p. 781–798, 2013b.

OZAR, B. et al. Flow structure of gas-liquid two-phase flow in an annulus. **Chemical Engineering Science**, v. 63, n. 15, p. 3998–4011, 2008.

OZAR, B. et al. Investigation of one-dimensional interfacial area transport for vertical upward air–water two-phase flow in an annular channel at elevated pressures. **Nuclear Engineering and Design**, v. 263, n. 2013, p. 362–379, out. 2013.

PRABHUDHARWADKAR, D. et al. Two-Fluid CFD Simulations of Cap Bubble Flow Using the Two-Group Interfacial Area Transport Equations. **The Journal of Computational Multiphase Flows**, v. 4, n. 4, p. 363–374, 2012.

PRASSER, H.-M. H.-M.; D. SCHOLZ; ZIPPE, C. Bubble size

measurement using wire-mesh sensors. **Flow Measurement and Instrumentation**, v. 12, n. 4, p. 299–312, 2001.

PRINCE, M. J.; BLANCH, H. W. Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns. **AIChE Journal**, v. 36, n. 10, p. 1485–1499, 1990.

ROSA, E. S. **Escoamento Multifásico Isotérmico**. 1. ed. Porto Alegre, RS: Bookman, 2012.

RZEHAK, R. et al. Fluid dynamics in a bubble column: New experiments and simulations. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 89, p. 299–312, 2017.

RZEHAK, R.; KREPPER, E. CFD modeling of bubble-induced turbulence. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 55, p. 138–155, 2013.

SARI, S. et al. Modeling of isothermal bubbly flow with interfacial area transport equation and bubble number density approach. **Annals of Nuclear Energy**, v. 36, n. 2, p. 222–232, mar. 2009.

SATO, Y.; SEKOGUCHI, K. Liquid velocity distribution in two-phase bubble flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 2, n. 1, p. 79–95, 1975.

SCHILLER, L.; NAUMANN, Z. A drag coefficient correlation. **Z.Ver.Deutsch.Ing**, v. 77, n. 13–14, p. 318–320, 1935.

SCHUTH, M. et al. Particle Tracking Velocimetry (PTV). **Handbuch Optische Messtechnik**, p. 281–283, 2017.

SERIZAWA, A.; KATAOKA, I. **Phase distribution in two-phase flow, Transient Phenomena in Multiphase Flow**. Transient Phenomena in Multiphase Flow. **Anais...**Washington DC: 1988

SHARMA, S. L. et al. Turbulence-induced bubble collision force modeling and validation in adiabatic two-phase flow using CFD. **Nuclear Engineering and Design**, v. 312, p. 399–409, 2017.

SHARMA, S. L. et al. Beyond bubbly two-phase flow investigation using a CFD three-field two-fluid model. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 113, p. 1–15, 2019.

SHAVER, D. R.; PODOWSKI, M. Z. Modeling of Interfacial Forces for Bubbly Flows in Subcooled Boiling Conditions. **Transactions of the American Nuclear Society**, v. 113, n. 10, p. 1368–1371, 2015.

SHEN, X.; HIBIKI, T. One-group interfacial area transport equation and its sink and source terms in narrow rectangular channel. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 44, n. 2013, p. 312–326, 2013.

STERN, F., WILSON, R., COLEMAN, H., PATERSON, E. Comprehensive approach to verification and validation of CFD simulations-Part 1. Methodology and procedures. **Transactions-American Society of Mechanical**



**Engineers Journal of Fluids**, v. 123, 2001.

STERN, F.; WILSON, R.; SHAO, J. Quantitative V & V of CFD simulations and certification of CFD codes. **International Journal for Numerical methods in Fluids**, v. 50, n. August 2005, p. 1335–1355, 2006.

SUN, X. et al. Modeling of bubble coalescence and disintegration in confined upward two-phase flow. **Nuclear Engineering and Design**, v. 230, n. 1–3, p. 3–26, 1 maio 2004.

TOMIYAMA, A. et al. Transverse migration of single bubble in simple shear flows. **Chemical Engineering Science**, v. 57, p. 1849–1858, 2002.

UNIVERSITY OF FLORIDA AND WASHINGTON UNIVERSITY. **Particle relaxation time.** Disponível em: <[https://aerosol.ees.ufl.edu/aerosol\\_trans/section07.html#:~:text=Relaxation time characterizes the time,a new condition of forces.&text=Because relaxation time is proportional,the increase of particle size.>](https://aerosol.ees.ufl.edu/aerosol_trans/section07.html#:~:text=Relaxation time characterizes the time,a new condition of forces.&text=Because relaxation time is proportional,the increase of particle size.>)>.

VAN LEER, B. Towards the ultimate conservative difference scheme. **Journal of Computational Physics**, v. 135, n. 2, p. 229–248, 1997.

VAN WACHEM, B. G. M. M.; ALMSTEDT, A. E. Methods for multiphase computational fluid dynamics. **Chemical Engineering Journal**, v. 96, n. 1–3, p. 81–98, 2003.

VASAVADA, S. et al. Benchmarking of the one-dimensional one-group interfacial area transport equation for reduced-gravity bubbly flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 35, n. 4, p. 323–334, 2009.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method.** [s.l.] Pearson Education Limited, 2007.

WANG, Q.; YAO, W. Computation and validation of the interphase force models for bubbly flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 98, p. 799–813, 2016.

WANG, X.; SUN, X. Three-dimensional simulations of air-water bubbly flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 36, n. 11–12, p. 882–890, 2010.

WANG, X.; SUN, X. Effects of non-uniform inlet boundary conditions and lift force on prediction of phase distribution in upward bubbly flows with Fluent-IATE. **Nuclear Engineering and Design**, v. 241, n. 7, p. 2500–2507, 2011.

WANG, X.; SUN, X.; DUVAL, W. M. Predictions of phase distribution in liquid-liquid two-component flow. **Microgravity Science and Technology**, v. 23, n. 3, p. 293–303, 2011.

WU, Q.; KIM, S.; ISHII, M. One-group interfacial area transport in vertical bubbly flow. **Int. J. Heat Mass Transfer.**, v. 41, n. 8–9, p. 1103–1112, 1998.

YADIGAROGLU, G. Computational Fluid Dynamics for nuclear applications: From CFD to multi-scale CMFD. **Nuclear Engineering and Design**, v. 235, n. 2–4, p. 153–164, 2005.

YADIGAROGLU, G. CMFD and the critical-heat-flux grand challenge in nuclear thermal-hydraulics - A letter to the Editor of this special issue. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 67, n. S, p. 3–12, 2014.

YADIGAROGLU, G. et al. **Introduction to Multiphase Flow**. Cham: Springer International Publishing, 2018.

YAO, W.; MOREL, C. Volumetric interfacial area prediction in upward bubbly two-phase flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 47, n. 2, p. 307–328, 2004.

YEOH, G. H.; TU, J. Future Trends in Handling Turbulent Multi-Phase Flows. In: **Computational Techniques for Multiphase Flows**. [s.l.] Elsevier, 2010. p. 567–601.

ZHANG, X. et al. Effects of interaction models on upward subcooled boiling flow in annulus. **Progress in Nuclear Energy**, v. 105, n. January, p. 61–75, 2018.

## 5 APÊNDICES

### APÊNDICE A – Função definida pelo usuário para correção do coeficiente de força de sustentação (*lift*) junto à parede.

O código abaixo é baseado no modelo de (SHAVER; PODOWSKI, 2015) e foi implantado no ANSYS FLUENT por meio de uma função definida pelo usuário (UDF). Esta função foi incorporada ao código CFD utilizando a ferramenta de interpretação disponível no mesmo. A definição completa das bibliotecas e macros utilizadas abaixo está disponível no manual (ANSYS, 2013c).

```
#include "udf.h" /*biblioteca do ANSYS FLUENT*/
#include "flow.h" /*biblioteca do ANSYS FLUENT*/
DEFINE_EXCHANGE_PROPERTY(custom_lift_r2,c,t,i,j)
{
Thread **pt = THREAD_SUB_THREADS(t);
int zone_ID = THREAD_ID(t);
real lift_coeff; /*variável de saída*/
real xc[ND_ND]; /*macro para obter o vetor direção*/
real Db=0.003; /*diâmetro da bolha [m]*/
real Ro=0.01905; /*diâmetro da tubulação externa [m]*/
real Ri=0.00955; /*diâmetro do cilindro interno [m]*/
real theta, ray, dR; /*ângulo [rad], raio [m], posição no espaço
anular [m]*/
real LR=Ro-Ri; /*diferença Ro-Ri [m]*/
real CLo=0.288; /*coeficiente nominal de força de sustentação*/
real y; /*distância para a parede mais próxima [m]*/
{
C_CENTROID(xc, c, t); /*macro para obter coordenadas x,y,z da célula*/
theta=atan2(xc[1],xc[0]); /* ângulo em coordenadas cilíndricas*/
ray=xc[1]/sin(theta); /*raio para as coordenadas cilíndricas*/
dR = ray-Ri; /*posição no espaço anular*/
y = MIN(dR/LR, 1.-dR/LR)*LR; /*distância da parede mais próxima*/
/* Implementação da hipótese de (Shaver; Podowski, 2015)*/
if(y <= (0.5*Db))
lift_coeff = 0.0;
else if (y <= Db)
lift_coeff = CLo*( 3. * pow(2.*y/Db-1.,2.) - 2. * pow(2.*y/Db-1.,3.));
else
lift_coeff = CLo;
}
return lift_coeff;
}
```

## APÊNDICE B – Parâmetros médios obtidos nos modelos CFD, dados experimentais médios e desvios relativos.

Tabela 5-1 – Modelo convencional – parâmetros médios do modelo CFD, dados experimentais médios e desvios relativos.

Parâmetros médios	Unidade	$z/D_h$	Resultados da simulação			Dados experimentais			Desvio [%]*		
			#1	#2	#3	#1	#2	#3	#1	#2	#3
Condição de contorno	-	-	#1	#2	#3	#1	#2	#3	#1	#2	#3
Fração de vazio, $\alpha_G$	[-]	40,3	0,0731	0,1174	0,1662	0,0577	0,0913	0,1281	26,7	28,6	29,8
	[-]	99,0	0,0751	0,1209	0,1669	0,0559	0,0941	0,1328	34,4	28,5	25,7
IAC, $X$	[m <sup>-1</sup> ]	40,3	145,67	204,32	269,39	120,10	194,00	258,00	21,3	5,3	4,4
	[m <sup>-1</sup> ]	99,0	148,76	208,37	267,35	122,00	195,50	264,00	21,9	6,6	1,3
Diâm. médio de bolhas, $d_b$	[m]	40,3	0,0030	0,0034	0,0035	0,0029	0,0029	0,0031	5,2	17,6	13,0
	[m]	99,0	0,0030	0,0035	0,0035	0,0030	0,0031	0,0033	2,9	11,4	7,1
Veloc. da fase gasosa, $v_G$	[m s <sup>-1</sup> ]	40,3	0,5695	0,5921	0,6241	0,7100	0,6980	0,7100	19,8	15,2	12,1
	[m s <sup>-1</sup> ]	99,0	0,5695	0,5916	0,6240	0,6817	0,7122	0,7222	16,5	16,9	13,6
Taxa de dissipação de energia de turb. na fase líquida, $\varepsilon_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	40,3	0,0488	0,0615	0,0783	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	99,0	0,0438	0,0544	0,0743	-	-	-	-	-	-
Energia cinética de turb. na fase líquida, $k_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	40,3	0,0014	0,0017	0,0020	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	99,0	0,0009	0,0012	0,0018	-	-	-	-	-	-
Condição de contorno	-	-	#4	#5	#6	#4	#5	#6	#4	#5	#6
Fração de vazio, $\alpha_G$	[-]	40,3	0,0647	0,1154	0,1667	0,0630	0,1050	0,1508	2,7	10,0	10,5
	[-]	99,0	0,0656	0,1166	0,1677	0,0570	0,1067	0,1613	15,1	9,3	3,9
IAC, $X$	[m <sup>-1</sup> ]	40,3	143,22	232,92	325,68	139,55	221,82	306,82	2,6	5,0	6,1
	[m <sup>-1</sup> ]	99,0	149,77	237,10	330,21	132,00	233,00	331,00	13,5	1,8	0,2
Diâm. médio de bolhas, $d_b$	[m]	40,3	0,0027	0,0030	0,0031	0,0030	0,0031	0,0030	9,4	5,6	2,9
	[m]	99,0	0,0026	0,0029	0,0030	0,0032	0,0032	0,0032	16,4	8,0	6,2
Veloc. da fase gasosa, $v_G$	[m s <sup>-1</sup> ]	40,3	1,1317	1,1939	1,2627	1,1360	1,2060	1,2440	0,4	1,0	1,5
	[m s <sup>-1</sup> ]	99,0	1,1372	1,2001	1,2663	1,1040	1,1720	1,2280	3,0	2,4	3,1
Taxa de dissipação de energia de turb. na fase líquida, $\varepsilon_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	40,3	0,5942	0,7633	0,9965	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	99,0	0,5638	0,7628	1,0280	-	-	-	-	-	-
Energia cinética de turb. na fase líquida, $k_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	40,3	0,0051	0,0047	0,0047	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	99,0	0,0045	0,0037	0,0035	-	-	-	-	-	-

\*Soma dos desvios: 526,4%.

**Tabela 5-2 – Caso A (HIBIKI; ISHII, 2000) – parâmetros médios do modelo CFD, dados experimentais médios e desvios relativos.**

Parâmetros médios	Unidade	z/D <sub>h</sub>	Resultados da simulação			Dados experimentais			Desvio [%]*		
			#1	#2	#3	#1	#2	#3	#1	#2	#3
Condição de contorno	-	-	#1	#2	#3	#1	#2	#3	#1	#2	#3
Fração de vazio, $\alpha_G$	[-]	40,3	0,0707	0,1130	0,1603	0,0577	0,0913	0,1281	22,6	23,8	25,2
	[-]	99,0	0,0710	0,1130	0,1603	0,0559	0,0941	0,1328	27,1	20,1	20,7
IAC, X	[m <sup>-1</sup> ]	40,3	140,85	196,58	259,85	120,10	194,00	258,00	17,3	1,3	0,7
	[m <sup>-1</sup> ]	99,0	140,52	194,86	256,82	122,00	195,50	264,00	15,2	0,3	2,7
Diâm. médio de bolhas, $d_b$	[m]	40,3	0,0030	0,0034	0,0035	0,0029	0,0029	0,0031	5,1	17,5	13,0
	[m]	99,0	0,0030	0,0035	0,0035	0,0030	0,0031	0,0033	2,7	11,7	7,1
Veloc. da fase gasosa, $v_G$	[m s <sup>-1</sup> ]	40,3	0,5821	0,6134	0,6462	0,7100	0,6980	0,7100	18,0	12,1	9,0
	[m s <sup>-1</sup> ]	99,0	0,5828	0,6131	0,6456	0,6817	0,7122	0,7222	14,5	13,9	10,6
Taxa de dissipação de energia de turb. na fase líquida, $\varepsilon_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	40,3	0,0524	0,0591	0,0709	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	99,0	0,0493	0,0564	0,0682	-	-	-	-	-	-
Energia cinética de turb. na fase líquida, $k_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	40,3	0,0013	0,0012	0,0012	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	99,0	0,0010	0,0009	0,0010	-	-	-	-	-	-
Condição de contorno	-	-	#4	#5	#6	#4	#5	#6	#4	#5	#6
Fração de vazio, $\alpha_G$	[-]	40,3	0,0620	0,1115	0,1623	0,0630	0,1050	0,1508	1,7	6,2	7,6
	[-]	99,0	0,0623	0,1121	0,1630	0,0570	0,1067	0,1613	9,5	5,0	1,0
IAC, X	[m <sup>-1</sup> ]	40,3	137,42	225,51	317,91	139,55	221,82	306,82	1,5	1,7	3,6
	[m <sup>-1</sup> ]	99,0	140,78	229,70	324,38	132,00	233,00	331,00	6,6	1,4	2,0
Diâm. médio de bolhas, $d_b$	[m]	40,3	0,0027	0,0030	0,0031	0,0030	0,0031	0,0030	9,4	5,6	2,9
	[m]	99,0	0,0027	0,0029	0,0030	0,0032	0,0032	0,0032	16,1	8,1	6,4
Veloc. da fase gasosa, $v_G$	[m s <sup>-1</sup> ]	40,3	1,1137	1,1918	1,2611	1,1360	1,2060	1,2440	2,0	1,2	1,4
	[m s <sup>-1</sup> ]	99,0	1,1136	1,1926	1,2612	1,1040	1,1720	1,2280	0,9	1,8	2,7
Taxa de dissipação de energia de turb. na fase líquida, $\varepsilon_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	40,3	0,5997	0,7930	1,0209	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	99,0	0,5938	0,7789	1,0054	-	-	-	-	-	-
Energia cinética de turb. na fase líquida, $k_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	40,3	0,0063	0,0061	0,0065	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	99,0	0,0061	0,0055	0,0057	-	-	-	-	-	-

\*Soma dos desvios: 418,6%.

**Tabela 5-3 – Caso B (WU; KIM; ISHII, 1998) – parâmetros médios do modelo CFD, dados experimentais médios e desvios relativos.**

	Unidade	$z/D_h$	Resultados da simulação			Dados experimentais			Desvio [%]*		
			#1	#2	#3	#1	#2	#3	#1	#2	#3
<b>Condição de contorno</b>	-	-	#1	#2	#3	#1	#2	#3	#1	#2	#3
Fração de vazio, $\alpha_G$	[-]	40,3	0,0707	0,1130	0,1603	0,0577	0,0913	0,1281	22,6	23,7	25,2
	[-]	99,0	0,0710	0,1130	0,1603	0,0559	0,0941	0,1328	27,1	20,1	20,7
IAC, $X$	[m <sup>-1</sup> ]	40,3	139,15	192,28	251,13	120,10	194,00	258,00	15,9	0,9	2,7
	[m <sup>-1</sup> ]	99,0	136,23	184,50	236,48	122,00	195,50	264,00	11,7	5,6	10,4
Diâm. médio de bolhas, $d_b$	[m]	40,3	0,0030	0,0035	0,0035	0,0029	0,0029	0,0031	6,3	19,3	13,0
	[m]	99,0	0,0031	0,0035	0,0035	0,0030	0,0031	0,0033	5,6	12,6	7,1
Veloc. da fase gasosa, $v_G$	[m s <sup>-1</sup> ]	40,3	0,5821	0,6134	0,6462	0,7100	0,6980	0,7100	18,0	12,1	9,0
	[m s <sup>-1</sup> ]	99,0	0,5828	0,6131	0,6456	0,6817	0,7122	0,7222	14,5	13,9	10,6
Taxa de dissipação de energia de turb. na fase líquida, $\varepsilon_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	40,3	0,0524	0,0591	0,0709	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	99,0	0,0493	0,0564	0,0682	-	-	-	-	-	-
Energia cinética de turb. na fase líquida, $k_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	40,3	0,0013	0,0012	0,0012	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	99,0	0,0010	0,0009	0,0010	-	-	-	-	-	-
<b>Condição de contorno</b>	-	-	#4	#5	#6	#4	#5	#6	#4	#5	#6
Fração de vazio, $\alpha_G$	[-]	40,3	0,0620	0,1119	0,1627	0,0630	0,1050	0,1508	1,6	6,6	7,9
	[-]	99,0	0,0626	0,1130	0,1638	0,0570	0,1067	0,1613	9,9	5,9	1,6
IAC, $X$	[m <sup>-1</sup> ]	40,3	134,78	218,00	301,09	139,55	221,82	306,82	3,4	1,7	1,9
	[m <sup>-1</sup> ]	99,0	134,41	210,40	282,08	132,00	233,00	331,00	1,8	9,7	14,8
Diâm. médio de bolhas, $d_b$	[m]	40,3	0,0028	0,0031	0,0032	0,0030	0,0031	0,0030	7,5	2,1	8,8
	[m]	99,0	0,0028	0,0032	0,0034	0,0032	0,0032	0,0032	11,7	0,5	6,2
Veloc. da fase gasosa, $v_G$	[m s <sup>-1</sup> ]	40,3	1,1137	1,1925	1,2617	1,1360	1,2060	1,2440	2,0	1,1	1,4
	[m s <sup>-1</sup> ]	99,0	1,1138	1,1964	1,2636	1,1040	1,1720	1,2280	0,9	2,1	2,9
Taxa de dissipação de energia de turb. na fase líquida, $\varepsilon_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	40,3	0,5999	0,7951	1,0281	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	99,0	0,5931	0,7855	1,0260	-	-	-	-	-	-
Energia cinética de turb. na fase líquida, $k_L$	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	40,3	0,0062	0,0059	0,0062	-	-	-	-	-	-
	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	99,0	0,0060	0,0050	0,0051	-	-	-	-	-	-

\*Soma dos desvios: 442,6%.

## APÊNDICE C – Termos fontes da equação de quantidade de movimento para forças de interface no Modelo Convencional.

A seguir, são apresentados os perfis radiais dos termos fontes de forças de interfaciais produzidos pelos modelos convencionais, listados na Tabela 2-9.

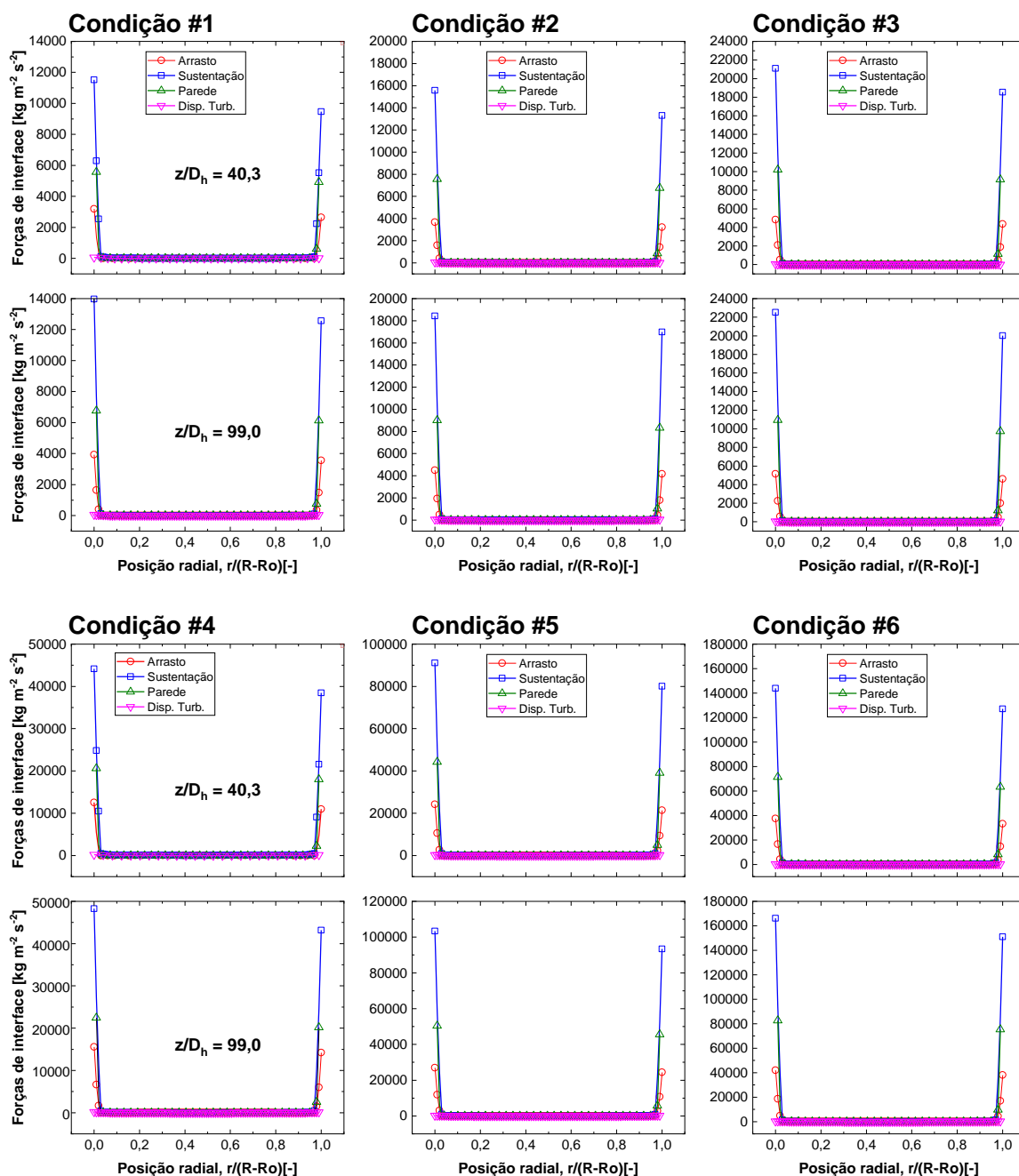


Figura 5-1 - Modelo Convencional: Termos fontes de força de arrasto, sustentação, lubrificação de parede e dispersão turbulenta nas posições axiais  $z/D_h = 40,3$  e  $99,0$ .

Estes parâmetros não estão disponíveis nas ferramentas de pós-processamento do *software* FLUENT, portanto, tiveram de ser calculados separadamente utilizando as equações da Seção 2.3.2 e os resultados de fração de vazio, diâmetros de bolhas, velocidades das fases, vorticidade da fase líquida e taxa de produção de turbulência.

Em todas as condições de escoamento observa-se uma elevação nos termos fontes na proximidade das paredes, devido a ser a região com os maiores gradientes de velocidade, maiores velocidades relativas entre as fases, e de maior produção de energia cinética de turbulência. Esta condição se contrapõe à região central do canal onde são observados termos fontes próximos a zero.



## APÊNDICE D – Termos fontes da equação de transporte de IAC para o modelo do Caso A.

Para dar suporte adicional à análise dos resultados a Figura 5-2 abaixo apresenta os perfis de termos fontes da equação de transporte de IAC obtidos com os modelos de (HIBIKI; ISHII, 2000).

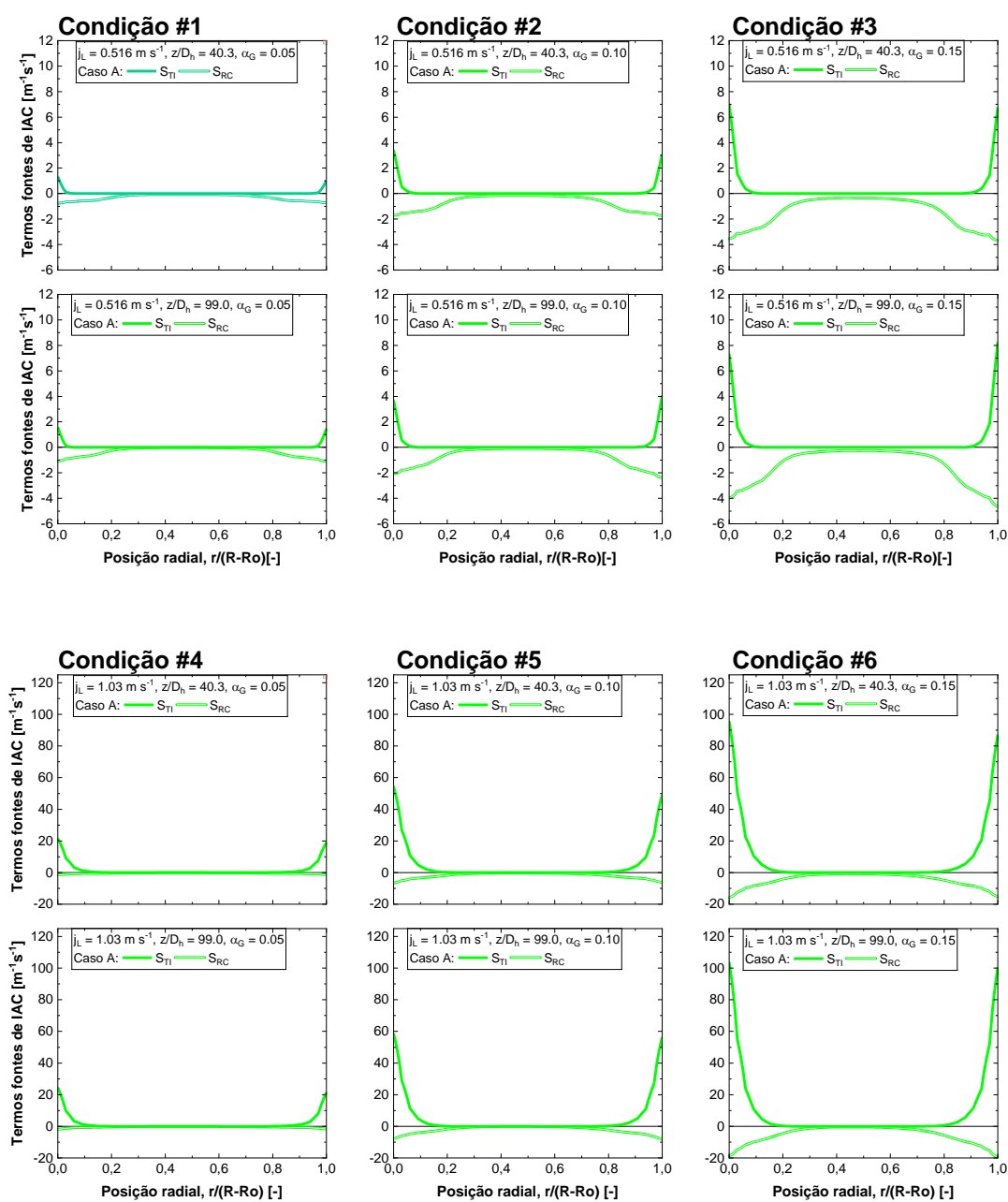


Figura 5-2 – Termos fontes da equação de transporte de IAC para o modelo do Caso A.

## APÊNDICE E – Termos fontes da equação de transporte de IAC para os modelos dos Casos A e B.

A Figura 5-3 abaixo apresenta os perfis de termos fontes da equação de transporte de IAC obtidos com os modelos de (HIBIKI; ISHII, 2000) e (WU; KIM; ISHII, 1998) aplicados aos Casos A e B, respectivamente.

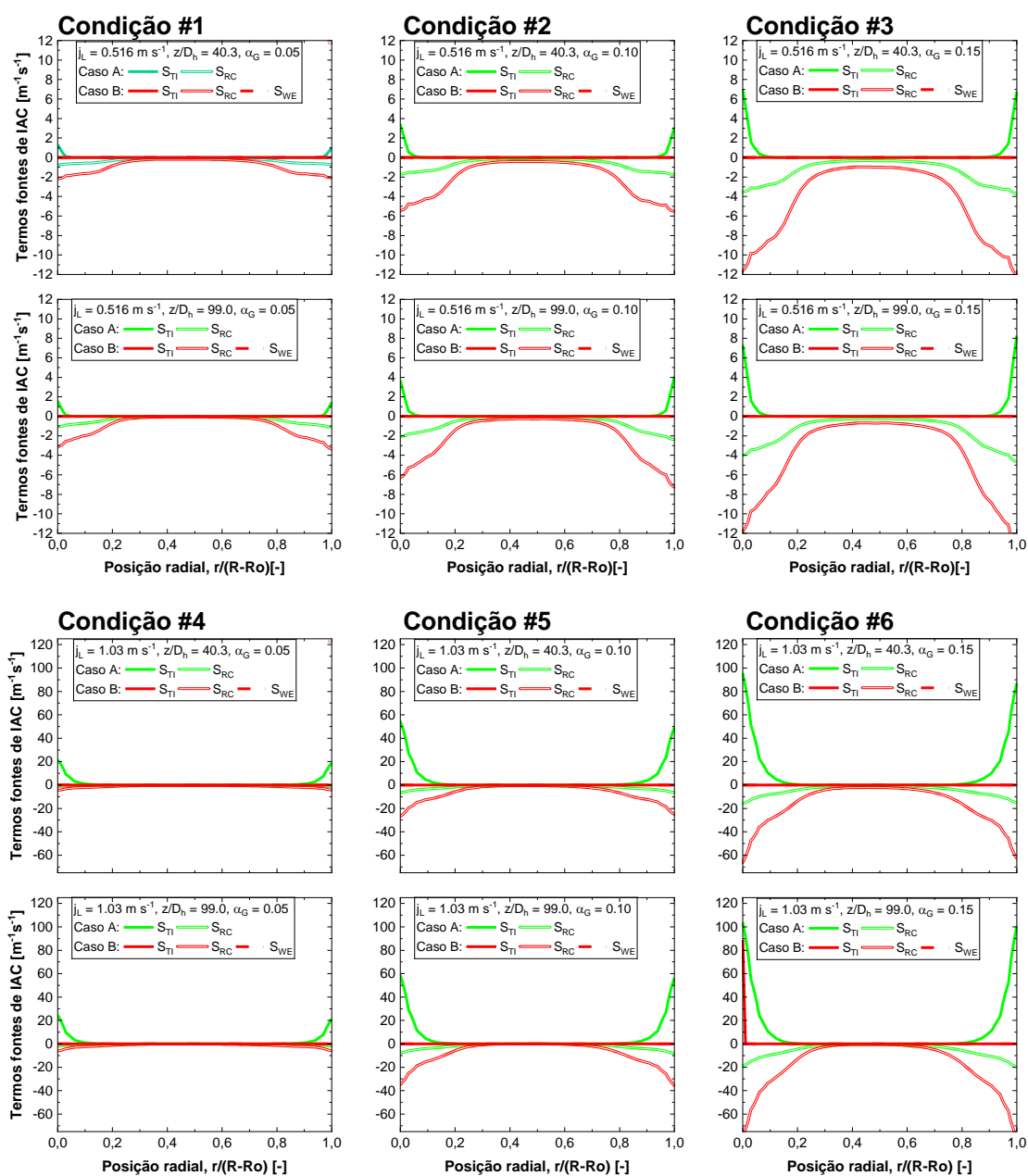


Figura 5-3 – Termos fontes da equação de transporte de IAC para os Casos A e B.

Em todas as condições simuladas, nos Caso A e B, observa-se uma intensificação dos termos fontes, tanto de coalescência ( $S_{RC}$ ) como de fragmentação ( $S_{TI}$ ) com o aumento da fração de vazios. Isto está relacionado à maior disponibilidade de fase gasosa no meio de escoamento e, portanto, à maior interação entre as bolhas. Além disso, o aumento da fase gasosa aumenta a taxa de dissipação de turbulência na fase líquida ( $\varepsilon_L$ ) (ver dados no APÊNDICE B). Também o aumento da velocidade superficial da fase líquida aumentou substancialmente estes termos fontes, fato também explicado pelo aumento tanto da produção como da dissipação da turbulência no meio de escoamento. Importante observar que os termos fontes se acentuam em maior medida na proximidade das paredes onde estão concentrados os termos de dissipação turbulenta.

Dentre os modelos, o Caso A obtido com o modelo de (HIBIKI; ISHII, 2000), apresentou tanto produção de coalescência ( $S_{RC}$ ) como de fragmentação ( $S_{TI}$ ) como mostrado. Por outro lado, o Caso B apresentou termos fontes nulos de fragmentação ( $S_{TI}$ ), o que está relacionado ao fato de que o modelo de (WU; KIM; ISHII, 1998) exige que número de Weber do escoamento supere o número de Weber crítico do modelo ( $We_{cr} = 6,0$ ), fato esse que somente ocorreu na condição #6, muito próximo da parede interna, em  $z/D_h = 99,0$ . Além disso, o termo fonte de coalescência por arrasto ( $S_{WE}$ ), calculado no Caso B, apresentou valores inexpressivos nas condições de escoamento analisadas, ficando próxima de zero. Por outro lado, o modelo de (WU; KIM; ISHII, 1998) apresentou valores elevados de coalescência para todas as condições simuladas.

## APÊNDICE F – Efeito da força de dispersão turbulenta.

A Figura 5-4 a seguir, apresenta a variação dos resultados dos perfis de fração de vazio, IAC, diâmetro de bolhas e velocidade da fase gasosa, quanto à variação do coeficiente de força de dispersão turbulenta  $C_{TD}$ , utilizando o modelo do Caso A (Tabela 2-10) na condição #6.

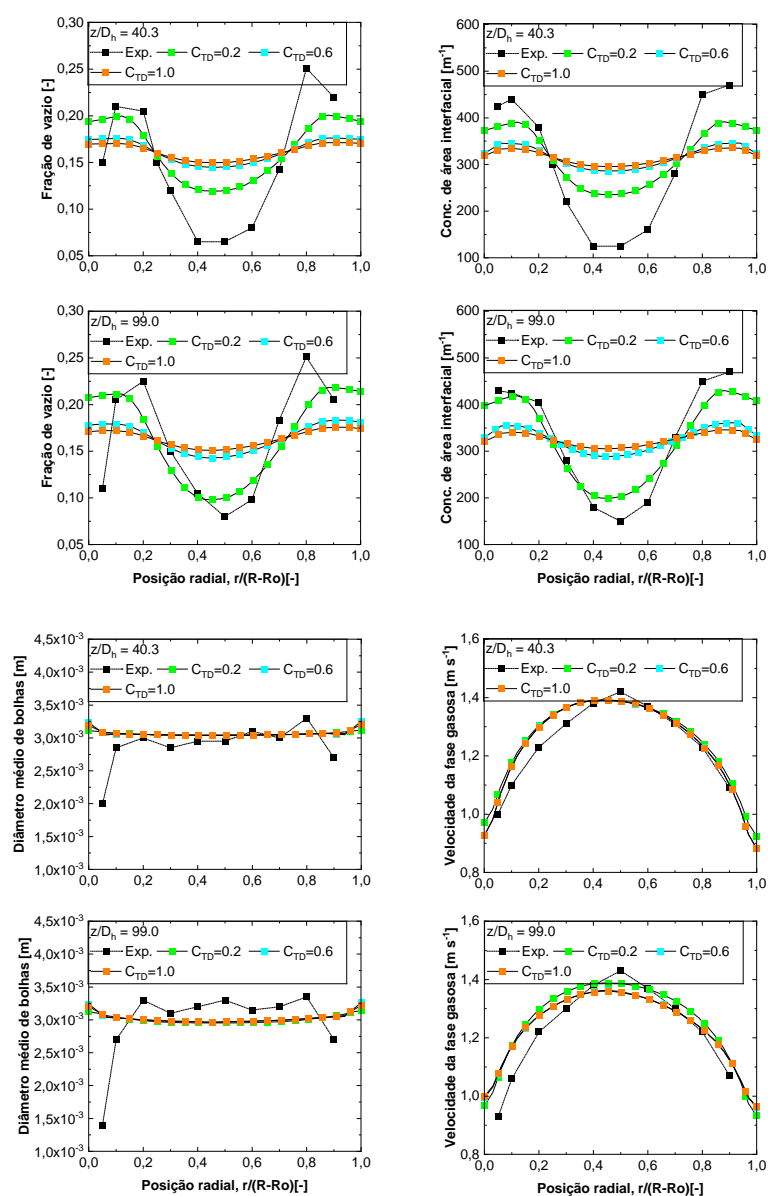


Figura 5-4 – Efeito da variação do coeficiente de força de dispersão turbulenta sobre os perfis de fração de vazio, IAC, diâmetro médio de bolhas e velocidade da fase gasosa na condição #6.

Três valores de  $C_{TD}$  foram adotados no intervalo de 0,2 a 1. Observa-se aqui o efeito difusivo que esta força apresenta sobre a distribuição da fase gasosa nos perfis radiais, produzindo um “achatamento” nestes perfis quanto maior é o valor de  $C_{TD}$ . É interessante aqui observar que o perfil de velocidade da fase gasosa também sofre um efeito importante da força de dispersão turbulenta, notadamente para o segundo plano de medição, sendo que valores mais elevados de  $C_{TD}$  causaram uma redução no perfil na porção central do canal de escoamento. Isto sugere que o modelo de força de dispersão turbulenta pode ser o responsável pela não reprodução do pico de velocidade, na região central do canal, exibido nos dados experimentais.

## APÊNDICE G – Efeito do modelo de turbulência.

A Figura 5-5, apresenta uma comparação entre os perfis de fração de vazio, IAC, diâmetro médio de bolhas e velocidade da fase gasosa utilizando dois modelos de turbulência,  $k - \varepsilon$  e  $k - \omega$  no modelo do Caso A (Tabela 2-10) e na condição #6.

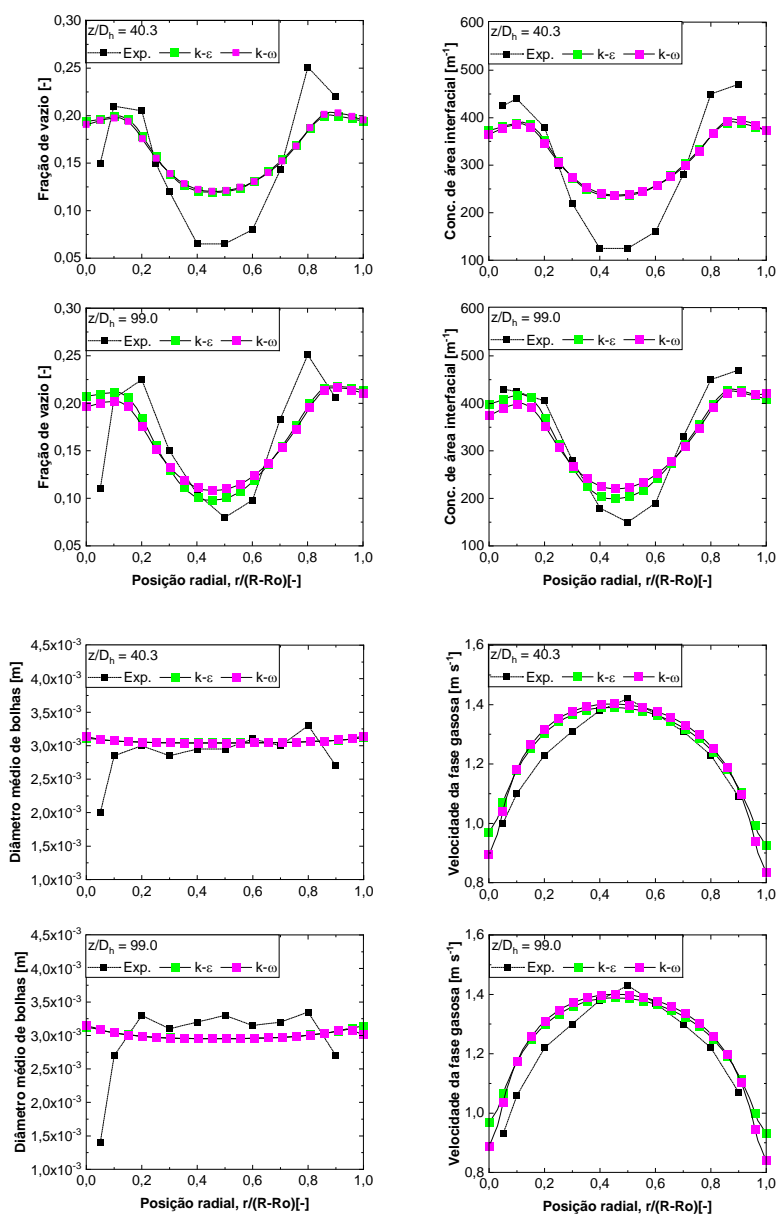



Figura 5-5 – Efeito do modelo de turbulência sobre os perfis de fração de vazio, IAC, diâmetro médio de bolhas e velocidade da fase gasosa na condição #6.



**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
**Diretoria de Pesquisa, Desenvolvimento e Ensino**  
**Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 – Cidade Universitária CEP: 05508-000**  
**Fone/Fax (0XX11) 3133-8908**  
**SÃO PAULO – São Paulo – Brasil**  
**<http://www.ipen.br>**

**O IPEN é uma Autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento, associada à Universidade de São Paulo e gerida técnica e administrativamente pela Comissão Nacional de Energia Nuclear, órgão do Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação.**

