

INSTITUTO DE ENGENHARIA NUCLEAR

ANIZIO MARQUES GARRIDO FILHO

**ESTUDO DE ESCOAMENTOS BIFÁSICOS GÁS-LÍQUIDO EM
DUTOS VERTICAIS E INCLINADOS ATRAVÉS DE
SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL**

Rio de Janeiro

2018

ANIZIO MARQUES GARRIDO FILHO

**ESTUDO DE ESCOAMENTOS BIFÁSICOS GÁS-LÍQUIDO EM
DUTOS VERTICAIS E INCLINADOS ATRAVÉS DE
SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Ciência e Tecnologia Nucleares do Instituto de Engenharia Nuclear da Comissão Nacional de Energia Nuclear como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Grau de Mestre em Ciências em Engenharia Nuclear - Profissional em Engenharia de Reatores

Orientadores: Prof. Dra. Maria de Lourdes Moreira
Dr. José Luiz Horacio Faccini

Rio de Janeiro

2018

GARR Garrido Filho, Anizio Marques

Estudo de escoamentos Bifásicos Gás-Líquido em Dutos Verticais e Inclinados através de Simulação Computacional / Anizio Marques Garrido Filho. -- Rio de Janeiro: CNEN/IEN, 2018.

xxv, 241 f.: il. ; 31 cm.

Orientador: Maria de Lourdes Moreira e José Luiz Horacio Faccini

Dissertação (mestrado) – Instituto de Engenharia Nuclear, PPGIEN, 2018.

Referências Bibliográficas: p. 218-223

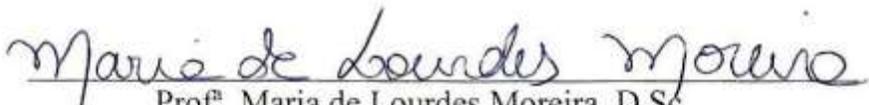
1. Escoamento Bifásico 2. Fluidodinâmica Computacional 3. CFD 4. ANSYS/CFX 5. Bolha de Taylor.

ESTUDO DE ESCOAMENTOS BIFÁSICOS GÁS-LÍQUIDO EM DUTOS VERTICAIS E
INCLINADOS ATRAVÉS DE SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL

Anizio Marques Garrido Filho

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA NUCLEARES DO INSTITUTO DE ENGENHARIA NUCLEAR COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA NUCLEARES.

Aprovada por:


Prof.^a. Maria de Lourdes Moreira, D.Sc.


Dr. José Luiz Horacio Faccini, D.Sc.


Prof. Paulo Augusto Berquó de Sampaio, Ph.D.


Prof. Su Jian, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
JANEIRO DE 2018

Dedico este trabalho em memória à minha querida tia Neusa da Silva Carvalho, a meu amado pai, Anizio Marques Garrido, e minha amada avó, Ernestina Marques Garrido, pelos exemplos e por toda uma vida de dedicação.

AGRADECIMENTOS

O conhecimento é um dos maiores bens que realmente possuímos. Precisa ser conquistado e para tal é preciso esforço, mas, mais do que isso, é preciso também dispender a vitalidade. Não foi fácil a decisão de empreender esse novo degrau na vida, ainda mais num estágio em que muitos já pararam e se dedicam a outros interesses. Mas, determinação, perseverança e paciência devem ser sempre os fiéis companheiros de quem se lança em busca de um objetivo, além é claro do apoio e a colaboração de corações próximos, amigos, colegas e muitos outros.

Assim, primeiramente expresso o meu agradecimento à Dra. Maria de Lourdes Moreira, por aceitar em ser minha orientadora e pelo incentivo ao desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço especialmente ao Dr. José Luiz Horacio Faccini por aceitar em ser também meu orientador, e também porque foi a quem primeiramente me dirigi com muitas dúvidas e quem me incentivou a realizar o curso de mestrado.

Agradeço também ao Programa de Pós-Graduação em Ciência e Tecnologia Nucleares da Coordenanação de Ensino do Instituto de Engenharia Nuclear (CENS/IEN), que proporcionou a oportunidade de realizar mais esta etapa da vida.

Agradeço também aos colegas, Dr. Marcos Bertrand de Azevedo, Victor Lusi Lassance Cunha, Adino Americo Heimlich Almeida, Marcel Waintraub e Leonardo Falcão Koblitz pelo valioso apoio.

Também agradeço aos meus colegas de setor de projetos e também a outros do IEN, alguns mais do que colegas, verdadeiros amigos, pelo incentivo que nunca deixaram de expressar.

Não posso deixar de destacar a imprescindível orientação do Sr Rodrigo Peralta do time de suporte da ESSS.

E muito importante, agradeço à minha esposa, meus filhos e minha família pelo grande apoio que têm me dado.

E acima de tudo, agradeço a Deus, esse Pai amoroso sem o qual nada somos.

RESUMO

No presente trabalho foi desenvolvido um estudo sobre os escoamentos bifásicos gás-líquido verticais e inclinados, através da simulação computacional utilizando um software proprietário de CFD desenvolvido pela empresa ANSYS, o CFX. Neste trabalho utilizou-se a versão 17.0 do CFX devidamente licenciado para o Instituto de Engenharia - IEN. A primeira parte dedicou-se à simulação em 3 dimensões de uma experiência de escoamento por diferença de densidade, de um bolsão de ar de 100,0 mm de comprimento, em uma fase líquida inicialmente Estagnada dentro de um tubo de acrílico com 24,0 mm de diâmetro e 2,0 m de comprimento. Na experiência este bolsão de ar é posicionado na parte inferior do tubo pela rápida rotação do tubo assumindo a posição vertical e em ângulos de inclinação de 2,5°, 5°, 7,5°, 10° e 15°. O presente trabalho visou comparar os resultados computacionais com os experimentais. Este estudo demandou um tempo considerável para desenvolvimento, por causa das condições de execução da experiência serem ainda pouco abordadas em termos de simulação computacional. Foram necessários vários ajustes e tentativas, até se alcançar resultados satisfatórios próximos da realidade física da experiência. Neste primeiro estudo o objetivo foi conseguir nas simulações o aspecto morfológico do bolsão de ar e sua velocidade de deslocamento através de uma fase líquida composta de água ou glicerina, o mais próximo possível dos resultados experimentais. Na segunda parte deste estudo, fez-se a simulação por meio do software, de um experimento em construção destinado a ensaiar escoamentos bifásicos ascendentes com circulação forçada, numa tubulação de acrílico de 52,5 mm de diâmetro e 8,0 m de comprimento. Utilizou-se como guia neste estudo, um mapa de escoamentos bifásicos verticais ascendentes ar-água, notadamente reconhecido e elaborado por Taitel et al em 1980. Determinados pontos neste mapa, correspondentes aos tipos de escoamentos bifásicos verticais foram selecionados, e os dados de velocidade superficial de cada fase usados como condição de contorno nas simulações computacionais. Foram realizadas ainda, simulações com esses mesmos dados para condições de inclinação do escoamento de 15°, 30° e 45°. Estas simulações foram executadas em modo transiente no tempo decorrido de 15 s. O resultados visuais obtidos foram em perfis de variação sobre um plano e em 3 dimensões por isovolumes, ambos representando a variação dos parâmetros fração volumétrica, velocidade física e superficial. Foram obtidos os gráficos de fração volumétrica e velocidades física e superficial das fases para este tempo e as inclinações estipuladas. Através desses gráficos constatou-se que as variações significativas nos escoamentos ocorrem na faixa de 0° a 15°, e que a partir de 15° até 45° estas são pouco expressivas.

Palavras-chave: Escoamento bifásico, Fluidodinâmica Computacional, CFD, ANSYS/CFX, Bolha de Taylor.

ABSTRACT

In the present work, a study was carried out on two-phase gas-liquid flows, vertical and inclined, through computer simulation using proprietary CFD software developed by ANSYS, the CFX. In this work was used the version 17.0 of the CFX duly licensed to the Institute of Engineering - IEN. The first part was devoted to the 3-dimensional simulation of a density difference flow experiment of an air pocket of 100.0 mm in length in a liquid phase stagnated inside a 24.0 mm acrylic tube diameter and 2.0 m in length. In the experiment this air pocket is positioned at the bottom of the tube by the rapid rotation of the tube assuming the vertical position and at inlet angles of 2,5 °, 5 °, 7,5 °, 10 ° and 15°. The present work aimed to compare the computational results with the experimental results. This study required a considerable amount of time for development, because the conditions of the execution of the experiment are still little discussed in terms of computational simulation. It took several adjustments and attempts until satisfactory results were achieved close to the physical reality of experience. In this first study the objective was to obtain in the simulations the morphological aspect of the air pocket and its velocity of displacement through a liquid phase composed of water or glycerin, as close as possible to the experimental results. In the second part of this study, the simulation was carried out using software of an experiment under construction to test two-phase upward flow with forced circulation in an acrylic tubing of 52.5 mm in diameter and 8.0 m in length. A vertical two-phase, air-water vertical flow map, notably recognized and elaborated by Taitel et al. In 1980, was used as a guide. Certain points on this map, corresponding to the types of vertical flows of two phases were selected, and the velocity data surface of each phase used as boundary condition in computational simulations. Simulations with these same data were also performed for flow slope conditions of 15 °, 30 ° and 45 °. These simulations were performed in transient mode at the elapsed time of 15 s. The visual results obtained were in profiles of variation on a plane and in 3 dimensions by isovolumes, both representing the variation of the parameters volumetric fraction, physical and superficial velocity. The graphs of volumetric fraction and physical and superficial velocities of the phases for this time and the stipulated inclinations were obtained. Through these graphs it was found that the significant variations in the flows occur in the range of 0 ° to 15 °, and that from 15 ° to 45 ° these are little expressive.

Keywords: Two-Phase Flow, Computational Fluid Dynamics, CFD, CFX, Taylor Bubble.

Sumário

Lista de Figuras.....	xii
Lista de Tabelas.....	xxiv
Lista de Abreviaturas e Siglas.....	xxv
1 Introdução.....	1
1.1 Objetivo.....	6
1.2 Organização do Trabalho.....	7
2 Revisão Bibliográfica.....	8
2.1 Escoamento Bifásico Líquido-Gás.....	8
2.2 Padrões de Escoamento.....	8
2.2.1 Padrões de escoamento vertical.....	9
2.2.2 Padrões de escoamento horizontal.....	10
2.2.3 Padrões de escoamento inclinados.....	12
2.3 Parâmetros usados no estudo de Escoamentos Bifásicos.....	13
2.3.1 Vazão mássica total “ m ”.....	13
2.3.2 Vazão volumétrica total “ Q ”.....	13
2.3.3 Velocidades superficiais.....	14
2.3.4 Fluxo mássico.....	14
2.3.5 Velocidade das fases.....	15
2.3.6 Razão de escorregamento “ S ”.....	15
2.3.7 Fração de vazio “ α ”.....	15
2.3.8 Fração volumétrica “ β ”.....	16
2.3.9 Título “ x ”.....	16
2.4 Números Adimensionais usados em Escoamentos Bifásicos.....	16
2.4.1 Número de Reynolds.....	17
2.4.2 Número de Froude.....	17
2.4.3 Número de Eötvös.....	18
2.4.4 Número de Morton.....	19
2.5 Mapas de Escoamentos Bifásicos em Tubulações.....	20
2.5.1 Mapas de Escoamento vertical.....	20
2.5.2 Mapas de Escoamento horizontal.....	23
2.6 Mecanismos de Transição entre Padrões de Escoamento.....	25

2.6.1	Mapa de Escoamento Vertical.....	25
2.6.2	Estudo dos Escoamentos Inclinados.....	45
2.7	Métodos na Mecânica dos Flúidos.....	52
2.8	Fluidodinâmica Computacional	53
2.8.1	Evolução da Fluidodinâmica Computacional.....	55
2.8.2	Utilização da Fluidodinâmica Computacional.....	55
2.8.3	Estudos de Fluidodinâmica Computacional sobre Escoamentos com Bolhas de Taylor.....	58
2.9	O ANSYS CFX	61
2.9.1	Fundamentos Físicos do ANSYS CFX.....	67
3	Metodologia.....	83
3.1	Estudos Experimentais com Tubos Verticais e Inclinados com Fase Líquida Inicialmente Estagnada.....	83
3.1.1	Escoamento Pistonado.....	85
3.2	O Experimento de Escoamento Bifásico do LTE.....	87
3.2.1	Mistura das Fases	92
3.3	Desenvolvimento do trabalho no ANSYS CFX.....	95
3.3.1	Definições adotadas para o Experimento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada.....	96
3.3.2	Definições adotadas para o Experimento de Escoamento Bifásico.....	113
4	Resultados e Discussões.....	129
4.1	Escoamento em Tubos Verticais e Inclinados com Fase Líquida Inicialmente Estagnada.....	129
4.1.1	Resultados para Flúidos Água/Ar.....	130
4.1.2	Simulações com Flúidos Água/Ar com malha mais densa.....	137
4.1.3	Resultados para Flúidos Glicerina/Ar.....	140
4.2	Escoamento Contínuo no Experimento do LTE.	148
4.2.1	Região de Escoamento com Bolhas.....	149
4.2.2	Região de Escoamento Pistonado	165
4.2.3	Região de Escoamento Agitado	181
4.2.4	Região de Escoamento Anular	197
5	Conclusões e Trabalhos futuros.....	213
5.1	Conclusões.....	214
5.2	Trabalhos futuros	216

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	218
Apêndice.	224
A. O Software ANSYS	224
B. Outros Modelos de turbulências usando RANS.	226
B.1. Outros Modelos de Viscosidade Turbulenta (Eddy Viscosity Models)...	226
B.2. Modelos das Tensões de Reynolds (Reynolds Stress Models).....	229
C. Fotos da Experiência com Fase Líquida Inicialmente Estagnada.	239
D. Resultados Experimentais da Experiência com Fase Líquida Inicialmente Estagnada.....	241

Lista de Figuras

Figura 1: Diagrama básico de funcionamento de um reator PWR.	2
Figura 2: Diagrama básico de funcionamento de um reator BWR.	3
Figura 3: Diagrama básico de funcionamento de um reator dentro de um submarino.	3
Figura 4: escoamento bifásico gás-líquido pistonado em posição vertical e inclinada com as Bolhas de Taylor e os pistões de líquido.	5
Figura 5: Padrões de escoamento vertical (SHOHAM, 2006).	10
Figura 6: Padrões de escoamento horizontal (SHOHAM, 2006).	11
Figura 7: Mapa de regime de escoamento bifásico de Hewitt e Roberts para escoamento vertical (HEWITT, 1969).	21
Figura 8: Mapa de regime de escoamento bifásico de Taitel et al (1980), para ar-água a 25°C e 0,1 Mpa em tubo de 25 mm de diâmetro.	22
Figura 9: Mapa de regime de escoamento bifásico de Taitel et al (1980), para ar-água a 25°C e 0,1 Mpa em tubo de 50 mm de diâmetro.	22
Figura 10: Mapa de regime de escoamento bifásico horizontal (adaptação de Mandhane et al.) (1974).	23
Figura 11: Mapa de regime de escoamento bifásico horizontal (adaptação de Taitel e Dukler, 1976).	24
Figura 12: Geometria do padrão de escoamento pistonado ou slug.	35
Figura 13: Variação da velocidade normalizada com o ângulo de inclinação para sistemas ar-líquido: a marca “/” ao lado direito dos símbolos indica o uso de acetona como fase líquida e os demais são com água (Zukoski – 1966)	47
Figura 14: Variação da velocidade normalizada versus o parâmetro de tensão superficial para ângulos de inclinação de 0°, 45° e 90°. (ZUKOSKI, 1966)	47
Figura 15: Efeito da inclinação no escoamento de bolhas bidimensionais (Maneri e Zuber, 1974).	49

Figura 16: Estudo de A. Clarke e R. I. Issa de 1995 – “A Numerical Model of Slug Flow in Vertical Tubes” .	58
Figura 17: Estudo de Donghong Zheng, Xiao He e Defu Che de 2006 – “CFD Simulations of Hydrodynamics Characteristics in a Gas-Liquid Upward Slug Flow” .	59
Figura 18: Estudo de Taha Taha e Z. F. Cui de 2005 – “CFD Modeling of Slug Flow in Vertical Tubes” .	60
Figura 19: Módulo CFX carregado na área de trabalho do ANSYS WORKBENCH versão 17.0 (ANSYS, 2016).	61
Figura 20: Módulo Design Modeler do CFX para criação da geometria - ANSYS WORKBENCH versão 16.2 – versão acadêmica (ANSYS, 2016).	62
Figura 21: Módulo Meshing do CFX para criação da malha de volumes finitos - ANSYS WORKBENCH versão 16.2 – versão acadêmica (ANSYS, 2016).	63
Figura 22: Módulo CFX-PRE - ANSYS WORKBENCH versão 16.2 – versão acadêmica (ANSYS, 2016).	64
Figura 23: Módulo CFX-SOLVER – ANSYS WORKBENCH – versão acadêmica (ANSYS, 2016).	65
Figura 24: Módulo CFX-POST – ANSYS WORKBENCH – versão acadêmica (ANSYS, 2016).	66
Figura 25: Experiência de tubo com líquido estagnado contendo espaço de ar realizada por DE AZEVEDO (2016).	84
Figura 26: Padrão de escoamento intermitente vertical de bolhas alongadas.	86
Figura 27: Esquema do Sistema de Escoamento Bifásico do LTE.	87
Figura 28: Experimento de Escoamento Bifásico do LTE/IEN em posição vertical.	89
Figura 29: Experimento de Escoamento Bifásico Do LTE/IEN em posição inclinada. ...	90
Figura 30: Projeto mecânico do Experimento de Escoamento Bifásico Do LTE/IEN.	91
Figura 31: Sistema de mistura de fases por injetor em curva.....	93
Figura 32: Sistema de mistura de fases por injetor em “Y”	94

Figura 33: Modelagem do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada no módulo GEOMETRY do ANSYS CFX.....	96
Figura 34: Modelagem do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada no módulo MESH do ANSYS CFX (à esquerda a janela mostrando toda a extensão de 2,0 m do tubo e à direita o detalhe da malha de volumes finitos do tubo de diâmetro interno de 0,024 m).	97
Figura 35: Modelagem do Experimento de Fase Líquida no módulo MESH do ANSYS CFX (seção da malha de volumes finitos de tubo de diâmetro interno de 0,024 m).....	97
Figura 36: Simulação de escoamento de ar em meio líquido estagnado, instante inicial $t=0$ s (tubo de diâmetro interno de 24 mm, 2,0 m de comprimento e bolsão de 0,10 m, o ar está confinado na porção inferior de cor vermelha).	102
Figura 37: Ferramentas para manipulação e visualização dos resultados dentro do CFX-POST. O bloco à esquerda mostra as ferramentas e o da direita o tratamento espacial a ser dado aos dados.....	103
Figura 38: Visualização dos resultados de fração volumétrica de bolha de ar do escoamento em fase líquida inicialmente estagnada. À esquerda a representação de contornos sobre plano YZ deslocada para comparar com a de isovolumes à direita...	104
Figura 39: Ajuste da atuação da gravidade na flutuabilidade do ANSYS CFX 17.....	105
Figura 40: Orientação adotada para decomposição do efeito da gravidade na inclinação no experimento de fase líquida inicialmente estagnada.....	105
Figura 41: Simulação de escoamento água/ar sem aplicação de modelo de turbulência (Laminar) no experimento de fase líquida inicialmente estagnada (fração volumétrica de ar em contornos à esquerda e isovolumes à direita).	106
Figura 42: Simulação de escoamento glicerina/ar com aplicação do modelo de turbulência SST no experimento de fase líquida inicialmente estagnada (fração volumétrica de ar em contornos à esquerda e isovolumes à direita).	107

Figura 43: Linhas de controle definidas dentro da simulação do CFX da experiência de fase líquida inicialmente estagnada, que marcam a posição no tubo referentes a 1,0 e 1,5 m na direção do escoamento.	108
Figura 44: Gráficos de fração volumétrica x coordenada Z nos instantes 3,6 s e 6,4 s (simulação com inclinação de 0° para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m.)	109
Figura 45: Ajuste da discretização de superfície livre no ANSYS CFX.	110
Figura 46: Esquema básico usado para definir o Experimento dentro do ambiente do ANSYS CFX 17	113
Figura 47: Modelagem do Experimento de Escoamento Bifásico no módulo GEOMETRY no ANSYS CFX da seção de 52,5 mm. de diâmetro com a entrada em curva e trecho reto de 8,0m.	114
Figura 48: Modelagem da malha de volumes finitos no módulo ANSYS CFX MESH da seção de 52,5 m de diâmetro do Experimento de Escoamento Bifásico com a entrada em curva e trecho reto de 8,0m.....	115
Figura 49: Seção do Experimento de 52,5 mm de diâmetro, com a malha de volumes finitos gerada no ANSYS CFX MESH em detalhe da área do injetor de fase gasosa em curva.....	115
Figura 50: Seção do tubo de 52,5 mm de diâmetro do Experimento, com a malha de volumes finitos gerada no ANSYS CFX MESH. A imagem da esquerda mostra uma seção na região em que há a presença dos dois tubos, o de 52,5 e o de 21,0 mm de diâmetro, onde passam a fase líquida e a gasosa respectivamente.	116
Figura 51: Definição da configuração no ANSYS CFX da proposta do item 3.2.1, do injetor de fase gasosa em curva e trecho reto de 8,0m	118
Figura 52: Exemplo de resultado do módulo SOLVER do ANSYS CFX 17.0.	121
Figura 53: Decomposição da gravidade para um ângulo específico do problema.	122
Figura 54: Imagem em corte pelo plano YZ do Experimento mostrando a orientação da entrada das fases.	123

Figura 55: Marcação das linhas 1 e 2 no domínio do Experimento Bifásico geradas pelo ANSYS CFX 17.	124
Figura 56: Resultado do módulo CFX-POST da proposta do item 3.2.1, do injetor de fase gasosa em curva e trecho reto de 2,0m.	126
Figura 57: Comparação da visualização por contornos (à esquerda) e por isovolumes (à direita), de uma determinada fração volumétrica de ar em um escoamento bifásico de água e ar.	127
Figura 58: Visualização por isovolumes da fração volumétrica do ar em escoamentos bifásicos água/ar do experimento (de cima para baixo): padrão em bolhas, padrão agitado e um padrão quase anular.....	128
Figura 59: Gráfico comparativo da velocidade da bolha na simulação do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada para água/ar e inclinações de 0° a 15,0° com linha de tendência dos resultados das simulações.	130
Figura 60: Simulação a 0° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 2,0 s, \cong 0,65 m; (b) tempo = 3,6 s, 1,0 m; (c) tempo = 6,4 s, 1,5 m; (d) tempo = 8,0 s, \cong 1,8 m.....	131
Figura 61: Simulação a 2,5° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 2,0 s, \cong 0,60 m ; (b) tempo = 3,9 s, 1,0 m; (c) tempo = 6,8 s, 1,5 m; (d) tempo = 9,0 s, \cong 1,7 m.....	132
Figura 62: Simulação a 5,0° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 1,5 s, \cong 0,55 m ; (b) tempo = 3,8 s, 1,0 m; (c) tempo = 6,9 s, 1,5 m; (d) tempo = 9,2 s, \cong 1,8 m.....	133
Figura 63: Simulação a 7,5° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 1,5 s, \cong 0,55 m ; (b) tempo = 3,8 s, 1,0 m; (c) tempo = 7,3 s, 1,5 m; (d) tempo = 7,0 s, \cong 1,85 m.....	134
Figura 64: Simulação a 10,0° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 1,0 s, \cong 0,45 m ; (b) tempo = 3,8 s, 1,0 m; (c) tempo = 7,3 s, 1,5 m; (d) tempo = 8,0 s, \cong 1,95 m.....	135

- Figura 65: Simulação a $15,0^\circ$ de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 1,0 s, \cong 0,48 m ; (b) tempo = 3,8 s, 1,0 m; (c) tempo = 7,3 s, 1,5 m; (d) tempo = 6,5 s, \cong 1,95 m..... 136
- Figura 66: Seção da simulação do Experimento Estagnado com a malha em sweep e inflation próximo à parede mais densa..... 137
- Figura 67: Simulação a 0° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 2,0 s, \cong 0,65 m; (b) tempo = 3,3 s, 1,0 m; (c) tempo = 5,2 s, 1,5 m; (d) tempo = 7,0 s, \cong 1,95 m..... 138
- Figura 68: Gráfico comparativo da velocidade da bolha na simulação do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada para glicerina/ar e inclinações de 0° a $15,0^\circ$ com linha de tendência dos resultados das simulações. 140
- Figura 69: Simulação a 0° de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, \cong 0,65 m ; (b) tempo = 11,2 s, 1,0 m; (c) tempo = 18,8 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, \cong 1,9 m. 141
- Figura 70: Simulação a $2,5^\circ$ de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, \cong 0,50 m ; (b) tempo = 14,0 s, 1,0 m; (c) tempo = 22,0 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, \cong 1,7 m..... 142
- Figura 71: Simulação a $5,0^\circ$ de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, \cong 0,55 m ; (b) tempo = 13,5 s, 1,0 m; (c) tempo = 21,4 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, \cong 1,75 m..... 143
- Figura 72: Simulação a $7,5^\circ$ de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, \cong 0,5 m ; (b) tempo = 13,8 s, 1,0 m; (c) tempo = 22,0 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, \cong 1,7 m..... 144
- Figura 73: Simulação a $10,0^\circ$ de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, \cong 0,52 m ; (b) tempo = 13,8 s, 1,0 m; (c) tempo = 22,4 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, \cong 1,65 m..... 145

Figura 74: Simulação a 15,0° de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 3,0 s, \cong 0,55 m ; (b) tempo = 8,0 s, 1,0 m; (c) tempo = 13,2 s, 1,5 m; (d) tempo = 17,0 s, \cong 1,9 m.....	146
Figura 75: Gráfico construído a partir do elaborado por Taitel et al (1980) para escoamento ar/água em tubo de 50 mm de diâmetro interno e pressão atmosférica com pontos escolhidos para simulação no CFX na região de bolhas.	149
Figura 76: Escoamento de Bolhas a 0° - $j_G= 0,03$ m/s - $j_L=0,005$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	150
Figura 77: Escoamento de Bolhas a 15° - $j_G= 0,03$ m/s - $j_L=0,005$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	151
Figura 78: Escoamento de Bolhas a 30° - $j_G= 0,03$ m/s - $j_L=0,005$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	152
Figura 79: Escoamento de Bolhas a 45° - $j_G= 0,03$ m/s - $j_L=0,005$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	153
Figura 80: Escoamento de Bolhas a 0°, com $j_G= 0,03$ m/s e $j_L= 0,005$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes.	154
Figura 81: Escoamento de Bolhas a 15°, com $j_G= 0,03$ m/s e $j_L= 0,005$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	155
Figura 82: Escoamento de Bolhas a 30°, com $j_G= 0,03$ m/s e $j_L= 0,005$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	156
Figura 83: Escoamento de Bolhas a 45°, com $j_G= 0,03$ m/s e $j_L= 0,005$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	157
Figura 84: Escoamento de Bolhas a 0°, com $j_G= 0,03$ m/s e $j_L= 0,005$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.	158
Figura 85: Escoamento de Bolhas a 15°, com $j_G= 0,03$ m/s e $j_L= 0,005$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.	159
Figura 86: Escoamento de Bolhas a 30°, com $j_G= 0,03$ m/s e $j_L= 0,005$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.	160

Figura 87: Escoamento de Bolhas a 45°, com $j_G = 0,03$ m/s e $j_L = 0,005$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.	161
Figura 88: Escoamento de Bolhas – Gráficos de Fração Volumétrica do Ar.....	162
Figura 89: Escoamento de Bolhas – Gráficos de Velocidade do Ar.....	163
Figura 90: Escoamento de Bolhas – Gráficos de Velocidade Superficial das Fases. ...	164
Figura 91: Gráfico construído a partir do elaborado por Taitel et al para escoamento ar/água em tubo de 50 mm de diâmetro interno e pressão atmosférica com pontos escolhidos para simulação no CFX na região de slug.....	165
Figura 92: Escoamento Pistonado a 0° - $j_G = 0,3$ m/s, $j_L = 0,03$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	166
Figura 93: Escoamento Pistonado a 15° - $j_G = 0,3$ m/s, $j_L = 0,03$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	167
Figura 94: Escoamento Pistonado a 30° - $j_G = 0,3$ m/s, $j_L = 0,03$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	168
Figura 95: Escoamento Pistonado a 45° - $j_G = 0,3$ m/s, $j_L = 0,03$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	169
Figura 96: Escoamento Pistonado a 0°, com $j_G = 0,3$ m/s e $j_L = 0,03$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	170
Figura 97: Escoamento Pistonado a 15°, com $j_G = 0,3$ m/s e $j_L = 0,03$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	171
Figura 98: Escoamento Pistonado a 30°, com $j_G = 0,3$ m/s e $j_L = 0,03$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	172
Figura 99: Escoamento Pistonado a 45°, com $j_G = 0,3$ m/s e $j_L = 0,03$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	173
Figura 100: Escoamento Pistonado a 0°, com $j_G = 0,3$ m/s e $j_L = 0,03$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ	174

Figura 101: Escoamento Pistonado a 15°, com $j_G = 0,3$ m/s e $j_L = 0,03$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ	175
Figura 102: Escoamento Pistonado a 30°, com $j_G = 0,3$ m/s e $j_L = 0,03$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar sobre plano YZ	176
Figura 103: Escoamento Pistonado a 45°, com $j_G = 0,3$ m/s e $j_L = 0,03$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ	177
Figura 104: Escoamento Pistonado – Gráficos de Fração Volumétrica do Ar.....	178
Figura 105: Escoamento Pistonado – Gráficos de Velocidade do Ar.....	179
Figura 106: Escoamento Pistonado – Gráficos de Velocidade Superficial das Fases.	180
Figura 107: Gráfico construído a partir do elaborado por Taitel et al para escoamento ar/água em tubo de 50 mm de diâmetro interno e pressão atmosférica com pontos escolhidos para simulação no CFX na região de escoamento agitado.....	181
Figura 108: Escoamento Agitado a 0° - $j_G = 1,0$ m/s, $j_L = 0,1$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	182
Figura 109: Escoamento Agitado a 15° - $j_G = 1,0$ m/s, $j_L = 0,1$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	183
Figura 110: Escoamento Agitado a 30° - $j_G = 1,0$ m/s, $j_L = 0,1$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	184
Figura 111: Escoamento Agitado a 45° - $j_G = 1,0$ m/s, $j_L = 0,1$ m/s - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.	185
Figura 112: Escoamento Agitado a 0°, com $j_G = 1,0$ m/s e $j_L = 0,1$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	186
Figura 113: Escoamento Agitado a 15°, com $j_G = 1,0$ m/s e $j_L = 0,1$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	187
Figura 114: Escoamento Agitado a 30°, com $j_G = 1,0$ m/s e $j_L = 0,1$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	188

Figura 115: Escoamento Agitado a 45°, com $j_G = 1,0$ m/s e $j_L = 0,1$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	189
Figura 116: Escoamento Pistonado a 0°, com $j_G = 1,0$ m/s e $j_L = 0,1$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ	190
Figura 117: Escoamento Pistonado a 0°, com $j_G = 1,0$ m/s e $j_L = 0,1$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ	191
Figura 118: Escoamento Pistonado a 30°, com $j_G = 1,0$ m/s e $j_L = 0,1$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ	192
Figura 119: Escoamento Pistonado a 45°, com $j_G = 1,0$ m/s e $j_L = 0,1$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ	193
Figura 120: Escoamento Agitado – Gráficos de Fração Volumétrica do Ar.....	194
Figura 121: Escoamento Agitado – Gráficos de Velocidade do Ar.....	195
Figura 122: Escoamento Agitado – Gráficos de Velocidade Superficial das Fases.	196
Figura 123: Gráfico construído a partir do elaborado por Taitel et al para escoamento ar/água em tubo de 50 mm de diâmetro interno e pressão atmosférica com pontos escolhidos para simulação no CFX na região de escoamento anular.....	197
Figura 124: Escoamento Anular a 0°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Contornos no plano YZ.....	198
Figura 125: Escoamento Anular a 15°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Contornos no plano YZ.....	199
Figura 126: Escoamento Anular a 30°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Contornos no plano YZ.....	200
Figura 127: Escoamento Anular a 45°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Contornos no plano YZ.....	201
Figura 128: Escoamento Anular a 0°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes.	202

Figura 129: Escoamento Anular a 15°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	203
Figura 130: Escoamento Anular a 30°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	204
Figura 131: Escoamento Anular a 45°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes	205
Figura 132: Escoamento Anular a 0°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.....	206
Figura 133: Escoamento Anular a 15°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.	207
Figura 134: Escoamento Anular a 30°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.	208
Figura 135: Escoamento Anular a 45°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.	209
Figura 136: Escoamento Anular – Gráficos de Fração Volumétrica do Ar.	210
Figura 137: Escoamento Anular – Gráficos de Velocidade do Ar.....	211
Figura 138 – Escoamento Anular: Gráficos de Velocidade Superficial das Fases	212
Figura 139: Interface inicial do ANSYS WORKBENCH versão 17.0 (ANSYS, 2016)...	224
Figura 140: Detalhe da interface inicial do ANSYS WORKBENCH versão 17.0, mostrando as ferramentas disponíveis (ANSYS, 2016).	225
Figura 141: Fotos da Experiência com fase Líquida Inicialmente Estagnada realizada por DE AZEVEDO (2016). Bolsões ar de 0,1 m em meio líquido de água destilada percorrendo tubo de 0,024 m de diâmetro mostrando desde a posição vertical ou 0°, 2,5°, 5°, 7,5°, 10° até 15°.....	239
Figura 142: Fotos da Experiência com fase Líquida Inicialmente Estagnada realizada por DE AZEVEDO (2016). Bolsões ar de 0,1 m em meio líquido de glicerina percorrendo tubo	

de 0,024 m de diâmetro mostrando desde a posição vertical ou 0° , $2,5^\circ$, 5° , $7,5^\circ$, 10° até 15° 240

Lista de Tabelas

Tabela 1: Faixa de parâmetros utilizados no mapa de escoamento de Mandhane et al (1974).....	24
Tabela 2: Opções de tratamento para a pressão modificada nas equações de Viscosidade Turbulenta do CFX (ANSYS, 2016).....	75
Tabela 2: Condições experimentais do trabalho conduzido por DE AZEVEDO (2016)..	85
Tabela 3: Resultados do Módulo SOLVER do ANSYS CFX para malha de volumes finitos empregada no Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada.	98
Tabela 5: Verificação realizada pelo módulo SOLVER do ANSYS CFX da malha do problema do Experimento de Escoamento Bifásico com a opção do injetor da fase gasosa em curva.....	117
Tabela 6: Configuração do CFX-PRE para a proposta do item 3.2.1, do injetor de fase gasosa em curva e trecho reto de 8,0m	118
Tabela 7: Resultados da velocidade da bolha na simulação do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada para água/ar e inclinações de 0° a 15,0°.....	130
Tabela 8: Resultados da velocidade da bolha na simulação do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada para glicerina/ar e inclinações de 0° a 15,0°.	140
Tabela 9: Constantes das Variações do Modelo das Tensões de Reynolds (ANSYS, 2016).....	235
Tabela 10: Velocidades de ascensão de bolhas de Taylor em m/s, geradas a partir de bolsões de ar de 0,1 m em tubos de diâmetro interno 0,024 m medidas experimentalmente, usando câmera de alta velocidade para diferentes soluções de água e glicerina e ângulos de inclinação de 0°, 2,5°, 5°, 7,5°, 10° e 15° (reprodução do original de DE AZEVEDO) (2016).....	241

Lista de Abreviaturas e Siglas

ANSYS	Programa de simulação para engenharia originalmente chamado de Swanson Analysis Systems (SASY)
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
IEN	Instituto de Engenharia Nuclear
LCP	Laboratório de Computação Paralela
LES	Large Eddy Simulation
LTE	Laboratório de Termo-hidráulica Experimental
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations
SETER	Serviço de Tecnologia e Engenharia de Reatores
VIP	Velocimetria por Imagem de Partículas

Capítulo 1

1 Introdução

A condução de fluídos por canais, em especial os ditos fechados como é o caso de tubulações, é uma das atividades da humanidade que se perde na história, e as evidências mais antigas só são possíveis por meio da arqueologia. Há evidências do uso até de bambu por parte dos chineses da antiguidade para condução de água. Os egípcios a 4.000 a.C., já usavam tubulações de cobre. Os romanos da Idade Antiga foram mestres em construção de aquedutos já a 300 a.C., e dispunham de redes hidráulicas de material cerâmico para abastecer as casas de banhos.

Assim, o homem já de muito tempo se defrontou com os problemas inerentes à condução de fluídos em tubulações e certamente com os fenômenos decorrentes da presença de dois ou mais fluídos ou fases em um mesmo escoamento que caracteriza os chamados escoamentos bifásicos ou multifásicos.

Na indústria petrolífera é onde o escoamento bifásico se apresenta atualmente como grande interesse, em face é claro da necessidade quase universal de combustíveis para movimentar a imensa frota mundial de motores à explosão. Os combustíveis desses motores são em sua esmagadora maioria de origem petrolífera. A extração de petróleo como se sabe vem sempre associada ao gás natural, subproduto natural deste. Assim os fenômenos inerentes ao escoamento bifásico estarão sempre atuantes no processo de extração e em outras fases do processamento, como colunas destiladoras, separadores, etc. Ainda no campo petrolífero os escoamentos podem ser com frequência multifásicos, pois em alguns casos os bolsões de petróleo, além do gás natural, podem conter leitos de água criados de forma natural ou mesmo introduzidos para auxiliar na extração.

No campo nuclear, a água como refrigerante largamente utilizado, pode estar em regimes de mudança de fase em virtude da sua principal função que é de transferência de calor. Como exemplo, os dois principais tipos de reatores nucleares que utilizam a água como refrigerante, o reator a água pressurizada (PWR) e o a água fervente (BWR), aproveitam a mudança de estado da água para vapor, constituindo assim um sistema bifásico para seu funcionamento.

No caso do reator PWR, o calor resultante da reação nuclear gerada no núcleo, é transferido para um circuito de água a alta pressão (150 bar). Este por sua vez transfere esse calor através de um trocador de calor para um outro circuito de água isolado, mas a uma pressão menor (57 bar), no qual acontece a mudança de estado da água e constituindo-se uma nova fase, o vapor d'água. A energia desse vapor é então transformada em trabalho mecânico numa turbina a vapor, que por sua vez movimenta um gerador, o qual transforma esse trabalho em energia elétrica. O vapor é então condensado retornando à condição de fase líquida.

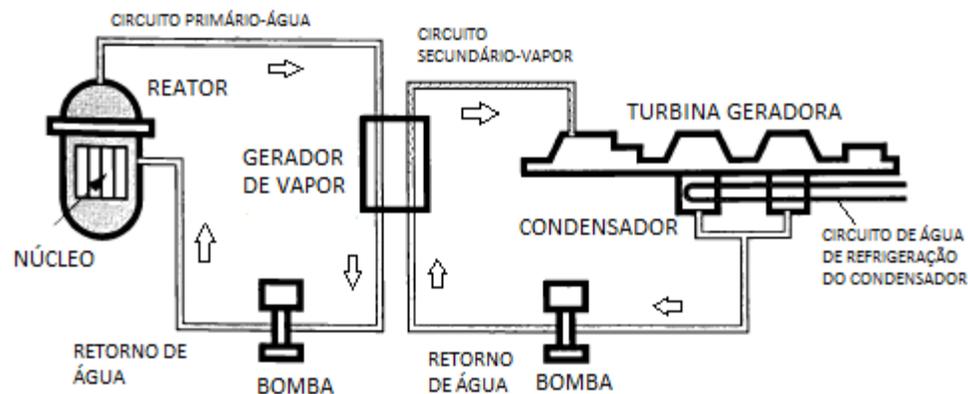


Figura 1: Diagrama básico de funcionamento de um reator PWR.

Já o reator BWR, tem um único circuito de refrigeração (pressão de 70 bar). A mudança de fase da água acontece dentro do núcleo, pelo contato direto com os elementos combustíveis que geram calor pela reação nuclear que ocorre dentro deles. O vapor d'água gerado, deixa o núcleo e vai para uma turbina a vapor onde, como descrito antes no PWR, há a transformação da energia térmica em trabalho mecânico, que depois é convertido em energia elétrica em um gerador elétrico. O ciclo se completa mais uma vez pela condensação do vapor e seu bombeamento de volta ao núcleo do reator.

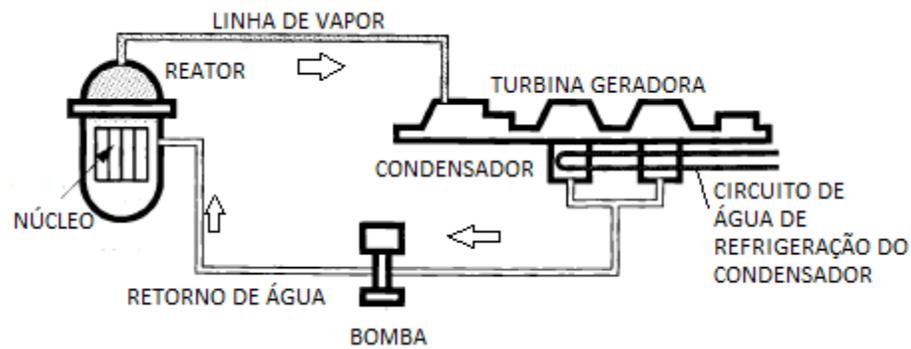


Figura 2: Diagrama básico de funcionamento de um reator BWR.

Assim vemos a importância dos escoamentos bifásicos dentro de plantas nucleares, seja em reatores de potência, de pesquisa, ou embarcados como atualmente acontece para em submarinos. No caso dos submarinos, há o uso de um reator nuclear tipo PWR, como fonte de energia. Nestes, o trabalho mecânico resultante da transformação da energia térmica do vapor em vez de ser convertido em energia elétrica, é aproveitado primordialmente para a propulsão da embarcação e parte para gerar eletricidade.

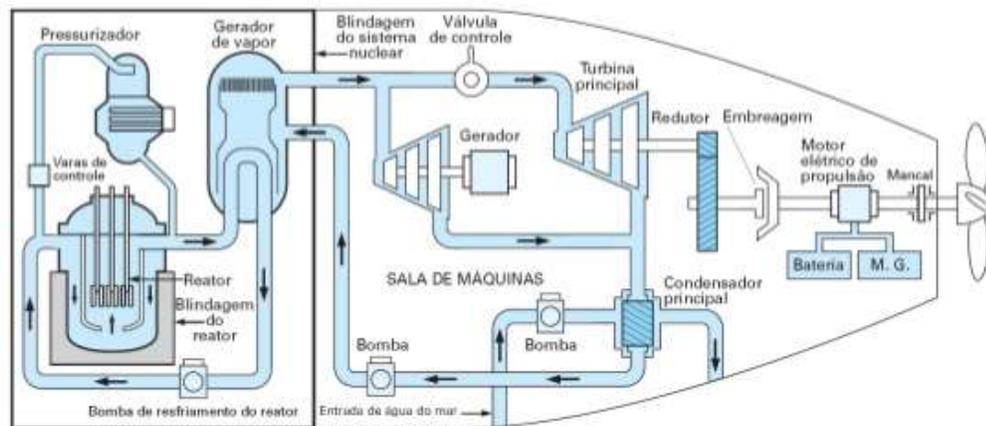


Figura 3: Diagrama básico de funcionamento de um reator dentro de um submarino.

Levando-se em conta que, submarinos são construídos para se movimentar através de mares e oceanos, estes estão dessa forma, constantemente efetuando movimentos que por sua vez ocasionam inclinações nos circuitos de escoamento. Isso ressalta então, a importância do estudo da influência dessas inclinações nos escoamentos o que pode

ser determinante para a obtenção de maior potência, operação contínua, evitar colapsos e acidentes, etc.

Dessa forma o conhecimento dos parâmetros e condições que levam a cada regime de escoamento e como são influenciados por mudanças de inclinação, permite prever outras situações e usos futuros, daí a relevância dos trabalhos de pesquisa nesta área.

Dentre todos os regimes de escoamento, de que trata a literatura existente, o regime de escoamento pistonado é que tem sido objeto atualmente de intensos estudos inclusive no campo nuclear, onde ocorre com frequência nos sistemas de transferência de calor das plantas nucleares (KOK, KENNETH D., 2009) (GHAJAR, 2005). Em direção vertical, este tipo de escoamento se caracteriza pela ocorrência da concentração da fase gasosa em bolhas alongadas em forma típica de projétil, com uma estrutura formada por nariz, corpo e cauda, e que são comumente denominadas de Bolhas de Taylor. Estas bolhas de Taylor, são distanciadas umas das outras por pistões da fase líquida. Em volta das bolhas de Taylor, numa quase sempre fina camada entre estas e a parede da tubulação, ocorre um fluxo da fase líquida em sentido contrário ao escoamento. Esta fase líquida escoando no filme por entre as bolhas é que alimenta sucessivamente os pistões de líquido (Figura 4).

O escoamento pistonado apresenta quando em posição vertical uma simetria por parte das bolhas alongadas de Taylor em relação ao eixo central da tubulação. Entretanto, quando o escoamento toma uma direção inclinada em relação à posição vertical, constata-se uma perda da simetria das bolhas de Taylor em relação ao eixo central da tubulação, conforme se vê à direita na Figura 4. Esta perda de simetria ocasiona mudanças nos parâmetros e condições do escoamento, aumentando a sua complexidade em termos de modelagem física.

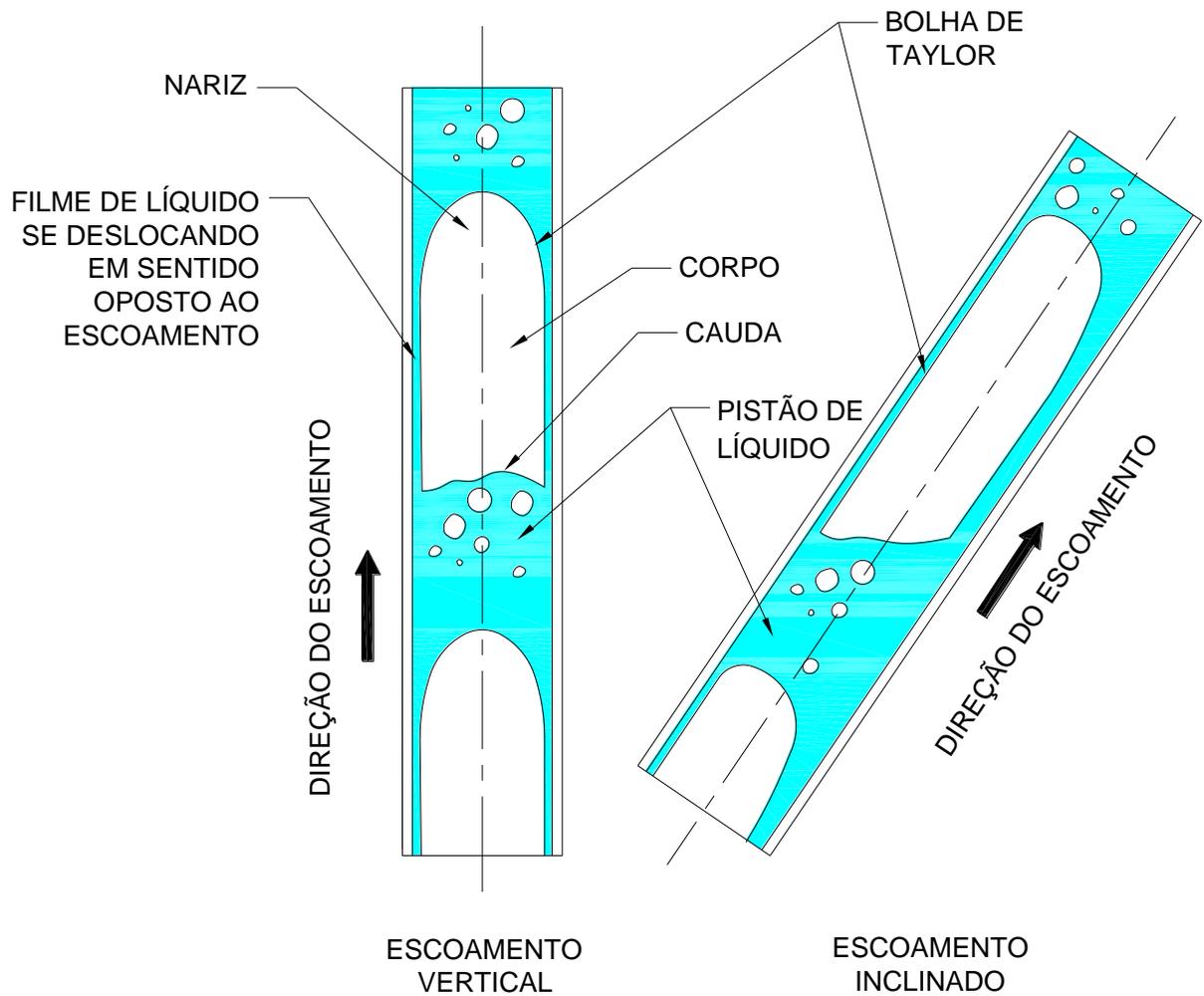


Figura 4: Escoamento bifásico gás-líquido pistonado em posição vertical e inclinada com as Bolhas de Taylor e os pistões de líquido.

1.1 Objetivo

O objetivo deste trabalho é realizar um estudo através do software de simulação computacional ANSYS CFX, dos escoamentos verticais e inclinados ascendentes, com ênfase nos escoamentos formados por bolhas alongadas e pistões de líquido aerados que as acompanham. Através da simulação computacional pretende-se reproduzir resultados experimentais já obtidos e prever a ocorrência de regimes de escoamento e a obtenção de parâmetros característicos.

São dois os objetos de estudo deste trabalho. O primeiro é um experimento realizado com tubos fechados transparentes, nos quais os fluídos estavam confinados e escoaram por simples diferença de densidades. O segundo é o projeto de uma seção experimental composta de dois tubos de material, também transparente, com diâmetros diferentes que está em construção no Laboratório de Termo-hidráulica Experimental, LTE, do IEN. O experimento de tubos fechados será simulado no ANSYS CFX, para comprovação dos resultados experimentais já obtidos no estudo de uma bolha de ar isolada escoando por uma fase líquida inicialmente estagnada, inclusive com a aplicação de inclinação ao escoamento. A seção experimental também será simulada através do software de simulação computacional, bem como os tipos de escoamentos bifásicos, ar-água verticais e inclinados, a baixa pressão, que serão reproduzidos neste experimento.

1.2 Organização do Trabalho

O trabalho foi organizado da seguinte forma. No capítulo 1 apresentou-se uma introdução ressaltando a importância deste estudo e em seguida os objetivos. No capítulo 2 é apresentada toda uma fundamentação teórica dos escoamentos bifásicos e da simulação computacional enfocando especificamente o software ANSYS CFX. No capítulo 3 é apresentada uma descrição pormenorizada do Experimento de Escoamento Bifásico com Fase Líquida Inicialmente Estagnada e do Experimento de Escoamento Bifásico em construção no LTE, bem como da metodologia de uso do programa de simulação computacional empregada na simulação destes experimentos. No capítulo 4 são apresentados os resultados das simulações do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada e as simulações do Experimento de Escoamento Bifásico do LTE para diferentes padrões de escoamentos bifásicos e em diferentes ângulos de inclinação, bem como discussões sobre os resultados.

Capítulo 2

2 Revisão Bibliográfica

2.1 escoamento Bifásico Líquido-Gás

De maneira geral, o padrão de escoamento e a relação entre vazão e perda de pressão são mais difíceis de serem determinados quando temos em uma tubulação, duas ou mais fases escoando ao mesmo tempo do que se verificaria com a presença de uma única fase.

O escoamento relativo de uma fase sobre a outra pode variar de muitas formas dependendo das características e dos parâmetros de escoamento de cada fase.

Assim, a grande complexidade do estudo deste tipo de escoamento reside nas interações entre as fases.

2.2 Padrões de Escoamento.

Os padrões de escoamento bifásico têm sido caracterizados por vários pesquisadores e sempre há algumas divergências quanto à terminologia empregada para um ou outro padrão, ou seja, não existe uma terminologia consistente (TODREAS, 1993).

A distribuição das fases no escoamento dependerá de:

- Pressão;
- Geometria e material do canal;
- Taxas de escoamento do gás e do líquido;
- Orientação do escoamento em relação à gravidade.
- Massa específica e viscosidade das fases.

Este estudo adotou a seguir a terminologia apresentada no trabalho de Shoham (2006).

2.2.1 Padrões de escoamento vertical

No escoamento vertical identificamos os seguintes padrões (Fig. 1):

Bolhas dispersas ou Bubbly – é um padrão caracterizado pela presença de bolhas da fase gasosa de variados tamanhos e formatos, dispersas na fase líquida. Em geral bolhas de 1 mm ou menos são esféricas, mas bolhas maiores tem formas variadas.

Pistonado ou Slug – neste há a presença de bolhas alongadas, seguidas de algumas pequenas bolhas, e separadas por pistões de líquido. É característico deste padrão o escoamento de um filme líquido ao redor da bolha alongada em sentido contrário ao escoamento.

Aagitado ou Churn– apresenta-se como um sistema caótico onde as bolhas alongadas do slug assumem o formato de lesmas retorcidas com bolhas menores dispersas todas acompanhando o escoamento.

Anular– distingue-se pela presença de um fluxo centralizado da fase gasosa circundado de líquido escoando colado às paredes do canal. Se o escoamento central do gás é intenso pode carregar consigo pequenas gotas do líquido. No caso deste padrão as gotas podem assumir um padrão bem fino a ponto de se tornarem uma nuvem, caracterizando um regime que pode ser considerado anular fino, com descrito por Hewitt e Roberts (HEWITT, 1969).

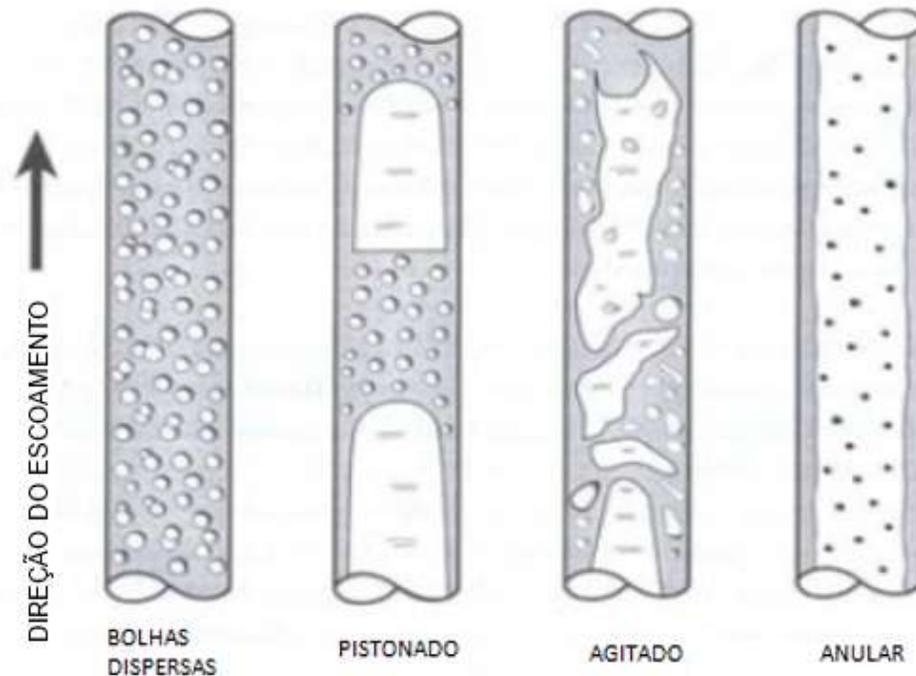


Figura 5: Padrões de escoamento vertical (SHOHAM, 2006).

2.2.2 Padrões de escoamento horizontal

A característica marcante do escoamento na direção horizontal é a perda de simetria em relação ao canal. A fase Líquida fisicamente mais pesada tende a se concentrar na parte inferior do canal criando padrões adicionais (Fig. 2);

Estratificado liso (Stratified smooth) – apresenta uma interface lisa em toda a extensão do canal entre as fases com a fase gasosa na parte superior. Está associado a baixas vazões de ambas as fases.

Estratificado ondulado (Stratified-wavy) – as fases continuam separadas por uma interface que acompanha a extensão do canal, mas apresentando ondulações que são associadas a uma maior vazão do gás.

Tamponado (bolhas alongadas – Plug) – presença de bolhas alongadas, às vezes sem um formato regular, que se deslocam na parte superior do canal. As bolhas podem ser acompanhadas de pequenas bolhas menores.

Pistonado (Slug) – com o aumento da vazão do gás as bolhas se tornam maiores ocorrendo uma maior separação da fase líquida formando pistões contendo bolhas pequenas. Pode ocorrer “entranhamento” de gotas do líquido nas bolhas, através da interface gás-líquido. Existe uma turbulência na cauda das bolhas.

Anular – caracteriza-se pela formação do escoamento central da fase gasosa com a fase líquida escoando como uma película colada às paredes do canal. A película de líquida é mais espessa na parte inferior do canal. A interface é instável com presença de pequenas bolhas na película de líquido bem como gotículas suspensas na fase gasosa. Pode chegar, com o aumento da vazão da fase gasosa, a um padrão de líquido disperso sob a forma de gotículas arrastadas pelo gás (Spray-flow).

Anular ondulado (Wavy-annular) – idêntico ao anterior com a película de filme líquido inferior apresentando um padrão mais ondulado.

Bolhas dispersas (Bubbly) – caracteriza-se por um fluxo de líquido contínuo com a presença de bolhas pequenas dispersas tendendo a se concentrarem na porção superior do canal

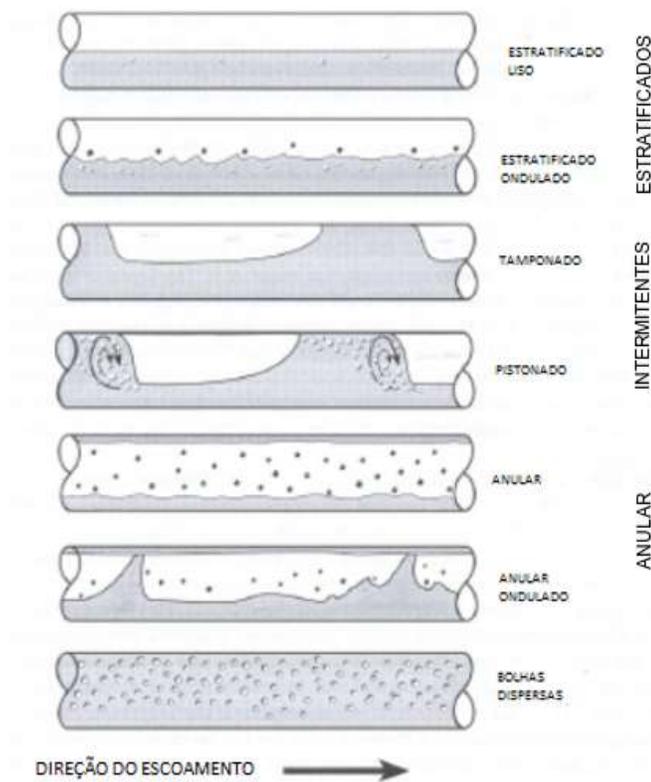


Figura 6: Padrões de escoamento horizontal (SHOHAM, 2006).

2.2.3 Padrões de escoamento inclinados

Em se tratando de escoamentos em uma posição inclinada, ou seja, em qualquer ângulo diferente de 0° ou 90° , há um número bem menor de trabalhos realizados em comparação com que se dedicam à posição vertical e horizontal. Como exemplo, tem-se o trabalho de Barnea (BARNEA, 1991), sobre a influência do ângulo de inclinação em um escoamento estratificado, também existe o estudo de escoamentos bifásicos horizontais de Spedding et al (SPEDDING P.L., 1998), que se restringiu a investigar na faixa de $+5^\circ$ a -5° . Há ainda o estudo de Cook & Benhia (COOK M., 2000), que explorou de 0° a $+10^\circ$. Também Cunha Filho (CUNHA FILHO, 2010), fez uma revisão sobre escoamentos inclinados para tese de doutorado, realizada no próprio Laboratório de Termo-Hidráulica LTE.

Entretanto, existem vários estudos realizados principalmente enfocando o escoamento slug, ou mais precisamente as chamadas “bolhas de Taylor” como são conhecidas as bolhas alongadas deste padrão. No trabalho de DE AZEVEDO (DE AZEVEDO, 2016), são citadas várias referências destes estudos, que como ele cita, começaram com WHITE e BEARDMORE (WHITE, 1962), sendo o primeiro trabalho realmente relevante com ZUKOSKI (ZUKOSKI, 1966).

2.3 Parâmetros usados no estudo de Escoamentos Bifásicos

A fim de se entender como se comportam os escoamentos bifásicos torna-se necessário definir alguns parâmetros.

O escoamento bifásico pode ser mensurado através de médias espaciais e temporais de suas propriedades físicas de cada fase. Torna-se necessário identificar cada fase por um índice, sendo adotado:

-Para a fase líquida, índice “*l*”.

-Para a fase gasosa, índice “*v*”.

Assim definem-se os parâmetros como:

2.3.1 Vazão mássica total “*ṁ*”.

É definida como sendo a massa total que atravessa uma determinada área transversal do escoamento por unidade de tempo.

$$\dot{m} = \dot{m}_v + \dot{m}_l \quad (2.1)$$

Sendo:

- \dot{m}_v = vazão mássica do gás;

- \dot{m}_l = vazão mássica do líquido.

2.3.2 Vazão volumétrica total “*Q*”.

É definida como sendo o volume total que atravessa uma determinada área transversal do escoamento na unidade de tempo.

$$Q = Q_v + Q_l = \frac{\dot{m}_v}{\rho_v} + \frac{\dot{m}_l}{\rho_l} \quad (2.2)$$

Sendo:

- Q_v = vazão volumétrica do gás;

- Q_l = vazão volumétrica do líquido;

- ρ_v = densidade do gás;

- ρ_l = densidade do líquido.

2.3.3 Velocidades superficiais.

Teoricamente é uma velocidade fictícia pois é definida como se a fase escoasse sozinha no canal. É definida como a razão entre a vazão volumétrica da fase pela área da seção transversal do canal.

$$j_v = \frac{Q_v}{A} \quad (2.3)$$

$$j_l = \frac{Q_l}{A} \quad (2.4)$$

Sendo:

- j_v = velocidade superficial do gás;
- j_l = velocidade superficial do líquido;
- A = área transversal do canal.

2.3.4 Fluxo mássico.

É definida como a vazão mássica por unidade de área do canal. No caso das fases terá o mesmo caráter teórico como das velocidades superficiais.

$$G_m = \frac{\dot{m}}{A} \quad (2.5)$$

$$G_v = \frac{\dot{m}_v}{A} \quad (2.6)$$

$$G_l = \frac{\dot{m}_l}{A} \quad (2.7)$$

Sendo:

- G_m = fluxo mássico total;
- G_v = fluxo mássico do gás;
- G_l = fluxo mássico do líquido.

2.3.5 Velocidade das fases.

É a velocidade física da fase. Determina-se pela razão entre a vazão volumétrica e a área da seção transversal do canal correspondente à fase em questão. Assim para cada fase teremos:

$$v_v = \frac{Q_v}{A_v} \quad (2.8)$$

$$v_l = \frac{Q_l}{A_l} \quad (2.9)$$

$$A = A_v + A_l \quad (2.10)$$

Sendo:

- v_v = velocidade da fase gás;
- v_l = velocidade da fase líquida;
- A_v = área transversal do canal ocupada pelo gás;
- A_l = área transversal do canal ocupada pelo líquido.

2.3.6 Razão de escorregamento “S”.

Corresponde à razão entre a velocidade da fase gasosa pela velocidade da fase líquida.

É normalmente conhecida como “Slip ratio”.

$$S = \frac{v_v}{v_l} \quad (2.11)$$

2.3.7 Fração de vazio “ α ”.

É definida como sendo a razão entre a área transversal ocupada pela fase gasosa pela área transversal total do canal.

$$\alpha = \frac{A_v}{A} \quad (2.12)$$

2.3.8 Fração volumétrica “ β ”.

É definida como sendo a razão entre a vazão volumétrica da fase gasosa pela vazão volumétrica total.

$$\beta = \frac{Q_v}{Q} = \frac{Q_v}{Q_v + Q_l} \quad (2.13)$$

2.3.9 Título “ x ”.

É definido como sendo a razão entre a vazão mássica da fase gasosa pela vazão mássica total.

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_v + \dot{m}_l} \quad (2.14)$$

2.4 Números Adimensionais usados em escoamentos Bifásicos

Nos escoamentos bifásicos tem-se, de acordo com o problema, que considerar a influência de vários fatores como propriedades físicas, dimensões e condições de operação para se chegar à caracterização e determinar os parâmetros do escoamento. Assim, para evitar a execução de muitas experiências para analisar a influência de cada fator no problema, o que seria cansativo e oneroso, usa-se recurso de agrupar os fatores em parâmetros adimensionais que sejam capazes de descrevê-los dentro do problema. Esses parâmetros adimensionais são igualmente úteis pois permitem estabelecer correlações entre os experimentos laboratoriais, quase sempre realizados em escalas reduzidas, com a realidade física dos problemas.

A seguir são relacionados alguns dos parâmetros ou grupos adimensionais normalmente usados na descrição de problemas de escoamentos bifásicos.

2.4.1 Número de Reynolds

O número de Reynolds (Re) é um número adimensional extensamente usado em mecânica dos fluídos para identificar o regime de escoamento de um fluído através da relação entre forças viscosas e inerciais no escoamento. Assim, para valores baixos de Re temos o predomínio de forças viscosas e o escoamento é caracterizado como laminar. Já para valores elevados, há o predomínio das forças inerciais e o escoamento é caracterizado como turbulento. Ele é definido pela seguinte expressão:

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu} \quad (2.15)$$

Sendo:

ρ - densidade do fluído;

v – velocidade do fluído;

D – diâmetro interno do tubo;

μ – viscosidade dinâmica do fluído.

2.4.2 Número de Froude

O número adimensional de Froude (Fr) relaciona os efeitos das forças inerciais com as gravitacionais atuantes no fluído. Este número adimensional está intimamente ligado aos estudos de escoamento com superfícies livres pela análise do comportamento de ondas de pressão na superfície desses escoamentos. Esse comportamento das ondas dependerá da relação entre a velocidade do escoamento e a profundidade do meio escoando.

O Número de Froude (Fr) classifica o regime de escoamento em Subcrítico, Supercrítico e Crítico. Regime crítico ocorre quando $Fr = 1$, nesta situação há equilíbrio entre as forças / energias que regem o escoamento e a velocidade do escoamento é igual a velocidade do deslocamento das ondas.

Quando $Fr < 1$ dizemos que o regime é subcrítico e o escoamento é dominado mais pelas forças gravitacionais, representado pela energia potencial devido à profundidade do escoamento, que pelas forças inerciais e a energia cinética. Assim temos níveis d'água maiores e velocidades menores, com as ondas de pressão se propagando em sentido contrário ao escoamento.

Quando $Fr > 1$ temos regime supercrítico, onde as forças inerciais e a energia cinética se impõem sobre as forças gravitacionais. Nesse caso temos níveis d'água menores e grandes velocidades, com as ondas de pressão acompanhando o escoamento.

Este número é definido pela seguinte expressão, onde as forças gravitacionais, que seriam definidas pela profundidade do escoamento, são representadas pelo diâmetro interno da tubulação:

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gD}} \quad (2.16)$$

Sendo:

v – velocidade do fluido;

D – diâmetro interno do tubo;

g – aceleração da gravidade.

2.4.3 Número de Eötvös

O número adimensional de Eötvös (Eo) permite relacionar os efeitos das forças gravitacionais com a tensão superficial atuantes no fluido. Ele permite caracterizar a forma de bolhas ou gotas que se movem em um escoamento em um meio líquido. Se assume um valor alto significa que as forças decorrentes da tensão superficial pouco afetam na determinação da forma das bolhas. Por sua vez, um valor baixo, usualmente menor que 1, indica o contrário. Com valores intermediários tem-se um estado de relativo equilíbrio entre as forças.

Este número é determinado pela expressão:

$$Eo = \frac{\Delta\rho g D^2}{\sigma} \quad (2.17)$$

Sendo:

$\Delta\rho$ – é a diferença de densidades dos fluídos;

D – diâmetro interno do tubo;

g – aceleração da gravidade.

σ – é a tensão superficial da fase líquida

2.4.4 Número de Morton

O número de Morton (M), é também um número adimensional comumente usado em Mecânica dos Fluídos. Tal como o número de Eötvös (Eo) ele é importante para caracterizar o formato e o movimento de bolhas se deslocam em um meio líquido particularmente quando tratam-se de baixas velocidades.

É definido pela seguinte expressão:

$$M = \frac{g \mu_L^4 \Delta\rho}{\rho_L^2 \sigma^3} \quad (2.18)$$

Sendo:

$\Delta\rho$ – é a diferença de densidades dos fluídos;

μ_L – viscosidade dinâmica do líquido.

g – aceleração da gravidade.

σ – é a tensão superficial da fase líquida

ρ_L - densidade do líquido;

2.5 Mapas de Escoamentos Bifásicos em Tubulações

Em tubulações, a transição de um padrão de escoamento para outro, quando se trata de mais de uma fase presente, é um problema de difícil solução devido às muitas variáveis envolvidas.

Os padrões de escoamento se estabelecem em função das mudanças de vazões das fases para uma dada geometria e combinação de fluidos. Assim são elaborados mapas bidimensionais que mostram os limites de transição de um padrão para outro.

2.5.1 Mapas de Escoamento vertical.

Existe uma variedade de mapas na literatura. O que a maioria destes mapas propõem são as fronteiras de transição num sistema de coordenadas bidimensionais. Os padrões de escoamento ocorrem em sistemas com características definidas, em condições operacionais estabelecidas, com fluidos de propriedades conhecidas. Mapas construídos a partir de determinadas características e propriedades do fluido não são necessariamente válidos para outros casos.

Evidentemente, quanto mais similar for o sistema em questão ao sistema de escoamento bifásico que permitiu, através de visualização ou da análise de sinais de instrumentos, a geração do mapa, mais correta será a identificação do padrão. A maioria dos mapas foi desenvolvida utilizando procedimentos de observação direta do experimentalista ou com fotografias para observação posterior para classificação dos padrões de escoamentos.

Um exemplo de mapa para escoamento vertical é o de Hewitt e Roberts (HEWITT, 1969), obtido experimentalmente usando-se uma mistura de ar-água, tubo de 31,2 mm de diâmetro interno e pressões variando de 0,14 a 0,54 Mpa (TODREAS, 1993) (Fig. 3).

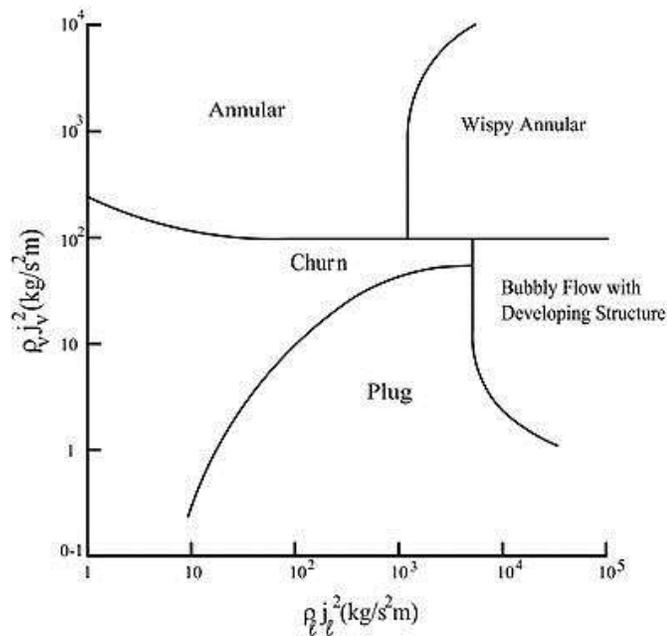


Figura 7: Mapa de regime de escoamento bifásico de Hewitt e Roberts para escoamento vertical (HEWITT, 1969).

Este mapa mostrou-se adequado para um sistema de vapor-água em tubos de 12,7 mm a pressões da ordem de 3,45 a 6,90 Mpa. Suas coordenadas são baseadas nas velocidades superficiais do líquido e do vapor.

Como já foi dito antes, não há razão para se esperar que mapas experimentais tenham aplicação generalizada, para sistemas com características, condições operacionais e propriedades de fluidos diferentes das que foram ensaiadas para a sua obtenção.

A ressalva deve ser feita a mapas como o proposto por TAITEL et al (1980), para escoamentos verticais (Figura 8 e Figura 9), que têm uma base teórica em sua abordagem fenomenológica. TAITEL et al (1980) compararam vários mapas de regime de escoamento e descobriram certas discrepâncias entre eles. Eles então desenvolveram seu próprio mapa baseado em análise teórica dos mecanismos envolvidos na transição de cada um dos regimes, embora os autores tenham feito uso de correlações empíricas nas equações matemáticas que representam as transições.

Como eles formularam equações que levam em conta as propriedades e parâmetros dos fluidos e a geometria envolvida, pode-se esperar que estas permitam construir curvas de transição de escoamentos e mapas de forma simples para outros sistemas.

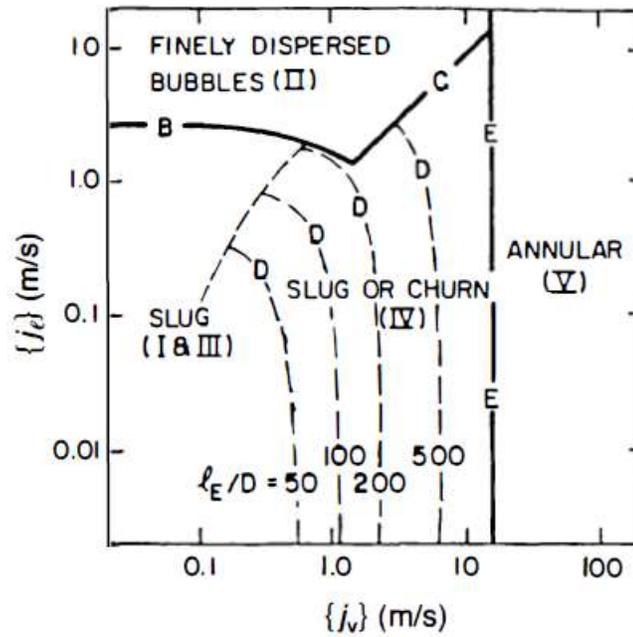


Figura 8: Mapa de regime de escoamento bifásico de Taitel et al (1980), para ar-água a 25°C e 0,1 Mpa em tubo de 25 mm de diâmetro.

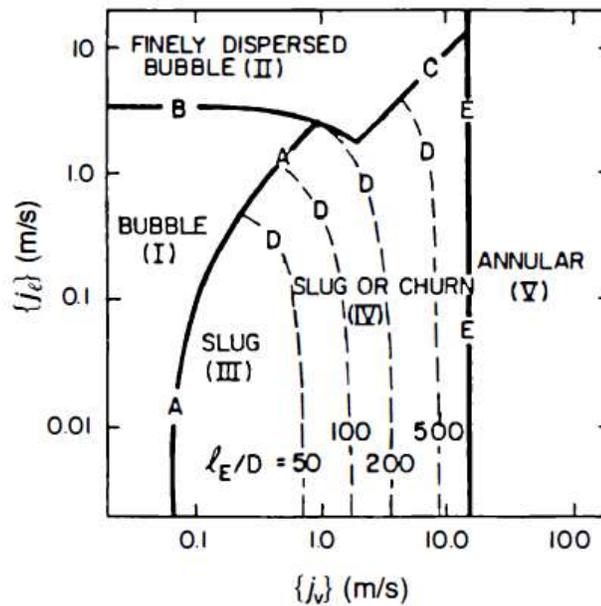


Figura 9: Mapa de regime de escoamento bifásico de Taitel et al (1980), para ar-água a 25°C e 0,1 Mpa em tubo de 50 mm de diâmetro.

2.5.2 Mapas de Escoamento horizontal.

Para o caso do escoamento horizontal, um dos mapas que se apresenta é o proposto por MANDDHANE et al (1974), baseado em coordenadas de velocidade superficial do gás e do líquido (Figura 10). Este mapa tem sido bem aceito e utilizado por muitos pesquisadores. Foi desenvolvido de acordo com a observação de quase seis mil dados de padrões de escoamentos horizontais. Ele representa um banco de dados experimental abrangente cuja vasta gama de parâmetros usados na construção pode ser vista na tabela 1.

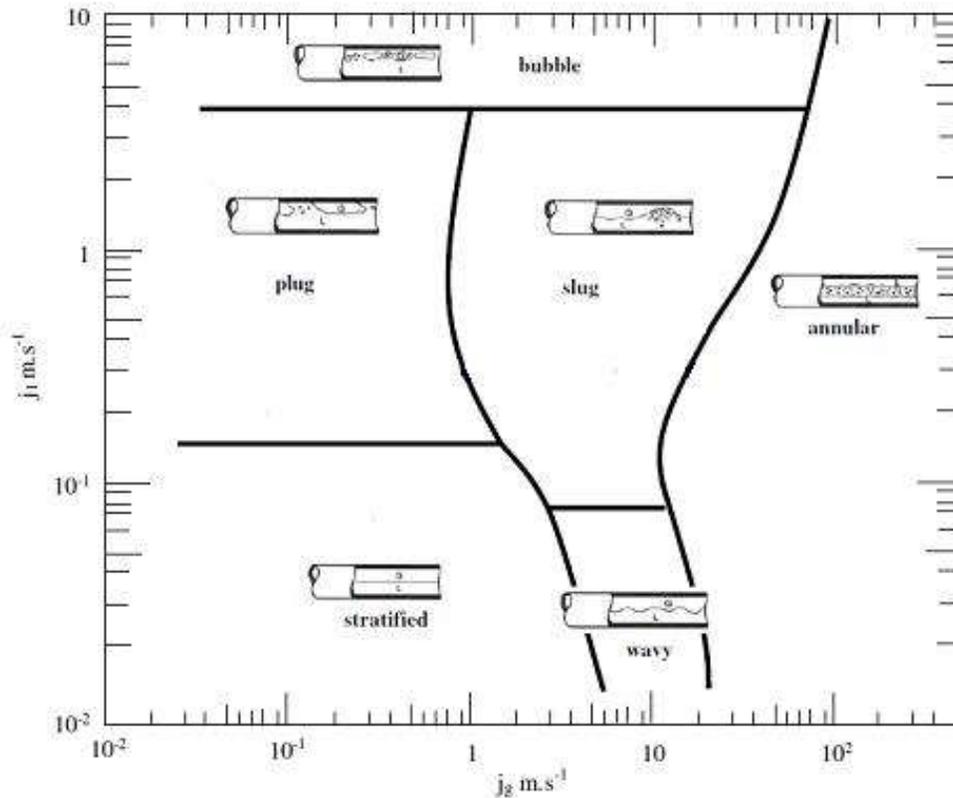


Figura 10: Mapa de regime de escoamento bifásico horizontal (adaptação de Mandhane et al.) (1974).

Tabela 1: Faixa de parâmetros utilizados no mapa de escoamento de Mandhane et al (1974).

Propriedade	Faixa do parâmetro
Diâmetro interno do tubo	12,7 - 165,1 mm
Densidade do líquido	705 – 1009 kg/m ³
Densidade do gás	0,80 – 50,5 kg/m ³
Viscosidade do líquido	3 x 10 ⁻⁴ a 9 x 10 ⁻² kg/m.s
Viscosidade do gás	10 ⁻⁵ a 2,2 x 10 ⁻⁵ kg/m.s
Tensão superficial	24 – 103 mN/m
Velocidade superficial do líquido	0,9 – 7310 mm/s
Velocidade superficial do gás	0,04 – 171 m/s

Taitel e Dukler (1976) fizeram todo um estudo analítico para a determinação das regiões de cada regime de escoamento e chegaram a um mapa com limites bem parecidos aos de Mandhane (1974), conforme se pode ver na Figura 11.

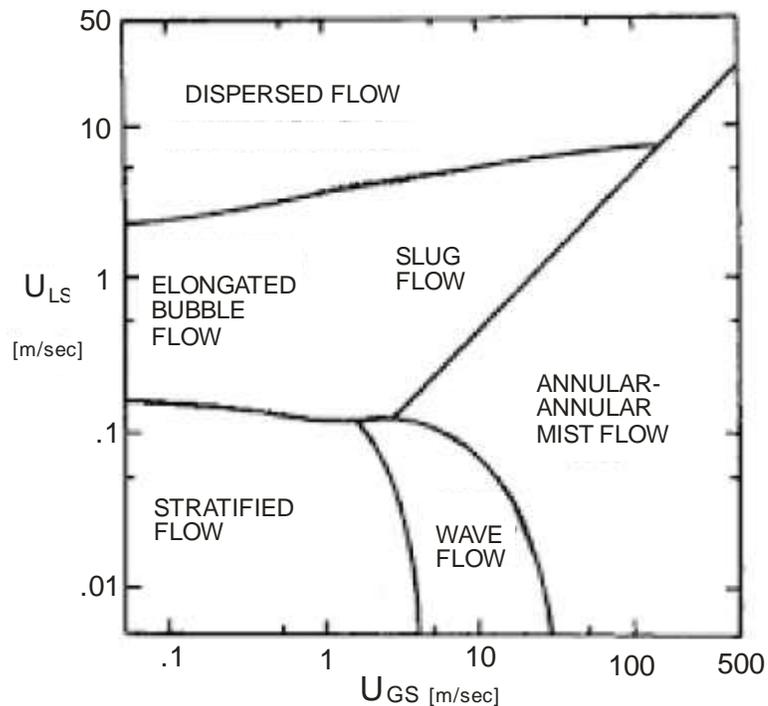


Figura 11: Mapa de regime de escoamento bifásico horizontal (adaptação de Taitel e Dukler, 1976).

2.6 Mecanismos de Transição entre Padrões de Escoamento

Para prever as condições em que ocorre a transição entre padrões de escoamento torna-se fundamental entender os mecanismos físicos envolvidos. As equações que regem essas transições levam em conta as propriedades dos fluídos, dimensões das tubulações e as vazões das fases envolvidas. Assim foram elaborados vários mapas por diversos pesquisadores mostrando a transição entre os padrões de escoamento apoiados em experimentação e cálculos teóricos. Existe uma certa discordância entre autores sobre os mecanismos atuantes nessas transições. Entretanto, para fins deste trabalho, o estudo se concentrará nos mapas de Taitel et al (1980), mostrados na Figura 8 e Figura 9.

2.6.1 Mapa de Escoamento Vertical.

O Mapa de Taitel et al (1980), foi construído baseado na análise teórica dos mecanismos que contribuem para a transição dos regimes de escoamento.

2.6.1.1 Transição do padrão de escoamento de bolhas (Bubbly) para o de pistões de ar (Slug)

Nesta transição há a atuação de um mecanismo de aglomeração ou coalescência pelo qual passa a fase gasosa ao se aumentar a vazão desta. Fisicamente há o agrupamento das bolhas dispersas formando bolhas maiores com diâmetro aproximadamente igual ao do tubo e com comprimentos equivalentes a mais ou menos 1 a 2 diâmetros. Isso se dá pelo menor espaço disponível entre as bolhas que faz com que a taxa de coalescência aumente. No entanto, basta que se aumente a vazão da fase líquida para que as flutuações da turbulência inerentes ao escoamento promovam a fragmentação das bolhas maiores resultantes da aglomeração.

Considere-se um tubo vertical de seção circular em que haja um escoamento da fase líquida à baixa velocidade, e há a introdução da fase gasosa a baixa vazão. A fase gasosa

tende a se distribuir pelo escoamento em bolhas discretas. Se essas bolhas forem muito pequenas, isto é, apresentarem diâmetros abaixo de 1,5 mm, apresentarão a forma de esferas rígidas com movimento de ascensão retilíneo. Esse valor do diâmetro, de cerca de 1,5 mm, é considerado por vários estudos como um valor crítico para este tipo de comportamento da fase gasosa, considerando-se o escoamento de água e ar a baixas pressões.

Acima desse valor observa-se a deformação das bolhas e o movimento de ascensão assume trajetórias randômicas. As bolhas começam a colidir e a se aglomerarem, resultando em bolhas maiores cuja porção superior assume a forma de calota esférica, comparáveis às bolhas de Taylor não fosse o diâmetro menor que o do tubo. Assim, mesmo em um escoamento a baixas vazões das fases líquida e gasosa, onde normalmente se apresentam bolhas pequenas com movimentos aleatórios, aparecem ocasionalmente bolhas muito parecidas com as do escoamento pistonado, mas que não conseguem preencher a seção do tubo.

Mantendo-se baixa a vazão da fase líquida e aumentando a da fase gasosa, o número de bolhas cresce, aumentando a tendência a colisões entre estas e conseqüentemente cresce muito a taxa de aglomeração. Isso faz com que as bolhas fiquem maiores com o diâmetro aproximando-se do diâmetro interno do tubo e assumindo o formato de cápsulas. Tem-se então a transição para o regime pistonado caracterizado pela presença destas bolhas de Taylor.

A fração de vazio durante essa transição está entre 0,25 e 0,30, conforme indicam alguns experimentos (Griffity e Wallis) (1961). Existe um estudo teórico feito por Radovcich e Moissis (1962), que afirma que a máxima fração de vazio nessa condição é de 0,30. Este estudo levou em consideração um cubo dentro do qual existe uma bolha e uma condição de alta frequência de colisões.

Uma outra aproximação para o problema pode ser obtida do ponto de vista geométrico. Se considerarmos as bolhas como esferas perfeitas de diâmetros iguais e dispostas com os centros nos cantos de um cubo hipotético cuja dimensão do lado seja tal que as esferas encostem umas nas outras, termos uma relação de volume de bolhas/volume do cubo de 0,52. Esta consideração foi citada como máxima por Taitel et al (1980). Entretanto a influência da deformação e da trajetória randômica favorece que haja o

aumento do número de colisões e conseqüentemente da coalescência. E frações de vazio bem mais baixas do que em casos onde predominam os efeitos de deformação e coalescência. Assim, enquanto houver a possibilidade de movimento das bolhas entre si sem que haja coalescência, esta será então a menor distância possível entre as bolhas antes que haja uma transição. Assume-se que quando a distância entre as bolhas equivale à metade de seu raio começa a se acentuar a coalescência. Esta aproximação é considerada razoável para a interpretação dos dados experimentais, mas isso não quer dizer que possa ser usada como uma previsão para a fração de vazio na transição. Fração de vazio de 0,35 é considerada por muitos estudos publicados como um valor limite para um padrão de escoamento de bolhas, sendo este valor raramente ultrapassado. Por outro lado, o fenômeno da coalescência também raramente ocorre com frações de vazio inferiores a 0,18 (Griffith e Wallis) (1961). Assim o valor de 0,25 para a fração de vazio é considerado como o limite para a transição do escoamento de bolhas para o pistonado ou slug, em condição de baixa vazão da fase líquida onde é pequeno o cisalhamento das bolhas pela turbulência.

Uma bolha ascendendo em um escoamento a uma velocidade v_v , se relaciona com a velocidade superficial dela mesma através da relação:

$$v_v = \frac{j_v}{\alpha} \quad (2.19)$$

Onde, α é a fração de vazio. Também a velocidade da fase líquida em função da velocidade superficial é dada por:

$$v_l = \frac{j_l}{1 - \alpha} \quad (2.20)$$

Assumindo j_0 como a velocidade relativa das bolhas, teremos:

$$j_l = j_v \frac{1 - \alpha}{\alpha} - (1 - \alpha) v_0 \quad (2.21)$$

Bolhas relativamente grandes ascendem com uma velocidade v_0 , a qual não é alterada significativamente pelo tamanho da bolha, conforme demonstrado por Harmanthy (1960). Essa velocidade é dada pela seguinte equação:

$$v_0 = 1,53 \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)\sigma}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (2.22)$$

Substituindo a equação (2.22) na equação (2.21), e considerando uma que a transição para o escoamento slug ou pistonado ocorre a uma fração de vazio tal que, $\alpha = \alpha_T = 0,25$, chega-se a uma equação que descreve esta transição em que não há a predominância das forças de dispersão.

$$j_l = 3,0j_v - 1,15 \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)\sigma}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (2.23)$$

Assim, conhecidas as propriedades dos fluídos esta equação dá como resultado a curva teórica designada pela letra A na Figura 9.

Na região de altas vazões das fases líquida e gasosa, onde é desprezível a diferença de velocidades entre velocidade relativa da bolha ascendente e a velocidade da fase líquida, esta curva teórica de transição é linear com uma inclinação de uma unidade em termos de escala logarítmica. Já a baixas vazões, onde é pouca a influência da velocidade da fase líquida, o contorno da curva que marca a região de bolha é controlado pela velocidade ascendente da bolha livre e praticamente independente da vazão da fase líquida.

O método descrito é similar ao estipulado por Griffith e Wallis (GRIFFITH, 1961). Entretanto, eles usaram como valor para o máximo empacotamento, $\alpha=0,18$, e para a velocidade ascendente da bolha, $v_0=0,24$ m/s, como previsto na eq. 2.22. Assim, os resultados se prestam somente a combinação de fluídos ar-água não podendo ser aplicados a fluídos diferentes destes.

A atuação de forças turbulentas na região de maiores vazões da fase líquida, promove a quebra e dispersão da fase gasosa em pequenas bolhas, mesmo a frações de vazio acima de 0,25. Hinze (1955) demonstrou a teoria de cisalhamento de fluídos imiscíveis por forças turbulentas, o que foi confirmado mais tarde por Sevik e Park (1973). Baseado

em um estudo das tensões superficiais e das flutuações turbulentas, Hinze determinou a seguinte relação para o diâmetro máximo da fase dispersa como sendo:

$$d_{max} = k \left(\frac{\sigma}{\rho_L} \right)^{\frac{3}{5}} (\varepsilon)^{-\frac{2}{5}} \quad (2.24)$$

Nesta equação, ε é a energia dissipada por unidade de massa e σ é a tensão superficial. Quanto a valor de k , este foi determinado como sendo igual a 0,725 por Hinze e utilizando dados de Clay (1950) em condições de concentração bem reduzida da fase dispersa o que dificulta a coalescência. Também Sevik e Park (1973), determinaram teoricamente o valor de k como sendo de 0,68 para a condição de densidade da fase dispersa muito maior que a densidade da fase contínua, e de 1,14 para o inverso. Este último valor foi confirmado experimentalmente através de experiências com jato de líquido provocando o cisalhamento de bolhas.

O valor de ε pode ser determinado pela equação:

$$\varepsilon = \left| \frac{dp}{dz} \right| \frac{j_M}{\rho_M} \quad (2.25)$$

Sendo:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{2f}{D} \rho_M j_M^2 \quad (2.26)$$

Onde j_M é a velocidade superficial da mistura da fase gasosa e líquida e ρ_M é a densidade da mesma mistura.

Para valores em torno de $\alpha=0,25$, e a presença do escoamento turbulento, se a bolha de Taylor for relativamente grande há a deformação, em seguida o processo de coalescência. Assim, o processo de cisalhamento pela turbulência somente garantirá bolhas dispersas se estas forem pequenas o suficiente para permanecerem esféricas. Brodkey (1967) determinou o tamanho crítico das bolhas nesta condição pela relação:

$$d_{crit} = \left[\frac{0,4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.27)$$

Quando o diâmetro da bolha é maior que este diâmetro crítico ($d_{\max} > d_{\text{crit}}$), a velocidade de ascensão é independente do diâmetro e é dada pela equação 2.19. Entretanto, quando a flutuação turbulenta é forte o suficiente para cisalhar as bolhas até alcançarem diâmetros abaixo do d_{crit} , cessa a coalescência e o padrão de escoamento torna-se de bolhas dispersas mesmo com fração de vazio maior que 0,25. Essa transição é expressa pelas equações 2.24, 2.25 e 2.27. Na região de altas vazões das duas fases pode-se praticamente desprezar a razão de escorregamento das fases e assim a fração de vazio pode ser determinada por:

$$\alpha = \frac{j_v}{j_v + j_l} \quad (2.28)$$

Na equação 2.26 é preciso usar o fator de atrito (f), o qual pode ser determinado pela equação de Blasius que relaciona a velocidade superficial da mistura e a viscosidade cinemática da fase líquida, sendo:

$$f = C \left(\frac{j_M D}{\nu_l} \right)^{-n} \quad (2.29)$$

Nesta equação $C=0,046$ e $n=0,2$. Combinando a equação 2.25 a 2.29 chega-se a uma expressão adimensional em condição de dispersão turbulenta, que relaciona as vazões e propriedades das fases líquida e gasosa com a dimensão do tubo, sendo:

$$j_l + j_v = 4,0 \left\{ \frac{D^{0,0429} \left(\frac{\sigma}{\rho_l} \right)^{0,089}}{\nu_l^{0,072}} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l} \right]^{0,446} \right\} \quad (2.30)$$

Onde:

σ =tensão superficial

ν_l = viscosidade cinemática da fase líquida

D =diâmetro do tubo

A equação 2.30 define a velocidade de mistura acima da qual não existe mais escoamento slug ou pistonado. No caso dos mapas de Taitel et al (1980), (Figura 8 e Figura 9) para escoamento vertical, este limite é representado pela curva B. Esta

condição é válida até o encontro da curva B com a C, onde a fração de vazio assume o valor de 0,52 e a partir desse ponto independente da energia turbulenta, não há condição para escoamento de bolhas dispersas.

No estudo de Taitel et al (1980), é citado o trabalho de Calderblank (1958), no qual foi investigada a influência do crescimento da fração de vazio no processo de coalescência da bolha. Calderblank (1958) desenvolveu experiências com colunas de ar-água submetidas à agitação mecânica de um impelidor que promovia um redemoinho no escoamento de bolhas. Nesta experiência o autor chegou a uma relação do tamanho da bolha variando com a raiz quadrada da fração de vazio, o que não é válido para o caso estudado por Taitel et al (1980).

Resumindo, o padrão de escoamento por bolhas ou bubbly existe nas zonas I e II da Figura 9, e somente na zona II da Figura 8 (tubo de menor diâmetro). Na zona I, localizada à esquerda da curva A e abaixo da curva B, ocorrem bolhas deformáveis deslocando-se de forma ascendente acompanhadas de um movimento randômico, e ocasionalmente bolhas alongadas como as de Taylor. Na zona II, localizada acima da curva B e à esquerda da curva C, há somente bolhas finamente dispersas. Na zona III, à direita da curva A e abaixo das curvas B e C, a fase gasosa apresenta a forma de pistões mais ou menos alongados.

No caso de tubos de diâmetro pequeno, abaixo de 50 mm, existe um outro mecanismo de transição no caso de escoamento bifásico ar-água. A equação 2.22 define a velocidade de ascensão v_0 de bolhas deformáveis e que depende somente das propriedades do fluido. Entretanto, Nicklin (1962) determinou a velocidade de ascensão das bolhas de Taylor em relação à velocidade média da fase líquida, através de:

$$v_v \cong 0,35\sqrt{gD} \quad (2.31)$$

Assim, quando $v_0 > v_v$ as bolhas ascendentes no escoamento ao se aproximarem pela parte de trás da bolha de Taylor acabam coalescendo com ela e esta vai aumentando de tamanho. Dessa forma observa-se na Figura 8 (tubo de 25 mm), que não há uma região de bolhas abaixo da curva B.

Já quando, $v_0 < v_v$ a bolha de Taylor se eleva por entre as bolhas menores e a conjugação do movimento relativo da fase líquida com a parte dianteira da bolha da bolha de Taylor afasta as bolhas menores sem que haja a coalescência. Para um escoamento bifásico ar-água em pressões reduzidas e $D \approx 50$ mm as condições são tais que $v_0 \cong v_v$.

Resumindo, para tubos com diâmetros menores que 50 mm, não ocorre escoamento de bolhas abaixo da curva B e as zonas I e III apresentam padrão de escoamento por pistões (ver Figura 8 onde essas zonas estão conjugadas e não há a presença da curva A). Para estes tubos de diâmetro pequeno o padrão de bolhas só ocorre na zona II, acima da curva B, onde a turbulência devido às vazões elevadas garante a dispersão da fase gasosa.

Para sistemas de pequeno diâmetro existe um critério dado por:

$$\left[\frac{\rho_l^2 g D^2}{(\rho_l - \rho_v) \sigma} \right]^{\frac{1}{4}} \leq 4,36 \quad (2.32)$$

Notadamente para esse tipo de transição, os dados experimentais conseguidos com tubos de pequeno diâmetro não podem ser comparados com os de grandes diâmetros.

2.6.1.2 Transição do padrão de escoamento de pistões de líquido ou Slug para agitado ou Churn.

O padrão de escoamento pistonado tem sua origem no ponto em que a vazão da fase gasosa do escoamento em bolhas aumenta até que a distância entre as bolhas diminua a tal ponto que permita o fenômeno da coalescência. Além deste limite, as bolhas vão se aglutinando formando uma bolha cada vez maior até que esta ocupe quase que toda a seção transversal do tubo. Essas bolhas vão se formando separadas por intervalos de fase líquida, chamados pistões, contendo bolhas menores dispersas. Cria-se um filme de líquido entre a bolha e a parede do tubo que tem um sentido inverso ao do escoamento ligando o pistão de líquido à frente da bolha com a parte posterior. Esta estrutura já bem

estudada na literatura, caracteriza a já consagrada terminologia de bolha de Taylor para a fase gás.

Aumentando-se mais ainda a vazão da fase gasosa, verifica-se a passagem para o escoamento agitado ou Churn. O ponto exato de passagem do padrão pistonado para o agitado é relativamente de difícil distinção.

No escoamento pistonado, o pistão de líquido confinado entre duas bolhas de Taylor consecutivas move-se a uma velocidade constante acompanhando a parte posterior da bolha à frente deste e o início da bolha seguinte. Entretanto, com o aumento da fase gasosa, o pistão de líquido vai tornando-se estreito e instável. Com isso, o filme de líquido que desce ao redor da bolha começa a exercer uma força de penetração dentro do pistão criando uma agitação que acaba por desestabilizá-lo e o desintegra formando uma estrutura agitada e caótica. Essa estrutura caótica desaba sobre a parte inferior da bolha sobre a qual se mantinha, agregando-se ao pistão de líquido subsequente que se reconstituindo continua o movimento ascendente. Caracteriza-se então o escoamento agitado pelo início desse movimento oscilante da fase líquida.

Nicklin e Davidson (1962) propuseram que o ponto de transição do escoamento pistonado para agitado se dá quando há o que chamam de inundação, que está relacionado com a velocidade da fase gasosa e do filme de líquido que desce em redor desta.

O surgimento de instabilidade de Helmholtz no filme de líquido descendente é o fator que marca o início dessa transição para agitado no estudo de Moissis (1963). A instabilidade do filme líquido foi estudada por Feldman (1957), que usando o critério de Helmholtz para ondulações em uma experiência com um filme infinitesimal de gás e um de líquido muito delgado registrou ondas de comprimento equivalente à 10 vezes a espessura do filme de líquido.

Segundo Griffith e Wallis (1961), quando cada bolha de Taylor começa a ficar infinitamente muito longa há uma transição do escoamento pistonado para o anular. As previsões para esta transição feitas por estes autores chegaram a valores de vazão de fase gasosa bem abaixo dos obtidos experimentalmente e poderiam ser aplicados à transição pistonado-agitado como alternativa. Entretanto, estes não apresentaram

qualquer modelo de previsão para a transição slug-churn ficando a curva baseada apenas em dados experimentais.

De acordo com os estudos de Taitel e Barnea (1980), o padrão de escoamento agitado está associado com o pistonado sendo por esses considerado como um evento característico da entrada deste último. Assim, sempre que temos um escoamento pistonado ao longo de um tubo na entrada deste teremos um padrão agitado. A extensão deste escoamento agitado antes da estabilização do pistonado dependerá então das vazões das fases e da geometria do duto, no caso, do diâmetro.

Esse processo de estabilização do escoamento pistonado na região de entrada da tubulação que é considerado como o escoamento agitado pode ser descrito da seguinte forma. Na entrada do tubo, existem pequenas bolhas de Taylor separadas por também pequenos pistões de líquido de comprimento abaixo do tamanho crítico que o tornaria estável. Um pistão de líquido ascende na entrada, mas como é instável, logo após subir desaba sobre o pistão de líquido que sobe logo depois dele mesclando-se com este. O pistão formado pelo processo de fusão dos dois tem é claro, o dobro do tamanho inicial. Concomitante com o processo de fusão dos pistões de líquido, ocorre também a coalescência das bolhas de Taylor que os acompanham, e a bolha resultante é bem maior pois resulta da coalescência das duas anteriores. À medida que os pistões de líquido e as respectivas bolhas vão ascendendo, este processo se repete por si só, até que a ponte líquida ou pistão, adquira um comprimento suficiente para se tornar estável quando então se estabelece um escoamento pistonado plenamente desenvolvido. O padrão de escoamento agitado se localiza justamente neste intervalo do escoamento entre a entrada e o ponto em que os pistões de líquido, após passarem por todo o processo de colapso sucessivo buscando atingir estabilidade, conseguem se manter íntegros bem como as bolhas de Taylor que os acompanham. O escoamento agitado ou churn, poderia ser encarado como um fenômeno transitório ou de preparação para o pistonado, uma vez que ele ocorre até uma determinada extensão do tubo. Como o padrão de escoamento agitado é intrinsecamente caótico, torna-se interessante determinar a extensão deste. Taitel e Barnea (1980) desenvolveram um método para determinar o comprimento na entrada do escoamento onde se verifica a ocorrência do padrão agitado.

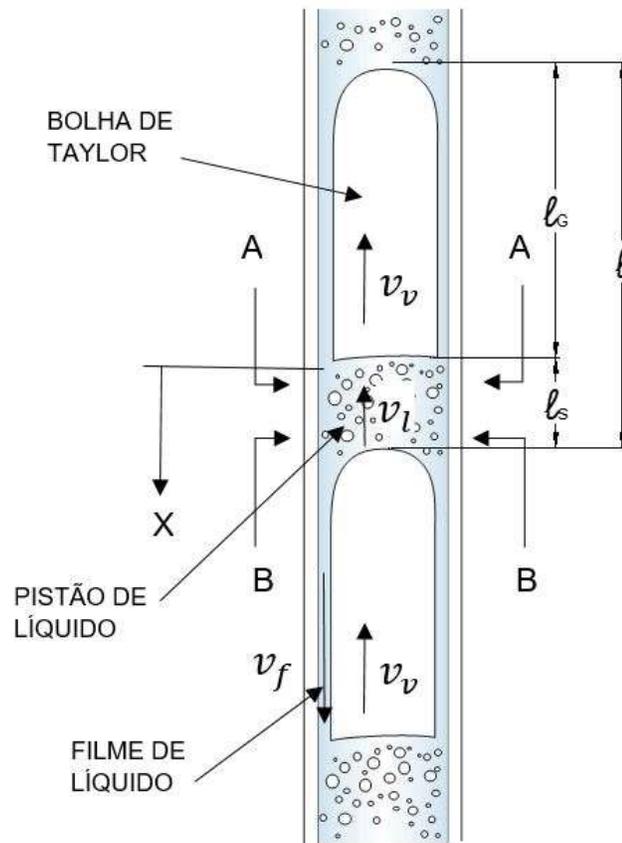


Figura 12: Geometria do padrão de escoamento pistonado ou slug.

Considerando um modelo padrão de escoamento pistonado, tal como ilustrado na Figura 12, temos bolhas de Taylor consecutivas separadas por pistões de líquido contendo pequenas bolhas dispersas ascendendo em um tubo vertical. Sendo:

v_v = velocidade das bolhas de Taylor.

v_l = velocidade da fase líquida ou do pistão (Slug).

v_f = velocidade do filme da fase líquida em direção contrária ao escoamento.

Considerando o padrão de escoamento pistonado completamente desenvolvido então tem-se a fração de vazio, $\alpha = 0,25$. O pistão de líquido entre as bolhas terá pequenas bolhas. As bolhas dispersas também se movem com a mesma velocidade da bolha de Taylor, v_v . Observações de experimentos ainda mostram que algumas pequenas bolhas dispersas podem ser absorvidas pelo filme líquido em queda ao redor da bolha de Taylor, mas o efeito disso é desprezível na consideração em questão.

Nicklin (1962) determinou com bastante precisão que a velocidade da bolha de Taylor é dada pela relação:

$$v_v = 1,2v_l + 0,35\sqrt{gD} \quad (2.33)$$

O termo do lado direito desta equação descreve a velocidade de ascensão de uma bolha de grandes dimensões em um fluido líquido estagnado. Davies e Taylor (1950) e também Dumitrescu (1943) chegaram experimentalmente e teoricamente à mesma fórmula. O termo do lado esquerdo adiciona velocidade à fase líquida e está baseado na razão existente entre a velocidade média na linha de centro e a velocidade de um escoamento turbulento totalmente desenvolvido. A vazão volumétrica total do escoamento, Q , é constante e ao longo de qualquer seção transversal e dada por:

$$Q = j_M A = v_l A(1 - \alpha_T) + v_v A \alpha_T = (j_v + j_l) A \quad (2.34)$$

Onde:

α_T = fração de vazio na “*transição*” para o escoamento pistonado.

Combinando as equações 2.33 e 2.34 consegue-se determinar o valor da velocidade da bolha de Taylor como:

$$v_v = \frac{1,2 \frac{j_M}{1 - \alpha_T} + 0,35\sqrt{gD}}{1 + 1,2 \frac{\alpha_T}{1 - \alpha_T}} \quad (2.35)$$

Usando agora a equação 2.34 e isolando a velocidade da fase líquida temos:

$$v_l = \frac{j_M - v_v \alpha_T}{1 - \alpha_T} \quad (2.36)$$

Analisando o instante em que temos duas bolhas de Taylor consecutivas, como ilustrado na Figura 12, a bolha de cima se desloca com a velocidade dada pela equação 2.33. A bolha seguinte abaixo só poderá ter a mesma velocidade da de cima se o pistão de líquido entre elas tem um comprimento suficiente, l_s , que garanta que o perfil de velocidade da fase antes da segunda bolha seja o mesmo à frente da primeira,

estabelecendo uma relação entre a velocidade média de v_l , e a velocidade na linha de centro do escoamento de $1,2v_l$. O escoamento pistonado só é estável, nesta situação, quando os pistões de líquido tem comprimentos propícios a restabelecer o perfil de velocidade turbulenta antes da passagem da próxima bolha de Taylor. Assim a velocidade de duas bolhas de Taylor consecutivas é a mesma, e o comprimento dos pistões de líquido permanecem constantes com o tempo e a posição dentro do escoamento.

Quando o comprimento do pistão de líquido é insuficiente para a existência de um escoamento plenamente desenvolvido, o perfil de velocidade turbulento é alterado pela influência do fluxo descendente do filme de líquido que passa por entre a bolha e a parede do tubo. Considerando a Figura 12 anterior, o começo de um pistão é marcado pelo plano A-A e o fim pelo plano B-B e é esta extensão o comprimento mínimo para o escoamento ser estável. Se o pistão tem um comprimento elevado se estendendo além do plano B-B o perfil de velocidade é tipicamente turbulento. Entretanto, se a extensão fica acima do plano B-B, na região do plano A-A haverá uma forte perturbação do fluxo de líquido descendente no pistão forçando para baixo. De forma a manter uma continuidade de massa há o aumento da velocidade na linha de centro. Como a velocidade da bolha de Taylor depende de sua própria velocidade e mais a velocidade na linha central, sendo o pistão de líquido curto demais para manter o perfil de velocidade turbulento, ocorre o encontro da bolha de baixo com a de cima, conforme estudos de Moissis e Griffith (1962). Assim, as duas bolhas coalescem o pistão de líquido desintegra-se e cai a um nível abaixo criando toda uma estrutura caótica típica de um escoamento agitado.

Segundo estudos experimentais de Govier e Aziz (1972), e também de Akagawa e Sakaguchi (1960), com escoamentos bifásicos ascendentes utilizando ar-água, existe uma relação entre o comprimento do pistão estável e o diâmetro do tubo, ℓ_s / D , a qual é constante e independente das vazões das fases. Estes estudos chegaram a um valor mínimo de 8 para a relação ℓ_s / D , mas que consideraram pistões que se aproximam tão lentamente que a coalescência só ocorreria em tubos muito longos.

Taitel e Barnea (1980), fizeram estudos experimentais também, e chegaram a um valor que se aproxima de $16D$ para o comprimento de um pistão estável, que também é

independente das propriedades dos fluídos e do diâmetro do tubo. Estes usaram o seguinte argumento descrito a seguir.

O filme de líquido que desce ao redor da bolha de Taylor tem uma velocidade média de v_f . A velocidade relativa do líquido já no plano A-A, atrás da bolha, é $v = v_f + v_v$, entrando como um jato bidimensional numa piscina de líquido estagnado (o pistão). A velocidade axial, v , imprimida ao líquido do pistão por este jato depende da distância x na direção do jato, e da distância y , em uma direção normal à linha de centro do jato. Estudos experimentais e teóricos chegaram a uma relação que mostra que a razão entre $v(x, y)$ e $v_{max}(0, y)$ é dada por:

$$\frac{v}{v_{max}} = 1 - \tanh^2\left(\gamma \frac{y}{x}\right) \quad (2.37)$$

Onde γ é uma constante universal aproximadamente igual a 7,67 (SCHLICHTING, 1968). Taitel e Barnea (1980) através de seus estudos chegaram à conclusão que o pistão de líquido tem um comprimento suficientemente estável se:

- 1- Consegue absorver o jato de líquido descendente;
- 2- O campo de velocidades do líquido induzido pelo jato diminui até equalizar com o restante do pistão.

Assim, nestes estudos, considerando uma distância $x = \ell_s$ na linha de centro, e $y = D/2$, onde a velocidade é essencialmente plana, chegaram a uma relação de $v/v_{max} \leq 0,05$ onde a distribuição normal de turbulência não se altera. A equação 2.33, mostra que este fenômeno ocorre a, $\ell_s / D \cong 16$. Entretanto, toda essa argumentação deste estudo é aproximada pois o filme líquido descendente não é um jato livre de líquido, bem como o pistão uma massa restrita e confinada e não uma de extensão infinita. Mas, um estudo feito por Patel (1971) com um jato junto a uma parede mostrou que, baseado na distribuição de velocidades na parte mais afastada da parede, esta região pode ser considerada como um jato livre. Assim, considerando que o filme líquido é relativamente bem fino, as aproximações anteriores podem ser consideradas satisfatórias.

2.6.1.3 Extensão do padrão agitado.

Como demonstrado anteriormente, o padrão de escoamento agitado se comporta como um fenômeno que antecede o estabelecimento do padrão pistonado ou então, que o padrão agitado nada mais é que o pistonado ainda não estabilizado. Considere-se como ℓ_E , a extensão do escoamento desde a entrada até o ponto em que o padrão pistonado torna-se estável. Tomando por base a Figura 12, estabelece-se um sistema de coordenadas em x , apontado em sentido descendente do fluxo e cuja origem seja na parte final da primeira bolha de Taylor já em escoamento pistonado estabilizado. Designando como, v_C , a velocidade no centro do tubo, e dessa forma varia de v_v em $x=0$ até $1,2v_v$ em $x= \ell_S$. Assumindo a variação exponencial ao longo de x tem-se:

$$v_C = v_v e^{-\beta x/\ell_S} + 1,2v_v(1 - e^{-\beta x/\ell_S}) \quad (2.38)$$

Nesta equação a constante β é usada para indicar uma taxa de decaimento. Nos estudos de Taitel e Barnea (1980), $\beta = \ln 100 = 4,6$, e dessa forma em $x= \ell_S$ o decaimento é da ordem de 1%. Entretanto os resultados finais obtidos mostraram que a escolha de um valor particular de β ou de um perfil de velocidades em nada influencia o resultado uma vez que se assumiu $v_C(x = 0) = v_v$ e $v_C(x = \ell_S) = 1,2 v_v$. Os autores utilizando a equação 2.33 e nomeando a bolha de cima como primeira e a de baixo como a segunda (Figura 12), determinaram uma aproximação para a velocidade de duas bolhas de Taylor consecutivas como sendo:

$$-\dot{x} = v_{v_2} - v_{v_1} = (v_v - 1,2v_v)e^{-\beta x/\ell_S} = 0,35\sqrt{gD} e^{-\beta x/\ell_S} \quad (2.39)$$

Taitel e Barnea (1980) compararam estes resultados com os obtidos por Moissis e Griffith (1962) que mediram a velocidade de uma bolha de Taylor seguindo outra e correlacionaram empiricamente através da seguinte relação.

$$\frac{v_{v_2}}{v_{v_1}} = 1 + 8e^{-1,06x/D} \quad (2.40)$$

Tomando as equações 2.39 e 2.35 e combinando para $\alpha_T = 0$, Taitel e Barnea (1980), assim como no caso de Moissis e Griffith (1962), chegaram à seguinte expressão.

$$\frac{v_{v_2}}{v_{v_1}} = 1 + \frac{0,35}{\frac{1,2 j_M}{\sqrt{gD}} + 0,35} e^{-0,2875x/D} \quad (2.41)$$

Analisando a equação 2.41 de Taitel e Barnea (1980), verifica-se que, embora o segundo termo à direita possua forma e constantes um tanto diferentes do termo à direita da equação 2.39 de Moissis e Griffith (1962), há uma concordância excelente de valores de v_{v_2}/v_{v_1} para $x/D > 3$. Os autores concluíram que para $x/D > 3$, os resultados obtidos eram inconsistentes e deviam ser relacionados às duas bolhas estarem muito próximas e na iminência de colapsar o pistão líquido. Foi concluído que o cálculo das velocidades de bolhas separadas por distâncias da ordem de D , não era tão importante para a determinação do comprimento de ocorrência do escoamento agitado. Entretanto, mesmo tendo sido obtido sem dados experimentais, o mesmo ainda assim está em concordância com os obtidos experimentalmente por Moissis e Griffith (1962) dando a este método confiabilidade para ser utilizado em outras condições com fluídos de diferentes propriedades e outros diâmetros de tubo do que aqueles usados originalmente.

Para se determinar o comprimento de ocorrência do padrão de escoamento agitado ou Churn, deve-se observar que próximo à entrada do escoamento há sempre um forte processo de coalescência de bolhas de Taylor e colapso sucessivo de pistões de líquido, ambos ainda pequenos. À medida que pares de bolhas vão coalescendo uma à outra, elas dão lugar a uma nova bolha com o dobro do tamanho, bem como os pistões de líquido que as acompanham se fundem originando um novo também com o dobro do tamanho. Assim esse processo vai se repetindo com os pares de bolhas e pistões líquidos, que vão crescendo em comprimento à medida que vão se movendo para cima, até que os pistões de líquido atinjam o comprimento de $\ell_S/D \cong 16$ que lhes garante estabilidade. Como ℓ_S é o comprimento do pistão de líquido estável, doravante o comprimento do pistão ainda sujeito à coalescência será ℓ_L . Nos estudos de Taitel e Barnea (1980), ficou evidente que a última coalescência dos pistões, quando $\ell_S/D \cong 8$ ou

$\ell_L = \ell_S/2$, acontece muito lentamente, assim eles consideraram como sendo este o limite do comprimento de ocorrência do padrão de escoamento agitado.

Taitel e Barnea calcularam o tempo necessário para cada coalescência em função da distância, ℓ_{Li} , entre duas bolhas de Taylor consecutivas integrando a equação 2.39, obtendo:

$$t_i = \frac{\ell_S}{0,35\beta\sqrt{gD}} [e^{\beta\ell_{Li}/\ell_S} - 1] \quad (2.42)$$

Nesta equação, i assume valores sucessivos de 0, 1, 2, 3, e assim por diante. Isto permite que ℓ_{Li} assumam valores na sequência de 0 até $\ell_S/4$ (que é o comprimento do último pistão dentro ainda do escoamento agitado). Assim, ℓ_{Li} assumirá valores cada vez mais próximos de zero, isto é, $\ell_{Li} = \ell_S/4, \ell_S/8, \ell_S/16 \dots$ até 0, o que resulta em uma série infinita para t_i a qual multiplicada por v_v , permite estimar o comprimento de entrada do escoamento pistonado ou o comprimento de ocorrência do escoamento agitado, designado por ℓ_E .

$$\ell_E = \frac{\ell_S v_v}{0,35\beta\sqrt{gD}} \sum_{n=2}^{\infty} (e^{\frac{\beta}{2^n}} - 1) \quad (2.43)$$

Fazendo $\beta=4,6$ e $\ell_S=16D$ (comprimento estável), tem-se:

$$\frac{\ell_E}{D} = 35,5 \frac{v_v}{\sqrt{gD}} \quad (2.44)$$

Substituindo a equação 2.35 na equação 2.44, tem-se:

$$\frac{\ell_E}{D} = 40,6 \left(\frac{j_M}{\sqrt{gD}} + 0,22 \right) \quad (2.45)$$

A equação, 2.45, onde $j_M = j_v + j_l$, permite que se calcule a extensão do padrão de escoamento agitado dependendo apenas do parâmetro j_M/\sqrt{gD} . As curvas designadas

por “D” na Figura 8 e Figura 9, correspondentes aos mapas de escoamento vertical de Taitel e Barnea (1980) para sistema ar-água a baixa pressão usando tubos de 25 e 50 mm respectivamente, expressam a solução desta equação para alguns valores de ℓ_E/D .

A Figura 9, elaborada por Taitel e Barnea (1980) em experiências com tubo de 50 mm, analisada pelo critério da equação 2.32, mostra conjuntos de tubos onde o escoamento em bolhas pode existir ($D > 25$ mm). As curvas denominadas “D” terminam na curva “A” caracterizando assim o limite para o escoamento agitado ou pistonado. Este limite representado por “A”, é onde o conjunto de pontos resultantes de $j_l \times j_v$ onde $\alpha = 0,25$. Assim para $\alpha < 0,25$ à esquerda de “A” somente o escoamento em bolhas pode existir.

Agora analisando a Figura 8, que representa as experiências com tubos menores vê-se que mesmo para $\alpha < 0,25$ apenas o escoamento pistonado pode ser esperado e o agitado apenas quando $\alpha > 0,25$. De fato, a curva “A” não é representada e há apenas uma linha pontilhada correspondente aos pontos resultantes de $j_l \times j_v$ onde $\alpha = 0,25$, e que vai até o limite das curvas “D”.

Com os gráficos da Figura 8 e Figura 9, elaborados por Taitel e Barnea (1980) torna-se possível prever a extensão do escoamento agitado em qualquer posição da tubulação pelas curvas de razão ℓ_E/D . Tomando por exemplo a curva $\ell_E/D = 200$, em um ponto a $200D$ da entrada do escoamento, se o valor de $j_l \times j_v$ indicar um ponto à direita da curva, tem-se o escoamento pistonado neste ponto. Entretanto, se o resultado de $j_l \times j_v$ indicar um ponto à esquerda da curva, o escoamento será agitado até este ponto.

2.6.1.4 Transição para o padrão anular.

Quando as vazões da fase gasosa se tornam ainda maiores, temos o estabelecimento do padrão anular. A fase líquida se concentra nas paredes do tubo na forma de um filme que se desloca de forma ascendente, e a fase gasosa também ascende concentrada no centro, carregando inclusive pequenas gotas de líquido. O fluxo ascendente do líquido, em contraposição à gravidade, é devido às forças exercidas pelo rápido fluxo de gás sobre este. O filme de líquido, devido a tensões cisalhantes interfaciais, apresenta um padrão ondulado e há uma tendência de quebra destas ondas resultando no

desprendimento de gotas muito pequenas de líquido que são arrastadas pelo fluxo de gás. Tomando-se como base o estudo de Turner et al (1969), o padrão de escoamento anular só existe se a velocidade do gás for suficiente para arrastar as gotículas de líquido, do contrário as gotas caem por força da gravidade e estas acumulando-se formam pontes de líquido que acabam indicando um padrão pistonado ou agitado.

Através de um balanço entre as forças da gravidade e de arraste atuando sobre a gota deste escoamento, é possível determinar a velocidade mínima para sustentar a gota em ascensão.

$$\frac{1}{2} C_d \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \rho_v v_v^2 = \left(\frac{\pi d^3}{6} \right) g (\rho_l - \rho_v) \quad (2.46)$$

Ou ainda:

$$v_v = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\frac{g (\rho_l - \rho_v) d}{\rho_G C_d} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.47)$$

Também o tamanho da gota é determinado pelo balanço entre a força do impacto do gás que tende a quebrar a gota e as forças de tensão superficial que trabalham para mantê-la íntegra. Já o tamanho máximo estável da gota foi estabelecido por Hinze (1955), através de:

$$d = \frac{K \sigma}{\rho_G v_v^2} \quad (2.48)$$

Onde K é o número de Weber crítico que assume valores entre 20 e 30, para gotas que são gradualmente aceleradas. Combinando as equações 2.47 e 2.48 chega-se a:

$$v_v = \left(\frac{4K}{3C_d} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{[\sigma g (\rho_l - \rho_v)]^{\frac{1}{4}}}{\rho_G^{1/2}} \quad (2.49)$$

Sendo $K=30$ e $C_d=0,44$ sugeridos nos estudos de Turner et al (1969), mas deve-se notar que valores exatos não são tão importantes pois ambos estão elevados a $\frac{1}{4}$, assim o resultado de v_v é pouco influenciado por estes.

Assim o valor resultante da equação 2.49 será o valor mínimo abaixo do qual não se estabelece o padrão anular. O mesmo tratamento dado às gotas suspensas pelo fluxo de gás pode ser estendido para a análise de como as cristas das ondas do filme de líquido são projetadas acompanhando o fluxo central.

Uma das características do fluxo anular é que a espessura do filme líquido é sempre relativamente fina mesmo em presença de vazões de líquido consideravelmente elevadas. Como resultado, a velocidade real do gás v_v , pode ser substituída pela superficial j_v , e a fronteira final desta transição é dada por:

$$\frac{j_v \rho_v^{\frac{1}{2}}}{[\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4}} = 3,1 \quad (2.50)$$

Na equação anterior, o grupo adimensional é conhecido como número de Kutateladze. Aqui é demonstrado que o critério de transição para o padrão de escoamento anular, para as condições do estudo de Taitel et al (1980), independem da taxa de fluxo de líquido e do diâmetro do tubo. Para as condições de fluídos ar-água a 25°C e pressão de 10 N/cm², a velocidade é calculada em aproximadamente 15 m/s, e o limite desta transição é marcado pela curva E, mostrada na Figura 8 e Figura 9, que demarcam a região V.

A equação 2.49 é quase idêntica à obtida empiricamente por Pushkin e Sorokin (1962) que determinaram a velocidade de ar necessária para manter a ascensão de um filme líquido em experiências de reversão de fluxo ascendente (flooding), usando tubos com diâmetro variando de 6 a 309 mm. Eles correlacionaram os resultados do estudo experimental com o número de Kutateladze sendo que usaram como constante 3,2 ao invés de 3,1.

2.6.2 Estudo dos Escoamentos Inclinados.

Dentro do âmbito dos escoamentos inclinados o trabalho de Nicklin et al (NICKLIN, 1962) se destaca, tendo dado continuidade aos primeiros estudos nesta área realizados por Dumitrescu (DUMITRESCU, 1943) e Davies e Taylor (DAVIES, 1950) que foram trabalhos envolvendo o estudo de velocidade de ascensão de bolhas alongadas, ou bolhas de Taylor em tubos selados contendo água confinada. A velocidade de ascensão é dada pela equação 2.31 abaixo.

$$v_v \cong 0,35\sqrt{gD}$$

onde v_v é a velocidade da bolha, D é o diâmetro interno do tubo e a constante 0,35 corresponde ao Número de Froude amplamente usado para escoamento vertical.

Depois deste temos o trabalho bem relevante de Zukoski (1966), no qual foi analisada a influência da viscosidade, da tensão superficial e da inclinação no movimento de bolhas alongadas dentro de tubos fechados cobrindo toda a inclinação desde a posição vertical até a horizontal. Neste estudo foram usados diversos tipos de líquidos e vários diâmetros de tubos. Através do uso de números adimensionais como o número de Froude (Fr), o número de Eötvös (Eo) e o número de Reynolds (Re), este estudo revelou uma característica geral dos escoamentos bifásicos inclinados que consiste no aumento progressivo da velocidade de deslocamento da bolha v_v , desde a posição vertical (90°) atingindo um valor máximo próximo à inclinação de 45° . Continuando a inclinação do tubo tem-se o inverso, há a diminuição da velocidade v_v , até atingir a posição horizontal em 0° . Neste estudo Zukoski (1966) usou o termo “velocidade normalizada” que é descrita pelo número adimensional:

$$velocidade\ normalizada = W_b / \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g R^2} \quad (2.51)$$

Onde, W_b é a velocidade de ascensão da bolha, $\Delta\rho$ a diferença de densidades entre a fase líquida e a gasosa, ρ é a densidade do líquido, g é a aceleração da gravidade e R é

o raio interno do tubo. Zukoski (1966) usou também nesse estudo o “parâmetro de tensão superficial”, Σ , e a relação com o número de Eötvös (E_o), como:

$$\Sigma = \frac{\sigma}{\rho g R^2} = \frac{4}{E_o} \quad (2.52)$$

Onde σ é a tensão superficial do líquido.

A Figura 13 mostra as experiências realizadas com bolhas ascendendo em colunas de água e acetona e para vários diâmetros de tubos. Note-se que no parâmetro de tensão superficial o raio interno do tubo é “a”.

Também foi analisada a variação da velocidade normalizada, equação 2.51, em função do parâmetro de tensão superficial, Σ , equação 2.52, para três diferentes ângulos de inclinação, 0° , 45° e 90° . Verificou-se que para o caso de tubos verticais, isto é, 90° , quando Σ se aproxima de zero, ou mais especificamente ao atingir o valor de $\Sigma < 0,1$, a velocidade normalizada tende para um valor limite, o que não se dá com os outros ângulos nos quais a velocidade normalizada continua a crescer, conforme Figura 14. O trabalho mais recente de Viana et al (2003), corrobora este resultado, pois mostra que para escoamentos verticais com $E_o > 40$, a velocidade de ascensão da bolha independe da tensão superficial.

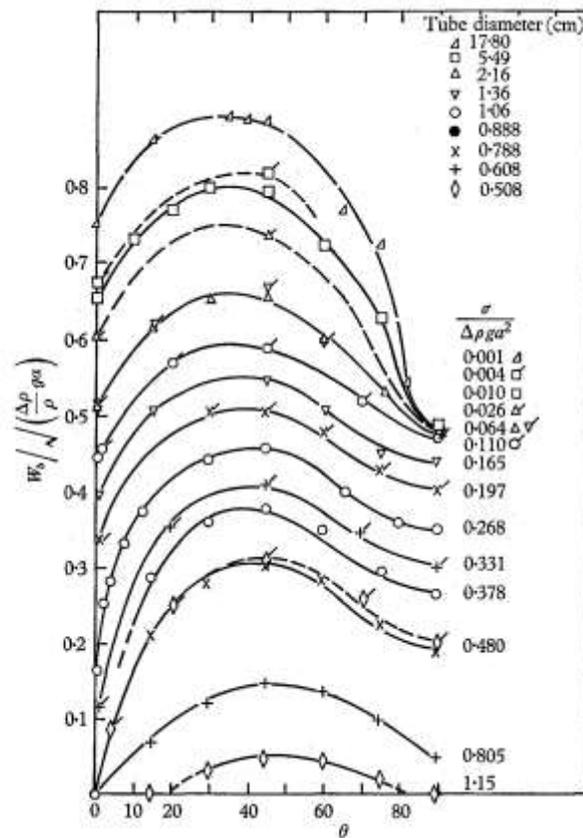


Figura 13: Variação da velocidade normalizada com o ângulo de inclinação para sistemas ar-líquido: a marca "/" ao lado direito dos símbolos indica o uso de acetona como fase líquida e os demais são com água (Zukoski – 1966)

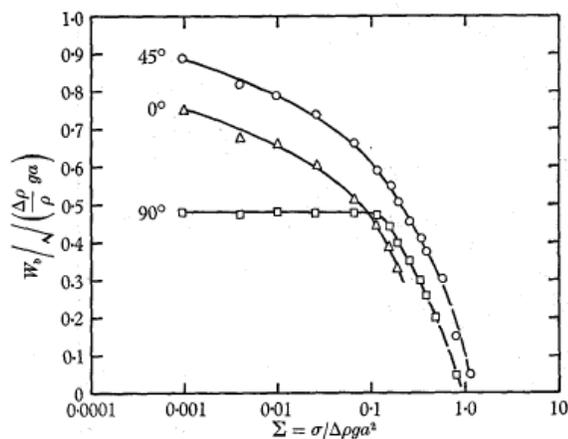


Figura 14: Variação da velocidade normalizada versus o parâmetro de tensão superficial para ângulos de inclinação de 0°, 45° e 90°. (ZUKOSKI, 1966)

Maneri e Zuber (1974) realizaram também estudos com bolhas ascendendo em ângulo. Estas experiências, entretanto, não foram com tubos de seção circular, mas tanques compostos basicamente por duas placas afastadas uma da outra de uma determinada distância. O ar era injetado pela parte inferior e as bolhas formadas podiam ascender de forma vertical ou inclinada de acordo com a inclinação dada ao tanque. Assim, as bolhas eram bidimensionais preenchendo o espaço entre as placas e obviamente não tinham o formato tridimensional das bolhas de Taylor que normalmente ocorrem em condutos de seção circular. O objetivo principal nestas experiências foi investigar a influência das propriedades da fase líquida no movimento de ascensão das bolhas. Para tanto, utilizaram como fase líquida água e metanol, que apesar de terem densidades semelhantes, diferem na viscosidade e na tensão superficial (σ_{metanol} é menor que um terço da $\sigma_{\text{água}}$).

Os autores observaram que no caso vertical não há diferenças significativas no movimento das bolhas seja em água ou metanol. Foi considerado que nesse caso as forças que governam o movimento são apenas inerciais. Entretanto, quando os tanques eram inclinados, eles verificaram que a grande diferença de tensões superficiais influenciava em muito na velocidade, devido à criação de uma força superficial que ocasionava mudança do formato do nariz da bolha. Eles propuseram relacionar a velocidade da bolha (v_B) com essa força, com o número de Eötvös (E_0) e com o ângulo de inclinação (θ) através de:

$$v_B(\theta) \approx f\left(\frac{1}{E_0}\right) \quad (2.53)$$

$$f\left(\frac{1}{E_0}\right) \rightarrow 1, \quad E_0 \rightarrow \infty \quad (2.54)$$

Os autores também correlacionaram o número de Froude (F_r) o efeito ocasionado na velocidade, no formato da bolha e na força de empuxo, em função do ângulo de inclinação e da tensão superficial do líquido, através de:

$$F_r(\theta) = S_p \sqrt{\cos \theta} \quad (2.55)$$

sendo S_p definido pelo formato do nariz e raio de curvatura da bolha, que dependem do ângulo de inclinação.

As observações desses autores determinaram a existência de três regiões, desde a posição vertical, que por eles é considerada como sendo $\theta = 0^\circ$, até a posição horizontal onde $\theta = 90^\circ$, como mostra a Figura 15.

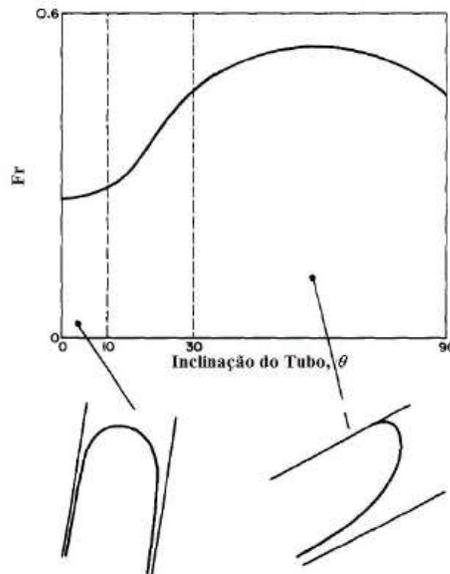


Figura 15: Efeito da inclinação no escoamento de bolhas bidimensionais (Maneri e Zuber, 1974).

- De 0° a 10° há o domínio das forças inerciais e as propriedades dos fluídos pouco influenciam o movimento das bolhas. As bolhas apresentam narizes com grandes raios com a presença de filmes de líquido descendente em ambos os lados e que apesar de serem da mesma espessura para a posição vertical, conforme a acentuação da inclinação ocorre a diminuição do filme superior e o conseqüente aumento do inferior;

- De 10° a 30° há uma região de transição onde as propriedades do fluído vão cada vez mais influenciando o escoamento. O filme de líquido da parte superior da bolha vai diminuindo até desaparecer ao chegar a 30° ;

- De 30° a 90° a força de empuxo pressiona a bolha contra a parede do tanque do lado superior, e em conseqüência a massa de líquido deste lado é desprezível. O nariz da bolha assume a forma estreita de pequeno raio na parte superior, alargando na parte inferior até concordar com o filme de líquido único passando por baixo da bolha.

Spedding e Nguyen (1978) também fizeram estudos intensos dos efeitos do ângulo de inclinação θ , e combinando diferentes diâmetros de tubos para analisar o movimento de diferentes tipos de bolhas de ar deslocando-se em água destilada.

Os resultados destes estudos estão em concordância com os de Zukoski (1966) no que tange às bolhas de Taylor, segundo os quais na faixa de $30^\circ < \theta < 50^\circ$ é onde ocorre a velocidade máxima. Os autores também identificaram uma grande influência do diâmetro interno do tubo, estabelecendo uma relação direta entre este e a velocidade da bolha até um determinado limite máximo. Em especial, eles correlacionaram o ângulo de inclinação θ com a geometria do nariz da bolha e a velocidade desta, justificando através de um balanço entre as forças de empuxo da massa de ar e as forças de resistência decorrentes do fluxo de líquido entre a bolha e o tubo. Foi estabelecido que o ponto de velocidade máxima da bolha estaria em $\theta \approx 35^\circ$.

Estudos de ascensão de bolhas em líquido estagnado foi objeto de estudo de Bendiksen (1984). O autor estabeleceu correlações entre velocidades das bolhas, as velocidades do meio líquido e o ângulo de inclinação. Para a condição de líquido estagnado (velocidade de líquido zero), foi estabelecida uma relação para estimar a velocidade da bolha ascendendo em um tubo inclinado, em função do ângulo de inclinação θ , e números de Froude (Fr) específicos para as condições horizontal e vertical.

Weber et al (1986) também fizeram estudos da velocidade de ascensão de bolhas em tubos inclinados e de diferentes diâmetros, sendo que suas correlações usaram os números de Morton (M) e Eötvös (E_o). Com isso, foi estabelecido um fator de correção para a correlação de Bendiksen (1984).

Couet e Strumolo (1987) fizeram estudos de bolhas bidimensionais usando simulação numérica. Nesses estudos o duto no qual eram injetadas as bolhas era na verdade formado por duas placas retangulares separadas por uma pequena espessura e o conjunto inclinado segundo um determinado ângulo. Os resultados obtidos foram comparados com registros fotográficos de Maneri (1970), havendo uma boa concordância entre eles.

Além dos trabalhos citados existem muitos outros, e muitas correlações propostas por estes para descrever o fenômeno do escoamento de bolhas em dutos inclinados. É um campo bem vasto para experimentações, principalmente porque o fenômeno tem uma grande complexidade.

2.7 Métodos na Mecânica dos Fluídos.

De forma geral existem três métodos para resolver os problemas na área de mecânica dos fluídos que abraça os fenômenos de escoamentos. São eles:

- Teórico
- Experimental
- Computacional (Numérico)

No campo teórico temos como base a evolução dos métodos numéricos que utilizam conhecimentos que veem desde a história antiga. Destaca-se especialmente, os métodos de diferenças finitas para resolução de equações diferenciais ordinárias e parciais que começaram aproximadamente por volta do começo do século XX.

Antes a resolução de problemas complexos despendia sempre de um esforço intelectual de um conjunto de mentes trabalhando juntas e demandava tempo considerável. Os esforços de guerra foram inclusive um grande estímulo para o desenvolvimento desses métodos.

Historicamente, até antes do final do século XIX, havia problemas na comparação dos experimentos com a teoria, isso, por que ainda estavam sendo desenvolvidos conceitos teóricos. Isso mudou com a contribuição de estudos como os de Willian Froude (1810–1879), Luz Rayleigh (1842-1919), Osborne Reynolds (1842-1912), Claude L. M. H. Navier (1785-1836) e George G. Stokes (1819-1903). Assim, a partir do final do século XIX houve uma unificação da hidráulica teórica e a hidrodinâmica experimental. No início do século XX, Ludwig Prandtl (1875-1953), deu uma das maiores contribuições à teoria da mecânica dos fluídos moderna com seu trabalho sobre camadas limites. Houve também nessa época, a colaboração dos estudos de Theodore Von Kármán (1881-1963) e Sir Geoffrey I. Taylor (1886-1975) (WHITE, 2002).

Com relação ao método experimental, por vezes os custos envolvidos na construção de modelos representativos de um problema tornam-se proibitivos, principalmente se para conseguir resultados confiáveis as escalas envolvidas têm de ser próximas do protótipo.

Com o advento do computador digital, o método computacional, tornou-se mais disponível. A princípio restrito a máquinas extremamente complexas, os mainframes, com acesso bem restrito devido aos grandes custos computacionais da época. Entretanto, esse método passou cada vez mais a ser explorado em especial com o desenvolvimento dos computadores pessoais e workstations por volta dos anos 80. Hoje, o avanço da indústria da informática permitiu acesso relativamente fácil a computadores cada vez mais potentes deixando por terra os antigos mainframes. Problemas que demandavam horas de processamento, hoje são facilmente executados com o uso massivo de computadores funcionando em paralelo.

No estudo dos escoamentos bifásicos têm sido aplicadas várias técnicas tais como:

- Técnicas invasivas;
 - Medições por meio de eletrodos (resistivos e capacitivos);
 - Medições por diferença de pressão.
- Técnicas não invasivas;
 - Medições por técnicas ultrassônicas (pulso-eco, transmissão, efeito Doppler);
 - Medições por técnicas visuais/ópticas (fotografia de alta resolução, vídeo, velocimetria por imagem de partículas (VIP), anemometria laser-Doppler);
 - Medições por técnicas nucleares (atenuação por raios-X, gama, nêutrons).

Apesar do método experimental continuar a ser muito importante, especialmente quando os escoamentos envolvidos são muito complexos, a tendência atual é claramente uma maior utilização de ferramentas computacionais em projeto, em paralelo com experimentos.

2.8 Fluidodinâmica Computacional

Fluidodinâmica computacional (Computational Fluid Dynamics - CFD) pode ser definida como um conjunto de técnicas matemáticas, numéricas e computacionais usadas para o estudo preditivo (qualitativo e quantitativo) de fenômenos que envolvem o escoamento de fluidos.

Como se pode deduzir a história do CFD está intrinsicamente atrelada ao desenvolvimento do computador digital. Até o final da Segunda Grande Guerra Mundial os problemas de escoamentos de fluídos, bem outros tantos que exigiam o mesmo esforço, eram resolvidos usando métodos analíticos e/ou empíricos. Por esse tempo, houve pioneiros que usaram métodos numéricos para resolver problemas a mão e que empreenderam esforços monumentais.

Um dos primeiros trabalhos de importância é atribuído a Richardson (1910) no desenvolvimento de esquemas para resolução das equações de Laplace e equações bi harmônicas. Pouco depois em 1918, Liebmann (1918) introduziu melhorias no método de Richardson que possibilitaram uma redução significativa da convergência da solução das equações de Laplace.

Entretanto, o começo da moderna análise numérica é atribuído ao trabalho de Courant, Friedrichs e Lewy (1928). O acrônimo CFL encontrado rotineiramente na literatura faz referência a esses autores. O trabalho deles foi crucial para a solução numérica de equações diferenciais parciais.

Durante a Segunda Grande Guerra houve uma grande quantidade de trabalhos e pesquisas no campo da solução numérica dos problemas de dinâmica dos fluídos. Pode-se destacar o trabalho do Professor Von Neumann (1949) cujo método é largamente usado em CFD para determinar a estabilidade bem como o trabalho de Peter Lax (1954) na determinação de ondas de choque. E assim continuou o desenvolvimento de trabalhos de vários pesquisadores em especial na implementação de métodos que fossem cada vez mais eficientes na resolução das equações de Euler e Navier-Stokes

A partir desse tempo os computadores foram sendo desenvolvidos e as rotinas desses cálculos que requeriam uma solução numérica extensa puderam ser feitos com muito menos esforço levando ao estabelecimento da chamada fluidodinâmica computacional.

O progresso em CFD nos últimos 25 anos é enorme e a contribuição de inúmeros pesquisadores ao longo do tempo garantiu o seu aprimoramento e o seu estabelecimento como uma das mais importantes ferramentas de pesquisa da atualidade (TANNEHILL, ANDERSON e PLETCHER) (1997).

2.8.1 Evolução da Fluidodinâmica Computacional

A Fluidodinâmica Computacional até se consolidar como importante ferramenta de pesquisa e desenvolvimento passou por pelo menos três fases ao longo do tempo.

A primeira fase, como visto no item anterior, iniciou-se com o desenvolvimento computacional nos anos 50, onde o desenvolvimento de códigos e rotinas dedicadas aos problemas de dinâmica de fluídos era feito dentro do âmbito acadêmico. Os primeiros programas de CFD eram muito específicos e dedicados a problemas específicos a princípio sem grande complexidade.

A segunda fase acompanha a crescente elevação da capacidade de processamento e de espaço de memória dos computadores. Os programas de CFD tornam-se mais robustos e mais difundidos. Começa o interesse comercial no uso desses programas, que começam a ser modificados para um uso mais geral e surgem então os softwares comerciais.

A terceira fase é marcada pelo constante aprimoramento desses softwares conseguido com os estudos extensivos de novos modelos aos cálculos. A sua difusão crescente vem da pressão óbvia permitida pela facilidade que proporciona na solução de problemas, simulação de eventos e otimização de processos existentes, tudo isso aliado à crescente confiança dos resultados.

2.8.2 Utilização da Fluidodinâmica Computacional

Para que esse escoamento possa ser representado numericamente através de uma simulação computacional, o usuário deve fornecer informações do tipo:

- “Geometria”: forma e tamanho do domínio, entradas e saídas de fluido do sistema, presença de obstáculos;
- Propriedades dos fluidos: temperatura, densidade, viscosidade, condutividade térmica;

- Condições iniciais (muito importante para um fenômeno dependente do tempo como, por exemplo, o tempo de inicialização de um processo industrial);
- Condições de contorno (essencial para a resolução das equações que regem a fluidodinâmica computacional - o usuário deve fornecer as especificações de entrada e saída de massa, momento e energia em uma simulação).

As simulações em CFD se constituem como poderosa ferramenta de análise de processos produtos e materiais. No campo da dinâmica dos fluídos tem seu espaço cada vez mais consolidado pela grande facilidade que proporciona permitindo variar as condições de geometria, condições de contorno e parâmetros envolvidos, sem precisar da elaboração de modelos e maquetes experimentais, inclusive pela possibilidade de simulações de condições extremamente difíceis de reproduzir e até que poderiam envolver riscos.

Existem softwares de código aberto e gratuitos, muitos desenvolvidos em meios acadêmicos e que contam com a colaboração de usuários e pesquisadores para seu desenvolvimento (CFD ON LINE):

- OpenFOAM
- SU²
- PyFR
- Code_Saturn
- FEniCS
- Gerris Flow Solver
- Palabos
- Overture
- Phoenix V 1.4
- Clawpack
- OpenFVM
- FEATFLOW
- ISAAC
- Channelflow
- NaSt3DGP
- MOUSE
- TYCHO
- VH-1 (Virginia Hydrodynamics)
- QUICK 'n SIMPLE
- OpenFlower

Cada um deles tem uma especificidade, por exemplo:

OpenFOAM – distribuído atualmente pela OpenFOAM Foundation e usado largamente por áreas comercial e em meio acadêmico para estudos nas áreas de escoamento complexos de fluídos envolvendo reações químicas, fluxos turbulentos, transmissão de calor, acústica, mecânica dos solos e eletromagnetismo.

Su² – desenvolvido no meio acadêmico da Universidade de Stanford em C++ especialmente dedicado à solução de equações diferenciais parciais (PDE's)

Gerris – é um código aberto em CFD para escoamentos incompressíveis especialmente dedicado a aplicações envolvendo mares e oceanos.

Existem, entretanto, empresas dedicadas à comercialização de soluções em CFD tais como:

- AVL List GmbH
- Convergent Science
- Flow Science, Inc.
- Tecplot, Inc.
- NUMECA International s.a.
- CEI, Enight
- Metacomp Technologies, Inc.
- Analytic & Computational Research, Inc.
- CD-adapco
- Program Development Company
- Flownex, M-Tech Industrial
- ANSYS, Inc.
- SIEMENS AG
- Epic Cloud, Zenotech, Ltd.
- Applied CCM
- Intelligent Light
- Pointwise, Inc.
- FluiDyna GmbH
- Software Cradle Co., Ltd.
- ASCOMP AG
- Simerics, Inc.
- Orbital Computers LLC
- Altair Engineering, Inc.
- CHAM Ltd.
- Phoenix Analysis & Design Technologies, Inc.

Fonte: <http://www.cfd-online.com/Links/soft.html> (CFD ON LINE)

2.8.3 Estudos de Fluidodinâmica Computacional sobre Escoamentos com Bolhas de Taylor.

Na grande maioria dos trabalhos já feitos em CFD no estudo do escoamento das bolhas de Taylor é sempre tratado em 2D, e também sempre utilizando o artifício de modelar o perfil característico da bolha criando uma região definida para esta, dentro do domínio (CLARKE, 1995) (Figura 16). Nesses casos, quem se movimenta é o tubo.

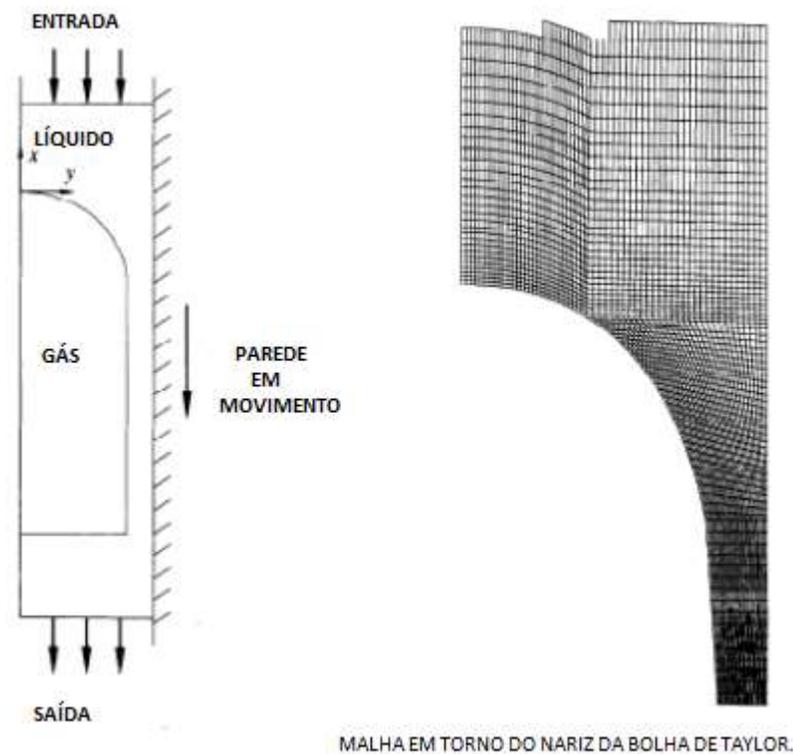


Figura 16: Estudo de A. Clarke e R. I. Issa de 1995 – “A Numerical Model of Slug Flow in Vertical Tubes”.

Existe também um estudo na mesma linha, partindo de uma geometria específica para a bolha e aplicou o CFD a nível de 2D e usando um eixo de simetria para a simulação, mas que usa um programa auxiliar que promove deformações na região definida para a bolha baseado nas variações de parâmetros do fluido em volta (ZENG, 2006) (Figura 17).

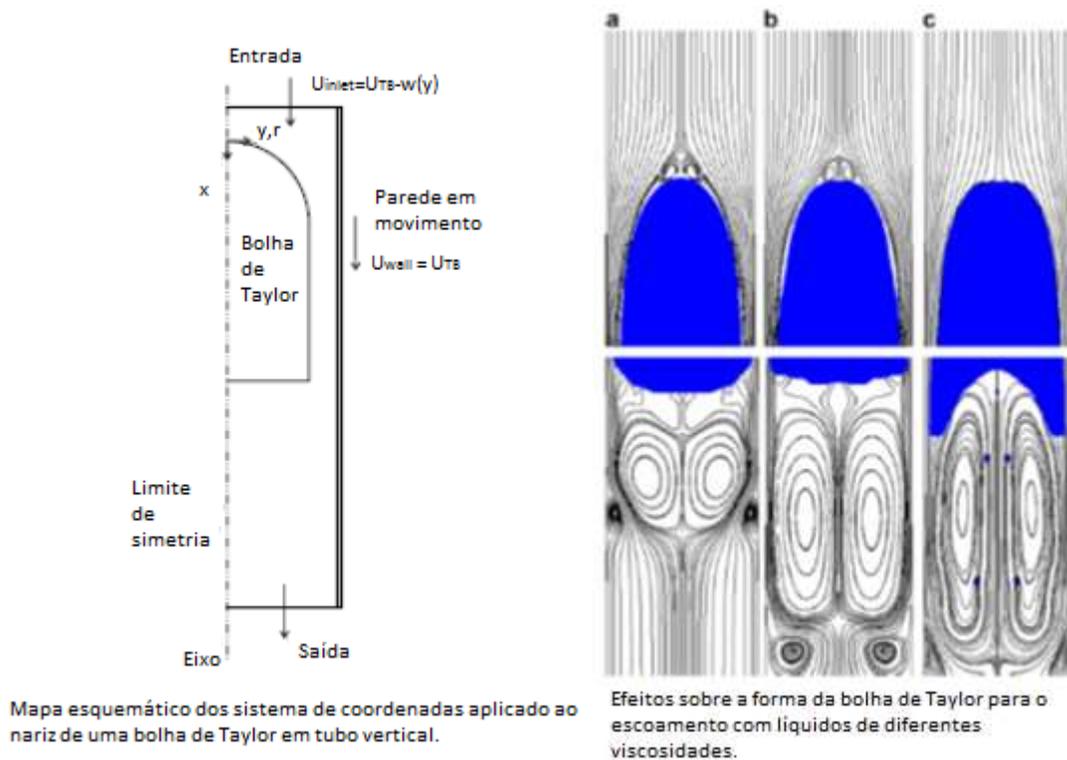


Figura 17: Estudo de Donghong Zheng, Xiao He e Defu Che de 2006 – “CFD Simulations of Hydrodynamics Characteristics in a Gas-Liquid Upward Slug Flow”.

Mesmo trabalhos recentes usando inclusive o ANSYS FLUENT em 3D, também lançaram mão do mesmo princípio de estipular uma região para a bolha conjugado com programa auxiliar para promover a deformação desta região a fim de simular a fase gasosa correspondente à bolha de Taylor (TAHA, 2006). Esse último trabalho chegou a simular um escoamento em água inclinado a 20° num tubo e 20 mm de diâmetro, e admitiu a necessidade de um grande esforço em termos computacionais devido à completa falta de simetria da simulação (Figura 18).

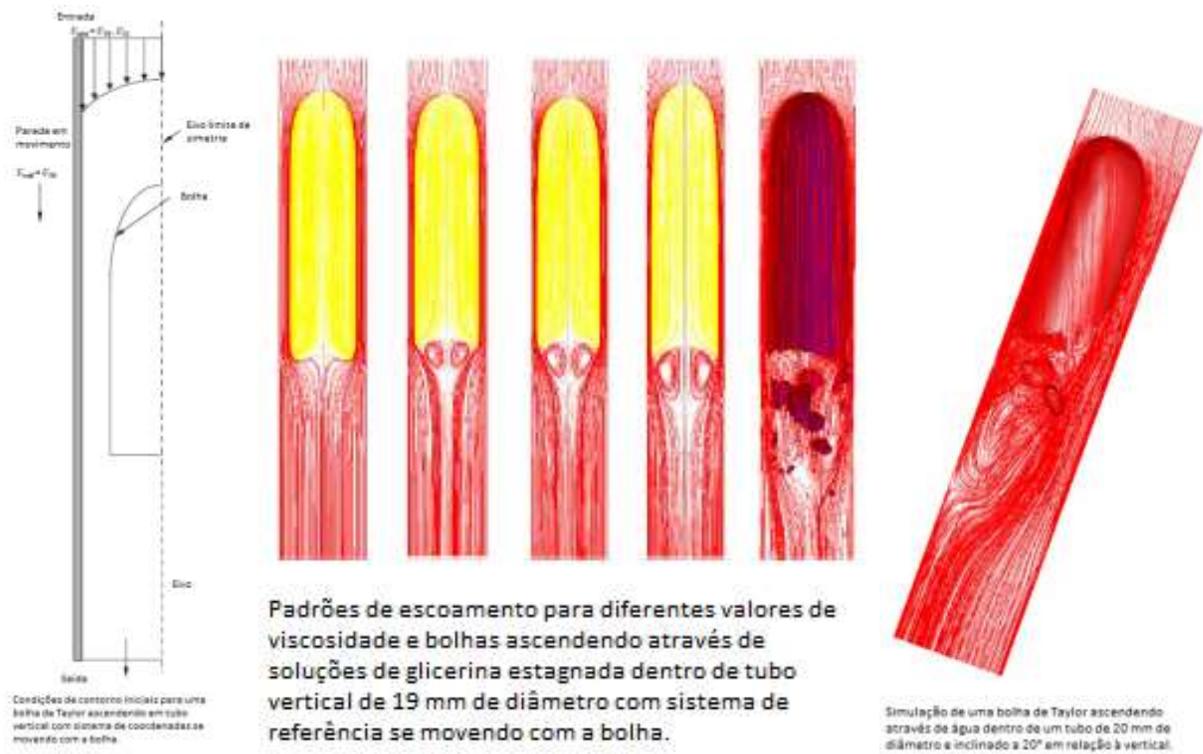


Figura 18: Estudo de Taha Taha e Z. F. Cui de 2005 – “CFD Modeling of Slug Flow in Vertical Tubes”.

2.9 O ANSYS CFX

Dedicaremos o nosso estudo daqui para a frente, como foi dito antes, ao exame do CFX como nossa ferramenta de trabalho no estudo dos escoamentos bifásicos.

Uma vez iniciada um projeto do ANSYS WORKBENCH, selecionamos o módulo de Fluid Flow CFX e o arrastamos para a área de trabalho.

É criada imediatamente toda a estrutura passos a ser seguida, em sequência, para a execução da análise do problema (Figura 19).

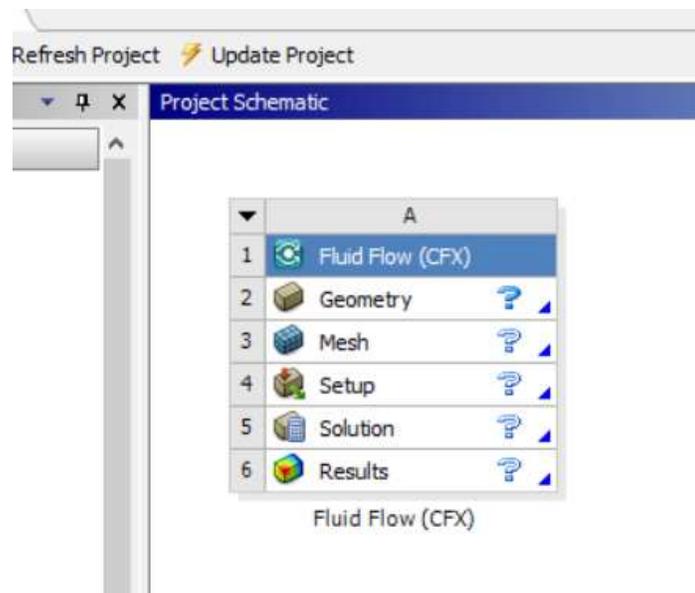


Figura 19: Módulo CFX carregado na área de trabalho do ANSYS WORKBENCH versão 17.0 (ANSYS, 2016).

Nele vemos que o primeiro passo para realizar a simulação no CFX é a construção da “geometria” do sistema a ser analisado. Com o duplo clique no campo *Geometry* marcado com o símbolo de interrogação, pois ainda não foi definido, é carregado o módulo de construção da geometria, *DesignModeler* (Figura 20).

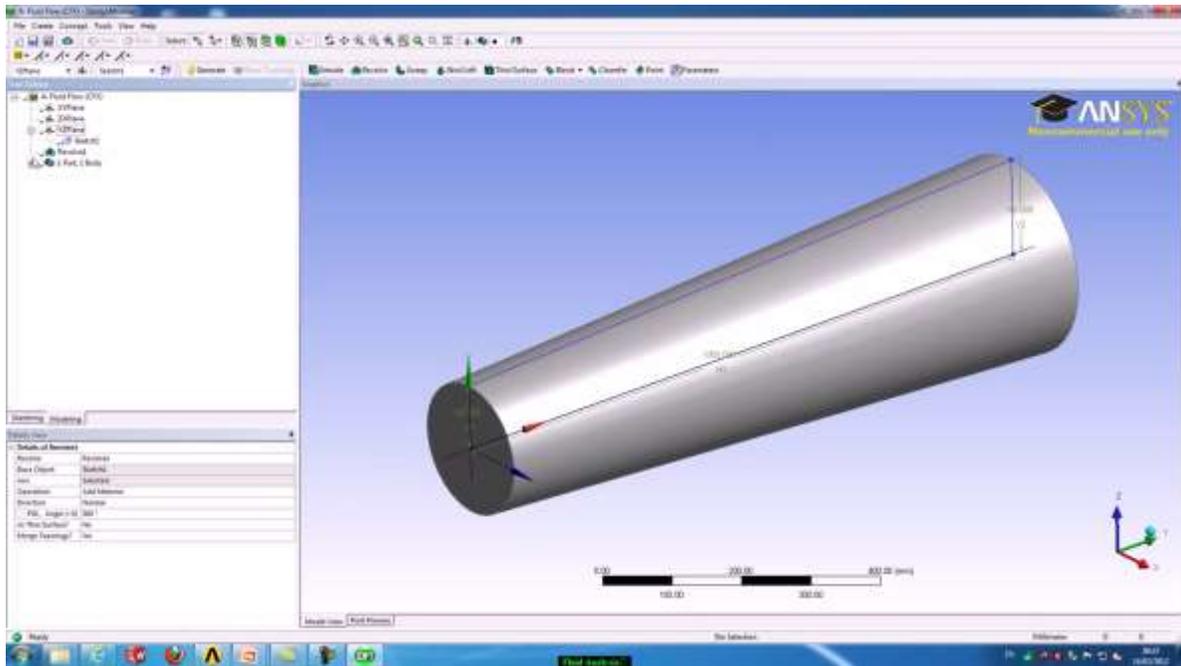


Figura 20: Módulo Design Modeler do CFX para criação da geometria - ANSYS WORKBENCH versão 16.2 – versão acadêmica (ANSYS, 2016).

A criação da geometria também pode ser feita em qualquer programa de Computer Aided Design (CAD), compatível com o ANSYS e importada para o módulo Geometry.

Uma vez definida a geometria do problema, passa-se à geração da malha de volumes finitos. Feito da mesma forma com duplo clique no campo *Mesh*. Passa-se ao módulo *Meshing* do CFX (Figura 21).

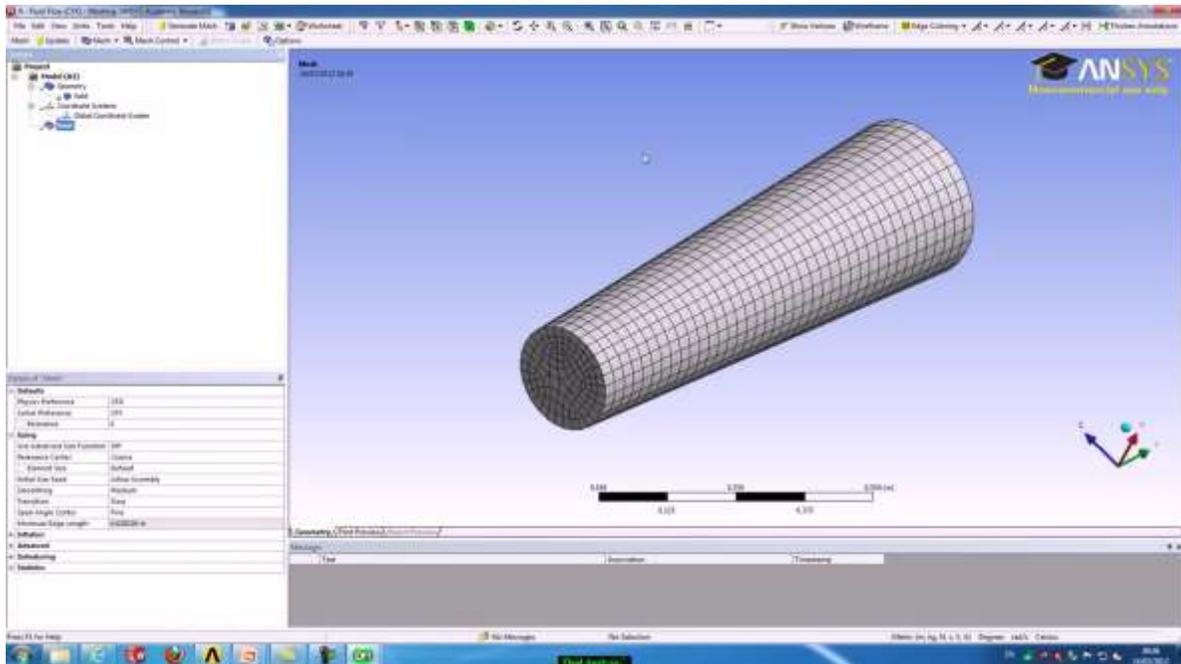


Figura 21: Módulo Meshing do CFX para criação da malha de volumes finitos - ANSYS WORKBENCH versão 16.2 – versão acadêmica (ANSYS, 2016).

A malha do problema também pode ser definida por qualquer outro programa compatível com o ANSYS e importada para o CFX-PRE.

Na sequência do programa, passamos ao campo *Setup*, que ao ser acionado, nos leva ao módulo CFX-PRE (Figura 22). No módulo CFX-PRE, é feita a definição física do problema previamente gerado em malha de volumes de controle para análise.

Esta definição compreende:

- Definição dos domínios (paredes, interferências, entradas e saídas de fluídos, etc);
- Definição de valores dos parâmetros (pressão, velocidade, vazão, temperatura, etc.);
- Definição de metodologia de cálculo (modelo, flutuabilidade, turbulência, etc.);
- Definição do tempo de análise do problema.

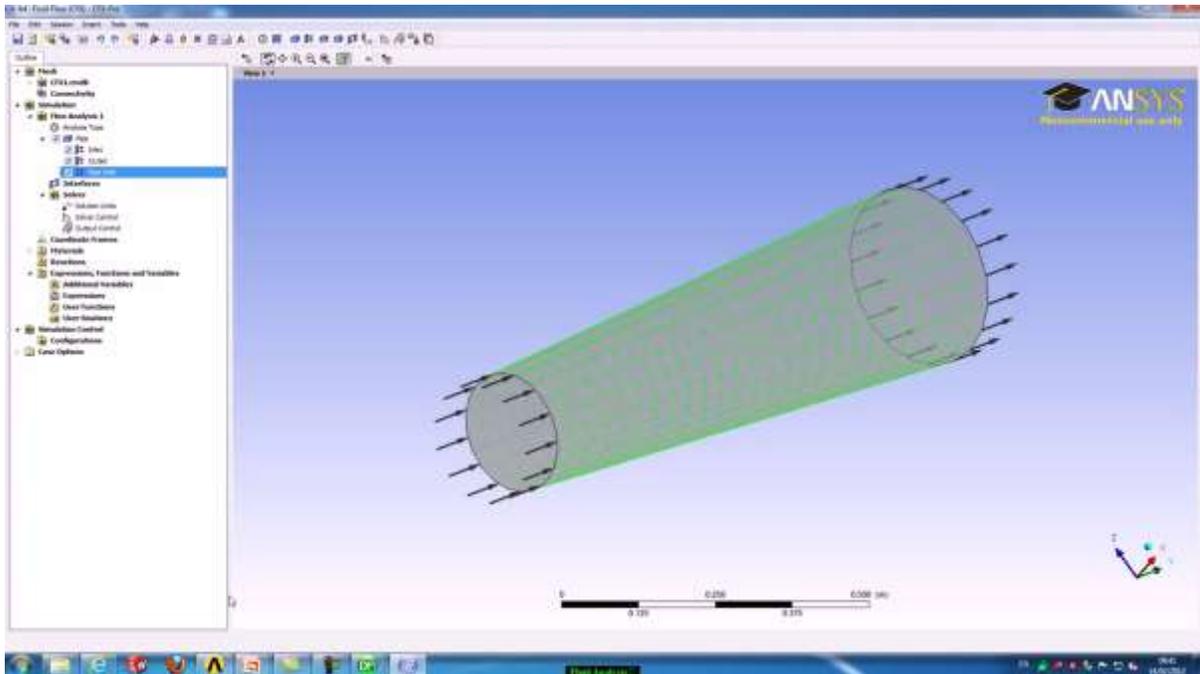


Figura 22: Módulo CFX-PRE - ANSYS WORKBENCH versão 16.2 – versão acadêmica (ANSYS, 2016).

Assim, uma vez definido fisicamente o problema, acertados os parâmetros e escolhida a metodologia, passa-se ao passo de solução do problema. Acessando o campo *Solution* no ANSYS WORKBENCH, é iniciado o módulo CFX-SOLVER (Figura 23).

Aqui é feito o processamento matemático do problema cujo desenvolvimento pode ser acompanhado graficamente à esquerda, e os cálculos e mensagens no campo à direita.

Nos gráficos à esquerda, é mostrado o nível de convergência através da plotagem dos níveis residuais RMS (root mean square), que o programa está alcançando na solução de cada uma das equações do problema.

De certa forma o valor de 10^{-4} para o RMS é considerado um padrão para o CFX e normalmente é suficiente para a grande maioria dos problemas de engenharia. O valor de 10^{-5} , é considerado um bom resultado que mostra uma boa convergência. Já valores da ordem de 10^{-6} , ou menores, mostram uma convergência bem apertada, típica de problemas com geometria complicada e muito difíceis de se alcançar com precisão simples.



Figura 23: Módulo CFX-SOLVER – ANSYS WORKBENCH – versão acadêmica (ANSYS, 2016).

O próximo passo consiste em avaliar qualitativamente e quantitativamente os resultados obtidos para o problema. Acessado o campo *Results* no WORKBENCH, este inicia o módulo CFX-POST (Figura 24).

No CFX-POST podemos:

- Visualizar o processo em andamento no tempo estipulado anteriormente;
- Escolher quais as variáveis que queremos analisar e como estas serão apresentadas;
- Criar saídas como tabelas, figuras e animações do processo.

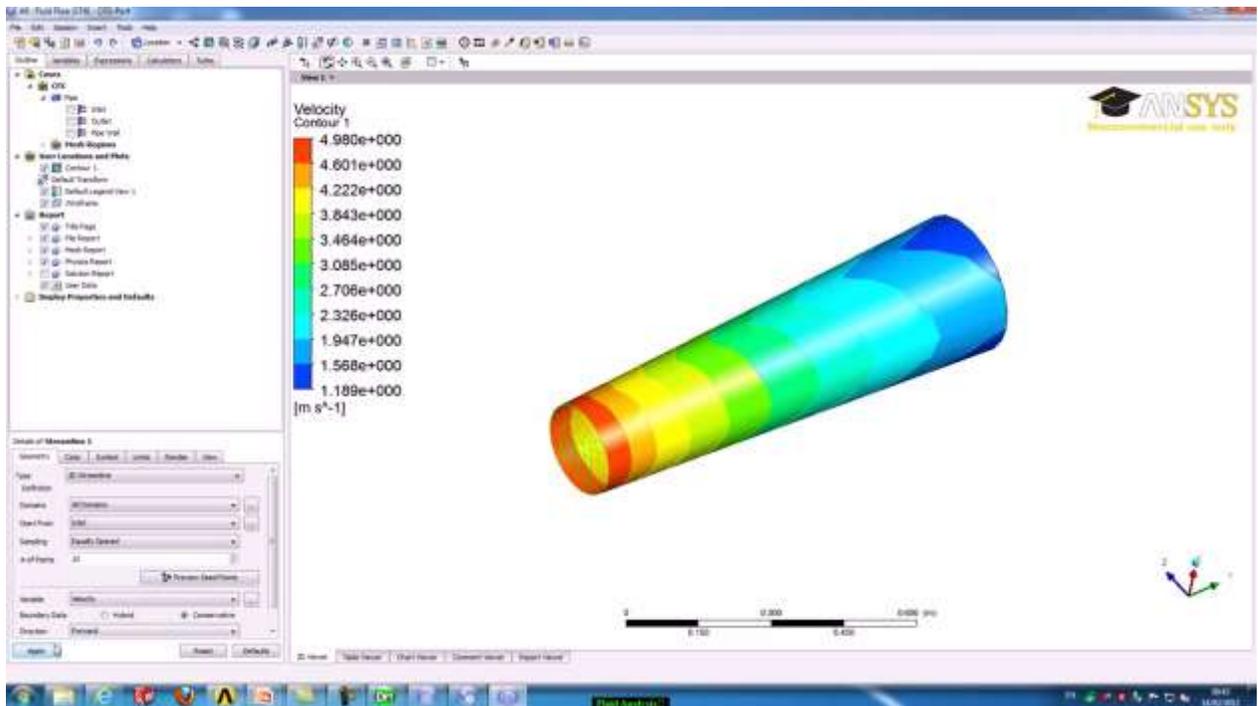


Figura 24: Módulo CFX-POST – ANSYS WORKBENCH – versão acadêmica (ANSYS, 2016).

2.9.1 Fundamentos Físicos do ANSYS CFX

2.9.1.1 Sistema de Equações

O CFX usa em seus cálculos as equações (BIRD, 1924):

- Equação da continuidade (ou de conservação de massa)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (2.56)$$

- Equação da quantidade de movimento (ou de conservação de momento linear) para fluidos Newtonianos ou como é conhecida, *equação de Navier-Stokes*.

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + \rho g \quad (2.57)$$

Sendo a contribuição da tensão cisalhante, τ , vem da generalização da lei de viscosidade de Newton:

$$\tau = \mu \left(\nabla U + (\nabla U)^T - \frac{2}{3} \delta \nabla \cdot U \right) \quad (2.58)$$

Onde,

ρ – massa específica (kg/m³);

t – tempo (s);

U – velocidade (m/s);

P – pressão (Pa);

τ - tensão cisalhante (Pa);

ρg – força externa sobre o fluido por unidade de volume

$(\nabla U)^T$ – gradiente transposto da velocidade

δ – função delta de Kronecker

- Equação da Energia

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \nabla \cdot (U \cdot \tau) + U \cdot \rho g \quad (2.59)$$

Onde:

h_{tot} – entalpia total relacionada com a entalpia estática (h)

Sendo;

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2} U^2 \quad (2.60)$$

Onde h (T, p)

λ - condutividade térmica

T – temperatura;

$\nabla \cdot (U \cdot \tau)$ – termo que representa o trabalho das forças viscosas

$U \cdot \rho g$ – termo devido ao trabalho de fontes de quantidade de movimento externas;

2.9.1.2 Modelos de resolução de equações

Em princípio, as equações de Navier-Stokes se aplicam ao estudo de todos os tipos de escoamento, sejam eles laminares ou turbulentos, descrevendo o comportamento destes sem necessidade de nenhum adendo.

Entretanto, os escoamentos turbulentos em escalas reais envolvem, na maioria das vezes, elevados números de Reynolds, (R_e), e em uma escala, tanto de comprimento como de tempo, praticamente impossíveis de serem modeladas com os recursos de malha de volumes finitos atualmente aplicáveis. Para alcançar esta escala de simulação, seria necessário um poder de computação que ainda não é disponível através da Simulação Numérica Direta (DNS – Direct Numerical Simulation).

Assim, para prever os efeitos destes escoamentos turbulentos, as pesquisas em CFD determinaram métodos que ajudam na solução. Estes métodos se baseiam em *modelos de turbulência*, que foram desenvolvidos para descrever estes fenômenos sem precisar recorrer à uma simulação numérica direta de malhas tão finas, que seriam proibitivas em termos de recursos computacionais. A maioria destes modelos de turbulência foram desenvolvidos usando dados estatísticos experimentais.

O programa ANSYS CFX modifica as equações de Navier-Stokes usando Modelos de Turbulência, produzindo o que ele chama de *Equações médias de Reynolds* (Reynolds averaged Navier-Stokes equations - RANS).

Existem, também duas exceções em termos de simulação de escoamentos turbulentos dentro do ANSYS CFX que são:

- Large Eddy Simulation model (LES), que é um refinamento das equações de Navier-Stokes de forma a filtrar do cálculo as regiões de turbulência do escoamento que teriam uma escala muito pequena para o efetivamente disponível em termos de recurso computacional;
- Detached Eddy Simulation model (DES) é uma formulação que combina os recursos de LES com os obtidos através dos modelos de escoamentos baseados em RANS. Como o ajuda do programa descreve, se baseia na separação de regiões do problema de modo que possam ser analisadas separadamente e depois feita uma solução híbrida do problema. É recomendada para os casos de números de Reynolds bem altos (flaps de aeronaves, lâminas de turbinas, etc.)

2.9.1.3 Modelos de Turbulência

A turbulência pode ser descrita como flutuações no campo de escoamento no tempo e espaço. O processo é complexo, principalmente devido a sua tridimensionalidade e irregularidade, por isso, pode causar um efeito significativo sobre as outras características do escoamento.

A turbulência ocorre quando as forças de inércia do fluido tornam-se significativas em comparação com as forças viscosas, e é caracterizada por um elevado número de Reynolds.

Não existe ainda um modelo único que descreva, com exatidão, qualquer situação que envolva escoamentos turbulentos, apesar do grande empenho de pesquisadores do mundo inteiro. Os modelos de turbulência existentes contêm informações empíricas, o que os torna específico para determinadas classes de problemas.

Dentro da lógica implementada pelo ANSYS-CFX, para analisar os escoamentos turbulentos nas escalas de tempo envolvidas, ele estipula a divisão das características do escoamento em dois componentes, sendo um médio e outro variável com o tempo.

Assim, esses Modelos de Turbulência modificam as equações originais de Navier-Stokes pela introdução de quantidades médias e flutuantes constituindo a lógica que o programa usa nas *Equações médias de Reynolds* (RANS).

As simulações usando RANS reduzem grandemente os recursos computacionais necessários em comparação com as simulações usando solução numérica direta (DNS), e permitem alcançar resultados práticos e satisfatórios, isso graças ao uso procedimentos de média estatística empregado para obter as equações.

A metodologia empregada consiste na divisão dos parâmetros usados nas equações de Navier-Stokes em dois componentes, sendo um médio e outro flutuante. Como exemplo a velocidade, U , pode ser dividida em um valor médio, \overline{U}_i , e um valor flutuante de variação instantânea, u_i .

Fica:

$$U_i = \overline{U}_i + u_i \quad (2.61)$$

Onde o componente médio é obtido por:

$$\overline{U}_i = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} U_i dt \quad (2.62)$$

Δt é uma escala de tempo, tão grande quanto às flutuações turbulentas, mas tão pequena quanto à escala de tempo à qual as equações são resolvidas.

A substituição do valor médio (de tempo) nas equações de transporte originais resulta nas equações médias de Reynolds apresentadas a seguir. Nas equações seguintes, a barra é utilizada para valores médios, exceto os produtos de valores flutuantes.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho U) = 0 \quad (2.63)$$

Ou em outra notação:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial x_j} (\rho U_j) = 0 \quad (2.64)$$

Sendo na notação, $\nabla = \frac{\partial}{\partial x_j}$, o índice j , representa o somatório sobre os três componentes (i, j, k)

Para a equação de momento:

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla(\rho U \otimes U) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nabla(\tau - \overline{\rho u \otimes u}) + S_M \quad (2.65)$$

Ou:

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i \otimes U_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \overline{\rho u_i \otimes u_j}) + S_M \quad (2.66)$$

Onde, τ é o tensor de tensões moleculares (que inclui as normais e cisalhantes).

A equação de continuidade não foi alterada, mas as equações de momento e transporte escalares contêm termos de fluxo turbulento adicionais aos fluxos difusivos moleculares. Estes são as tensões de Reynolds, " $\rho U_i \otimes U_j$ ". Esses termos surgem do termo não linear convectivo das equações não médias. Eles refletem o fato que o transporte convectivo, devido a flutuações turbulentas de velocidade, atuará para realçar mais a mistura do que a causada por flutuações termiais ao nível molecular. Em altos números de Reynolds, as flutuações turbulentas de velocidade ocorrem numa escala de

comprimento muito maior do que ocorreria num ambiente de livre caminho de flutuações termais, pois os efeitos devidos aos fluxos turbulentos são maiores que os devidos a nível molecular.

A equação média de Reynolds para a energia é:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot}) \\ = \nabla \cdot (\lambda \nabla T - \rho \overline{u h}) + \nabla \cdot [U(\tau - \rho \overline{u \otimes u})] + S_E \end{aligned} \quad (2.67)$$

Ou:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i h_{tot}) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \overline{u_j h} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} [U_i (\tau_{ij} - \rho \overline{u_i \otimes u_j})] + S_E \end{aligned} \quad (2.68)$$

Nesta equação a entalpia a total média é dada por:

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2} U_i U_i + k \quad (2.69)$$

Sendo, k , a contribuição da energia cinética turbulenta, dado por:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i^2} \quad (2.70)$$

Esta equação contém um termo adicional para turbulência, “ $\rho \overline{u_i h}$ ”, quando comparada com a forma instantânea na eq. 2.59. E o termo, “ $\frac{\partial}{\partial x_j} [U_i (\tau_{ij} - \rho \overline{u_i \otimes u_j})]$ ”, é devido ao trabalho das forças viscosas que pode ser incluído habilitando-o em *Viscous Work* no CFX-Pre.

Fechando a fundamentação dos modelos de turbulência temos a Variável Adicional, Φ , que pode ser dividida numa componente média, $\overline{\Phi}$, e outra variável com o tempo, ϕ . Depois de baixar a barra das quantidades médias, exceto os produtos das quantidades flutuantes, a equação de Variável Adicional fica:

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \Phi) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} - \rho \overline{u_j \phi} \right) + S_\Phi \quad (2.71)$$

Onde, “ $\rho \overline{u_j \phi}$ ”, é o *Fluxo de Reynolds*, e a variável, Γ , representa a difusividade.

Os Modelos de Turbulência baseados nas equações RANS do ANSYS-CFX, são divididos em dois tipos:

- Modelos de Viscosidade Turbulenta (Eddy Viscosity Models);
- Modelos das Tensões de Reynolds (Reynolds Stress Models).

O presente trabalho utilizou apenas alguns Modelos de Viscosidade Turbulenta. A descrição pormenorizada de todos os outros modelos, subdivisões e equações governantes pode ser vista no Apêndice B deste trabalho.

2.9.1.3.1 Modelos de Viscosidade Turbulenta (Eddy Viscosity Models)

Este modelo se baseia no princípio de que as tensões de Reynolds devidas aos vários redemoinhos que se formam e se dissipam continuamente num regime turbulento, como se acredita que seja, são assumidas como proporcionais ao gradiente médio de velocidades.

A hipótese da viscosidade turbulenta assume que as tensões de Reynolds estão relacionadas com o gradiente médio de velocidades e a viscosidade turbulenta pela hipótese do gradiente de difusão, isso de uma maneira análoga à relação existente entre tensão e deformação dos tensores em um fluxo laminar Newtoniano.

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.72)$$

Onde μ_t é a viscosidade turbulenta que deve ser modelada.

Análogo à hipótese da viscosidade turbulenta é a hipótese da difusividade turbulenta, a qual estipula que o produto escalar do fluxo de Reynolds é linearmente relacionado com o gradiente escalar médio:

$$-\rho \overline{u_i \varphi} = \Gamma_t \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \quad (2.73)$$

Onde Γ_t é a difusividade turbulenta que tem que ser determinada. A difusividade turbulenta pode ser escrita como:

$$\Gamma_t = \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (2.74)$$

Onde Pr_t é o *número de Prandtl turbulento*.

Para empregar as equações anteriores, que expressam a flutuação turbulenta em termos de variáveis médias, é necessário conhecer a viscosidade turbulenta, μ_t . A seguir veremos os modelos de turbulência de duas equações, como “k- ϵ ” e “k- ω ”, que fornecem esta variável.

Essas hipóteses são usadas nas equações médias de Reynolds. Dessa forma, a equação de quantidade de movimento e transporte fica como:

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = -\nabla p' + \nabla \cdot [\mu_{eff} (\nabla U + (\nabla U)^T)] + S_M \quad (2.75)$$

Ou noutra notação:

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i \otimes U_j) = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_M \quad (2.76)$$

Onde:

S_M - somatório de forças que atuam sobre o corpo;

p' - pressão modificada;

μ_{eff} - viscosidade efetiva.

A viscosidade efetiva é calculada por:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (2.77)$$

A pressão modificada por:

$$p' = p + \frac{2}{3}\rho k + \frac{2}{3}\mu_{eff} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \quad (2.78)$$

Sendo que o último termo, $\frac{2}{3}\mu_{eff} \frac{\partial U_k}{\partial x_k}$, que envolve o divergente da velocidade, é negligenciado no ANSYS CFX, embora seu uso seja estritamente correto somente para fluidos incompressíveis.

O tratamento do uso deste segundo termo da direita da equação 2.78, dentro do programa, vai depender da opção adotada para o parâmetro “*pressure value option*”, que pode assumir os seguintes valores (Tabela 2):

Tabela 2: Opções de tratamento para a pressão modificada nas equações de Viscosidade Turbulenta do CFX (ANSYS, 2016).

Opção	Descrição
1	Quando p é desejado (por exemplo para calcular as propriedades do material), este é derivado de p' usando a equação 2.78.
2 (default)	Quando p é desejado (por exemplo para calcular as propriedades do material), este é assumido como sendo aproximadamente igual a p' . Esta opção tem melhor comportamento numérico que a opção 1.
3	Não se usa o termo $\frac{2}{3}\rho k$ para o cálculo de p' . Entretanto este termo é incorporado direto na equação da quantidade de movimento. Esta opção é matematicamente equivalente à 1, mas difere numericamente.

Esta pressão modificada só é usada pelo programa quando se aplicam modelos de turbulência como k- ϵ , k- ω e Tensões de Reynolds. E também quando a flutuabilidade

(Buoyancy) é ativada. Nesses casos a pressão calculada pelo programa exclui o gradiente de pressão hidrostática. Esta pressão modificada é muitas vezes chamada de pressão de movimento porque é responsável por dirigir o fluxo. Todas as condições de contorno são interpretadas em termos desta pressão modificada.

A equação da energia média de Reynolds fica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot}) \\ = \nabla \cdot \left(\lambda \nabla T + \frac{\mu_t}{Pr_t} \nabla h \right) + \nabla \cdot [U(\tau - \rho \overline{u \otimes u})] + S_E \end{aligned} \quad (2.79)$$

Ou noutra notação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j h_{tot}) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial h}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} [U_j (\tau_{ij} - \rho \overline{u_i \otimes u_j})] + S_E \end{aligned} \quad (2.80)$$

Deve-se notar que apesar da transformação do termo de difusão molecular parecer inexato se a entalpia depender de outras variáveis que não a temperatura, o termo de difusão turbulenta estará correto se sujeito à hipótese da difusividade turbulenta. Ainda mais que os efeitos da difusão turbulenta são muito maiores do que os de difusão molecular, assim, pequenos erros ao final podem ser ignorados.

De forma similar, a equação de transporte média de Reynolds para Variáveis Adicionais, torna-se:

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \Phi) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\Gamma_\Phi + \frac{\mu_t}{\sigma_\Phi} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right] + S_\Phi \quad (2.81)$$

Os modelos de viscosidade turbulenta se distinguem pela maneira como eles tratam a viscosidade turbulenta e a difusividade turbulenta. Os modelos de viscosidade turbulenta podem ser classificados conforme o número de equações de transporte, ou seja, modelos com uma, duas ou nenhuma equação de transporte.

No presente trabalho dentre os Modelos de Viscosidade Turbulenta existentes utilizou-se o Modelos k- ϵ e o Modelo de Transporte das Tensões Cisalhantes (SST). Entretanto,

como o Modelo de Transporte das Tensões Cisalhantes (SST) é derivado do Modelo Patamar de $k-\omega$ (BSL), que por sua vez é um aprimoramento do Modelo $k-\omega$, segue a descrição da fundamentação teórica destes dois outros modelos antes do SST.

Modelo $k-\varepsilon$

Neste modelo, tanto as escalas de velocidade quanto de comprimento são resolvidas usando duas equações de transporte separadas, daí vindo o termo que designa o método.

O modelo $k-\varepsilon$, é um dos modelos de duas equações mais usados, é robusto, preciso e possui estabilidade. Atualmente é considerado como padrão entre os modelos de turbulência utilizados em simulações industriais. Ele também é incorporado na maioria dos códigos comerciais de CFD.

Tal como os outros modelos, foi sendo desenvolvido ao longo do tempo, sendo sua autoria creditada a Jones e Launder (1972). Melhorias foram introduzidas por Launder e Sharma (1974) no valor das constantes utilizadas. Entretanto, as primeiras contribuições significativas foram feitas por Davydov (1961), Harlow e Nakayama (1968), Hanjalic (1970), entre outros citados por Launder e Spalding (1972).

A equação da continuidade fica a mesma como nas eqs. 2.63 ou 2.64.

A equação da quantidade de movimento é também a já vista nas eqs. 2.75 ou 2.76.

A viscosidade efetiva é a calculada pela equação 2.77.

Sendo que a viscosidade turbulenta é dada por:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.82)$$

Onde C_μ é uma constante específica deste modelo com valor definido como $C_\mu = 0,09$.

Já os valores de “ k ” e “ ε ”, veem diretamente das equações diferenciais de transporte da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação de turbulência:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon + P_{kb} \quad (2.83)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + C_{\varepsilon 1} P_{\varepsilon b}) \quad (2.84)$$

Onde $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k e σ_ε também são constantes do modelo, dados pelos valores $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$ e $\sigma_\varepsilon = 1,3$. Estes valores padrões, para todas as constantes do modelo, foram fornecidos por Launder e Sharma (1974).

P_k é a produção de turbulência devido a forças viscosas e de flutuabilidade, que é modelada por:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \left(3\mu_t \frac{\partial U_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \quad (2.85)$$

Para fluxos incompressíveis, $\left(\frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right)$ é pequeno e o segundo termo da equação B.93 do lado direito não contribui significativamente para a produção. Para fluxo compressível, $\left(\frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right)$ é grande somente em regiões com alto divergente de velocidade, como em choques.

Flutuabilidade turbulenta – se o modelo de flutuabilidade total é usado, o termo P_{kb} é modelado como:

$$P_{kb} = - \frac{\mu_t}{\rho \sigma_\rho} g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (2.86)$$

E se o modelo de flutuabilidade de Boussinesq é usado, este termo é dado por:

$$P_{kb} = - \frac{\mu_t}{\rho \sigma_\rho} \rho \beta g_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.87)$$

Onde g_i é o vetor gravidade.

Modelo k- ω

Este é o segundo modelo de duas equações mais utilizado. É mais exato e mais robusto porque não usa funções complexas não lineares de amortecimento tal como no modelo k- ϵ . É o resultado de um trabalho de aprimoramento de mais de 20 anos feito por Wilcox (1986) e outros. Em seu desenvolvimento levou-se em consideração um tratamento específico para casos de baixo número de Reynolds.

Assume que a viscosidade turbulenta é ligada à energia cinética turbulenta e à frequência turbulenta pela relação:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (2.88)$$

No modelo K- ω desenvolvido por Wilcox, são resolvidas duas equações de transporte, uma para a energia cinética turbulenta, ou equação k, e outra para a frequência da turbulência, ou equação ω .

Equação k:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega + P_{kb} \quad (2.89)$$

Equação ω :

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + P_{\omega b} \quad (2.90)$$

Além das variáveis independentes, densidade, ρ , e o vetor velocidade, U , que são tratadas como quantidades conhecidas do método das equações de Navier-Stokes, temos a taxa de produção de turbulência, P_k , que é calculada como no método k- ϵ pela equação 2.85.

Neste modelo as constantes são: $\beta' = 0,09$, $\alpha = \frac{5}{9}$, $\beta = 0,075$, $\sigma_k = 2$, $\sigma_\omega = 2$

O termo de flutuabilidade é determinado por:

$$P_{\omega b} = \frac{\omega}{k} [(\alpha + 1)C_3 \max(P_{kb}, 0) - P_{kb}] \quad (2.91)$$

Onde o coeficiente de dissipação, $C_3 = 1$

Modelo Patamar de k- ω (Baseline BSL)

O maior problema como modelo de Wilcox é a conhecida sensibilidade por condições de fluxo livre. Isto é, dependendo do valor de ω na entrada, há uma variação significativa dos resultados que o modelo consegue obter. Para resolver esse inconveniente e solucionar o problema, Menter (1993), desenvolveu uma conjugação entre o modelo k- ω na região perto da superfície e o modelo k- ϵ nas outras regiões. Consiste na transformação do modelo k- ϵ numa formulação do modelo k- ω e subsequente adição nas equações correspondentes.

O modelo de Wilcox é assim multiplicado por uma função de mistura, “ F_1 ”, e o modelo k- ϵ transformado por uma função “ $1-F_1$ ”. F_1 é igual a 1 perto da superfície e vai decrescendo até o valor zero fora da camada limite.

Modelo de Wilcox:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k1}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (2.92)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha_1 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_1 \rho \omega^2 \quad (2.93)$$

Modelo k- ϵ transformado:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (2.94)$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_2 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_2 \rho \omega^2 \quad (2.95)$$

Vemos nas equações acima a adição de alguns coeficientes.

Com isso, as equações de Wilcox transformadas multiplicadas pela função F_1 (valor=1), as equações k- ϵ transformadas pela função “1- F_1 ”, e a as correspondentes equações k- ω são adicionadas para gerar o modelo BSL, que incluindo os efeitos de flutuabilidade ficam:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega + P_{kb} \quad (2.96)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \omega) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k \\ - \beta_3 \rho \omega^2 + P_{\omega b} \end{aligned} \quad (2.97)$$

Os novos coeficientes destas equações são determinados pela combinação com os coeficientes correspondentes listados abaixo, segundo a relação:

$$\phi_3 = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (2.98)$$

Os coeficientes são:

$$\begin{array}{lll} \alpha_1 = 5/9 & \alpha_2 = 0,44 & \beta' = 0,09 \\ \beta_1 = 0,075 & \beta_2 = 0,0828 & \sigma_{k1} = 2 \\ \sigma_{k2} = 1 & \sigma_{\omega 1} = 2 & \sigma_{\omega 2} = 1/0,856 \end{array}$$

Modelo de Transporte das Tensões Cisalhantes (SST)

O Modelo de Transporte das Tensões Cisalhantes (SST) é justamente o modelo BSL k- ω modificado. O novo modelo, baseado no modelo k- ω , considera o transporte das tensões de cisalhamento turbulento e suas previsões da separação do fluxo são precisas em condições de escoamentos com gradientes de pressão desfavorável.

As funções de mistura, fundamentais para o sucesso do método, são formuladas com base na distância da superfície e nas variáveis do fluxo. A função de mistura F_1 , é definida por:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (2.99)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y'} \frac{500\nu}{y^2 \omega}, \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2} \right) \right] \quad (2.100)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1.0 \times 10^{-10} \right) \quad (2.101)$$

Onde y é a distância em relação à parede e ν é a viscosidade cinemática. A função de mistura F_2 é dada então por:

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (2.102)$$

$$\arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y'} \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \quad (2.103)$$

Capítulo 3

3 Metodologia

O presente trabalho tem como principal objetivo, o uso do ANSYS CFX no estudo dos seguintes trabalhos:

- Modelar o experimento com tubos verticais e inclinados com fase líquida Inicialmente Estagnada e a ascensão de bolhas de Taylor, realizado por DE AZEVEDO (2016) (Figura 25).
- Modelar o experimento de escoamentos bifásicos que está sendo montado no Laboratório de Termo-hidráulica Experimental David Adjuto Botelho, LTE/IEN (Figura 27);

3.1 Estudos Experimentais com Tubos Verticais e Inclinados com Fase Líquida Inicialmente Estagnada

A experiência conduzida por DE AZEVEDO (2016), consistiu no uso de um tubo de seção circular com as extremidades fechadas e preenchido com uma fase líquida, sendo deixado propositalmente um espaço com ar.

Este tubo foi fixado por meio de um suporte, em uma posição vertical em relação ao eixo central do tubo. O suporte usado permite, além de sustentar o experimento, girar o tubo segundo um eixo transversal ao eixo central do tubo (Figura 25).

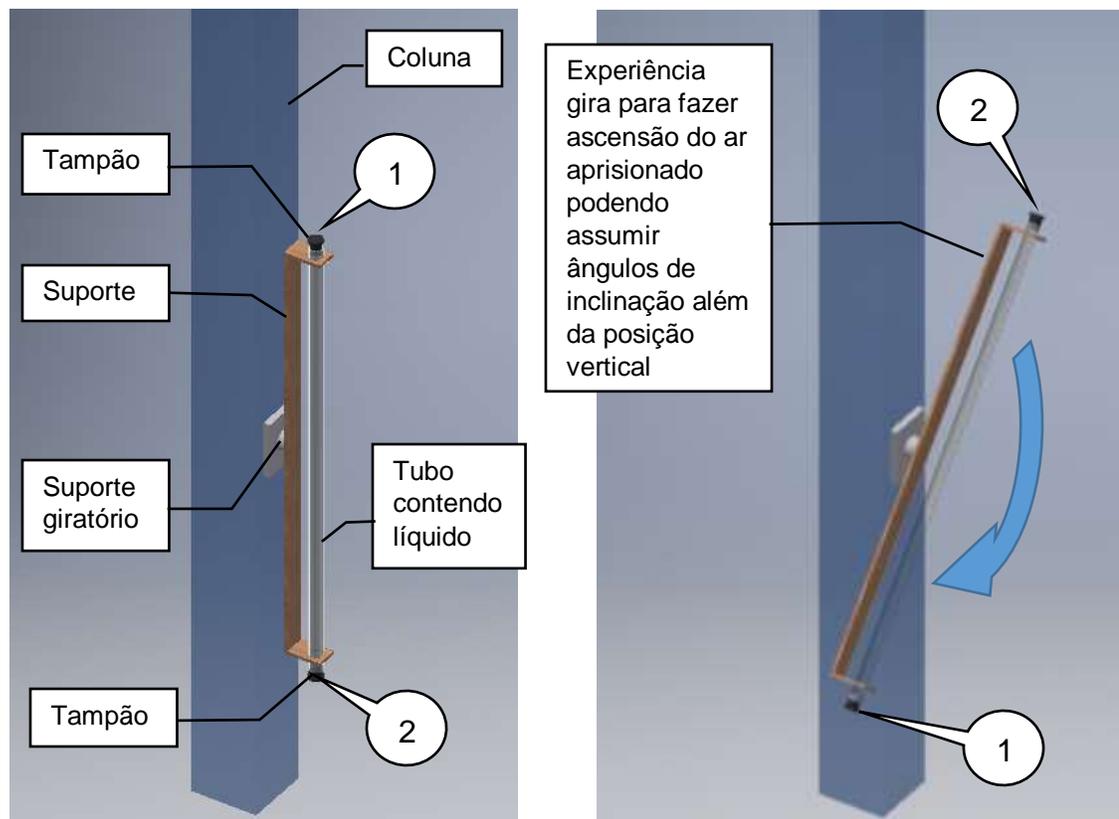


Figura 25: Experiência de tubo com líquido estagnado contendo espaço de ar realizada por DE AZEVEDO (2016).

O aparato desta experiência possuía um batente regulável que permitia, além da posição vertical, estabelecer ângulos fixos para o final da rotação do tubo. Esta facilidade permitiu o estudo da ascensão da bolha de ar através do líquido estagnado tanto em escoamento livre totalmente vertical como inclinado.

Os ângulos investigados nesta experiência foram de 0° , $2,5^\circ$, $5,0^\circ$, $7,5^\circ$, $10,0^\circ$ e $15,0^\circ$.

Foram utilizados tubos transparentes de diâmetros internos de 0,019, 0,024 e 0,034 m com comprimento de 2,0 m.

Foram utilizados como fase líquida:

- Água destilada pura;
- Glicerina pura;
- Solução de 20% de água destilada e 80% de glicerina;
- Solução de 50% de água destilada e 50 % de glicerina;
- Solução de 80% de água destilada e 20 % de glicerina.

Os parâmetros da experiência, tais como temperatura, densidade, viscosidade, tensão superficial e números adimensionais constam na Tabela 3.

Foram realizadas medições da velocidade e comprimento da bolha.

Tabela 3: Condições experimentais do trabalho conduzido por DE AZEVEDO (2016).

Percentagens em volume (A - água; G - glicerina); $g=9,81 \text{ m/s}^2$								
Líquido	D (m)	T (°C)	$\rho_L \text{ (kg/m}^3\text{)}$	$\mu_L \text{ (Pa.s)}$	$\sigma_L \text{ (N/m)}$	M	E_o	N_f
100%A	0,019	29,0	995,8	0,0008	0,0702	$1,17 \times 10^{-11}$	50	10000
80%A+20%G	0,019	30,0	1058,0	0,0015	0,0694	$1,40 \times 10^{-10}$	54	5703
50%A+50%G	0,019	30,0	1141,6	0,0057	0,0668	$3,04 \times 10^{-8}$	60	1638
20%A+80%G	0,019	30,0	1214,0	0,0499	0,0646	$1,86 \times 10^{-4}$	66	200
100%G	0,019	30,0	1257,4	0,5979	0,0626	4,06	71	17
100%A	0,024	24,0	997,1	0,0009	0,0708	$1,82 \times 10^{-11}$	79	12900
80%A+20%G	0,024	26,0	1059,9	0,0017	0,0699	$2,26 \times 10^{-10}$	85	7321
50%A+50%G	0,024	25,0	1144,2	0,0068	0,0672	$6,04 \times 10^{-8}$	96	1952
20%A+80%G	0,024	26,0	1216,5	0,0629	0,0654	$4,51 \times 10^{-4}$	105	224
100%G	0,024	24,0	1261,3	0,9875	0,0628	29,86	113	15
100%A	0,034	26,0	996,6	0,0009	0,0711	$1,80 \times 10^{-11}$	159	22442
80%A+20%G	0,034	29,0	1058,7	0,0016	0,0694	$1,82 \times 10^{-10}$	173	13320
50%A+50%G	0,034	28,0	1142,7	0,0061	0,0668	$3,99 \times 10^{-8}$	194	3650
20%A+80%G	0,034	28,0	1215,3	0,0559	0,0646	$4,68 \times 10^{-4}$	213	427
100%G	0,034	28,5	1258,7	0,7035	0,0626	7,8	228	35

3.1.1 escoamento Pistonado

É caracterizado pela presença de pistões de líquido separados por bolhas alongadas, comumente denominadas na literatura por “bolhas de Taylor”.

É exatamente este tipo de escoamento que se estabelece pela experiência conduzida por DE AZEVEDO (2016). Uma vez rotacionado manualmente o tubo com a rapidez necessária em 180° , o espaço de ar que antes ocupava a posição superior, passa para a inferior, e conseqüentemente a massa de líquido desaba sobre o volume de ar que procura pela diferença de densidades instantaneamente ascender.

Inicialmente há toda uma turbulência até que se estabeleça a ascensão da massa de ar pelo tubo a qual tende a se manter aglomerada pelas forças de coesão resultante das tensões superficiais. A partir deste momento se estabelece o padrão de escoamento

similar ao escoamento intermitente vertical pistonado (slug), tal como ilustrado pela Figura 26. É considerado similar porque tem-se apenas uma bolha ascendendo no tubo.

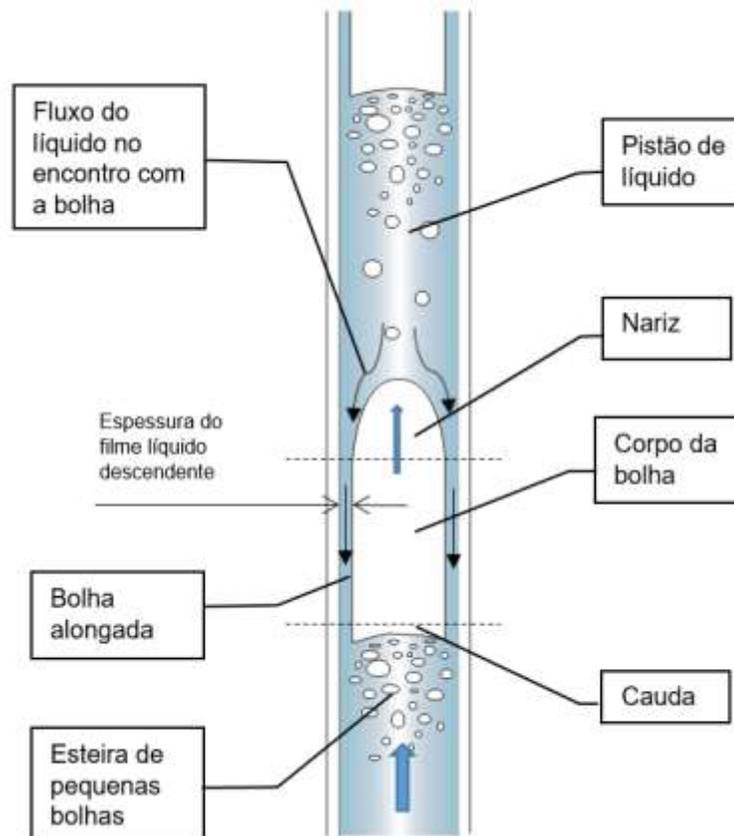


Figura 26: Padrão de escoamento intermitente vertical de bolhas alongadas.

3.2 O Experimento de Escoamento Bifásico do LTE.

O experimento de Escoamento Bifásico do LTE consiste de tubulações nas quais circulará água impulsionaada por uma bomba hidráulica, juntamente com ar comprimido fornecido por um compressor. Uma vez os dois fluidos misturados e tendo percorrido a seção de estudo, são esgotados em um tanque aberto à atmosfera, de onde por sua vez é feita a captação da água pela bomba (Figura 27) (FACCINI, 2011).

A seção de estudo do sistema é composta de dois tubos de acrílico transparente de diâmetros internos de 1 e 2 polegadas divididos em 4 segmentos de 2 metros cada um (Figura 28).

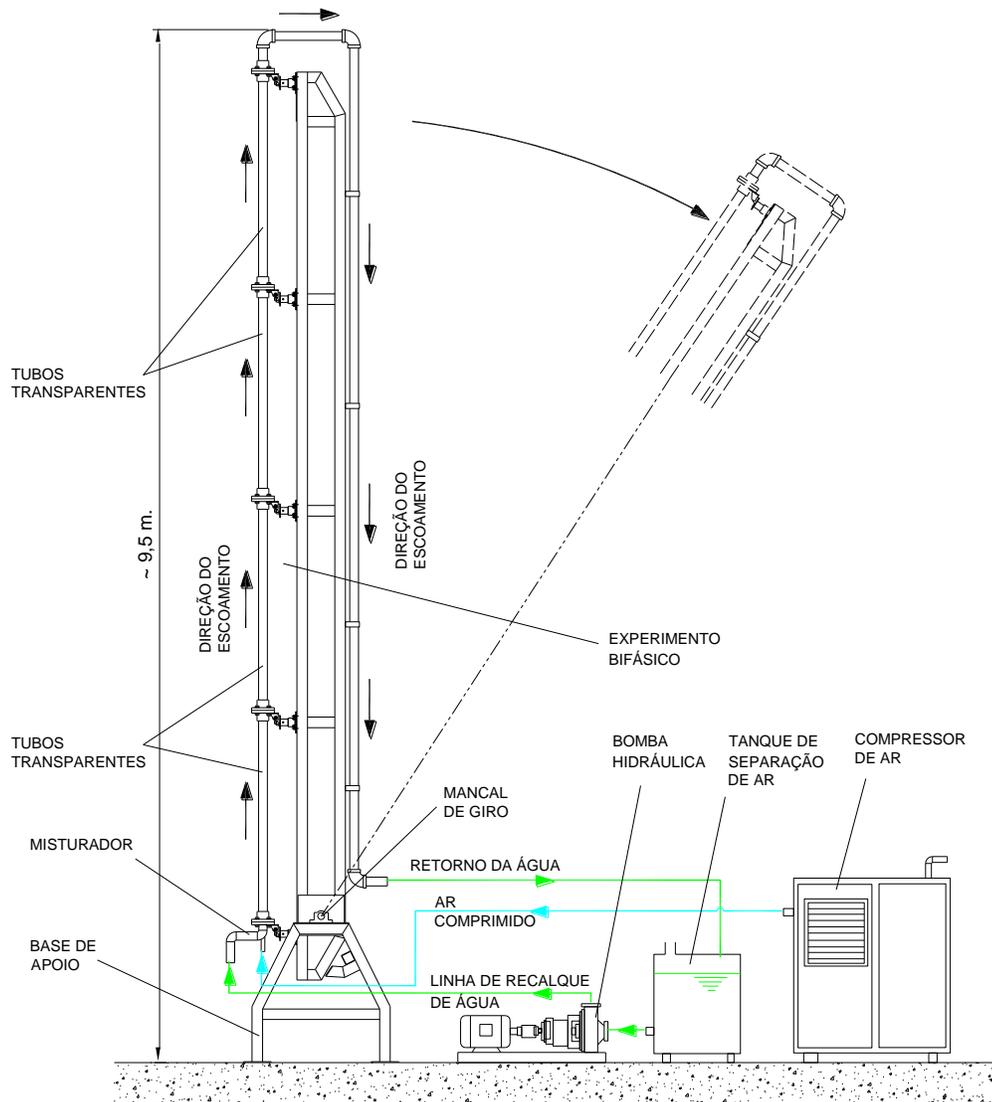


Figura 27: Esquema do Sistema de Escoamento Bifásico do LTE.

Estes segmentos são interconectados por meio de flanges de PVC e as vedações, tanto entre flanges e como entre tubos, é por meio de anéis de borracha Nitrílica de seção circular (o´rings).

Os tubos são montados lado a lado sobre uma estrutura de suporte contendo apoios apropriados para alinhamento.

Esta estrutura de suporte por sua vez tem em um de seus extremos, um apoio pivotante garantido por meio de rolamentos de esferas, e que são fixos a um cavalete que apoia todo o sistema sobre o solo.

Assim o sistema de suporte que abriga os tubos poderá inclinar sobre o apoio, e desse modo assumir qualquer ângulo de inclinação de 0 a 90°. Pretende-se utilizar um sistema hidráulico para promover este movimento (Figura 29 e Figura 30).

Esta característica permite que possam ser avaliados o comportamento do escoamento bifásico em qualquer ângulo de inclinação.

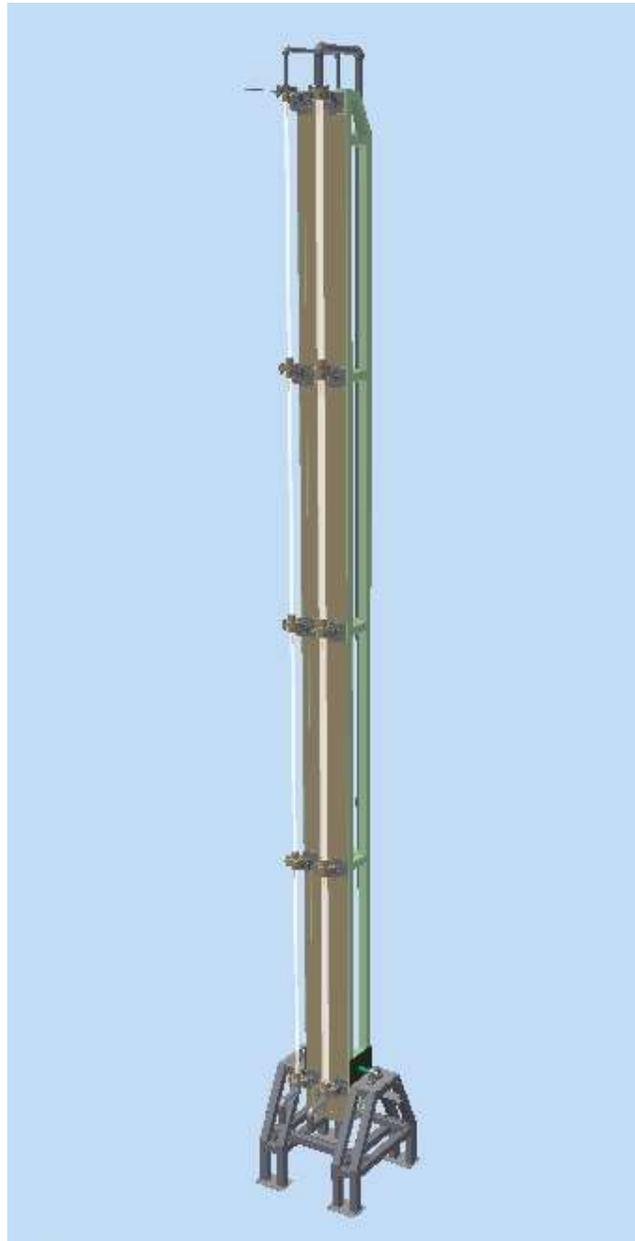


Figura 28: Experimento de Escoamento Bifásico do LTE/IEN em posição vertical.



Figura 29: Experimento de Escoamento Bifásico Do LTE/IEN em posição inclinada.

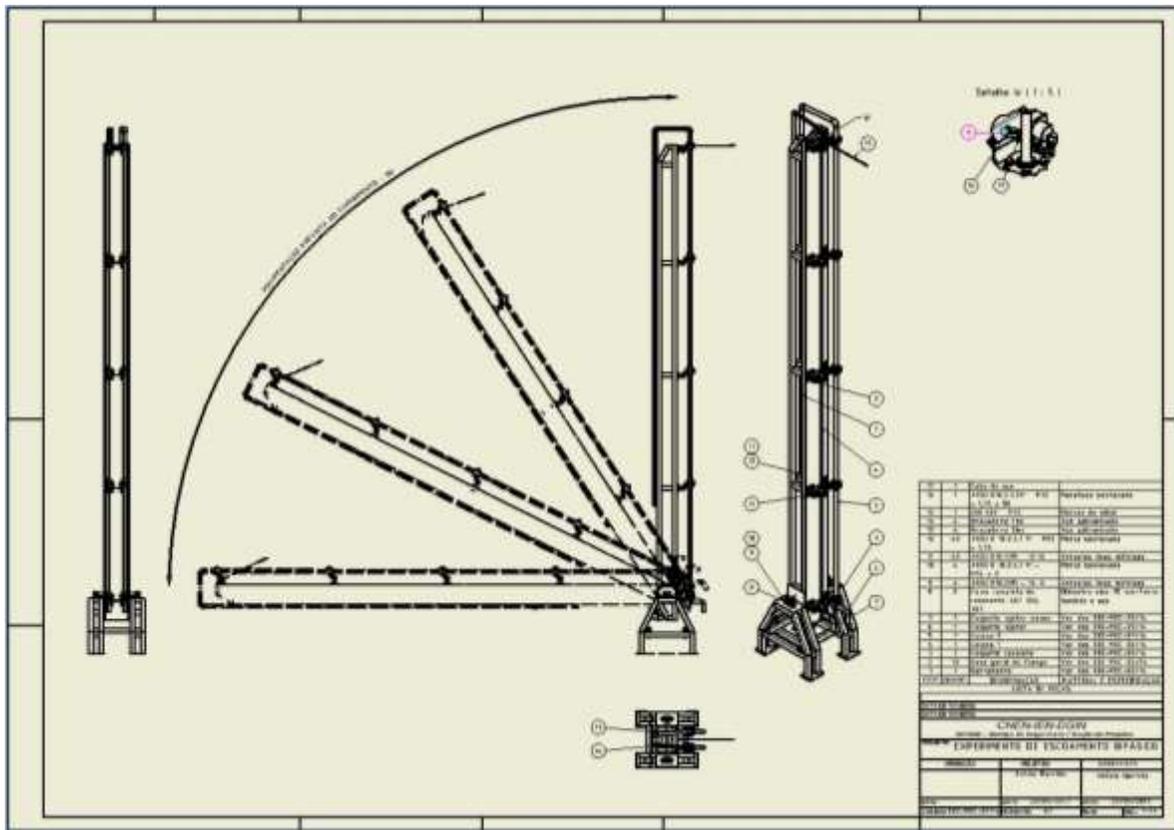


Figura 30: Projeto mecânico do Experimento de Escoamento Bifásico Do LTE/IEN.

O experimento de Escoamento Bifásico do LTE vai permitir o estudo do escoamento bifásico em seus vários padrões existentes. Permitirá acompanhar a transição entre esses padrões e além disso, como a bibliografia existente se restringe praticamente no estudo da posição vertical e horizontal, permitirá também o acompanhamento dessa transição em diferentes ângulos de inclinação.

O experimento em questão está previsto para operar inicialmente segundo as mesmas condições empregadas no mapa de Taitel et al. (1980): ar e água a 25°C e 0,1 Mpa em tubo de 25 e 50 mm de diâmetro.

3.2.1 Mistura das Fases

No Experimento de Escoamento Bifásico serão usados como fluídos água e ar. Esses dois fluídos serão introduzidos no sistema por meio de circulação forçada com o uso de uma bomba hidráulica para a água e um compressor mecânico de parafuso para o ar.

A geometria do misturador das duas fases na parte inferior das tubulações de acrílico ainda não está definido e construído. O presente estudo servirá com subsídio para a escolha da melhor opção. A seguir são listadas duas opções atualmente cogitadas para o experimento.

3.2.1.1 Misturador do Tipo Injetor em Curva.

A mistura dos dois fluídos será na parte inferior do sistema, em um conjunto chamado de injetor, que se compõe de um pequeno trecho de tubulação de 2 polegadas nominal em aço inoxidável contendo uma curva padrão de tubulação. No arco da curva alinhado com o eixo do tubo do escoamento principal é inserido um outro tubo de diâmetro inferior ao de escoamento tal como na Figura 31. Esta geometria é bem comum e bastante utilizada no meio industrial para a mistura de dois fluidos.

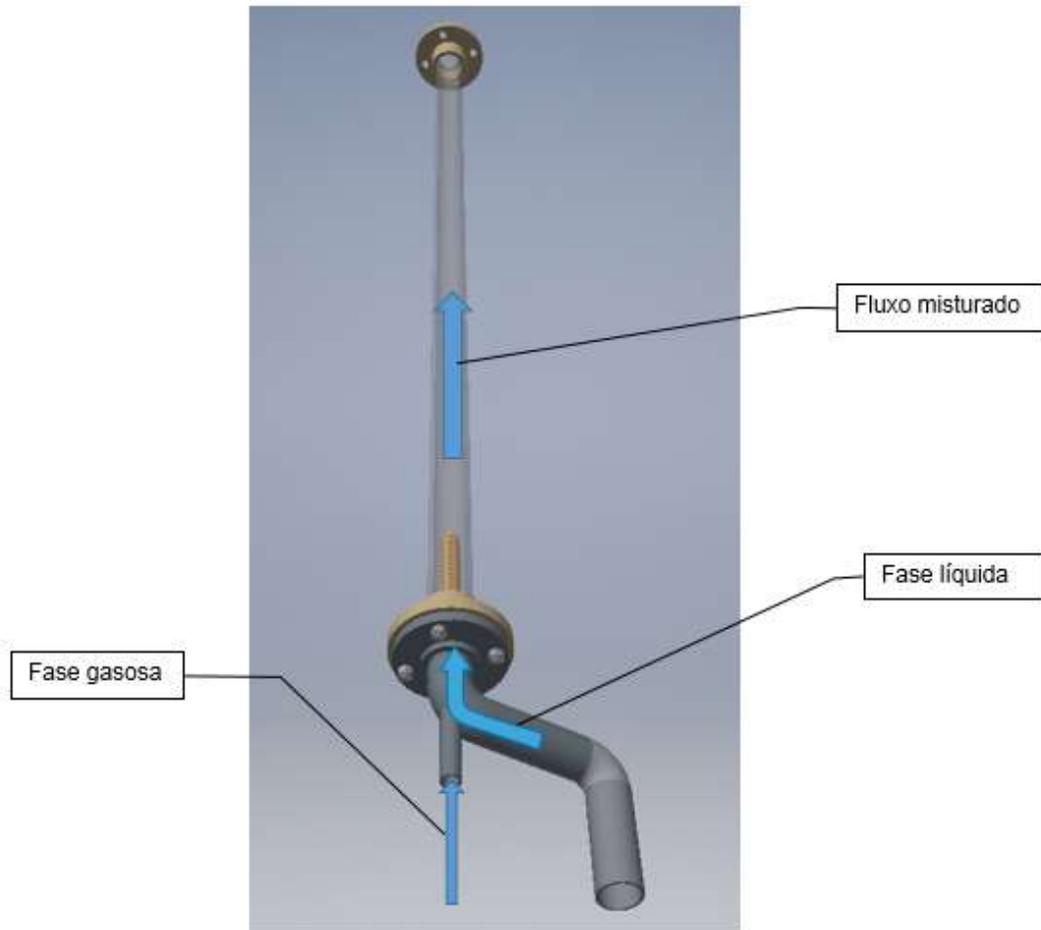


Figura 31: Sistema de mistura de fases por injetor em curva.

3.2.1.2 Misturador do Tipo Injetor em Y

A opção anterior implica sempre que uma das fases tem disponível uma seção de entrada menor que a outra. Uma outra proposta é o uso de uma conexão em “Y” invertido, que possibilita uma mesma seção de entrada para as duas fases (Figura 32).

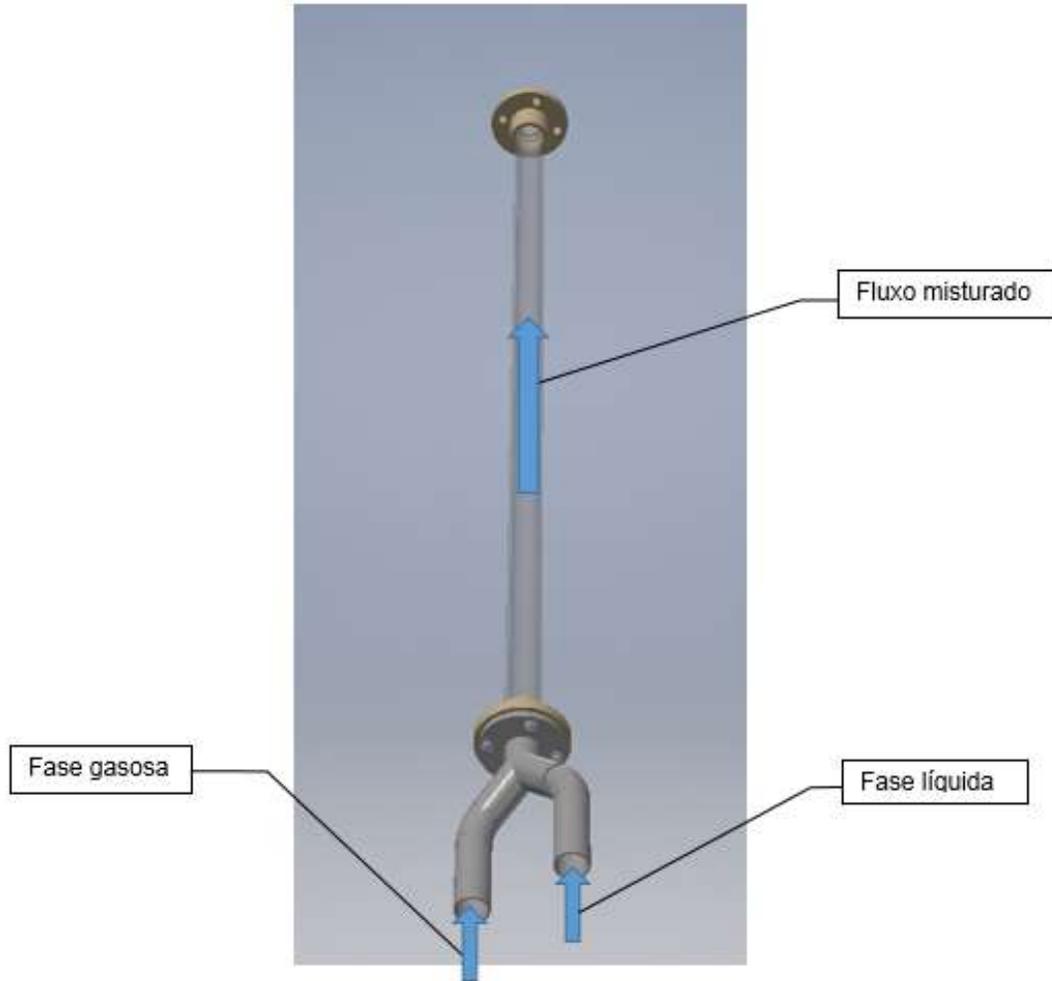


Figura 32: Sistema de mistura de fases por injetor em “Y”.

3.3 Desenvolvimento do trabalho no ANSYS CFX

Este estudo necessita de grande capacidade de processamento, assim as simulações foram realizadas no Cluster do Laboratório de Computação Paralela - LCP, do SETER.

Neste encontra-se instalado e licenciado o programa ANSYS CFX, versão 17.0, tendo como disponíveis somente os módulos SETUP, SOLVER e RESULTS.

Assim, as simulações foram desenvolvidas em duas etapas. Primeiro, fez-se a modelagem do problema em outra instalação do ANSYS CFX em desktop, com o devido licenciamento, na qual todos os módulos estavam disponíveis. Nessa etapa, foram usados apenas os módulos GEOMETRY e MESH.

Depois, para cada simulação o resultado do módulo MESH foi importado, passando a ser dado interno de um novo workbench. Neste workbench, ainda em desktop local, foram ajustados os parâmetros do módulo SETUP e salvo. Cada workbench era então enviado via rede interna para a memória do Cluster. Dentro ambiente do Cluster, o programa ANSYS CFX era executado e o workbench aberto, seguindo então para o módulo SOLVER.

Uma vez resolvida a simulação, o workbench é baixado via rede para desktop local onde usando o módulo RESULTS procedeu-se a análise dos resultados obtidos.

Para chegar aos resultados obtidos no presente estudo para os dois trabalhos abordados, fez-se necessário estabelecer algumas definições e fazer uma série de ajustes nas configurações do ANSYS CFX, muitos deles só eficazes após várias tentativas.

Optou-se no presente trabalho por trabalhar com a geometria em 3D devido à natureza do problema que envolve escoamentos inclinados, onde é difícil estabelecer uma simetria, embora isso acarretasse um grande esforço computacional que consumiu em torno de 2 a 3 horas de processamento no Cluster para cada Workbench enviado.

3.3.1 Definições adotadas para o Experimento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada.

3.3.1.1 Modelagem e condições de contorno.

Na experiência conduzida por DE AZEVEDO (2016), o objetivo principal foi verificar a influência do ângulo de inclinação nos parâmetros de um escoamento tipicamente formado por uma única bolha de Taylor. Esta bolha é originada pela rápida rotação imprimida ao tubo a uma velocidade tal que, o espaço de ar passe a ocupar a posição inferior, assim a massa de ar submetida a forças de flutuação, resultantes da diferença de densidades entre ar-líquido, inicia o movimento ascendente. Uma vez dissipados os efeitos turbulentos resultantes do movimento do tubo, entram em ação as forças de coalescência formando uma típica bolha de Taylor que ascende o tubo impulsionada pelo empuxo decorrente da diferença de densidades.

A construção do problema no módulo GEOMETRY do ANSYS CFX, conforme Figura 33, é extremamente simples consistindo apenas de um cilindro de 2,0 m de comprimento com seção circular de diâmetro variando segundo a Tabela 3.

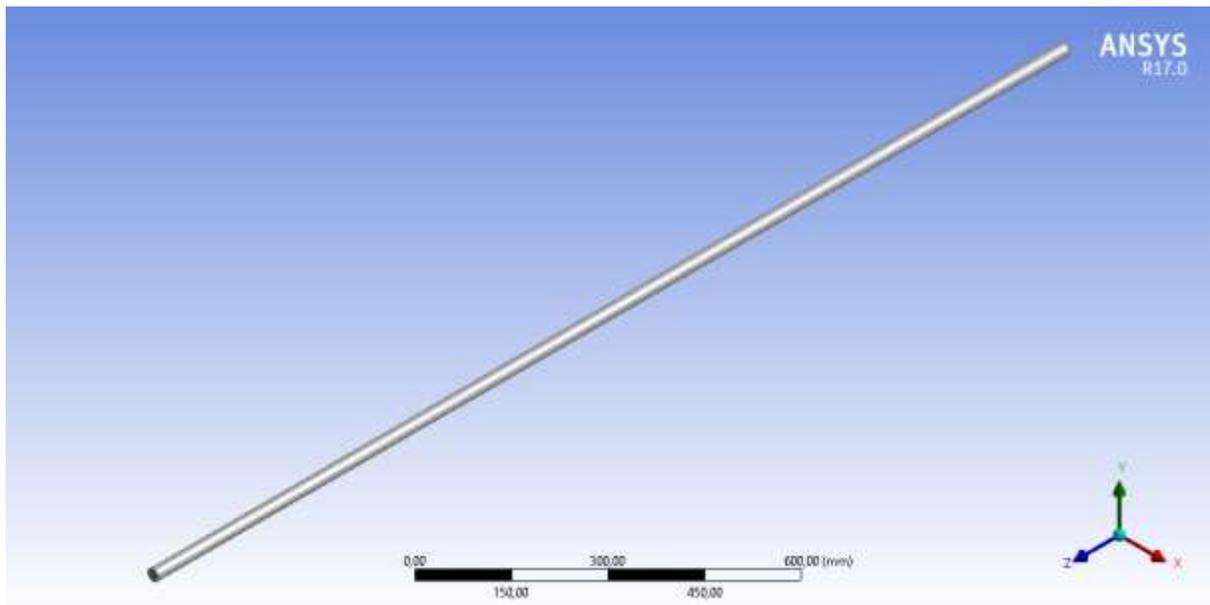


Figura 33: Modelagem do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada no módulo GEOMETRY do ANSYS CFX

3.3.1.2 Malha de volumes finitos.

Uma vez construído o modelo fez-se a geração da malha de volumes de controle no ANSYS CFX-Meshing (Figura 34)

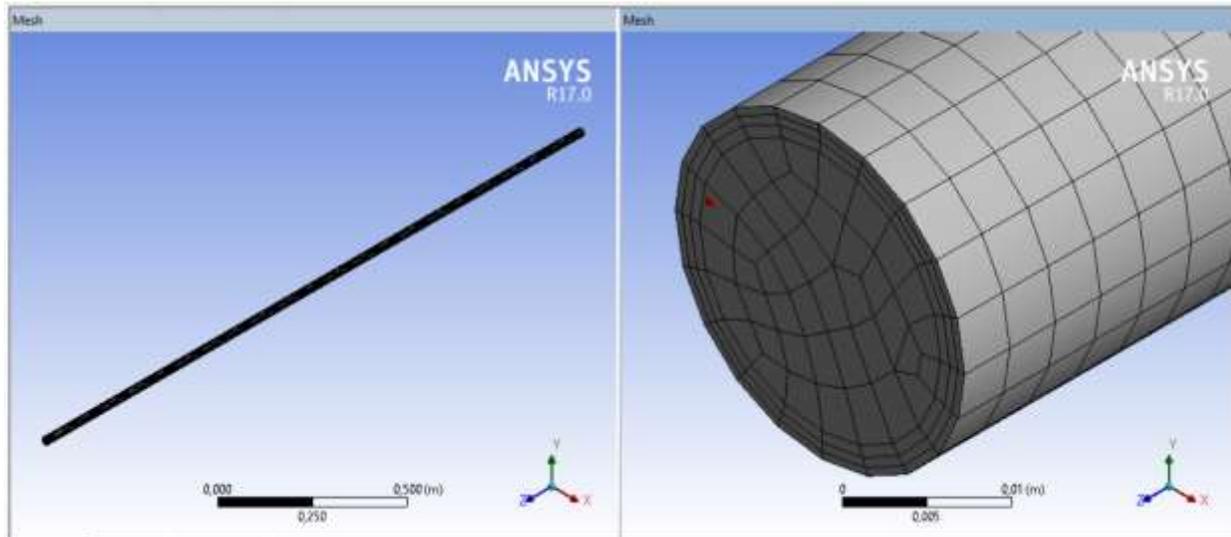


Figura 34: Modelagem do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada no módulo MESH do ANSYS CFX (à esquerda a janela mostrando toda a extensão de 2,0 m do tubo e à direita o detalhe da malha de volumes finitos do tubo de diâmetro interno de 0,024 m).

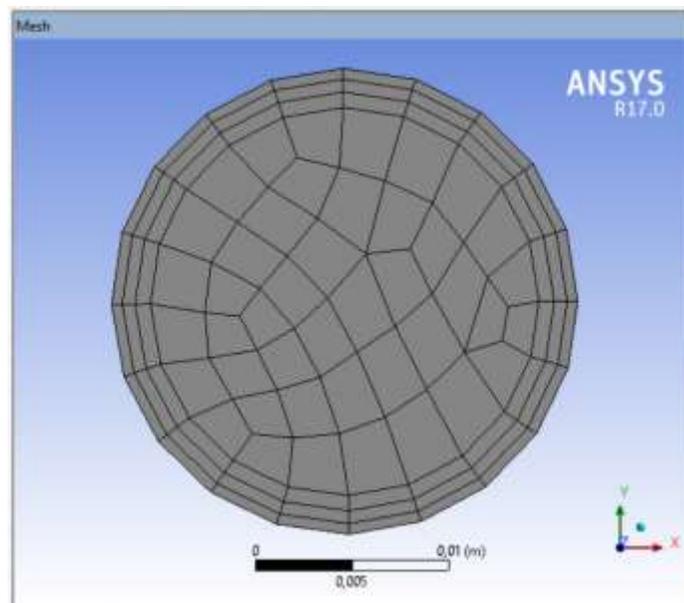


Figura 35: Modelagem do Experimento de Fase Líquida no módulo MESH do ANSYS CFX (seção da malha de volumes finitos de tubo de diâmetro interno de 0,024 m).

Na malha gerada para as simulações do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada utilizou-se além do aspecto físico característico para CFD/CFX, o método “Sweep”, o qual é indicado para geometrias típicas de sólidos de revolução.

Como no experimento em questão há a existência de um filme de líquido escoando em direção contrária ao escoamento preferencial na passagem da fase gasosa, optou-se por também implementar na malha o método de “Inflation” na superfície externa cilíndrica, isso com a finalidade de captar melhor a influência do escoamento em contracorrente. No *Inflation* empregou-se o modo de espessura total, com valor de 2,0 mm e somente três níveis, para não sobrecarregar demais o processamento (Figura 35).

No módulo SOLVER é realizada uma verificação da malha na qual o software exhibe para cada critério uma classificação se é bom (OK), aceitável (ok) ou questionável (!). No caso da malha empregada nas simulações do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada os resultados são mostrados na Tabela 4, a qual teve boa classificação nos três critérios do programa.

Tabela 4: Resultados do Módulo SOLVER do ANSYS CFX para malha de volumes finitos empregada no Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada.

ESTATÍSTICA DE MALHA PARA CFX			
NOME DO DOMÍNIO	ORTHOGONALITY ANGLE (MÍNIMO >20°)	EXPANSION FACTOR (MÁXIMO <20)	ASPECTY RATIO (MÁXIMO <100)
Meio líquido estagnado	66.5	5	7
VERIFICAÇÃO DO CFX - BOM (OK) / ACEITÁVEL (ok) / QUESTIONÁVEL (!)	OK	OK	OK
NÚMERO TOTAL DE NÓS	60.648		
NÚMERO TOTAL DE ELEMENTOS - HEXAEDROS	54.693		
NÚMERO TOTAL DE FACES	10.826		

Essa malha apresentou bons resultados para o caso em que a fase líquida era água destilada. Entretanto, esta malha provou não ser adequada para a simulação com glicerina como fase líquida. Os melhores resultados foram alcançados com uma malha sem *inflation*.

A explicação deve ser provavelmente por que o fenômeno fisicamente tem um comportamento mais próximo do escoamento laminar, principalmente passados os instantes iniciais logo após a reversão do tubo. E essa característica é mais marcante com o aumento da densidade da fase líquida, como é o caso da glicerina.

No caso da água, o *inflation* força uma discretização maior próximo das paredes do tubo, o que combina com o modelo de turbulência adotado de Transporte das Tensões Cisalhantes (SST), que faz durante a solução uma discretização em separado próximo aos limites do domínio do problema (as paredes do tubo). Isto não ocorre com o regime Laminar, adotado para o caso da glicerina onde a presença do *inflation* faz com que a interface da fase gasosa se desfaça ao longo do escoamento com mais facilidade sendo ainda mais acentuado pelo aumento da densidade.

Na experiência realizada por De AZEVEDO (2016), foram realizados testes com outras misturas de água e glicerina para a fase líquida. Isto ocasionou uma diferença em termos de densidade da mistura resultante para a fase líquida. Assim, se fossem feitas simulações com estas outras misturas de água e glicerina para a fase líquida, provavelmente a escolha do Modelo de Transporte das Tensões Cisalhantes (SST) ou do regime Laminar para uma delas não faria diferença.

3.3.1.3 Configuração da morfologia do Escoamento.

Em um problema de escoamento envolvendo mais de uma fase, estas não são tratadas como misturadas a um nível microscópico, mas sim numa escala macroscópica tal que possibilite determinar as interações possíveis de existir entre estas fases que vão ocasionar estruturas como bolhas, gotículas, partículas e fases segregadas. Isso quando estamos falando de um problema multifásico no qual o programa usa equações para descrever o comportamento de cada fase tomando por base as propriedades de cada

uma delas. Em um problema em que as substâncias envolvidas interagem a nível submolecular, chamado de escoamento em multicomponente, o programa precisa primeiramente saber a proporcionalidade das substâncias que compõem o componente para então determinar propriedades médias, que serão usadas nas equações que vão descrever o comportamento do componente tal como em um problema multifásico.

O conjunto das estruturas que compõe a morfologia do escoamento é uma das primeiras definições para um problema de Fluidodinâmica Computacional em um escoamento de mais de uma fase. No ANSYS CFX esta morfologia pode ser:

- Fluido contínuo ou disperso;
- Sólido disperso;
- Partículas fluídas ou sólidas transportadas;
- Fluidos polidispersos;
- Gotículas.

O problema do presente estudo é um escoamento multifásico que o programa trata segundo os dois principais modelos multifásicos implementados, sendo estes o Euleriano e o Lagrangiano de Rastreamento de Partículas. A escolha da morfologia definirá o modelo que será usado pelo programa. No caso do Experimento de fase líquida Inicialmente Estagnada a morfologia mais adequada foi a de fluido contínuo tanto para a fase gasosa representada pelo ar atmosférico, quanto para a fase líquida representada pela água e a glicerina.

3.3.1.4 Configuração do início da simulação.

Em seguida, passou-se para o módulo CFX-Pre, onde é feita a configuração da experiência.

Pela própria filosofia de construção do programa ANSYS CFX, a qual é orientada para simulação de escoamentos, tornou-se difícil a reprodução exata da experiência, pois trata-se de simular um caso sem condições de contorno normalmente usadas, tais como entrada (inlet), saída (outlet) e abertura (opening).

Entretanto, o programa ANSYS CFX pode ser customizado de forma a se estender sua aplicação para lidar com uma grande variedade de condições e trabalhar de forma mais eficiente. Estes recursos são em ordem de complexidade:

- Criação de variáveis adicionais, ou Additional Variables (Avs);
- Criação de equações e funções usando linguagem de script própria, ou CFX Expression Language (CEL);
- Introdução de linguagem de comando específica, ou CFX Command Language (CCL);
- Uso da linguagem de script de domínio público PERL (interoperabilidade Windows/Unix);
- Uso de rotinas FORTRAN.

Assim, procurou-se construir um modelo computacional que refletisse as mesmas condições experimentais usando-se CFX Expression Language, ou “CEL”, para definir a posição inicial do ar dentro do domínio do problema. Isso foi possível através do uso da função “if”, condicionando o resultado com os valores dos bolsões de ar $L_0 = 0,1$ e $0,2$ m, da experiência de DE AZEVEDO (2016), conforme se pode ver nas expressões a seguir que servem especificamente para a simulação com água e bolsão de ar de $0,1$ m:

Initialization → Fluid Specific Initialization → Ar → Volume Fraction → Option → Automatic with value → if (z>0.1[m], 1.0, 0.0)

Initialization → Fluid Specific Initialization → Agua → Volume Fraction → Option → Automatic with value → if (z>0.1[m], 0.0, 1.0)

O efeito da implementação pode ser visto na Figura 36, onde no instante inicial da simulação (time-step 0), o ar se encontra confinado na parte inferior do tubo.

Assim também foi aplicado para a simulação contendo glicerina em lugar da água destilada na fase líquida, conforme mostrado no capítulo 3.1, onde descreveu-se a experiência conduzida por DE AZEVEDO (2016).

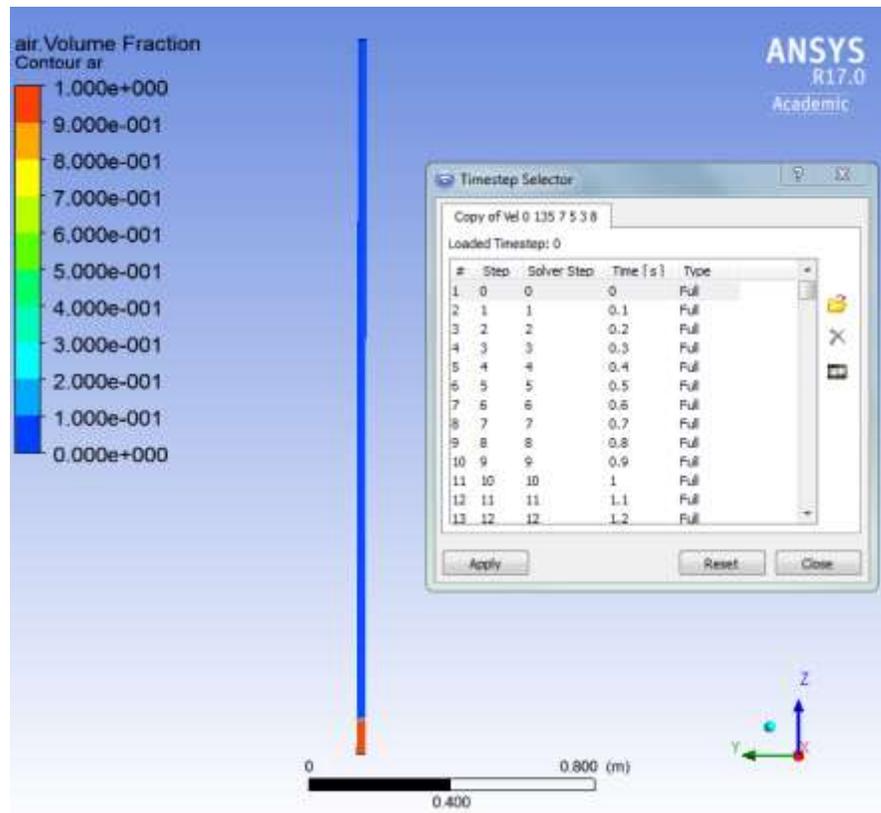


Figura 36: Simulação de escoamento de ar em meio líquido estagnado, instante inicial $t=0$ s (tubo de diâmetro interno de 24 mm, 2,0 m de comprimento e bolsão de 0,10 m, o ar está confinado na porção inferior de cor vermelha).

3.3.1.5 Definição da visualização do resultado.

Conforme dito no item 2.9, o ANSYS CFX no módulo POST apresenta várias ferramentas de visualização dos resultados da simulação.

A visualização comumente usada é a representação de contornos da variação de parâmetros sobre planos ou superfícies.

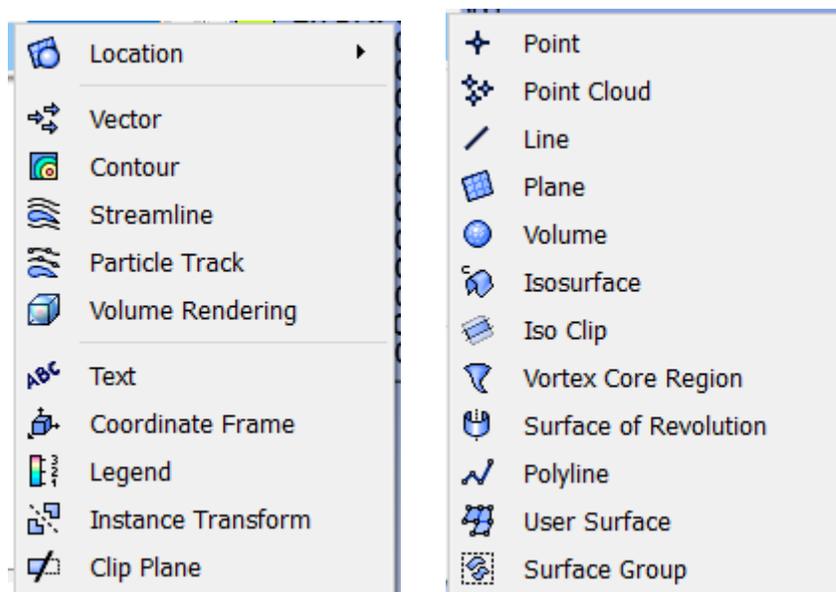


Figura 37: Ferramentas para manipulação e visualização dos resultados dentro do CFX-POST. O bloco à esquerda mostra as ferramentas e o da direita o tratamento espacial a ser dado aos dados.

Entretanto, o presente trabalho faz uso de uma forma de visualização não usual, mas disponível no programa, que é a visualização por volumes com opção de isovolumes. Esta é uma representação em 3D que utiliza a malha de volumes finitos gerada para o problema, atribuindo aspecto volumétrico a esta malha em função de um parâmetro escolhido. Para o caso de escoamentos bifásicos esta visualização tem um grande impacto visual.

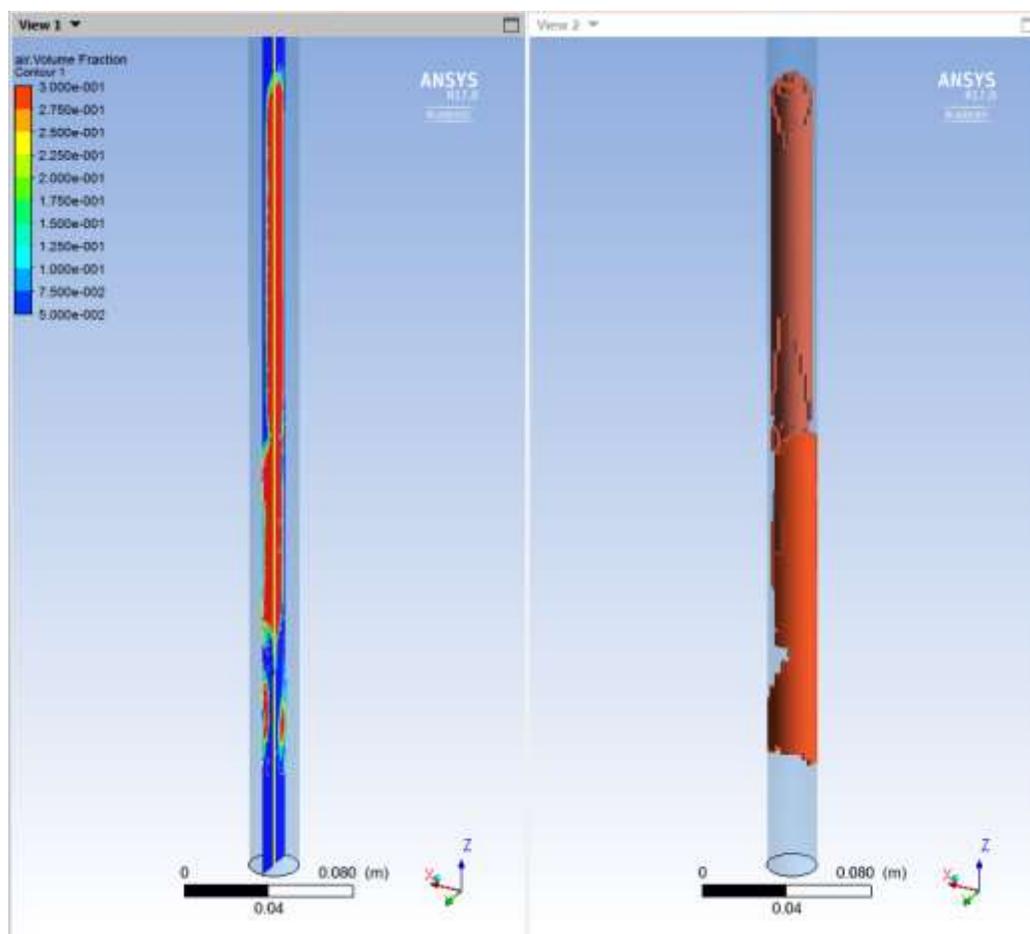


Figura 38: Visualização dos resultados de fração volumétrica de bolha de ar do escoamento em fase líquida inicialmente estagnada. À esquerda a representação de contornos sobre plano YZ deslocada para comparar com a de isovolumes à direita.

3.3.1.6 Definição do sistema de inclinação

Como o presente trabalho tem como objetivo o estudo dos efeitos do ângulo de inclinação nos parâmetros dos escoamentos bifásicos, tornou-se necessário definir como fazer a inclinação do problema dentro do ambiente do ANSYS CFX.

Isso é possível ajustando-se dentro do módulo SETUP, na guia do domínio principal, a opção “Buoyancy Model” para “Buoyant” que indica a atuação da gravidade na flutuabilidade do problema, ver Figura 39.

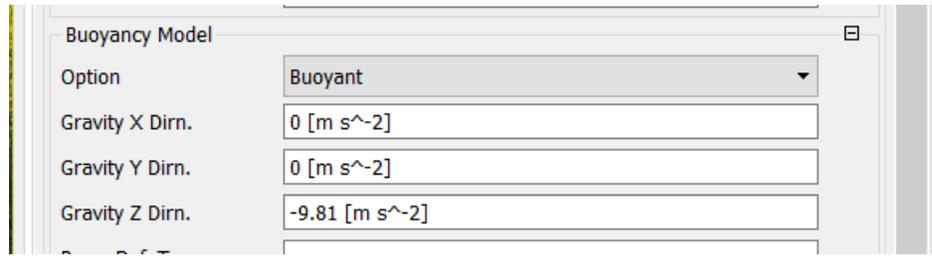


Figura 39: Ajuste da atuação da gravidade na flutuabilidade do ANSYS CFX 17.

Assim, para realizar a simulação em qualquer ângulo de inclinação basta a decomposição da atuação do vetor da gravidade em suas componentes (Figura 40). Dentro do problema deste trabalho só é preciso ajustar os valores das componentes Y e Z, sendo 0 (zero) sempre para X.

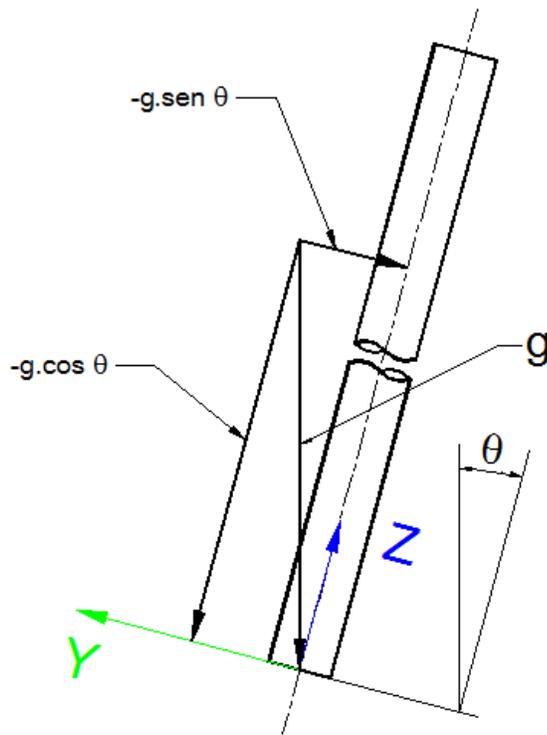


Figura 40: Orientação adotada para decomposição do efeito da gravidade na inclinação no experimento de fase líquida inicialmente estagnada.

3.3.1.7 Influência do Modelo de Turbulência.

No caso do Experimento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada, constatou -se que dependendo da combinação de substâncias que compõem as fases há de se empregar um modelo de turbulência específico.

Assim veremos no capítulo 4.1 que para as simulações onde os fluídos envolvidos são água/ar, o modelo cujos resultados mais se aproximaram da realidade física foi o Modelo de Transporte das Tensões Cisalhantes (SST) (ver capítulo 2.9.1.3).

Já no caso em que temos glicerina/ar, as simulações só se aproximaram da realidade física sem emprego de modelo de turbulência, ou seja, em regime Laminar.

Foram feitas tentativas de usar o regime laminar para o caso água/ar (Figura 41) e o modelo SST para o caso glicerina/ar (Figura 42), que mostraram resultados muito distantes do fenômeno físico, bem como com outros modelos de turbulência.

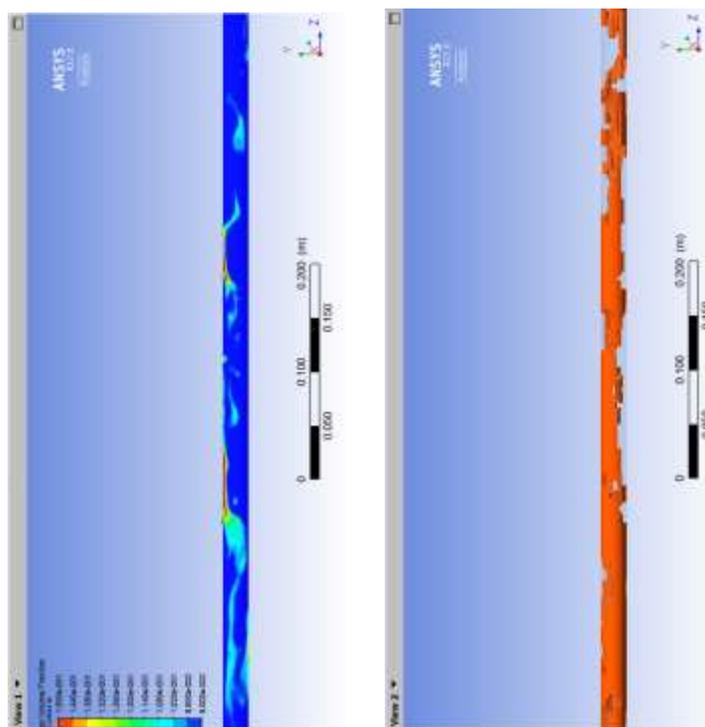


Figura 41: Simulação de escoamento água/ar sem aplicação de modelo de turbulência (Laminar) no experimento de fase líquida inicialmente estagnada (fração volumétrica de ar em contornos à esquerda e isovolumes à direita).

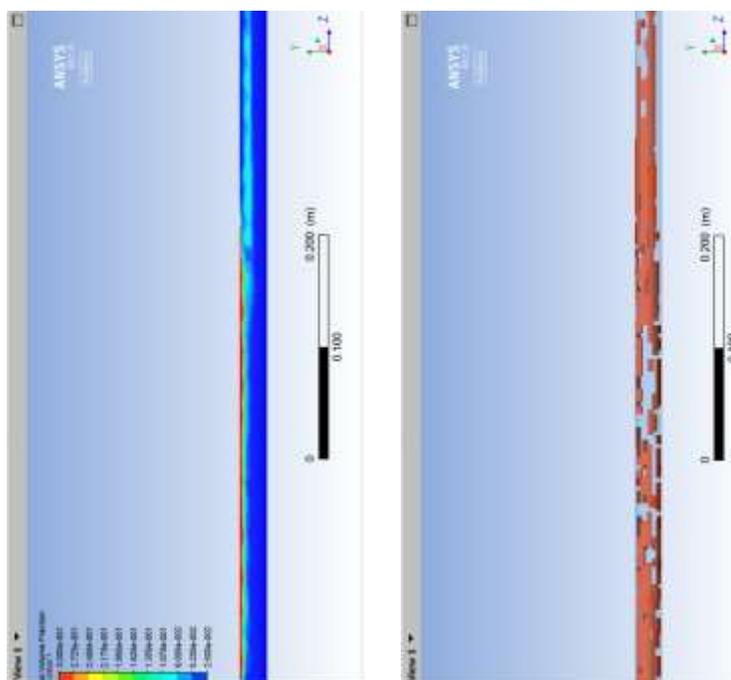


Figura 42: Simulação de escoamento glicerina/ar com aplicação do modelo de turbulência SST no experimento de fase líquida inicialmente estagnada (fração volumétrica de ar em contornos à esquerda e isovolumes à direita).

3.3.1.8 Determinação da velocidade da bolha.

O gráfico de velocidade da fase como empregado no capítulo 3.3.2.4, não nos permite avaliar corretamente a velocidade da bolha. Isto porque os dados coletados ao longo da linha 1, mostram o perfil de velocidades instantâneas do ar atravessando a linha naquele momento.

Para conhecer a velocidade da bolha neste experimento, foram demarcadas duas outras linhas nas cotas do eixo Z de 1,0 e 1,5 m, isto é uma distância entre as duas marcas de 0,5 m. Assim, acompanhando-se visualmente a evolução da bolha na simulação, marca-se o tempo em que esta alcançou cada marca e determina-se a velocidade com base nestes instantes e na distância entre as marcas, ver Figura 43.

Como pela visualização de contorno da fração volumétrica torna-se por vezes difícil reconhecer o instante em que a bolha atinge a marca, usou-se o gráfico de fração volumétrica x coordenada Z obtido sobre a linha 1, conforme é mostrado na Figura 44.

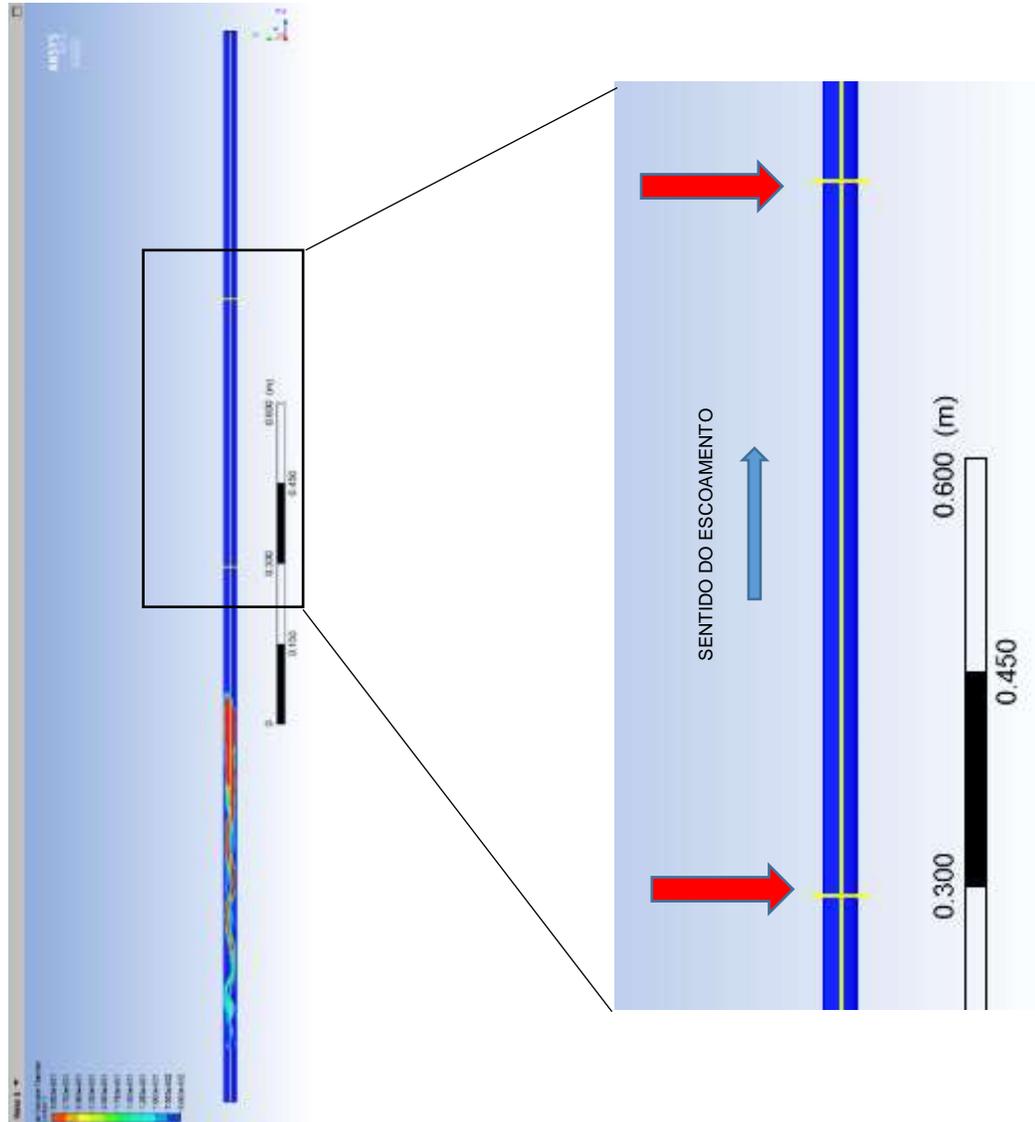


Figura 43: Linhas de controle definidas dentro da simulação do CFX da experiência de fase líquida inicialmente estagnada, que marcam a posição no tubo referentes a 1,0 e 1,5 m na direção do escoamento.

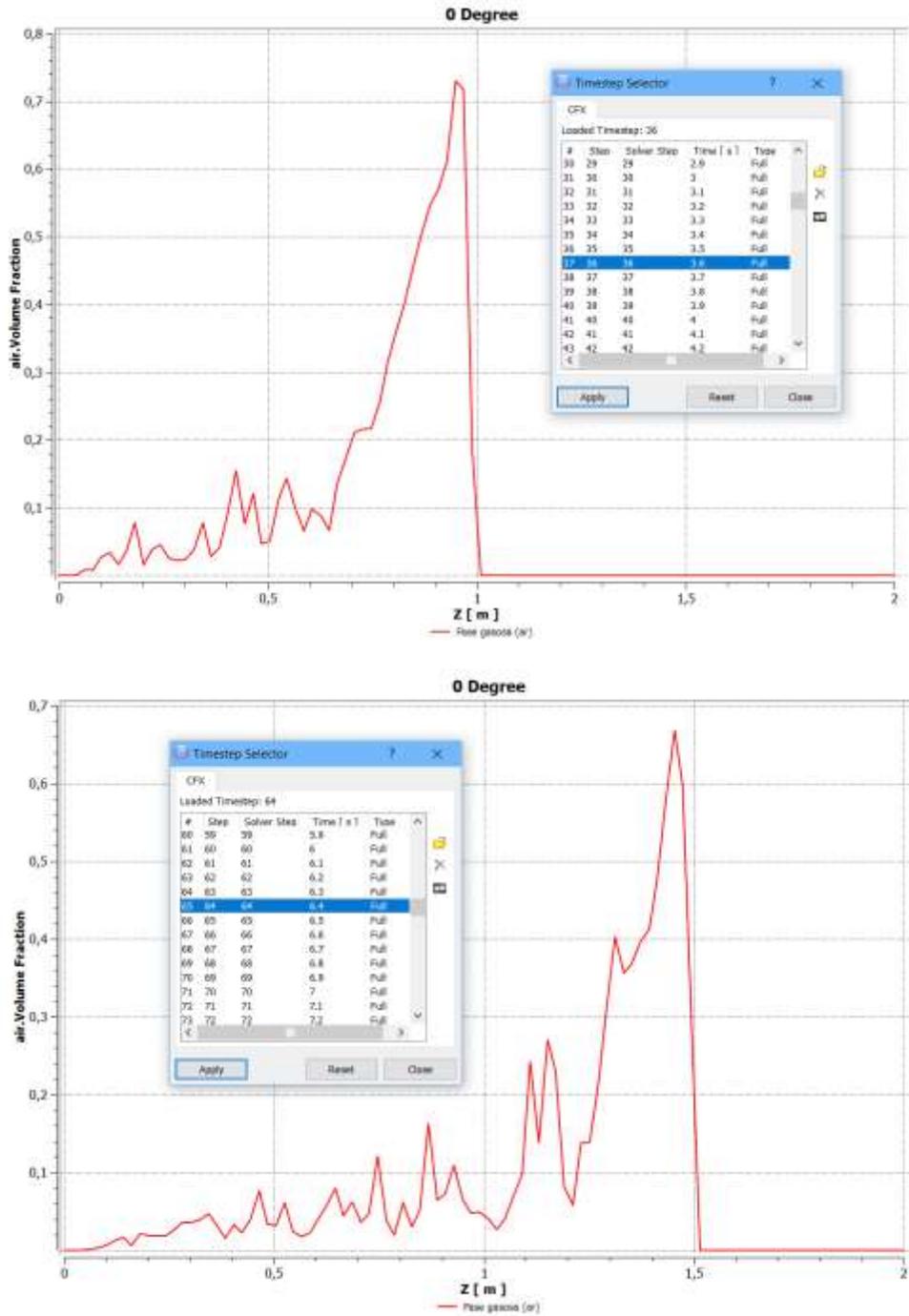


Figura 44: Gráficos de fração volumétrica x coordenada Z nos instantes 3,6 s e 6,4 s (simulação com inclinação de 0° para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m.)

3.3.1.9 Ajuste do Modelo de Superfície Livre entre Fases.

Outro ajuste importante e que aparentemente pode parecer incoerente para o problema é o uso do Modelo de Superfície Livre que normalmente é empregado nos casos de escoamentos horizontais segregados em que existe uma clara delimitação das fases líquida e gasosa.

Este modelo ainda conta dentro do CFX com um fator que controla o nível de discretização que o problema vai empregar na separação das fases, o qual pode ser 0, 1 ou 2 em ordem crescente de maior discretização;

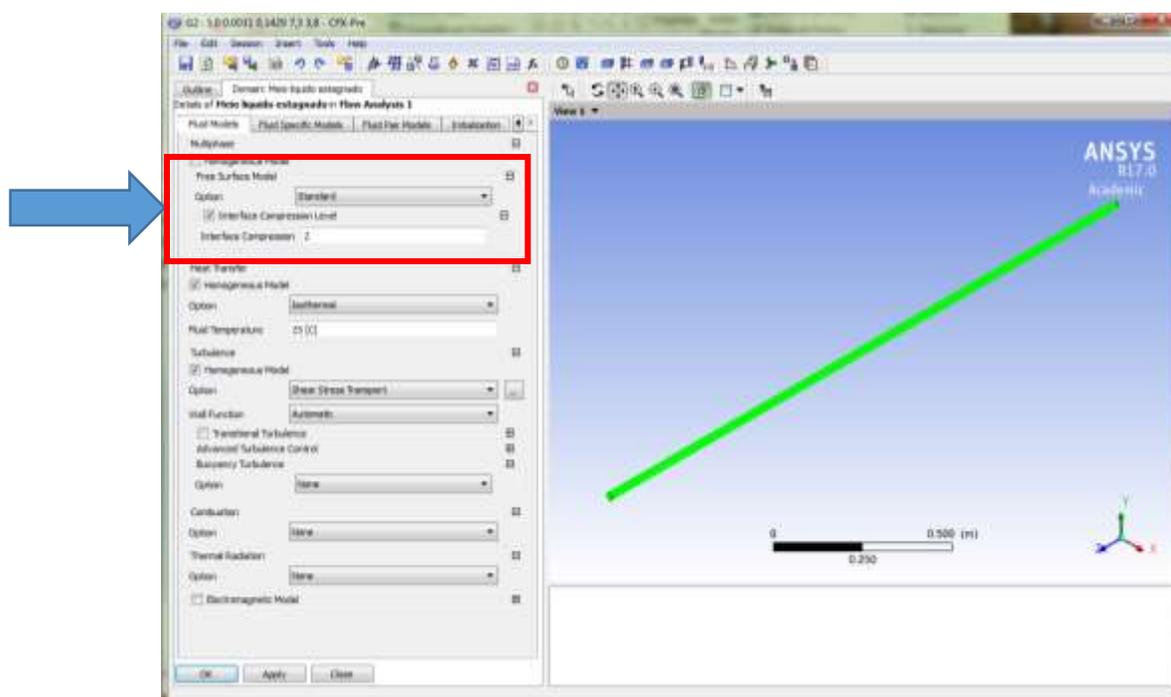


Figura 45: Ajuste da discretização de superfície livre no ANSYS CFX.

3.3.1.10 Ajuste da Transferência entre Fases (*Interphase Transfer*).

Apesar de todos os ajustes anteriores terem sido implementados, ainda era preciso ajustar a interação entre os fluídos de forma a se alcançar os valores de velocidade fisicamente reais.

Isso só foi alcançado ajustando-se o módulo *Interphase Transfer* para a opção *Mixture Model* e testando-se valores para o fator *Interface Length Scale*.

Para o caso da água/ar as velocidades se aproximaram da realidade com um valor de 0,0031 mm.

Já para o caso da glicerina/ar o fator precisou ser ajustado para 0,013 mm.

Em ambos os casos o fator *Minimum Volume Fraction for Area Density* permaneceu no valor default de 1×10^{-6} .

Este ajuste no CFX é baseado na teoria de Modelo Não-Homogêneo do software que diz que as transferências interfaciais de momento, calor e massa entre as fases é diretamente dependente da área superficial de contato entre estas ($A_{\alpha\beta}$). Este modelo trabalha dentro do programa com as opções Modelo de Partículas, Mistura e Superfície Livre.

Para o caso do estudo, empregou-se o Modelo de Mistura indicado para o caso de as fases serem todas contínuas.

Este modelo trata as fases de um escoamento bifásico por exemplo, designadas por α e β , de modo simétrico e neste a área superficial é calculada por:

$$A_{\alpha\beta} = \frac{r_{\alpha}r_{\beta}}{d_{\alpha\beta}} \quad (3.104)$$

Onde r representa a fração volumétrica da fase e $d_{\alpha\beta}$, representa o fator *Interface Length Scale*.

O programa define que dado um escoamento em que hora tenhamos a fração volumétrica de uma fase tendendo para 0 e a outra contínua e em outro momento o inverso, isto é $r_{\alpha} \rightarrow 0$, $r_{\beta} \rightarrow 0$, respectivamente, este comportamento é dado por:

$$A_{\alpha\beta} = \frac{6 r_{\alpha}r_{\beta}}{r_{\alpha}d_{\beta} + r_{\beta}d_{\alpha}} \Rightarrow d_{\alpha\beta} = \frac{r_{\alpha}d_{\beta} + r_{\beta}d_{\alpha}}{6} \quad (3.105)$$

Na prática r_{α} e r_{β} são reduzidos a valores tão pequenos quanto, mas não inferiores, ao fator *Minimum Volume Fraction for Area Density*, assumido normalmente como de 1×10^{-6} .

O programa também correlaciona os números adimensionais de mistura de Reynolds e Prandtl com esses coeficientes de transferência de interfase da seguinte forma:

$$Re_{\alpha\beta} = \frac{\rho_{\alpha\beta} |v_{\beta} - v_{\alpha}| d_{\alpha\beta}}{\mu_{\alpha\beta}} \quad (3.106)$$

$$Pr_{\alpha\beta} = \frac{\mu_{\alpha\beta} C_{P_{\alpha\beta}}}{\lambda_{\alpha\beta}} \quad (3.107)$$

Onde, $\rho_{\alpha\beta}$, $\mu_{\alpha\beta}$, $C_{P_{\alpha\beta}}$ e $\lambda_{\alpha\beta}$ são respectivamente, densidade, viscosidade, calor específico e condutividade térmica da mistura. Sendo a densidade e a viscosidade definidos por:

$$\rho_{\alpha\beta} = r_{\alpha}\rho_{\alpha} + r_{\beta}\rho_{\beta} \quad (3.108)$$

$$\mu_{\alpha\beta} = r_{\alpha}\mu_{\alpha} + r_{\beta}\mu_{\beta} \quad (3.109)$$

3.3.2 Definições adotadas para o Experimento de Escoamento Bifásico

3.3.2.1 Modelagem da simulação e definição de condições de contorno.

O primeiro passo foi a construção do problema no módulo GEOMETRY do ANSYS CFX, conforme mostra a Figura 46 a seguir.

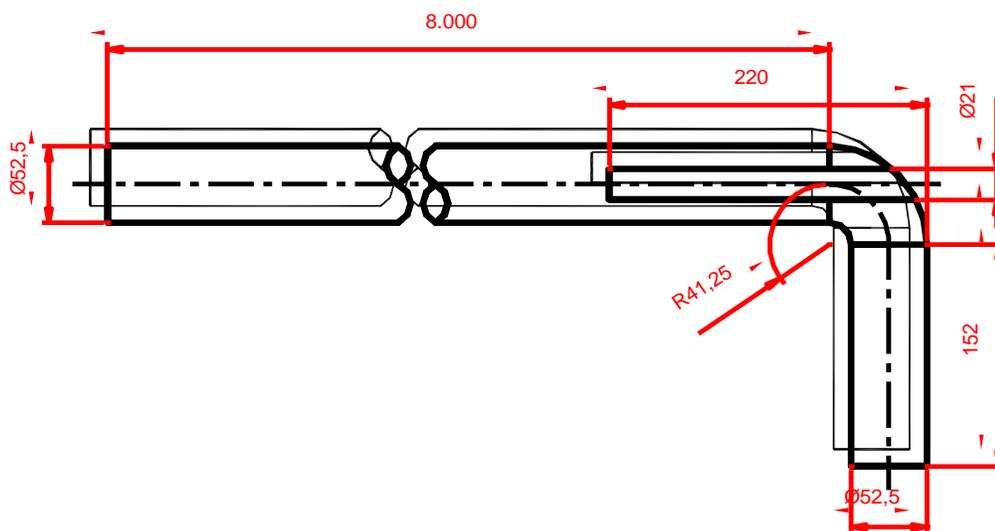


Figura 46: Esquema básico usado para definir o Experimento dentro do ambiente do ANSYS CFX 17

Este modelo, não precisa obedecer fielmente a geometria mecânica do Experimento, basta apenas a construção de um sólido cujas dimensões correspondam ao espaço físico que será ocupado pelos fluídos envolvidos. Este sólido constituirá o *domínio* da simulação (Figura 47).

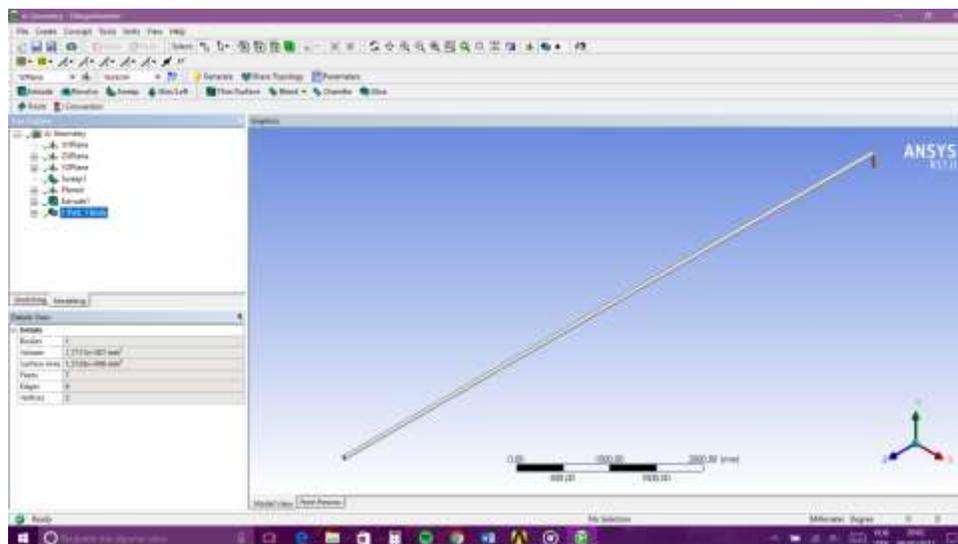


Figura 47: Modelagem do Experimento de Escoamento Bifásico no módulo GEOMETRY no ANSYS CFX da seção de 52,5 mm. de diâmetro com a entrada em curva e trecho reto de 8,0m.

Para este estudo escolheu-se a parte do Experimento de Escoamento Bifásico correspondente ao tubo de 52,5 mm de diâmetro (aproximadamente 2”), pois de acordo com a teoria exposta no capítulo 2.2.1, este permitirá analisar melhor o escoamento de bolhas.

Uma vez construído o modelo fez-se a geração da malha de volumes no CFX-Meshing (Figura 48, Figura 49 e Figura 50).

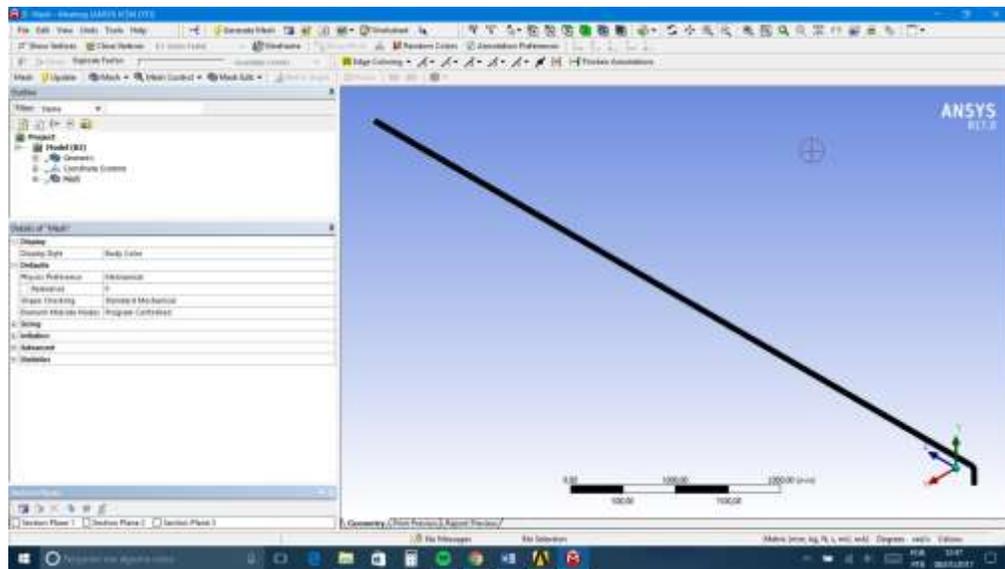


Figura 48: Modelagem da malha de volumes finitos no módulo ANSYS CFX MESH da seção de 52,5 m de diâmetro do Experimento de Escoamento Bifásico com a entrada em curva e trecho reto de 8,0m.

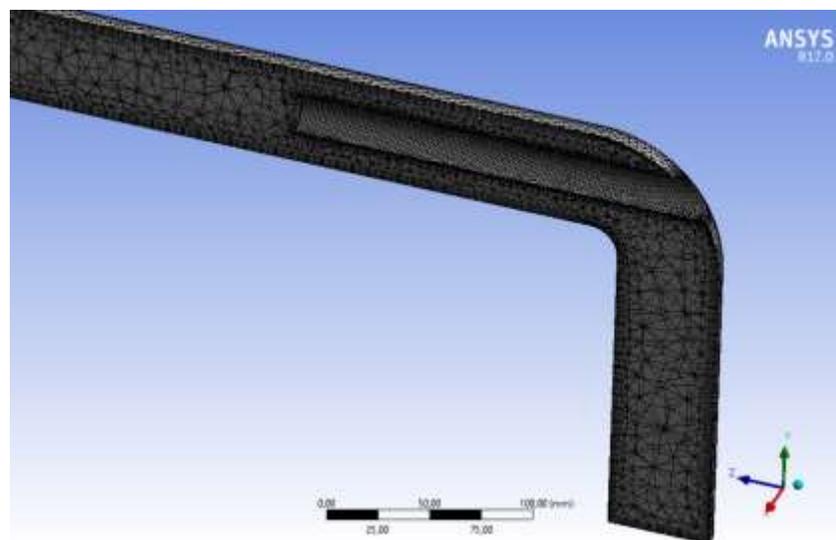


Figura 49: Seção do Experimento de 52,5 mm de diâmetro, com a malha de volumes finitos gerada no ANSYS CFX MESH em detalhe da área do injetor de fase gasosa em curva.

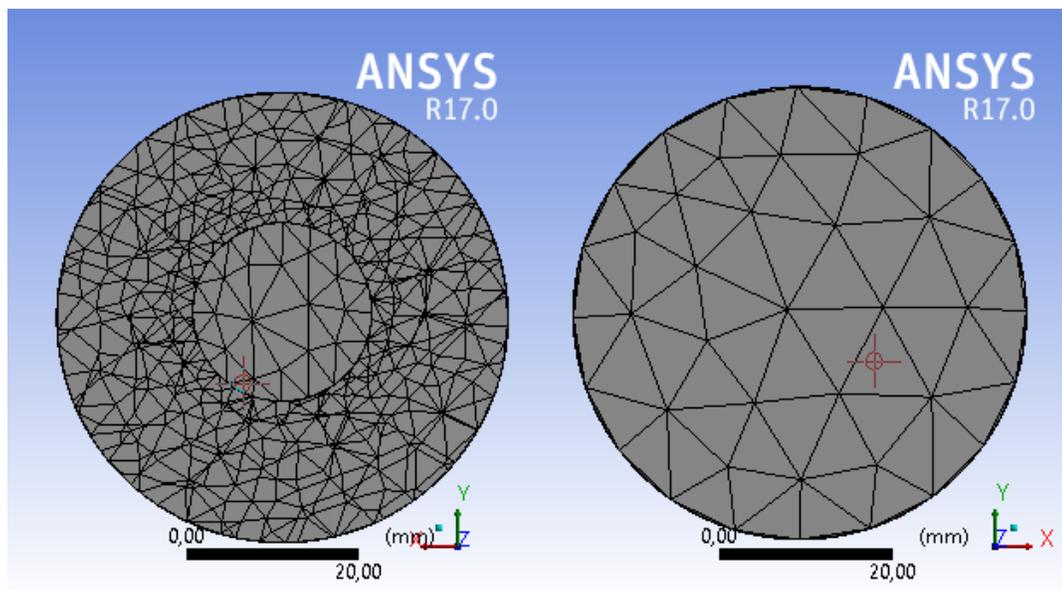


Figura 50: Seção do tubo de 52,5 mm de diâmetro do Experimento, com a malha de volumes finitos gerada no ANSYS CFX MESH. A imagem da esquerda mostra uma seção na região em que há a presença dos dois tubos, o de 52,5 e o de 21,0 mm de diâmetro, onde passam a fase líquida e a gasosa respectivamente.

A malha de volumes finitos gerada precisa passar por determinados critérios para primeiramente conseguir rodar a simulação em regime transiente, sem divergir durante a fase de solução no módulo SOLVER. O segundo ponto é ter acurácia para gerar resultados confiáveis.

No módulo SOLVER é realizada uma verificação da malha na qual o software exhibe para cada critério uma classificação se é bom (OK), aceitável (ok) ou questionável (!) (Tabela 5).

Tabela 5: Verificação realizada pelo módulo SOLVER do ANSYS CFX da malha do problema do Experimento de Escoamento Bifásico com a opção do injetor da fase gasosa em curva.

ESTATÍSTICA DE MALHA PARA CFX			
NOME DO DOMÍNIO	ORTHOGONALITY ANGLE (MÍNIMO >20°)	EXPANSION FACTOR (MÁXIMO <20)	ASPECTY RATIO (MÁXIMO <100)
Default Domain	47.1	20	6
VERIFICAÇÃO DO CFX - BOM (OK) / ACEITÁVEL (ok) / QUESTIONÁVEL (!)	ok	!	OK
NÚMERO TOTAL DE NÓS	46.268		
NÚMERO TOTAL DE ELEMENTOS - TETRAEDRONS	193.142		
NÚMERO TOTAL DE FACES	51.964		

No CFX são três os critérios principais que são levados em conta para a malha durante a avaliação da solução do problema, sendo eles:

Orthogonality Angle – valor deve ser > 20°

Expansion Factor – é desejável um valor < 20

Aspect Ratio – deve ser < 100

Nas simulações realizadas no presente trabalho, apenas o “Expansion Factor” ficou no limite (= 20). Isto se deve ao fato do domínio ser extenso, pois todas as tentativas de melhorar este critério resultaram em falha nos outros critérios.

Em seguida, passou-se para o módulo CFX-Pre, onde é feita a configuração do problema (Figura 51).

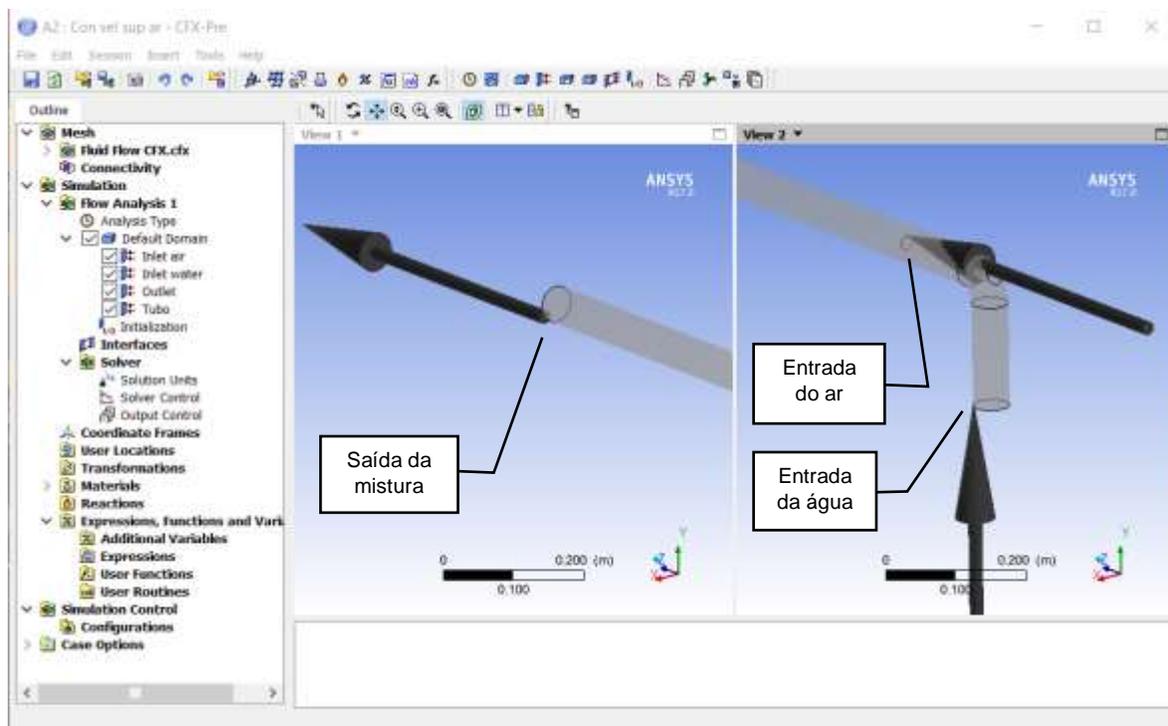


Figura 51: Definição da configuração no ANSYS CFX da proposta do item 3.2.1, do injetor de fase gasosa em curva e trecho reto de 8,0m

A configuração adotada no módulo SETUP CFX-PRE pode ser vista na Tabela 6 a seguir (tomou-se como exemplo a configuração do problema C8i0a003w005t15sd do primeiro caso do item 4.2.1):

Tabela 6: Configuração do CFX-PRE para a proposta do item 3.2.1, do injetor de fase gasosa em curva e trecho reto de 8,0m

1. File Information for CFX

Case	CFX
File Path	C:\Users\Anizio\Documents\ANSYS\CLUSTER BACK\Bolhas a003w0005\c8i0a003w0005t15sd_files\dp0\CFX\CFX\CFX_001.res
File Date	21 dezembro 2016
File Time	09:47:21
File Type	CFX5
File Version	17.0

2. Mesh Information for CFX

Domain	Nodes	Elements
Default Domain	46268	193142

3. Domain Physics for CFX

Domain - Default Domain	
Type	Fluid
Location	B10
<i>Materials</i>	
Air at 25 C	
Fluid Definition	Material Library
Morphology	Dispersed Fluid
Mean Diameter	2.0000e+01 [mm]
Water	
Fluid Definition	Material Library
Morphology	Continuous Fluid
<i>Settings</i>	
Buoyancy Model	Buoyant
Buoyancy Reference Density	1.0000e+03 [kg m ⁻³]
Gravity X Component	0.0000e+00 [m s ⁻²]
Gravity Y Component	0.0000e+00 [m s ⁻²]
Gravity Z Component	-9.8100e+00 [m s ⁻²]
Buoyancy Reference Location	Automatic
Domain Motion	Stationary
Reference Pressure	1.0000e+00 [atm]
Heat Transfer Model	Isothermal
Fluid Temperature	2.5000e+01 [C]
Homogeneous Model	Off
Turbulence Model	k epsilon
Homogeneous Model	On
Turbulent Wall Functions	Scalable

4. Boundary Physics for CFX

Domain	Boundaries	
Default Domain	Boundary - Inlet air	
	Type	INLET

Location	F17.10
<i>Settings</i>	
Flow Regime	Subsonic
Mass And Momentum	Normal Speed
Normal Speed	3.0000e-02 [m s ⁻¹]
Turbulence	Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio
Fluid	Air
Volume Fraction	Value
Volume Fraction	1.0000e+00
Fluid	Water
Volume Fraction	Value
Volume Fraction	0.0000e+00
Boundary - Inlet water	
Type	INLET
Location	F14.10
<i>Settings</i>	
Flow Regime	Subsonic
Mass And Momentum	Normal Speed
Normal Speed	5.0000e-03 [m s ⁻¹]
Turbulence	Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio
Fluid	Air
Volume Fraction	Value
Volume Fraction	0.0000e+00
Fluid	Water
Volume Fraction	Value
Volume Fraction	1.0000e+00
Boundary - Outlet	
Type	OUTLET
Location	F15.10
<i>Settings</i>	
Flow Regime	Subsonic
Mass And Momentum	Average Static Pressure
Pressure Profile Blend	5.0000e-02
Relative Pressure	1.0000e+00 [atm]
Pressure Averaging	Average Over Whole Outlet
Boundary - Tubo	

Type	WALL
Location	F11.10, F12.10, F13.10, F16.10
<i>Settings</i>	
Mass And Momentum	No Slip Wall
Wall Contact Model	Use Volume Fraction
Wall Roughness	Smooth Wall

Com base nas informações da Tabela 6, temos que de forma geral para as simulações do experimento de Escoamento Bifásico adotou-se:

- Morfologia: água – contínua / ar – disperso
- Modelo de turbulência: modelo k- ϵ com opção de regime homogêneo para ambos os fluidos.

O Modelo k- ϵ , foi adotado pela sua característica de boa precisão e de ser de uma unanimidade de utilização para a maioria dos problemas de engenharia, tal como descrito no item 2.9.1.3.1.

Dando seguimento, utilizou-se o módulo CFX-SOLVER, que fez os cálculos de acordo com a configuração e geometria do problema. Este exibe ao final o resultado, conforme pode ser visto na Figura 52.



Figura 52: Exemplo de resultado do módulo SOLVER do ANSYS CFX 17.0.

3.3.2.2 Definição do sistema de inclinação

Também neste experimento um dos objetivos é o estudo dos efeitos do ângulo de inclinação nos parâmetros dos escoamentos bifásicos, e tal como já citado no item 3.3.1.6, ajustou-se dentro do módulo SETUP, na guia do domínio principal, a opção “Buoyancy Model” para “Buoyant” que indica a atuação da gravidade no problema, ver Figura 39.

Assim, para realizar a simulação em qualquer ângulo de inclinação basta a decomposição da atuação do vetor da gravidade em suas componentes (Figura 53). Para o problema deste trabalho só é preciso ajustar os valores das componentes Y e Z, sendo 0 (zero) o valor da componente X.

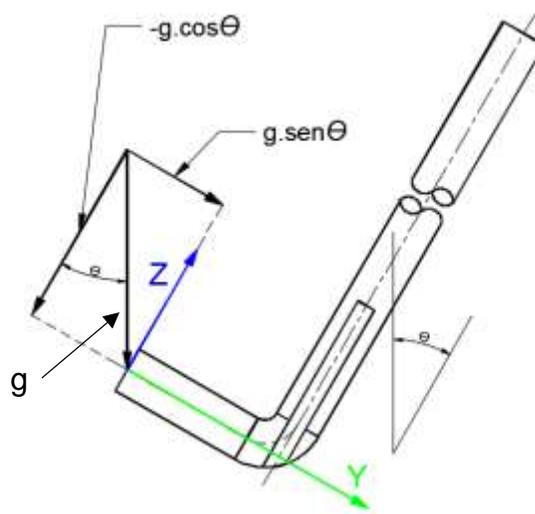


Figura 53: Decomposição da gravidade para um ângulo específico do problema.

3.3.2.3 Definição do plano de visualização do perfil do escoamento.

O software permite o uso de planos para visualização dos parâmetros do escoamento. Assim, as interseções da malha definida com esses planos permitem a visualização em 2D do perfil do escoamento.

O plano definido para a visualização dos resultados dos escoamentos simulados foi o YZ, (normalmente definido pelo software como Plano 1), conforme pode ser visto na Figura 54, em detalhe e em corte para melhor visualizar os pontos de entrada das fases.

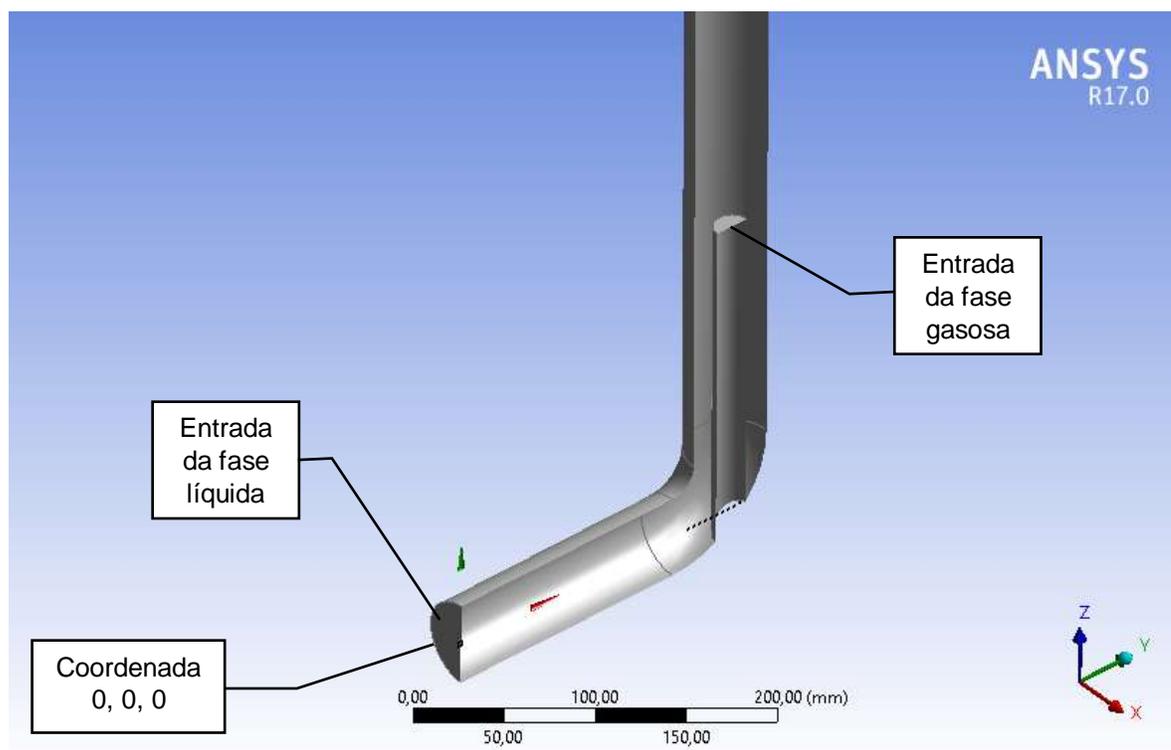


Figura 54: Imagem em corte pelo plano YZ do Experimento mostrando a orientação da entrada das fases.

3.3.2.4 Definição de linhas de coleta de dados.

Uma outra técnica empregada para medição dos parâmetros do escoamento consiste no uso de duas linhas de apoio. Uma linha tem início no fim do tubo de injeção do ar no centro deste, e se prolonga pela linha de centro do tubo de 52,5 mm de diâmetro que é o domínio principal do escoamento. Outra linha foi traçada paralela à primeira só que bem próxima da parede do tubo, a 3,0 mm de distância.

As Coordenadas usadas são:

Linha 1 – início (0 , 0.19325 , 0.194) – término (0 , 0.19325 , 8.04125)

Linha 2 – início (0 , 0.17 , 0.194) – término (0 , 0.17 , 8.04125)

A visualização destas linhas de apoio pode ser vista na Figura 55.

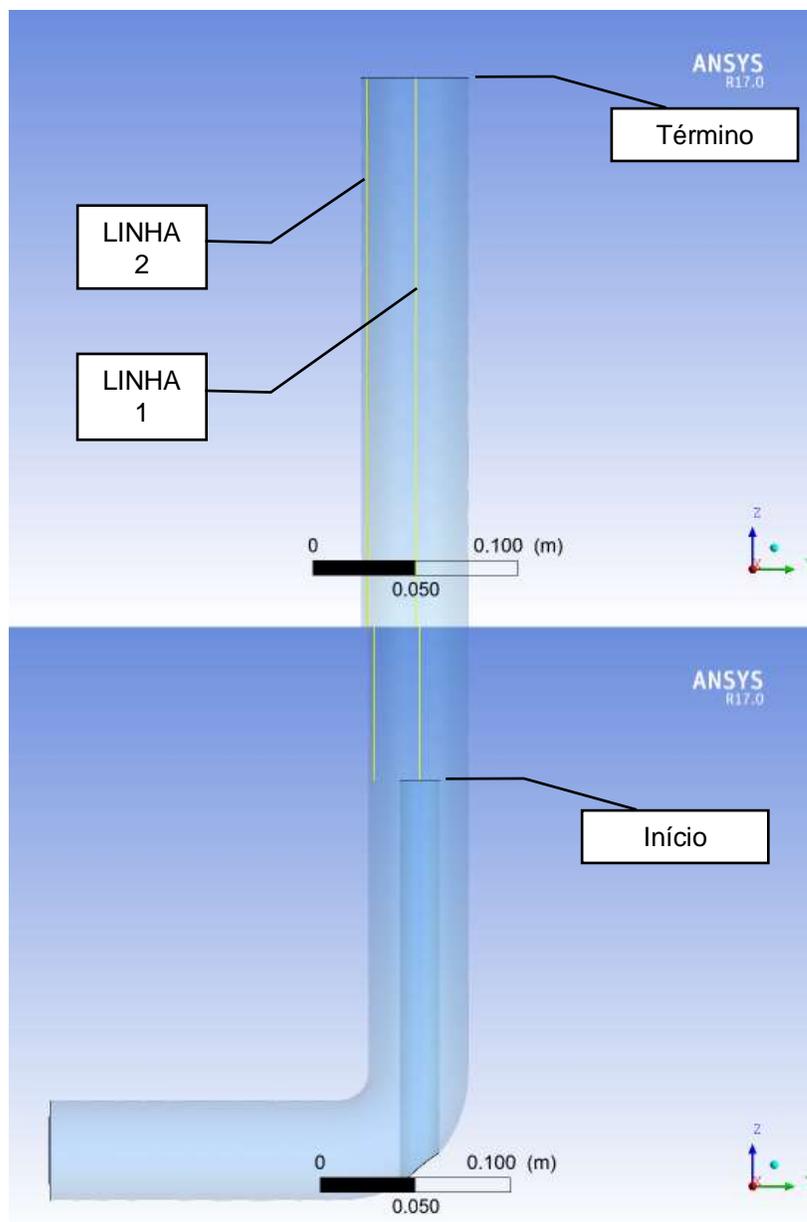


Figura 55: Marcação das linhas 1 e 2 no domínio do Experimento Bifásico geradas pelo ANSYS CFX 17.

Os gráficos do presente trabalho são gerados a partir dos dados coletados pelo software através destas duas linhas de apoio. A escolha da linha 2 na porção esquerda da linha de centro se deve ao fato de a experiência ser voltada ao estudo do efeito da inclinação e pelo critério da flutuabilidade ser a região óbvia de concentração da fase gasosa.

Como o escoamento da fase líquida tem como entrada um ponto distante do início estipulado pelas linhas de apoio, nos gráficos o valor inicial desta fase não coincide com o valor estipulado para a simulação. O fato da entrada da fase líquida ocorrer em um trecho reto anterior à curva que dá acesso ao trecho reto principal do experimento é para dar estabilidade ao escoamento. O interesse do estudo começa no encontro das duas fases.

3.3.2.5 Definição da visualização do resultado

Uma vez o problema resolvido, o software armazena os resultados. O próximo passo é a análise destes resultados que é feito no módulo RESULTS CFX-POST. O módulo POST possui várias ferramentas de visualização dos resultados (Figura 37).

Na visualização da Figura 56, temos o exemplo de visualização usando um trecho de 2,0 m do Experimento. Nesta figura, usou-se a ferramenta de renderização de volume (do inglês “volume rendering”) para destacar o cálculo da Fração Volumétrica de cada fase. Vê-se a fase líquida (água), entrando no tubo com a coloração inicial vermelha e após a curva vê-se a fase gasosa (ar), em verde, emergindo da entrada, centralizada no trecho reto, e em seguida a progressiva mistura das fases. Não é possível ver neste tipo de visualização, qualquer interface mais marcante entre as fases.

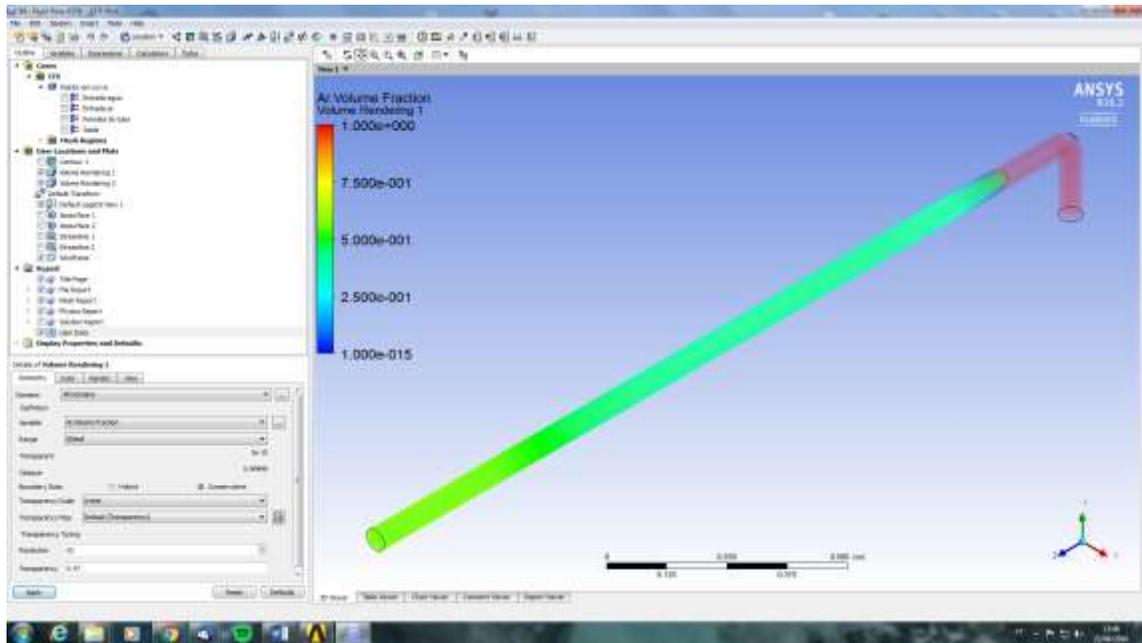


Figura 56: Resultado do módulo CFX-POST da proposta do item 3.2.1, do injetor de fase gasosa em curva e trecho reto de 2,0m.

No presente trabalho, conforme mostrado no capítulo 4, é usada a ferramenta de contorno (Contour), aplicada sobre a região do plano YZ, tal como descrito no item 3.3.2.3, interceptando toda a extensão do Experimento para mostrar as variações de velocidade e de fração volumétrica do escoamento.

Também foi aplicada a geração de isovolumes, que são volumes gerados a partir da malha de volumes finitos definida no módulo MESH, que representam um determinado parâmetro do resultado do problema, como por exemplo a fração volumétrica do ar (Figura 57).

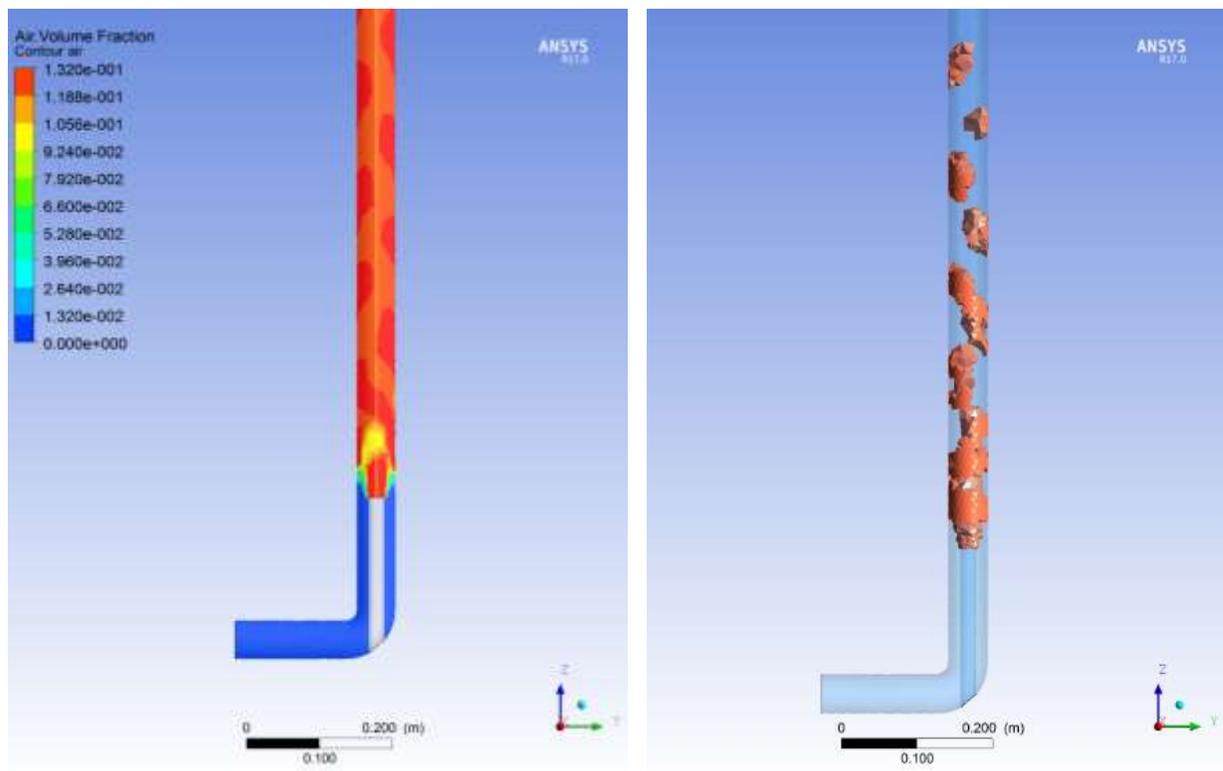


Figura 57: Comparação da visualização por contornos (à esquerda) e por isovolumes (à direita), de uma determinada fração volumétrica de ar em um escoamento bifásico de água e ar.

Esta forma de visualização apresenta uma significativa melhoria ao resultado permitindo avaliar bem a morfologia do escoamento ar/água, que é o propósito do Experimento de Escoamento Bifásico do LTE. Uma boa comparação pode ser vista na Figura 58, onde três padrões são mostrados segundo a mesma cota visual.

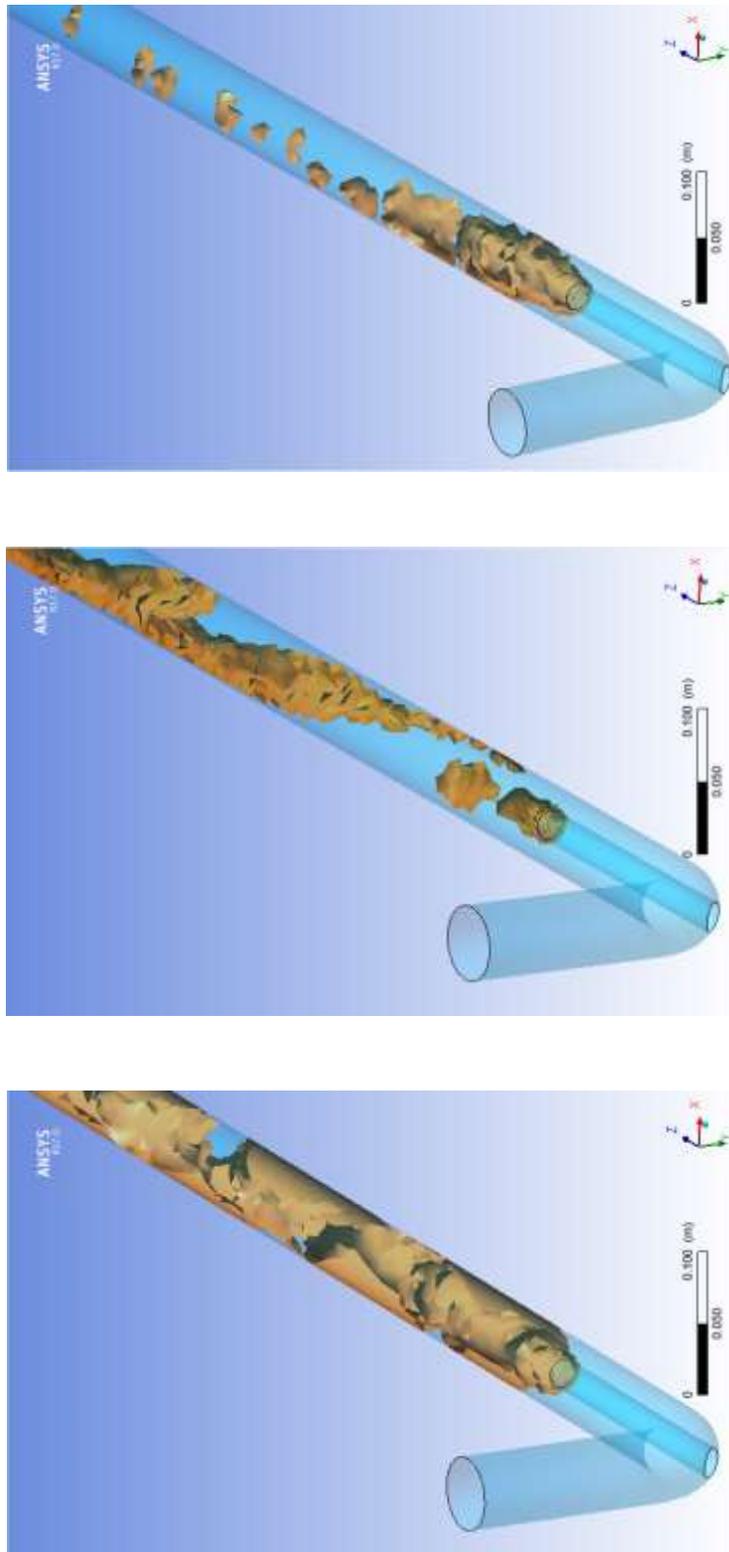


Figura 58: Visualização por isovolumes da fração volumétrica do ar em escoamentos bifásicos água/ar do experimento (de cima para baixo): padrão em bolhas, padrão agitado e um padrão quase anular.

Capítulo 4

4 Resultados e Discussões.

4.1 Escoamento em Tubos Verticais e Inclinação com Fase Líquida Inicialmente Estagnada.

Neste capítulo serão apresentados os resultados fornecidos pelo programa ANSYS CFX para uma simulação que procura reproduzir a experiência conduzida por DE AZEVEDO (2016), que consistiu no uso de um tubo de seção circular com as extremidades fechadas e preenchido com uma fase líquida, sendo deixado propositalmente um espaço com ar, conforme descrito no capítulo 3.1.

O presente trabalho se restringiu ao exame das experiências com fluídos água/ar e glicerina/ar e tubos de diâmetro interno de 0,024 m, tendo sido avaliadas a velocidade e o aspecto morfológico do bolsão de ar.

Na Figura 141 e Figura 142 no Apêndice deste estudo, estão as fotos obtidas da experiência para o caso água/ar e glicerina/ar, respectivamente, bem como também a Tabela 10, com os valores de velocidade de ascensão das bolhas de Taylor para as mesmas condições simuladas.

4.1.1 Resultados para Fluidos Água/Ar

Os resultados de velocidade da bolha de ar foram os seguintes:

Tabela 7: Resultados da velocidade da bolha na simulação do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada para água/ar e inclinações de 0° a 15,0°.

Ângulos de Inclinação	Velocidade da Bolha [m/s]		
	Valores experimentais	Simulação ANSYS/CFX	Variação (%)
0°	0,1708	0,1785	+ 4,5
2,5°	0,1737	0,1724	- 0,75
5,0°	0,1756	0,1613	- 8,1
7,5°	0,1791	0,2083	+ 16,3
10,0°	0,1826	0,2174	+ 19,1
15,0°	0,1955	0,2778	+ 42,1

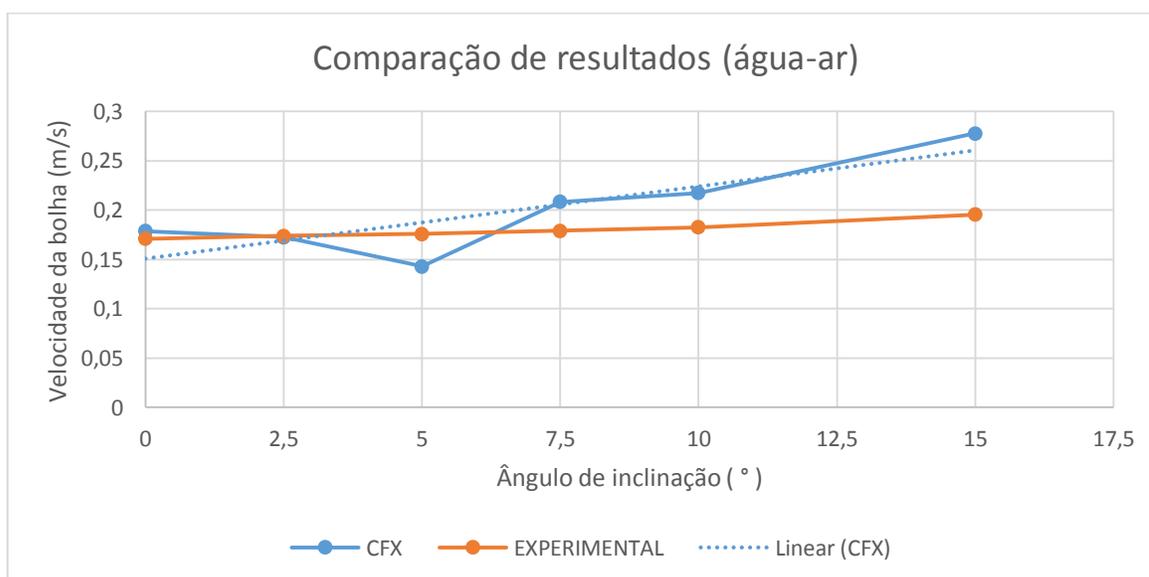


Figura 59: Gráfico comparativo da velocidade da bolha na simulação do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada para água/ar e inclinações de 0° a 15,0° com linha de tendência dos resultados das simulações.

Inclinação 0°

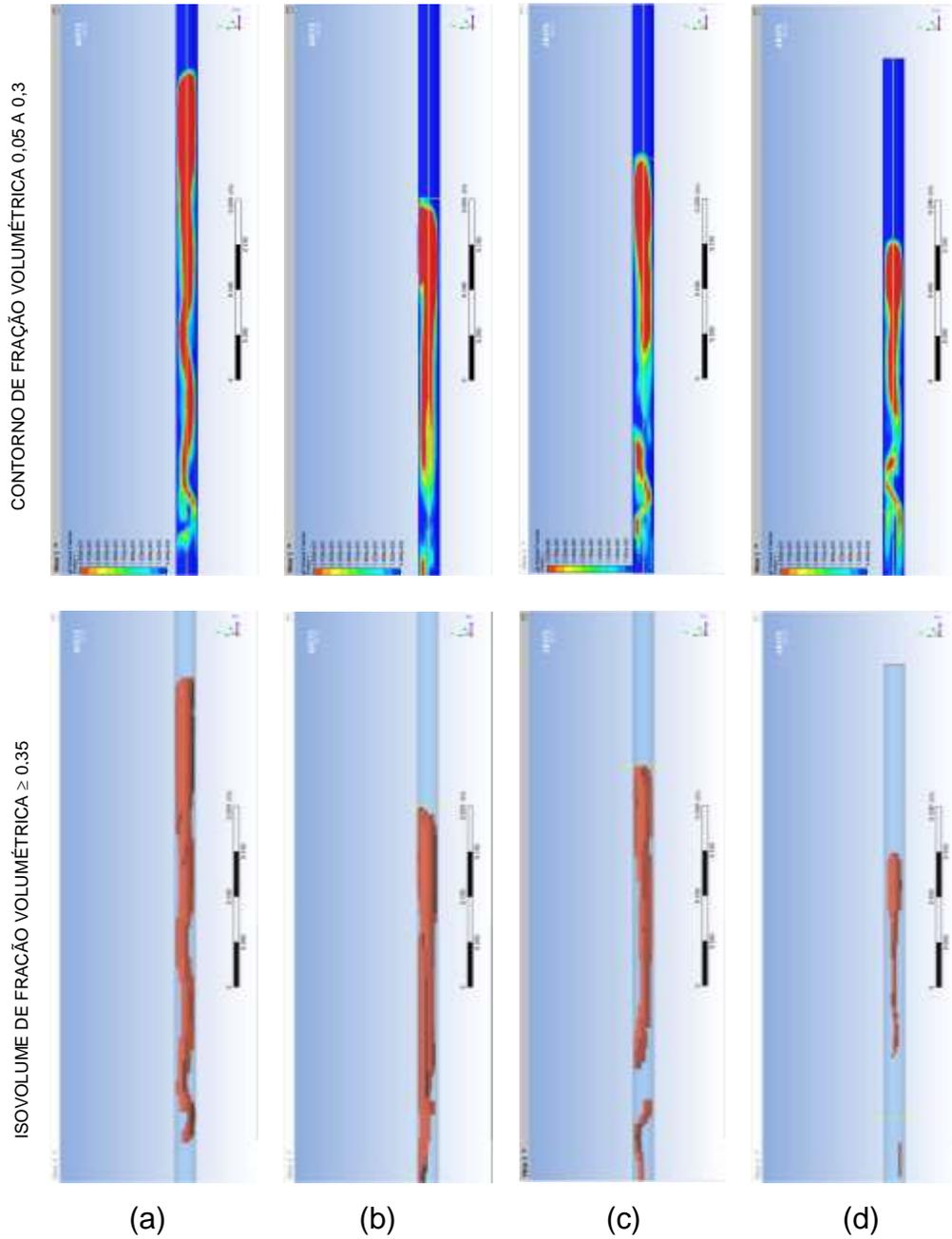


Figura 60: Simulação a 0° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 2,0 s, $\cong 0,65$ m; (b) tempo = 3,6 s, 1,0 m; (c) tempo = 6,4 s, 1,5 m; (d) tempo = 8,0 s, $\cong 1,8$ m.

Inclinação 2,5°

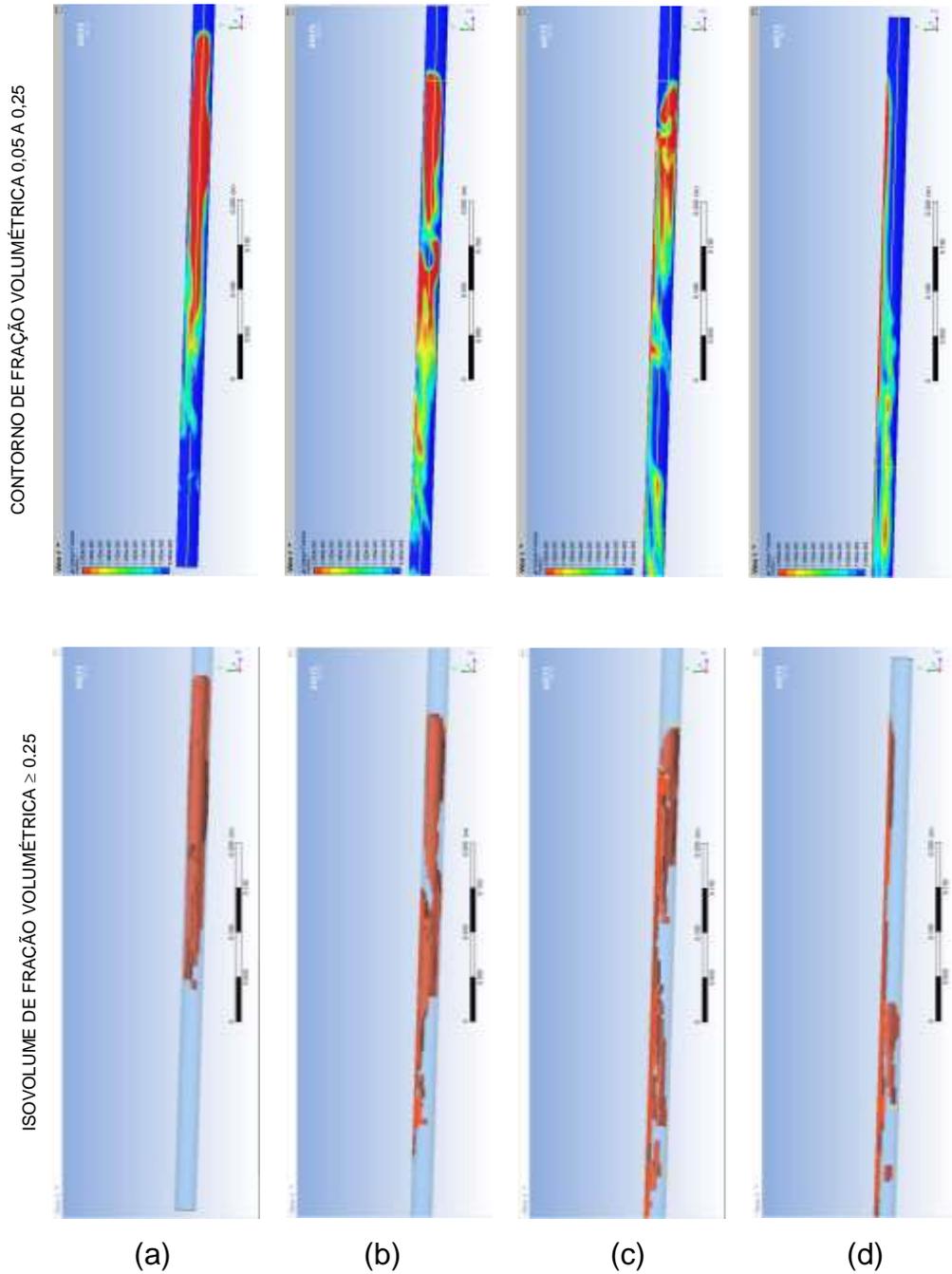


Figura 61: Simulação a 2,5° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 2,0 s, $\cong 0,60$ m ; (b) tempo = 3,9 s, 1,0 m ; (c) tempo = 6,8 s, 1,5 m ; (d) tempo = 9,0 s, $\cong 1,7$ m.

Inclinação 5,0°

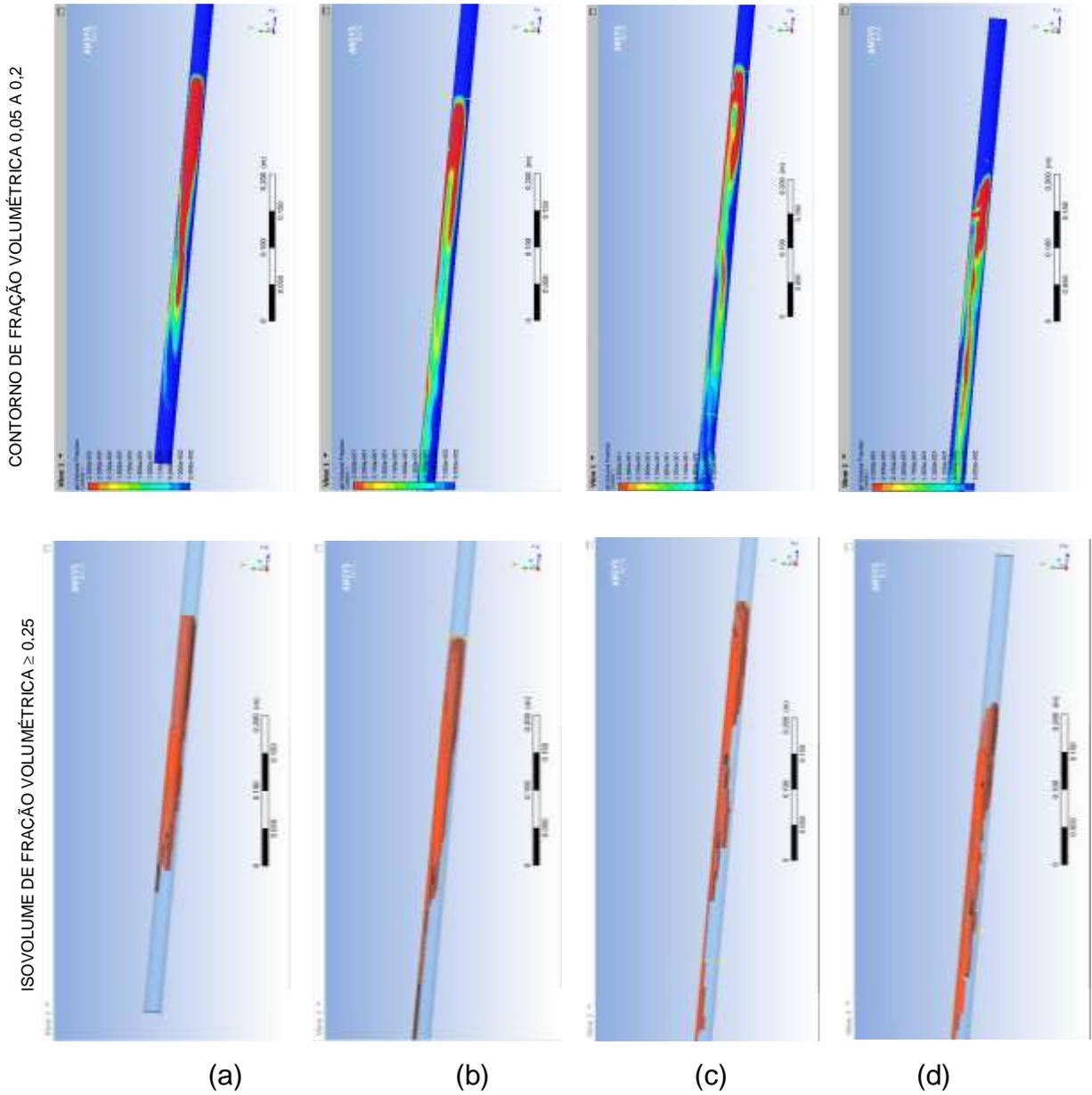


Figura 62: Simulação a 5,0° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 1,5 s, $\cong 0,55$ m ; (b) tempo = 3,8 s, 1,0 m ; (c) tempo = 6,9 s, 1,5 m ; (d) tempo = 9,2 s, $\cong 1,8$ m.

Inclinação 7,5°

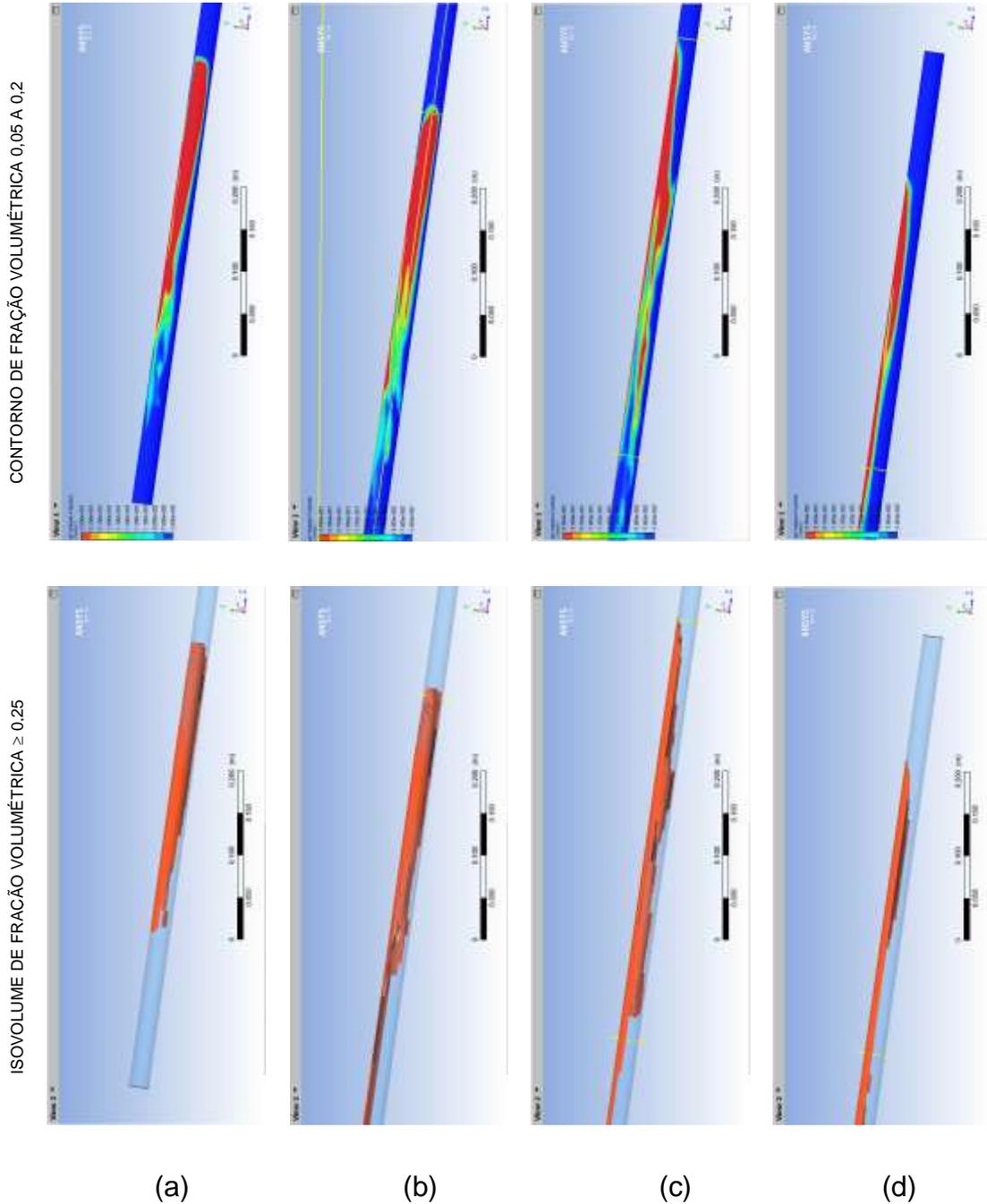


Figura 63: Simulação a 7,5° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 1,5 s, $\cong 0,55$ m ; (b) tempo = 3,8 s, 1,0 m ; (c) tempo = 7,3 s, 1,5 m ; (d) tempo = 7,0 s, $\cong 1,85$ m.

Inclinação 10,0°

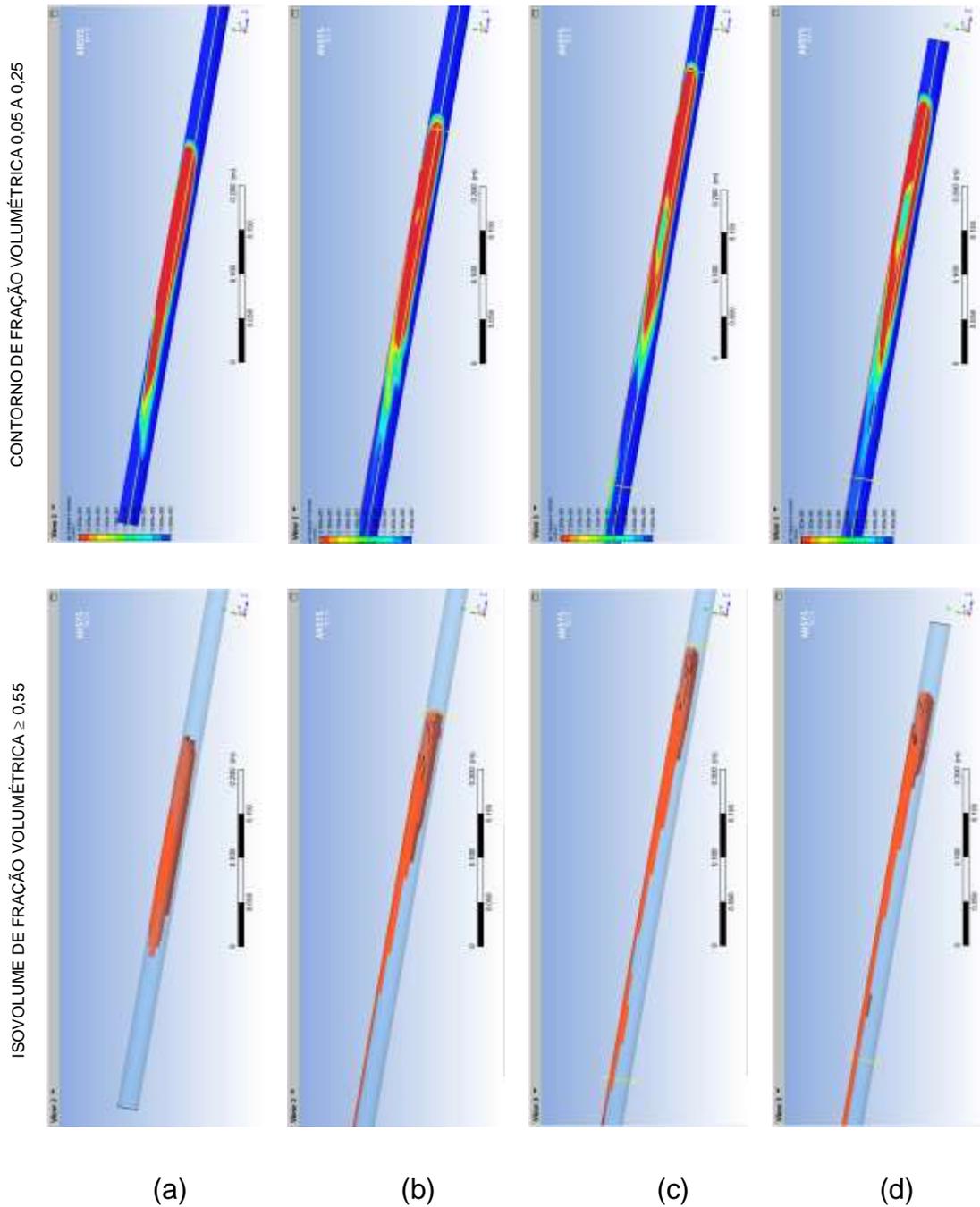


Figura 64: Simulação a 10,0° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 1,0 s, \cong 0,45 m ; (b) tempo = 3,8 s, 1,0 m ; (c) tempo = 7,3 s, 1,5 m ; (d) tempo = 8,0 s, \cong 1,95 m.

Inclinação 15,0°

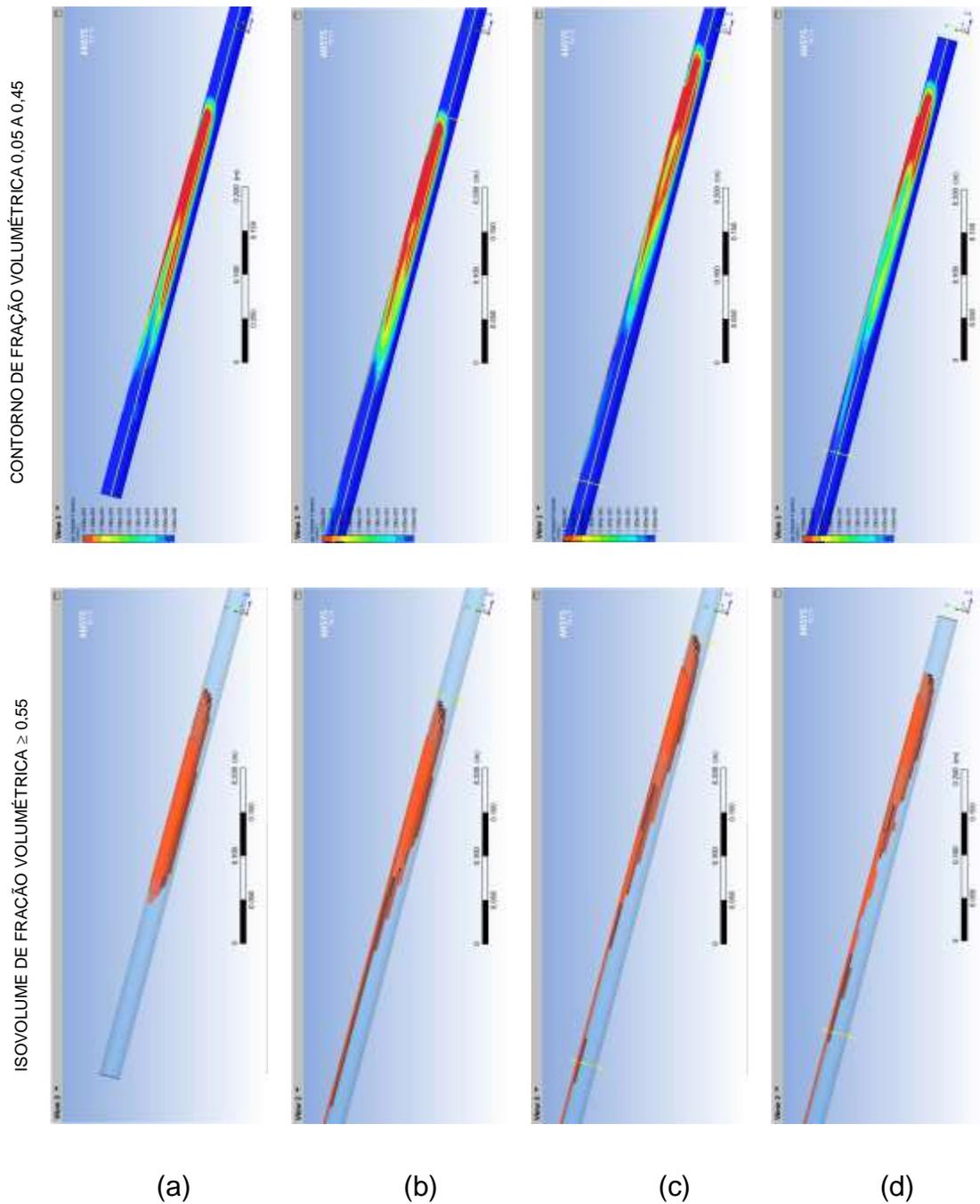


Figura 65: Simulação a 15,0° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 1,0 s, \cong 0,48 m ; (b) tempo = 3,8 s, 1,0 m ; (c) tempo = 7,3 s, 1,5 m ; (d) tempo = 6,5 s, \cong 1,95 m.

Comentários:

Os resultados obtidos ficaram próximos do experimento físico, levando-se em conta que várias tentativas foram feitas com diversos modelos de turbulências. A bolha de ar apresenta quase sempre uma terminação em forma de cauda, por vezes bem longa, mas em contrapartida exibe quase sempre uma frente característica dos resultados experimentais.

Os valores da velocidade só foram alcançados através do ajuste do fator *Interface Length Scale* = 0,0031 mm (ver item 3.3.1.10), sem o qual chegam normalmente a 10 vezes o constatado experimentalmente.

4.1.2 Simulações com Fluidos Água/Ar com malha mais densa.

Neste capítulo serão apresentados os resultados das simulações do capítulo 4.1.1 realizadas com uma malha com volumes menores. O uso de uma malha com tamanho menor dos volumes (Figura 66), gera maior necessidade de esforço computacional do sistema, bem como demanda maior tempo de processamento, mas gera um resultado melhor.

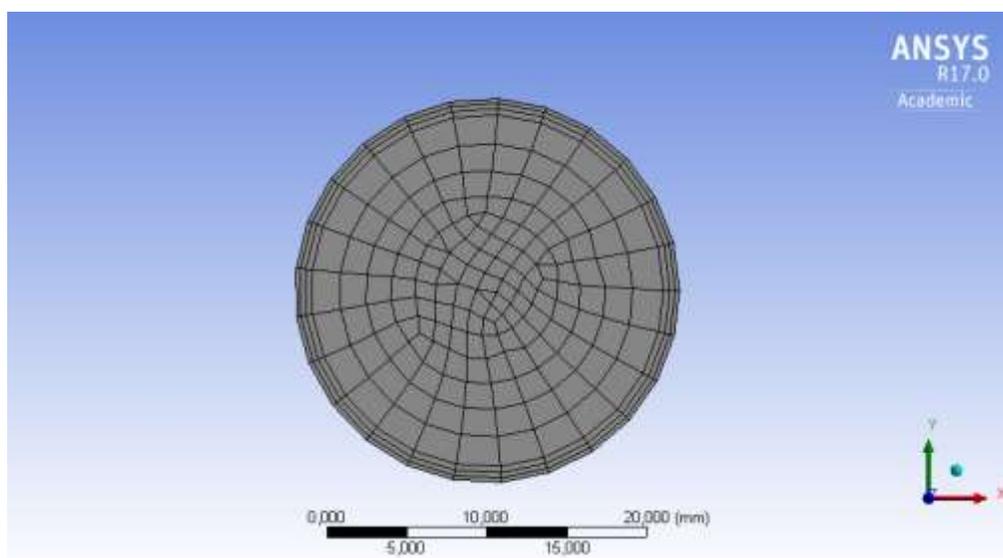


Figura 66: Seção da simulação do Experimento Estagnado com a malha em sweep e inflation próximo à parede mais densa.

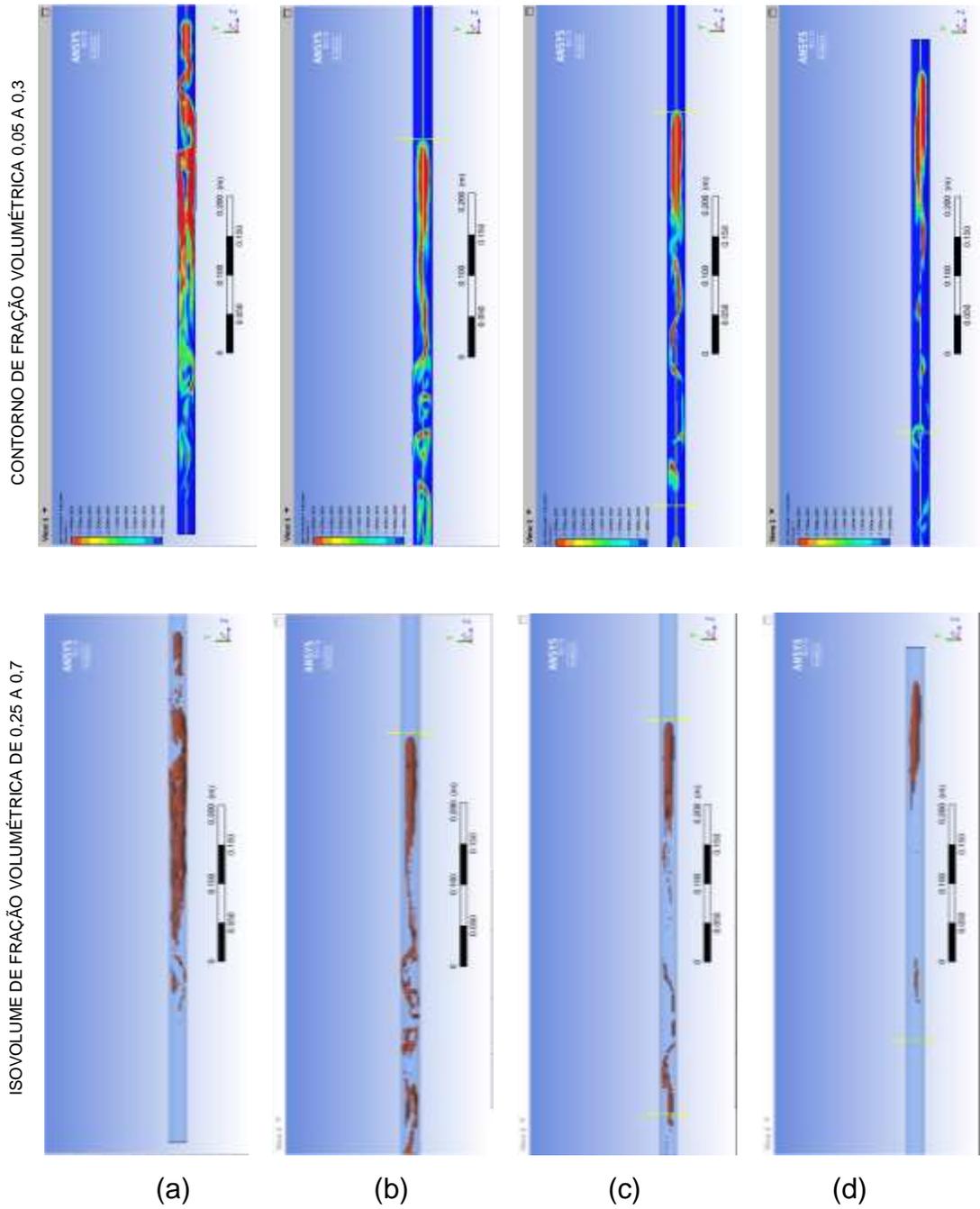


Figura 67: Simulação a 0° de inclinação para a água destilada com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 2,0 s, \cong 0,65 m; (b) tempo = 3,3 s, 1,0 m; (c) tempo = 5,2 s, 1,5 m; (d) tempo = 7,0 s, \cong 1,95 m.

A velocidade da bolha nesta simulação chegou a 0,2632 m/s, calculada pelos intervalos (b) e (c) da Figura 67, que representa uma diferença de +47,5%, em relação a 0,1785 m/s obtido no item 4.1.1.

Através desta simulação da experiência com água/ar e inclinação de 0°, prova-se que os resultados obtidos com uma malha mais grosseira, e que requer menos esforço computacional, são válidos para comparação com os experimentos.

Entretanto, o mais importante a destacar é que não houve mudanças drásticas no aspecto do escoamento, o que de certa forma torna aceitáveis os resultados obtidos com uma malha menos densa. Para se aproximar do valor da velocidade experimental é necessário ajustar o valor do Interface Length Scale, que no caso foi mantido em 0,0032 mm.

4.1.3 Resultados para Fluidos Glicerina/Ar.

Os resultados de velocidade da bolha de ar foram os seguintes:

Tabela 8: Resultados da velocidade da bolha na simulação do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada para glicerina/ar e inclinações de 0° a 15,0°.

Ângulos de Inclinação	Velocidade da Bolha [m/s]		
	Valores experimentais	Simulação ANSYS/CFX	Variação (%)
0°	0,0747	0,0658	- 11,9
2,5°	0,0778	0,0625	- 19,7
5,0°	0,0788	0,0633	- 19,7
7,5°	0,0824	0,0610	- 26,0
10,0°	0,0866	0,0581	- 32,8
15,0°	0,0948	0,0962	+ 1,4

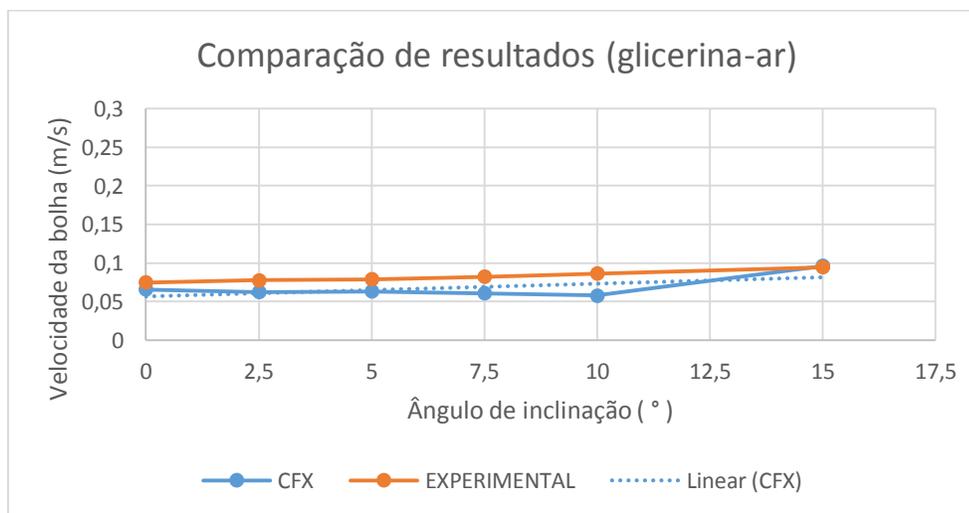


Figura 68: Gráfico comparativo da velocidade da bolha na simulação do Experimento de Fase Líquida Inicialmente Estagnada para glicerina/ar e inclinações de 0° a 15,0° com linha de tendência dos resultados das simulações.

Inclinação 0°

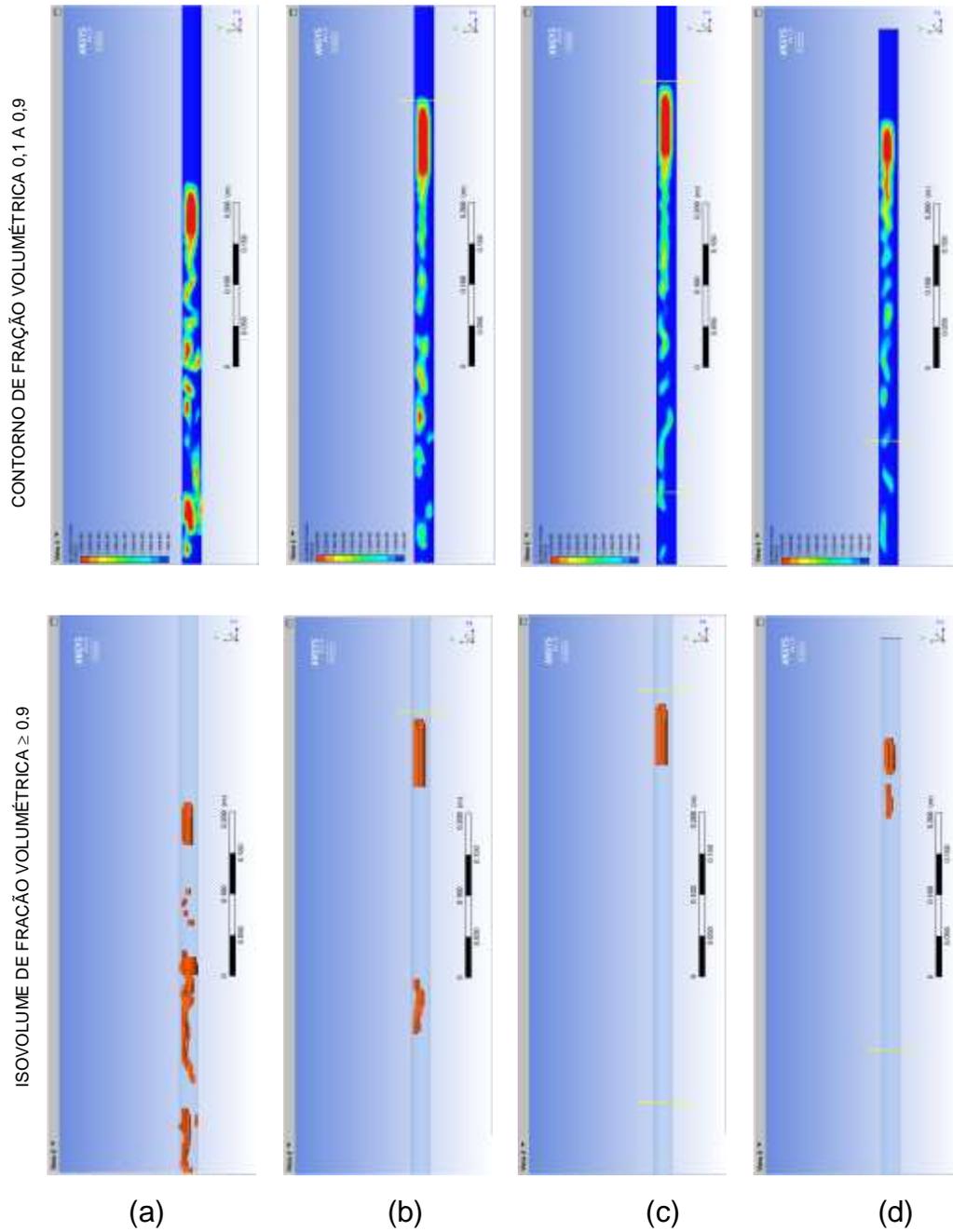


Figura 69: Simulação a 0° de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, $\cong 0,65$ m ; (b) tempo = 11,2 s, 1,0 m; (c) tempo = 18,8 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, $\cong 1,9$ m.

Inclinação 2,5°

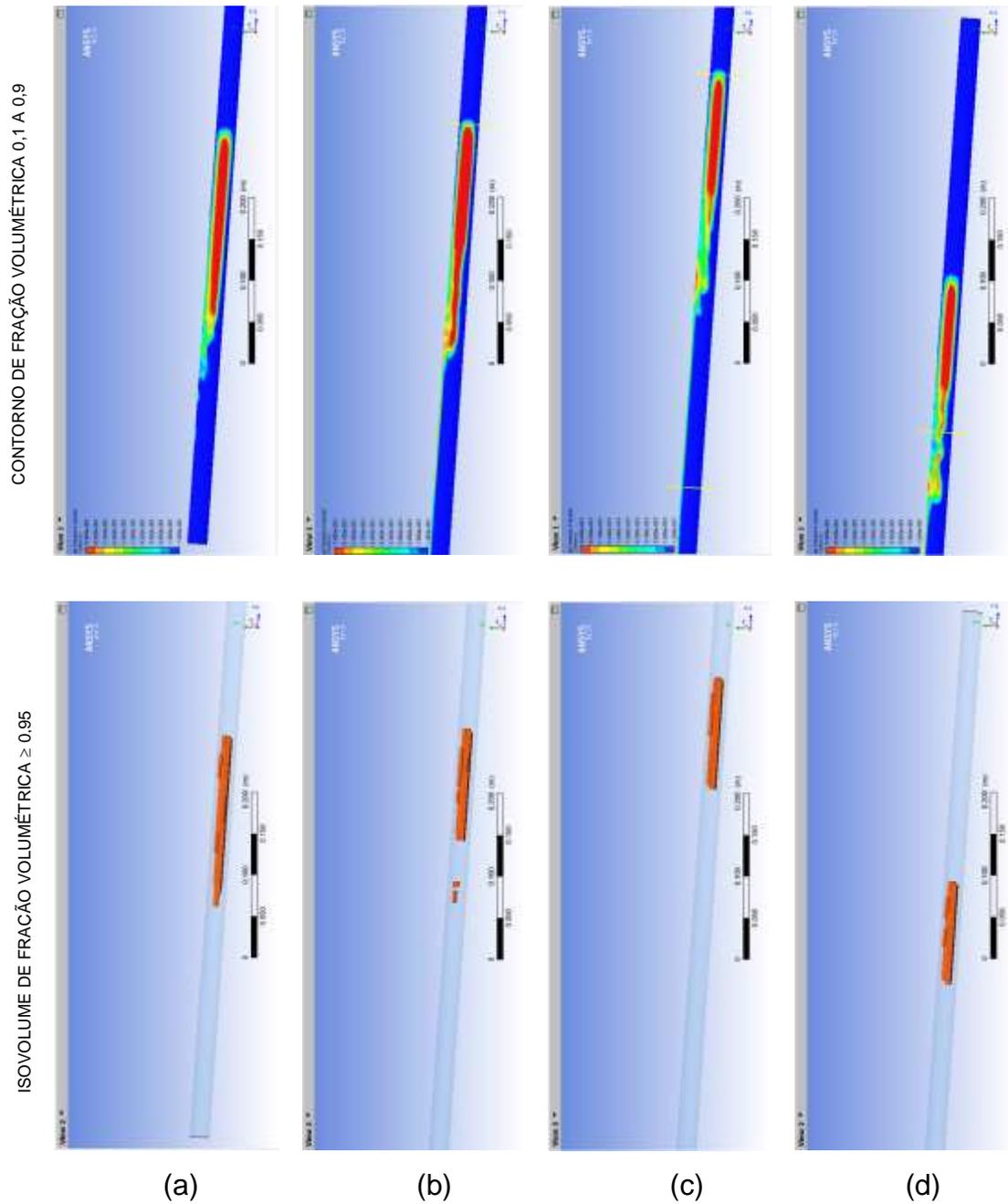


Figura 70: Simulação a 2,5° de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, $\cong 0,50$ m; (b) tempo = 14,0 s, 1,0 m; (c) tempo = 22,0 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, $\cong 1,7$ m.

Inclinação 5,0°

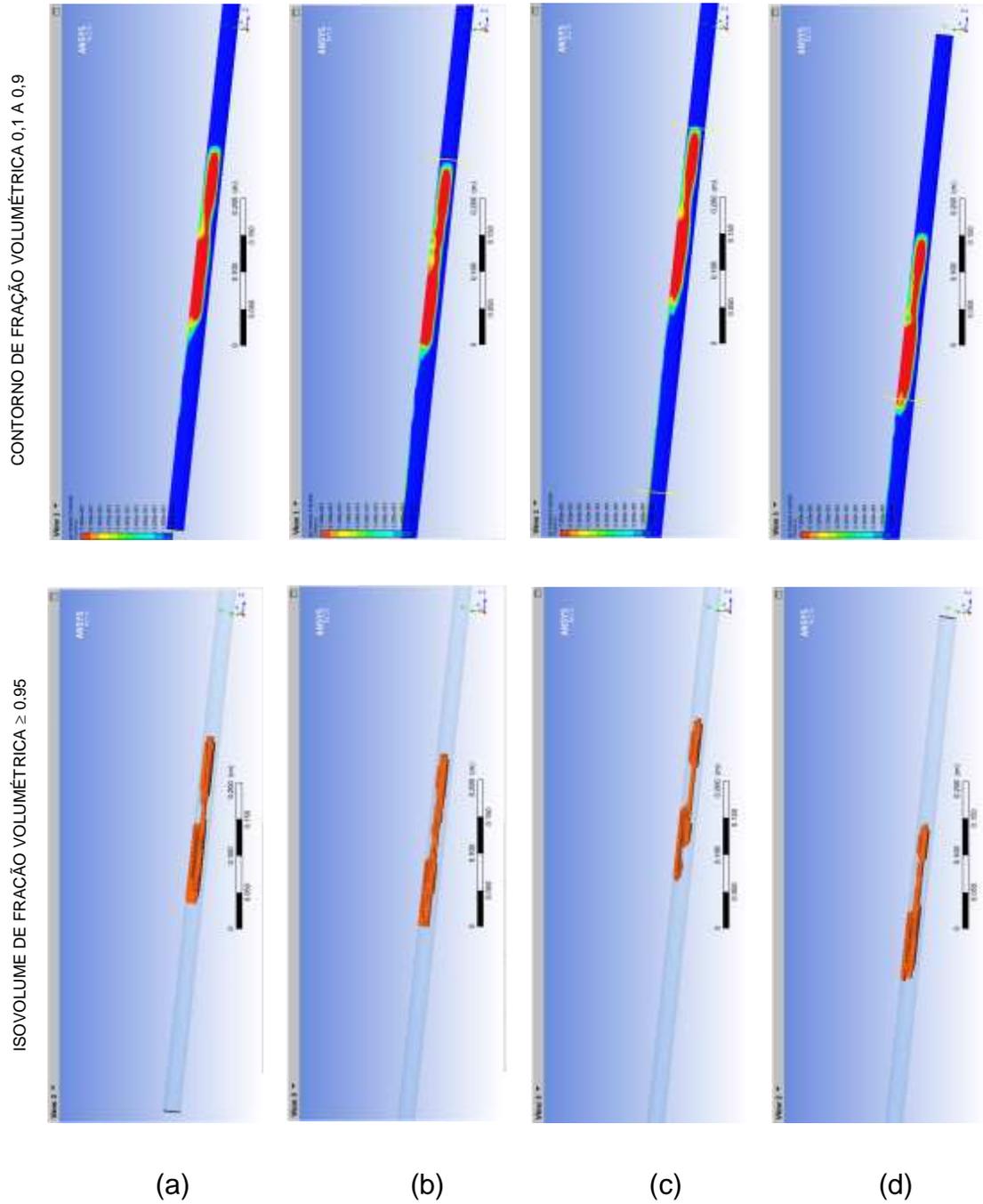


Figura 71: Simulação a 5,0° de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, $\cong 0,55$ m; (b) tempo = 13,5 s, 1,0 m; (c) tempo = 21,4 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, $\cong 1,75$ m.

Inclinação 7,5°

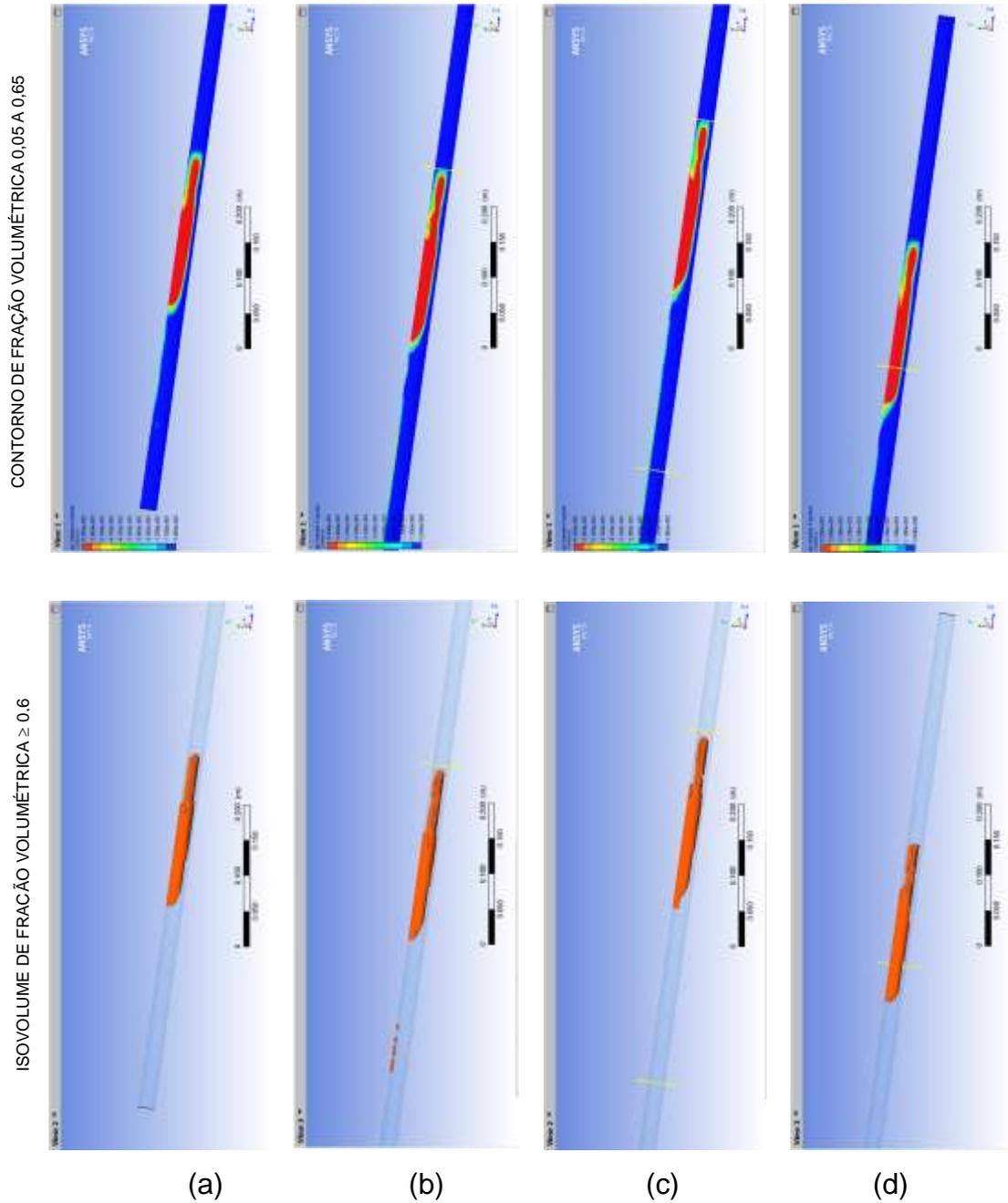


Figura 72: Simulação a 7,5° de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, $\cong 0,5$ m; (b) tempo = 13,8 s, 1,0 m; (c) tempo = 22,0 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, $\cong 1,7$ m.

Inclinação 10,0°

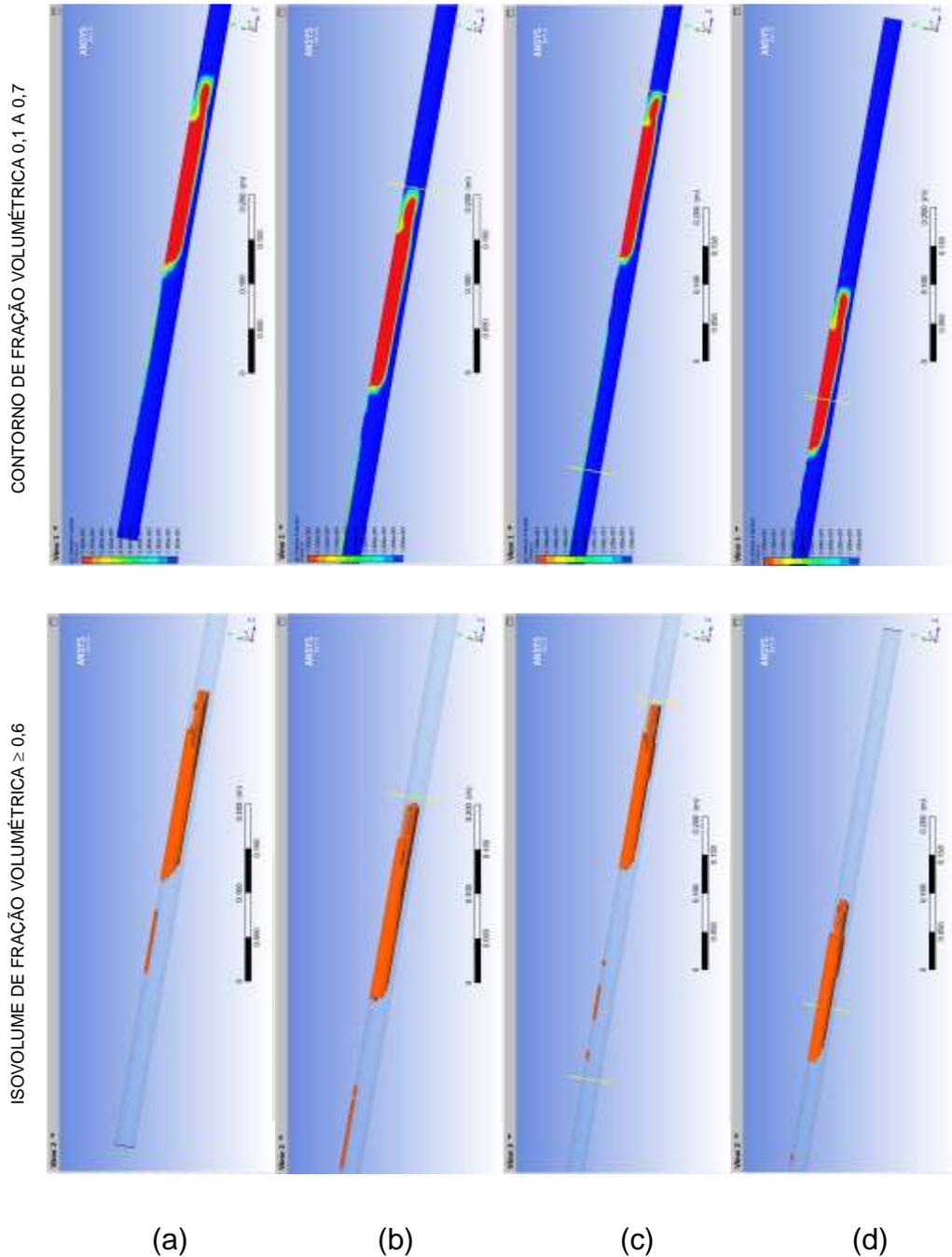


Figura 73: Simulação a 10,0° de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 6,0 s, $\cong 0,52$ m ; (b) tempo = 13,8 s, 1,0 m; (c) tempo = 22,4 s, 1,5 m; (d) tempo = 25,0 s, $\cong 1,65$ m.

Inclinação 15,0°

CONTORNO DE FRAÇÃO VOLUMÉTRICA 0,1 A 0,7

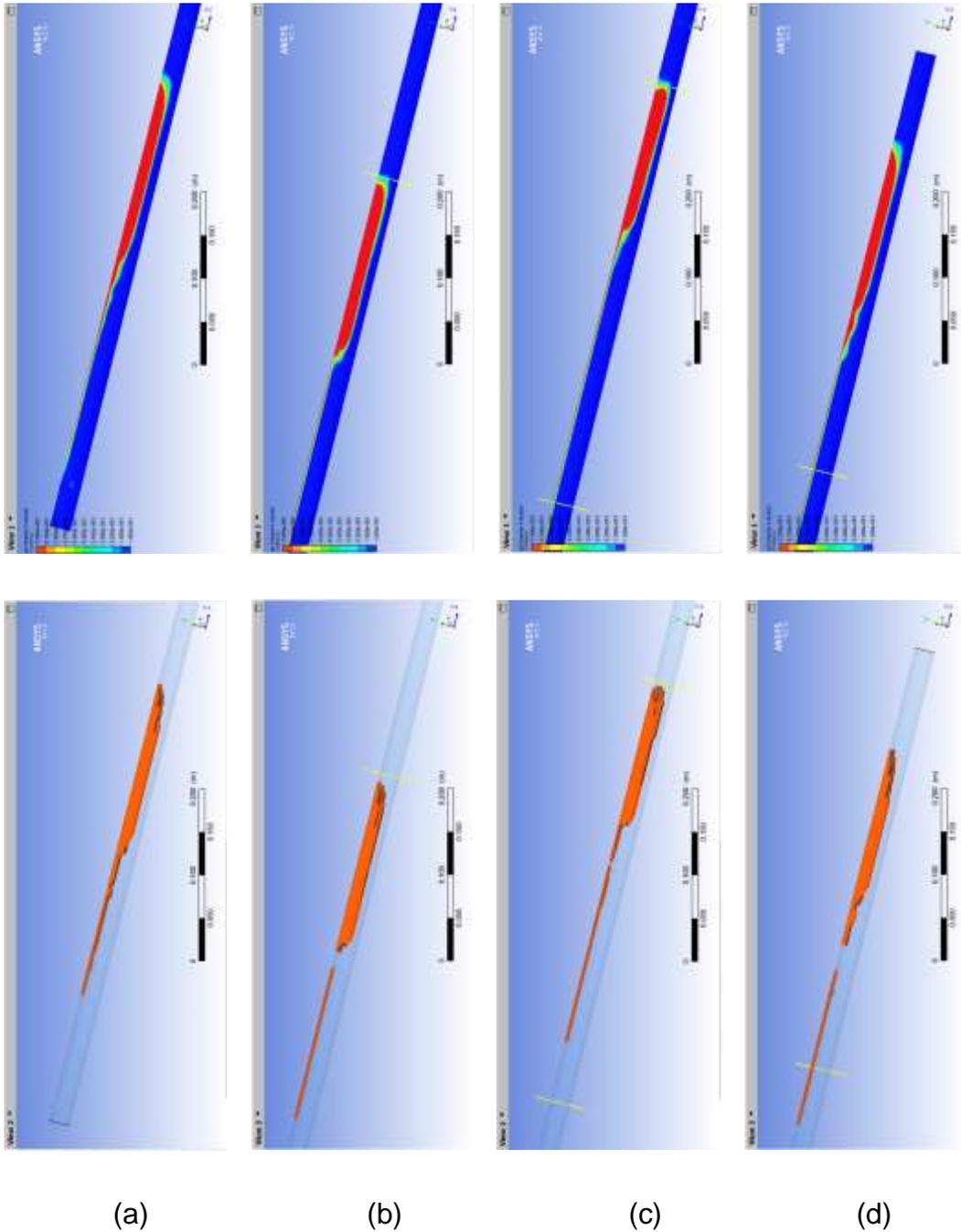


Figura 74: Simulação a 15,0° de inclinação para glicerina com bolsão de ar de 0,1 m em tubo de 0,024 m. (a) tempo = 3,0 s, \cong 0,55 m ; (b) tempo = 8,0 s, 1,0 m; (c) tempo = 13,2 s, 1,5 m; (d) tempo = 17,0 s, \cong 1,9 m.

Comentários:

Neste caso, os resultados ficaram ainda mais próximos do experimento físico do que no caso água/ar. Diferente do caso água/ar, que somente apresentou resultados satisfatórios usando-se o Modelo de Transporte das Tensões Cisalhantes (SST), o caso glicerina/ar apresentou bons resultados sem modelo de turbulências, ou seja, em regime laminar.

Também neste caso, os valores da velocidade só foram alcançados através do ajuste do fator Interface Length Scale = 0,013 mm.

4.2 Escoamento Contínuo no Experimento do LTE.

Neste capítulo serão apresentados os resultados fornecidos pelo programa ANSYS CFX para diversos padrões de escoamento levando em conta a geometria do experimento de Escoamento Bifásico do LTE e algumas combinações de velocidades superficiais da fase líquida e da fase gasosa que identificadas nos mapas de padrão de escoamento fornecidos por Taitel et al. (1980), caracterizam um determinado tipo de escoamento.

Como facilitador para o presente trabalho temos que o experimento de Escoamento Bifásico do LTE, apresenta as mesmas características usadas na construção dos mapas de Taitel et al (1980), que são os fluídos água e ar, a temperatura ambiente, a pressão atmosférica além dos diâmetros dos tubos de 25 e 50 mm (Figura 8 e Figura 9). Como é sabido, estes mapas foram construídos para um escoamento ascendente vertical, sendo esta orientação usada como ponto de partida para as avaliações com as simulações do ANSYS CFX para diferentes ângulos de inclinação, como é a proposta do experimento. Assim, será possível avaliar a influência do ângulo nas características dos escoamentos.

Para cada tipo de escoamento simulado neste estudo foram consideradas as seguintes características e visualizações:

- Todos os resultados são em modo transiente e para um tempo total de 15 s;
- Abrangeram os ângulos de 0°, 15°, 30° e 45 °;
- Contornos de perfil de Fração Volumétrica do ar no plano YZ;
- Representação 3D de Isovolumes de faixa de Fração Volumétrica do ar;
- Contornos de perfil de Velocidades do ar no plano YZ;
- Gráficos de Fração Volumétrica do ar no centro do tubo (eixo Z) e próximo à parede (ver item 3.3.2.4);
- Gráficos de velocidade do ar no centro do tubo e próximo à parede (ver item 3.3.2.4);
- Gráficos de velocidades superficiais do ar e da água no centro do tubo e próximo à parede (ver item 3.3.2.4);

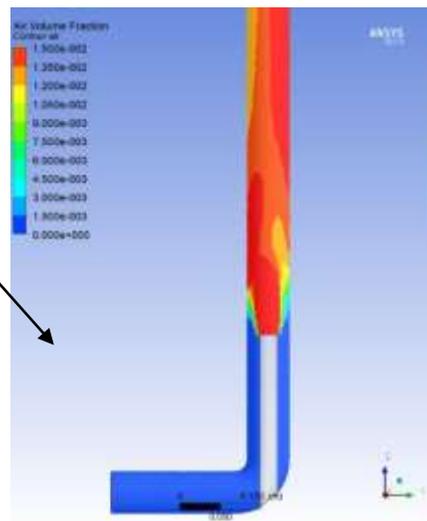
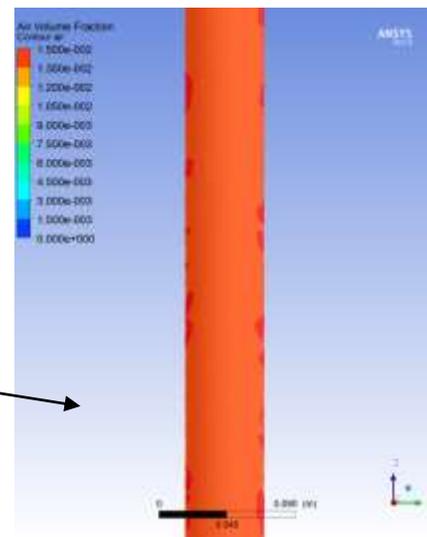
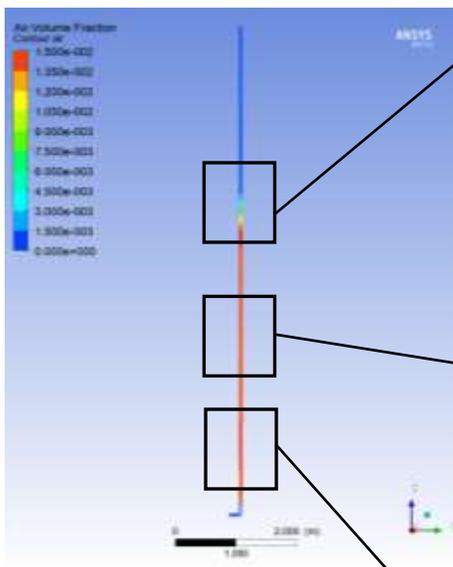
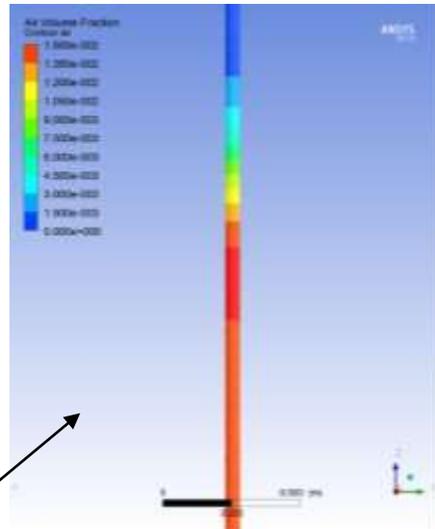
Escoamento de Bolhas 0°

$j_G = 0,03 \text{ m/s}$ $j_L = 0,005 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Perfil de Fração volumétrica do ar de 0 a 0,015.

A visualização de contornos de perfil da fração volumétrica no plano YZ mostra a fase gasosa bem distribuída ao longo do tubo apesar de não alcançar o final no tempo de 15 s.



É necessário um tempo maior de simulação para alcançar o desenvolvimento pleno do escoamento.

Figura 76: Escoamento de Bolhas a 0° - $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ - $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

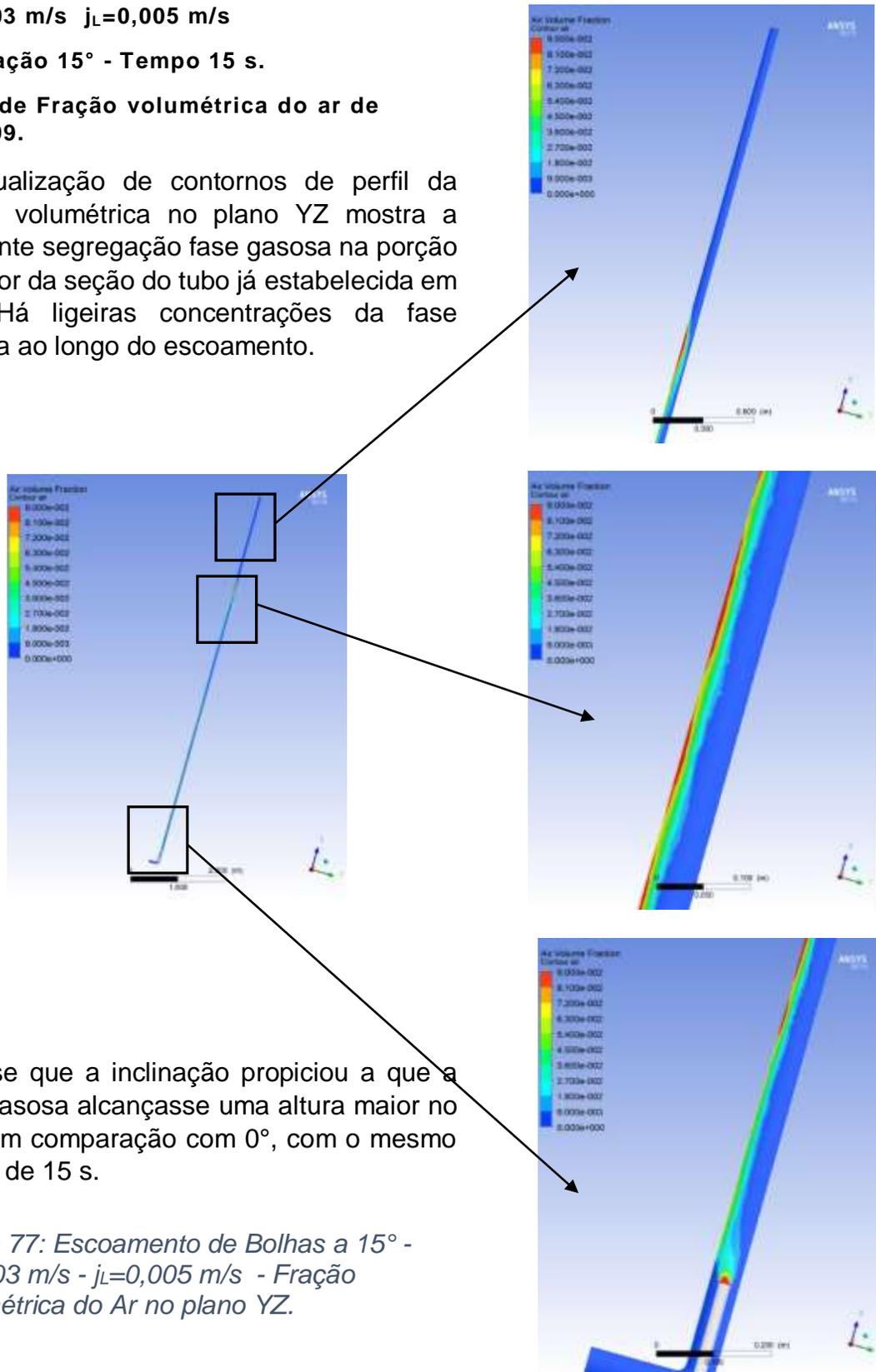
Escoamento de Bolhas 15°

$$j_G = 0,03 \text{ m/s} \quad j_L = 0,005 \text{ m/s}$$

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Perfil de Fração volumétrica do ar de 0 a 0,09.

A visualização de contornos de perfil da fração volumétrica no plano YZ mostra a marcante segregação fase gasosa na porção superior da seção do tubo já estabelecida em 15°. Há ligeiras concentrações da fase gasosa ao longo do escoamento.



Nota-se que a inclinação propiciou a que a fase gasosa alcançasse uma altura maior no tubo em comparação com 0°, com o mesmo tempo de 15 s.

Figura 77: Escoamento de Bolhas a 15° - $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ - $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

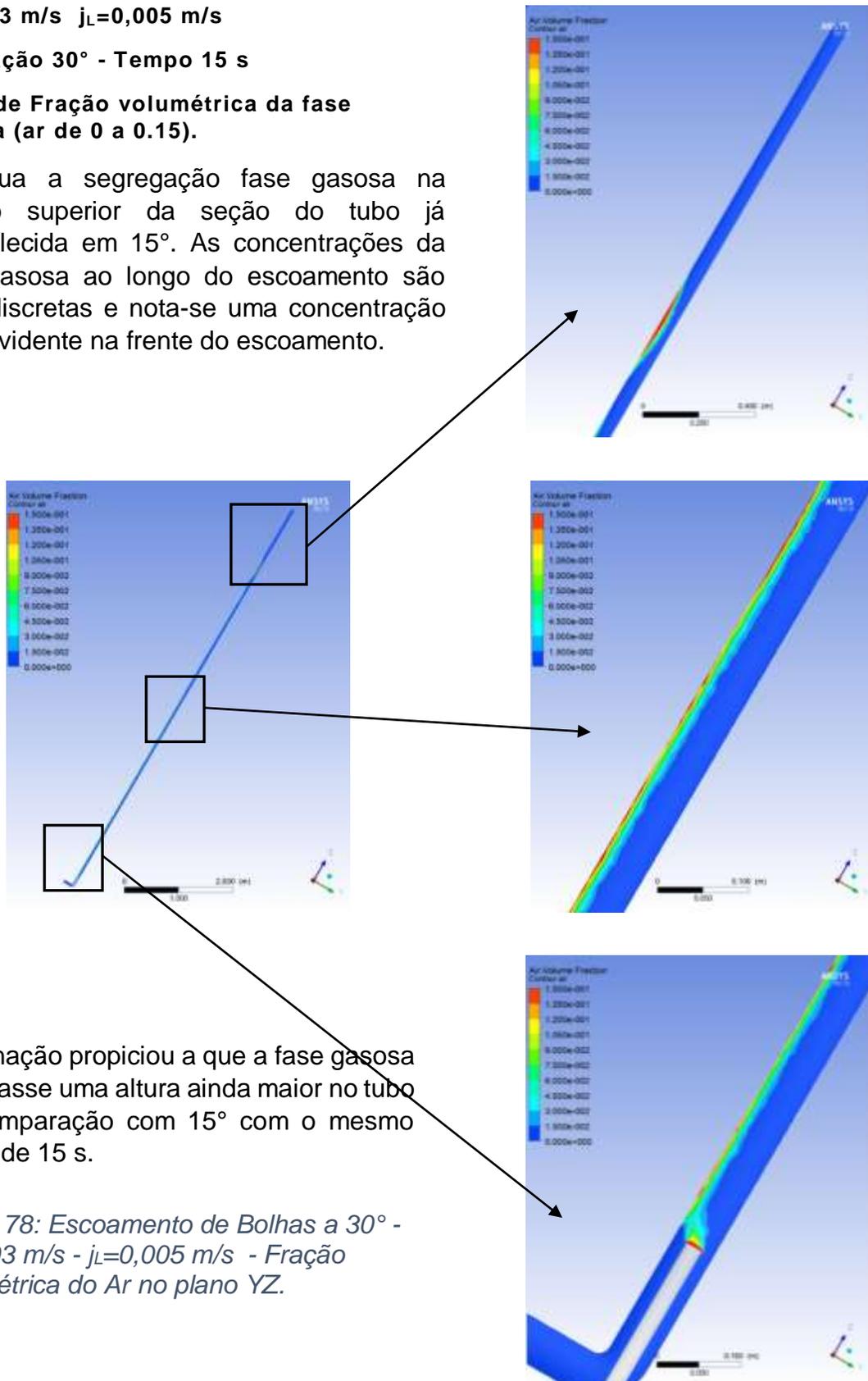
Escoamento de Bolhas 30°

$j_G = 0,03 \text{ m/s}$ $j_L = 0,005 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s

Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar de 0 a 0.15).

Continua a segregação fase gasosa na porção superior da seção do tubo já estabelecida em 15°. As concentrações da fase gasosa ao longo do escoamento são mais discretas e nota-se uma concentração mais evidente na frente do escoamento.



A inclinação propiciou a que a fase gasosa alcançasse uma altura ainda maior no tubo em comparação com 15° com o mesmo tempo de 15 s.

Figura 78: Escoamento de Bolhas a 30° - $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ - $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

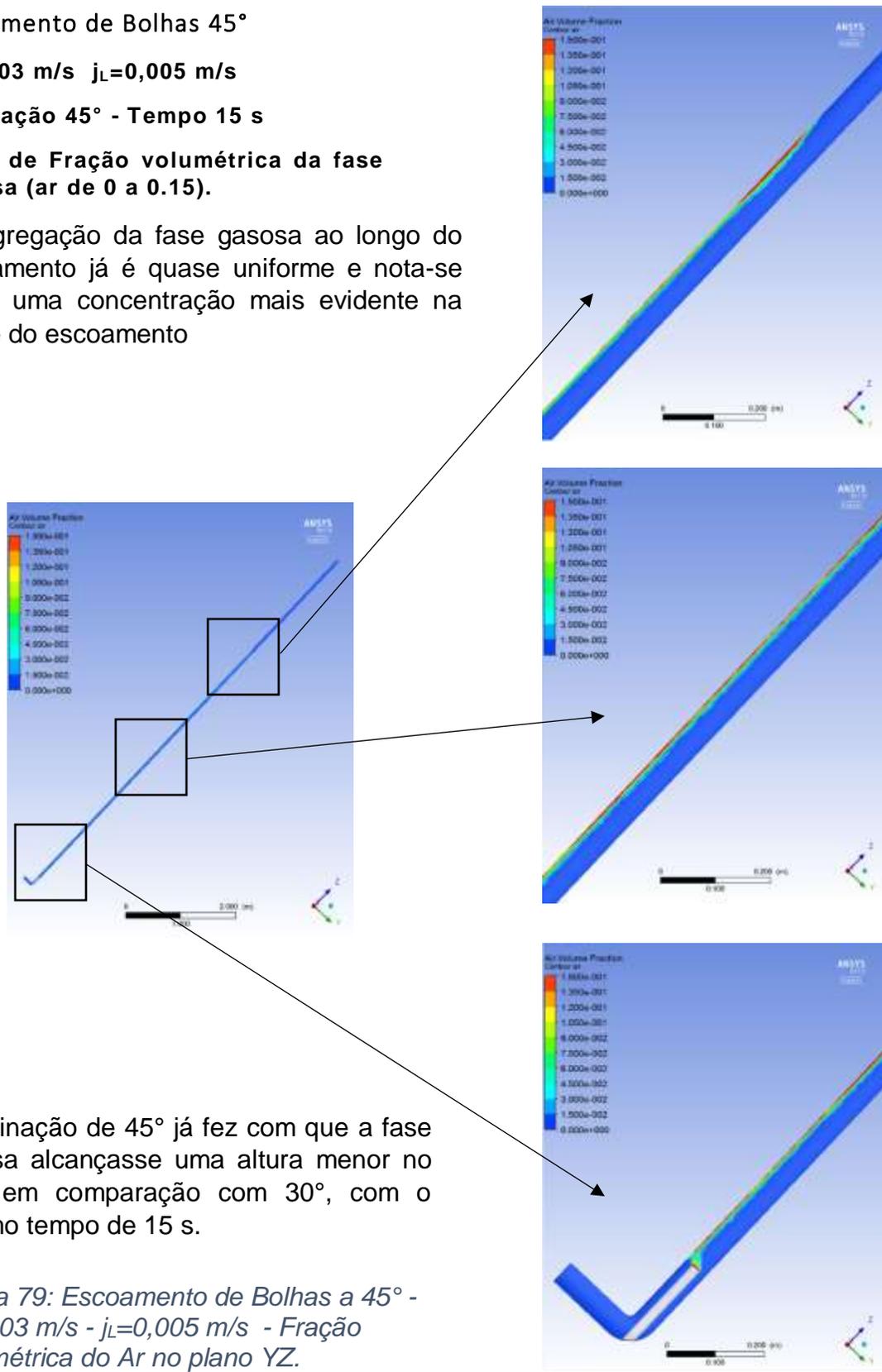
Escoamento de Bolhas 45°

$j_G = 0,03 \text{ m/s}$ $j_L = 0,005 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s

Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar de 0 a 0.15).

A segregação da fase gasosa ao longo do escoamento já é quase uniforme e nota-se ainda uma concentração mais evidente na frente do escoamento



A inclinação de 45° já fez com que a fase gasosa alcançasse uma altura menor no tubo em comparação com 30°, com o mesmo tempo de 15 s.

Figura 79: Escoamento de Bolhas a 45° - $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ - $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

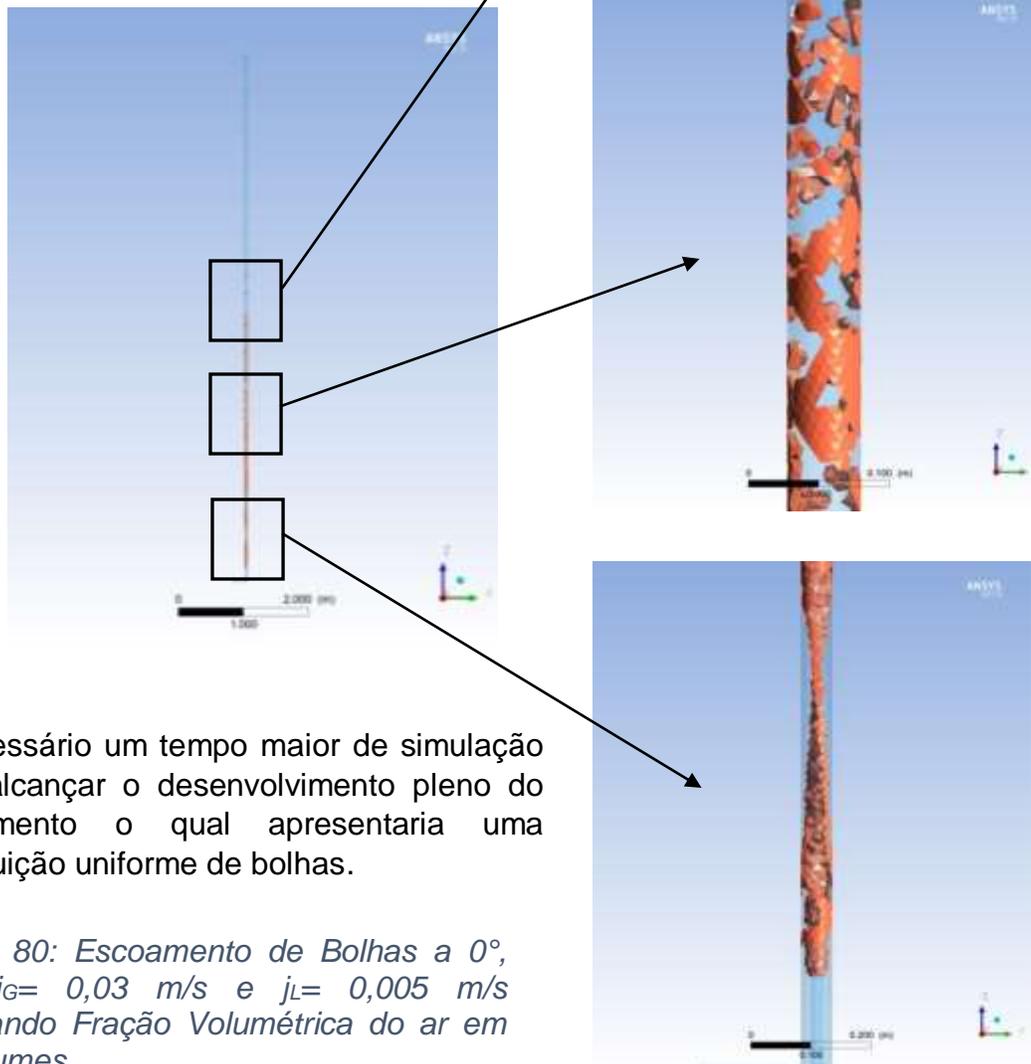
Escoamento de Bolhas 0°

$j_G = 0,03 \text{ m/s}$ $j_L = 0,005 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume = 0,015

A visualização por isovolumes consegue delimitar bem a fase gasosa (ar) de forma bem melhor que o contorno de perfil de fração volumétrica inclusive por ser em 3D. Uma visualização com maiores detalhes que a obtida exigiria um refinamento maior da malha, o que implicaria em um tempo de processamento extremamente longo.



É necessário um tempo maior de simulação para alcançar o desenvolvimento pleno do escoamento o qual apresentaria uma distribuição uniforme de bolhas.

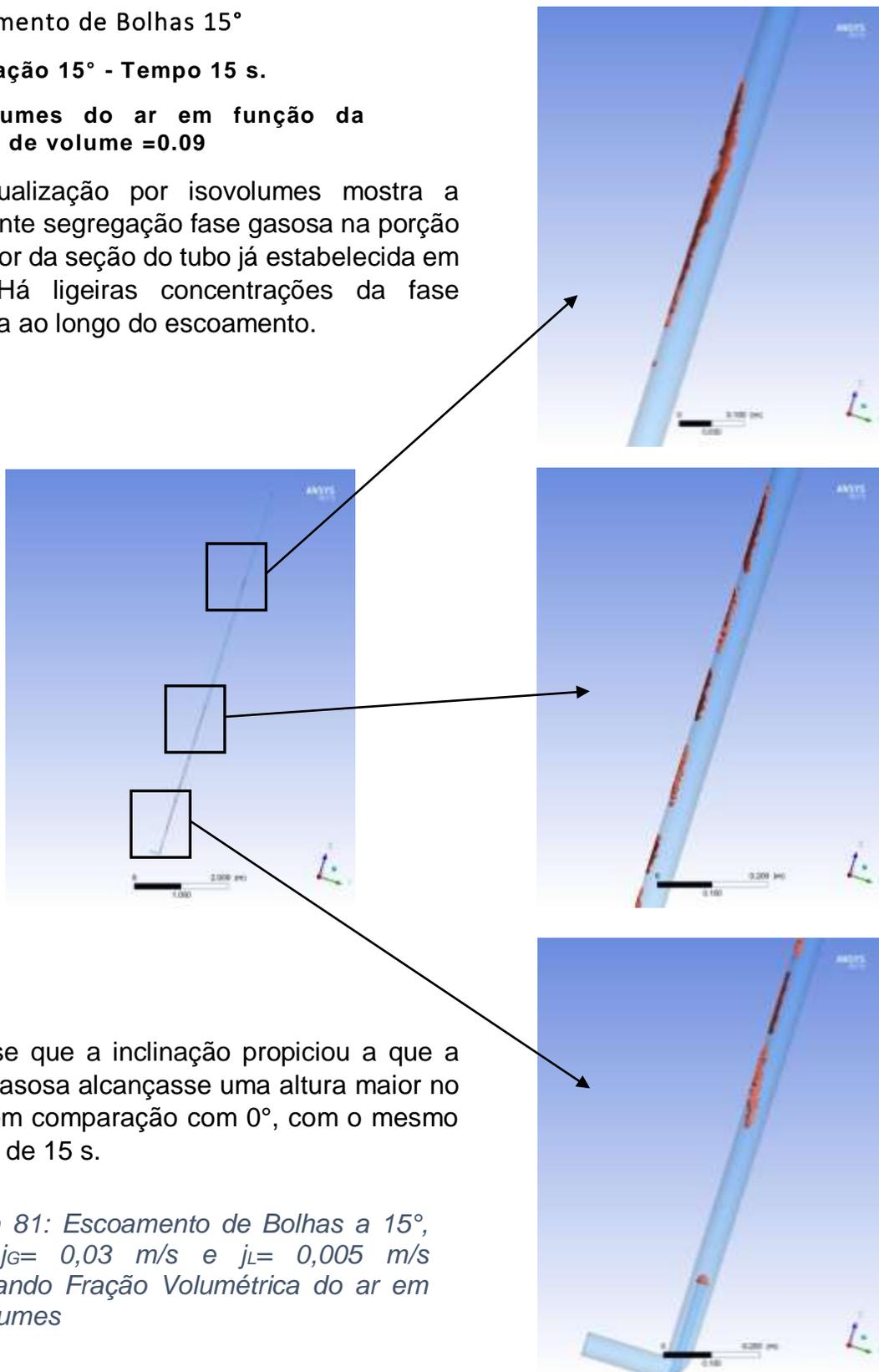
Figura 80: Escoamento de Bolhas a 0°, com $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes.

Escoamento de Bolhas 15°

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume = 0.09

A visualização por isovolumes mostra a marcante segregação fase gasosa na porção superior da seção do tubo já estabelecida em 15°. Há ligeiras concentrações da fase gasosa ao longo do escoamento.



Nota-se que a inclinação propiciou a que a fase gasosa alcançasse uma altura maior no tubo em comparação com 0°, com o mesmo tempo de 15 s.

Figura 81: Escoamento de Bolhas a 15°, com $j_G = 0,03$ m/s e $j_L = 0,005$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

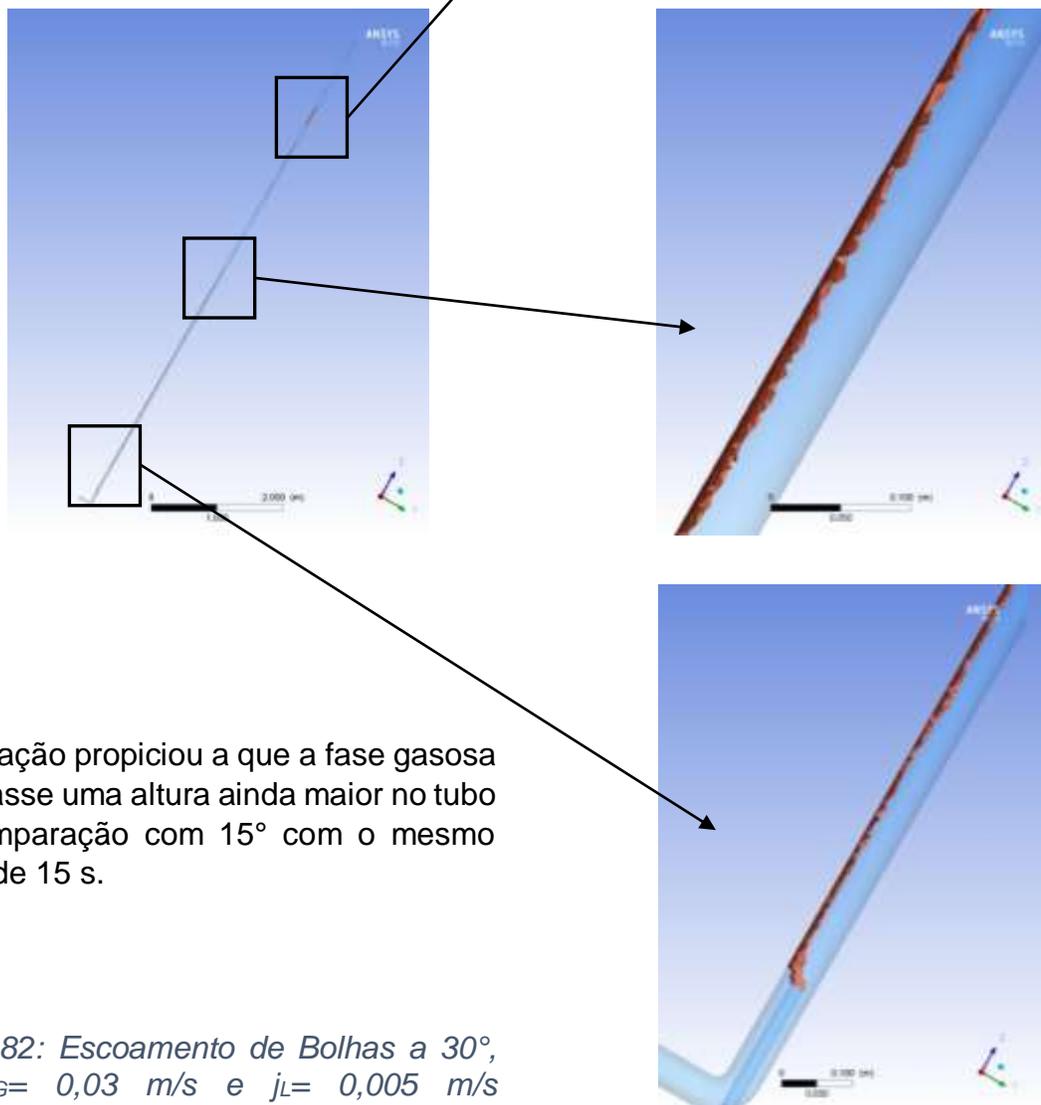
Escoamento de Bolhas 30°

$j_G = 0,03 \text{ m/s}$ $j_L = 0,005 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s

Isovolumes do ar em função da fração de volume ≥ 0.015

Continua a segregação fase gasosa na porção superior da seção do tubo já estabelecida em 15°. As concentrações da fase gasosa ao longo do escoamento quase não notadas com isovolumes, e nota-se uma concentração mais evidente na frente do escoamento



A inclinação propiciou a que a fase gasosa alcançasse uma altura ainda maior no tubo em comparação com 15° com o mesmo tempo de 15 s.

Figura 82: Escoamento de Bolhas a 30°, com $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

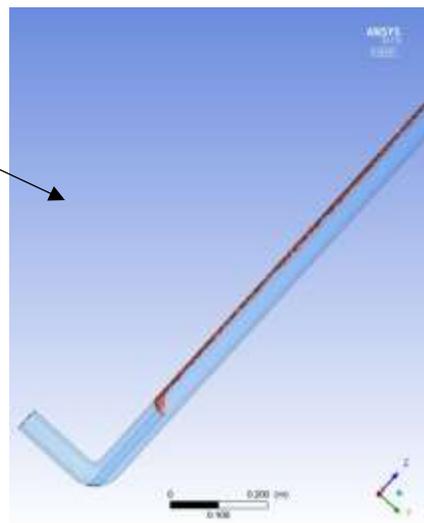
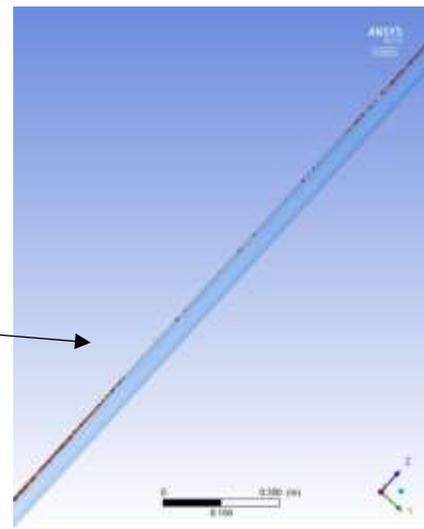
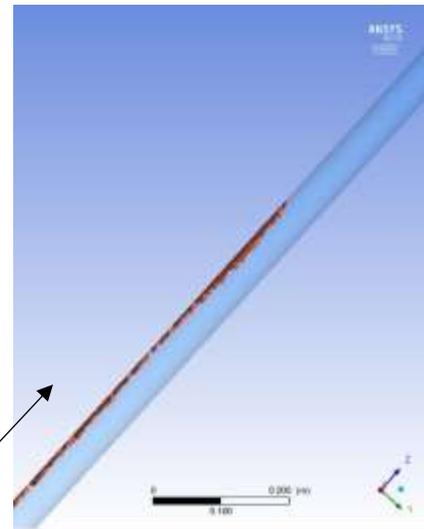
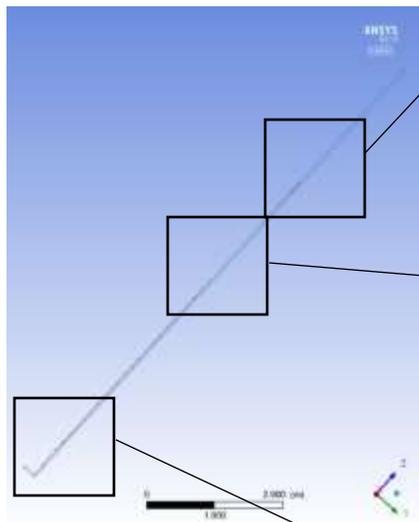
Escoamento de Bolhas 45°

$j_G = 0,03 \text{ m/s}$ $j_L = 0,005 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s

Isovolumes do ar em função da fração de volume ≥ 0.015

A segregação da fase gasosa ao longo do escoamento já é quase uniforme embora por isovolumes se possa ver um trecho onde ela é mínima. Nota-se ainda uma certa concentração na frente do escoamento



A inclinação de 45° já fez com que a fase gasosa alcançasse uma altura menor no tubo em comparação com 30°, com o mesmo tempo de 15 s.

Figura 83: Escoamento de Bolhas a 45°, com $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

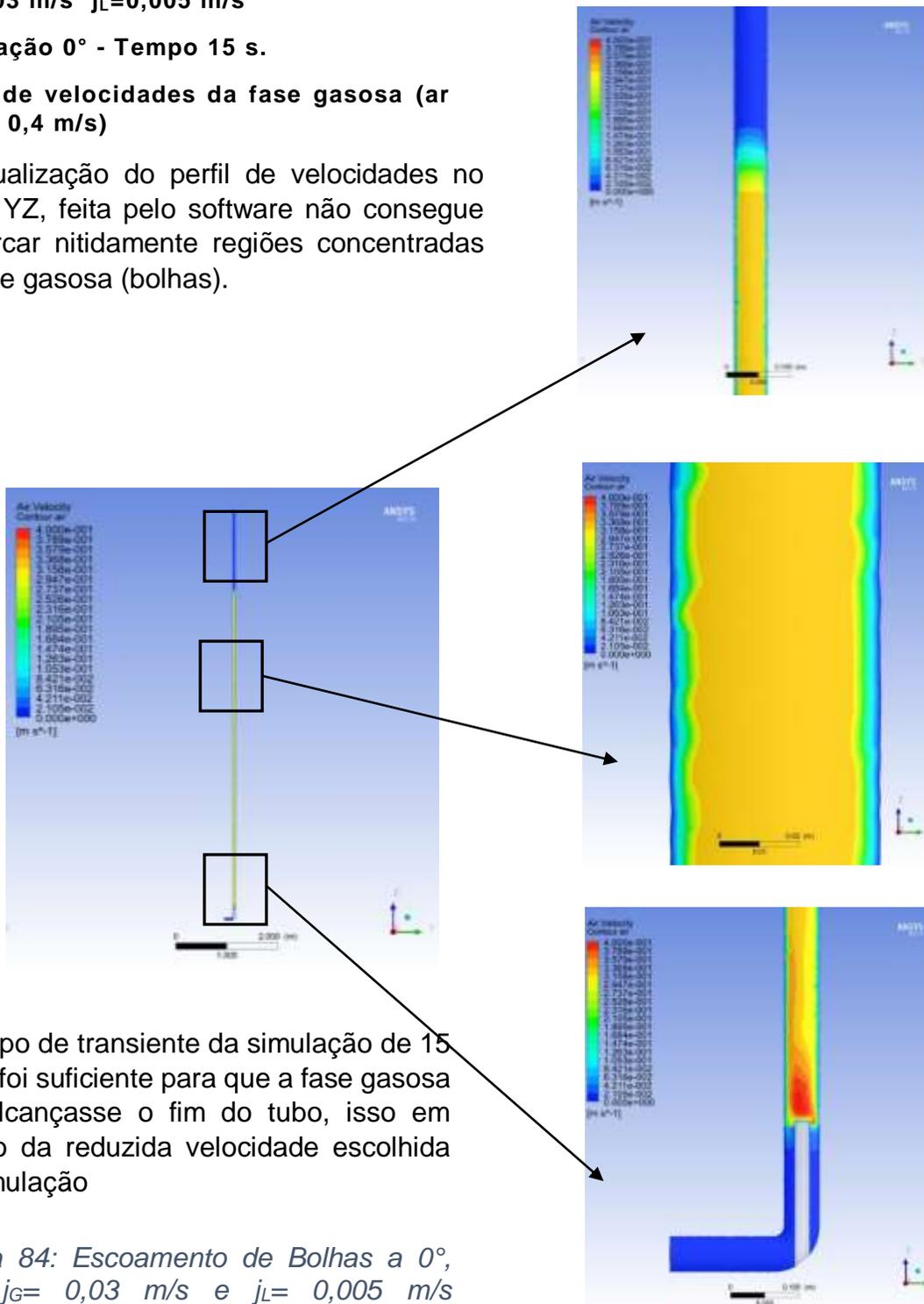
Escoamento de Bolhas 0°

$j_G = 0,03 \text{ m/s}$ $j_L = 0,005 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa (ar de 0 a 0,4 m/s)

A visualização do perfil de velocidades no plano YZ, feita pelo software não consegue demarcar nitidamente regiões concentradas da fase gasosa (bolhas).



O tempo de transiente da simulação de 15 s não foi suficiente para que a fase gasosa (ar) alcançasse o fim do tubo, isso em função da reduzida velocidade escolhida na simulação

Figura 84: Escoamento de Bolhas a 0°, com $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.

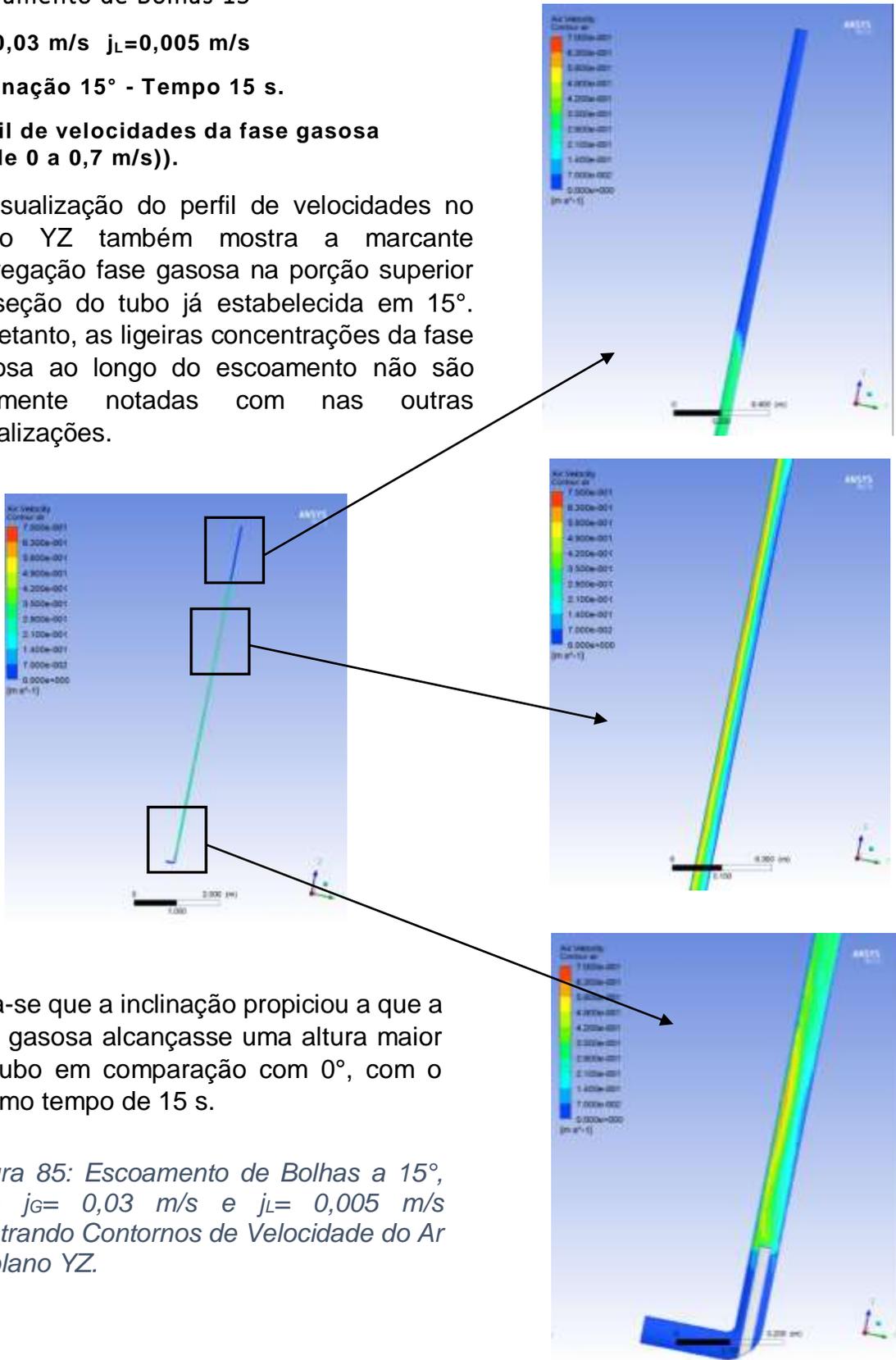
Escoamento de Bolhas 15°

$$j_G = 0,03 \text{ m/s} \quad j_L = 0,005 \text{ m/s}$$

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa
(ar de 0 a 0,7 m/s).

A visualização do perfil de velocidades no plano YZ também mostra a marcante segregação fase gasosa na porção superior da seção do tubo já estabelecida em 15°. Entretanto, as ligeiras concentrações da fase gasosa ao longo do escoamento não são facilmente notadas com nas outras visualizações.



Nota-se que a inclinação propiciou a que a fase gasosa alcançasse uma altura maior no tubo em comparação com 0°, com o mesmo tempo de 15 s.

Figura 85: Escoamento de Bolhas a 15°, com $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.

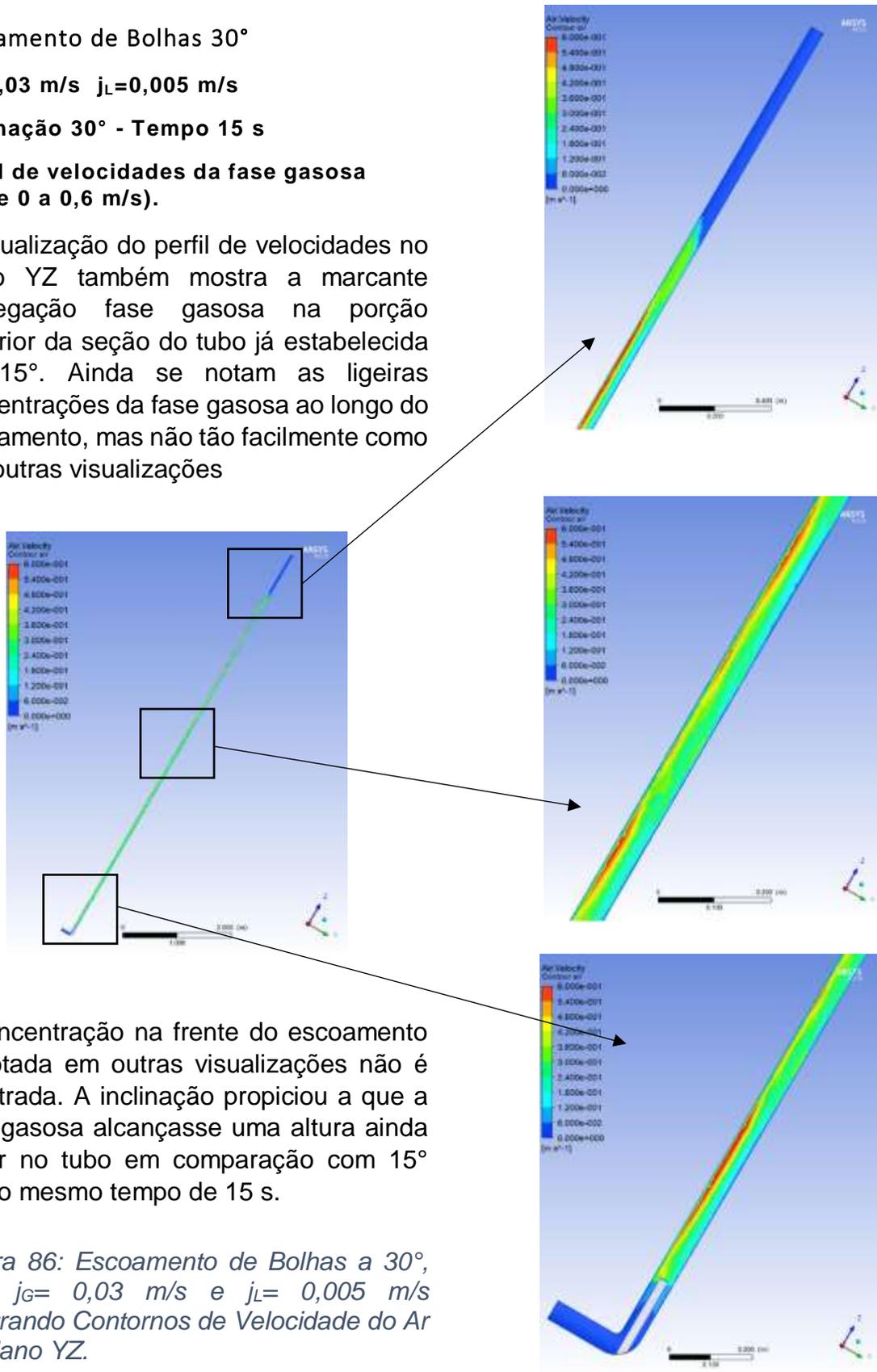
Escoamento de Bolhas 30°

$$j_G = 0,03 \text{ m/s} \quad j_L = 0,005 \text{ m/s}$$

Inclinação 30° - Tempo 15 s

Perfil de velocidades da fase gasosa
(ar de 0 a 0,6 m/s).

A visualização do perfil de velocidades no plano YZ também mostra a marcante segregação fase gasosa na porção superior da seção do tubo já estabelecida em 15°. Ainda se notam as ligeiras concentrações da fase gasosa ao longo do escoamento, mas não tão facilmente como nas outras visualizações



A concentração na frente do escoamento já notada em outras visualizações não é registrada. A inclinação propiciou a que a fase gasosa alcançasse uma altura ainda maior no tubo em comparação com 15° com o mesmo tempo de 15 s.

Figura 86: Escoamento de Bolhas a 30°, com $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.

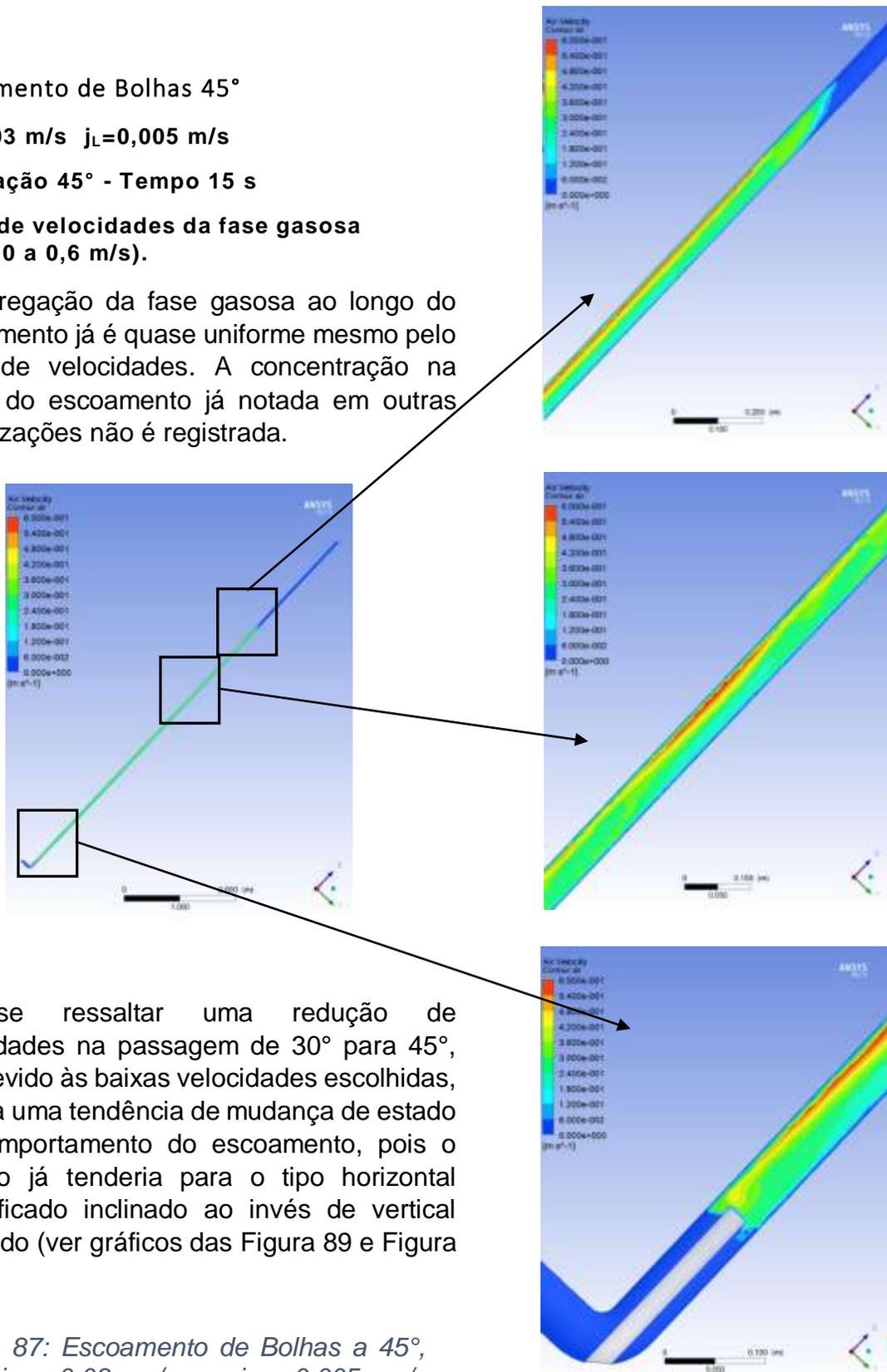
Escoamento de Bolhas 45°

$j_G = 0,03 \text{ m/s}$ $j_L = 0,005 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s

Perfil de velocidades da fase gasosa
(ar de 0 a 0,6 m/s).

A segregação da fase gasosa ao longo do escoamento já é quase uniforme mesmo pelo perfil de velocidades. A concentração na frente do escoamento já notada em outras visualizações não é registrada.



Deve-se ressaltar uma redução de velocidades na passagem de 30° para 45°, que devido às baixas velocidades escolhidas, mostra uma tendência de mudança de estado de comportamento do escoamento, pois o mesmo já tenderia para o tipo horizontal estratificado inclinado ao invés de vertical inclinado (ver gráficos das Figura 89 e Figura 90);

Figura 87: Escoamento de Bolhas a 45°, com $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,005 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.

Escoamento de Bolhas - Gráficos de Fração Volumétrica do Ar- $j_G= 0,03 \text{ m/s}$ $j_L=0,005 \text{ m/s}$

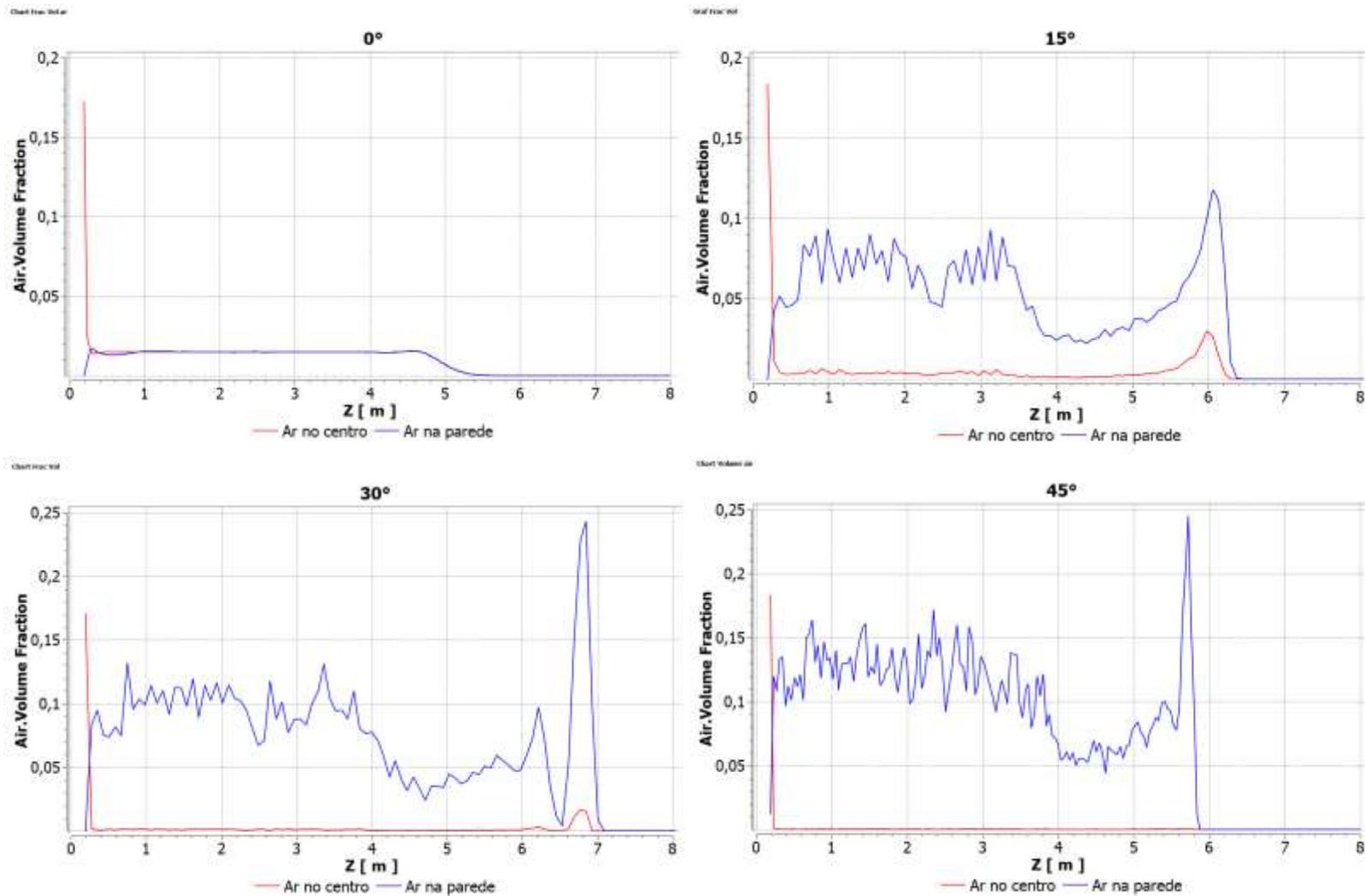


Figura 88: Escoamento de Bolhas – Gráficos de Fração Volumétrica do Ar.

Escoamento de Bolhas - Gráficos de Velocidade do Ar - $j_G = 0,03 \text{ m/s}$ $j_L = 0,005 \text{ m/s}$

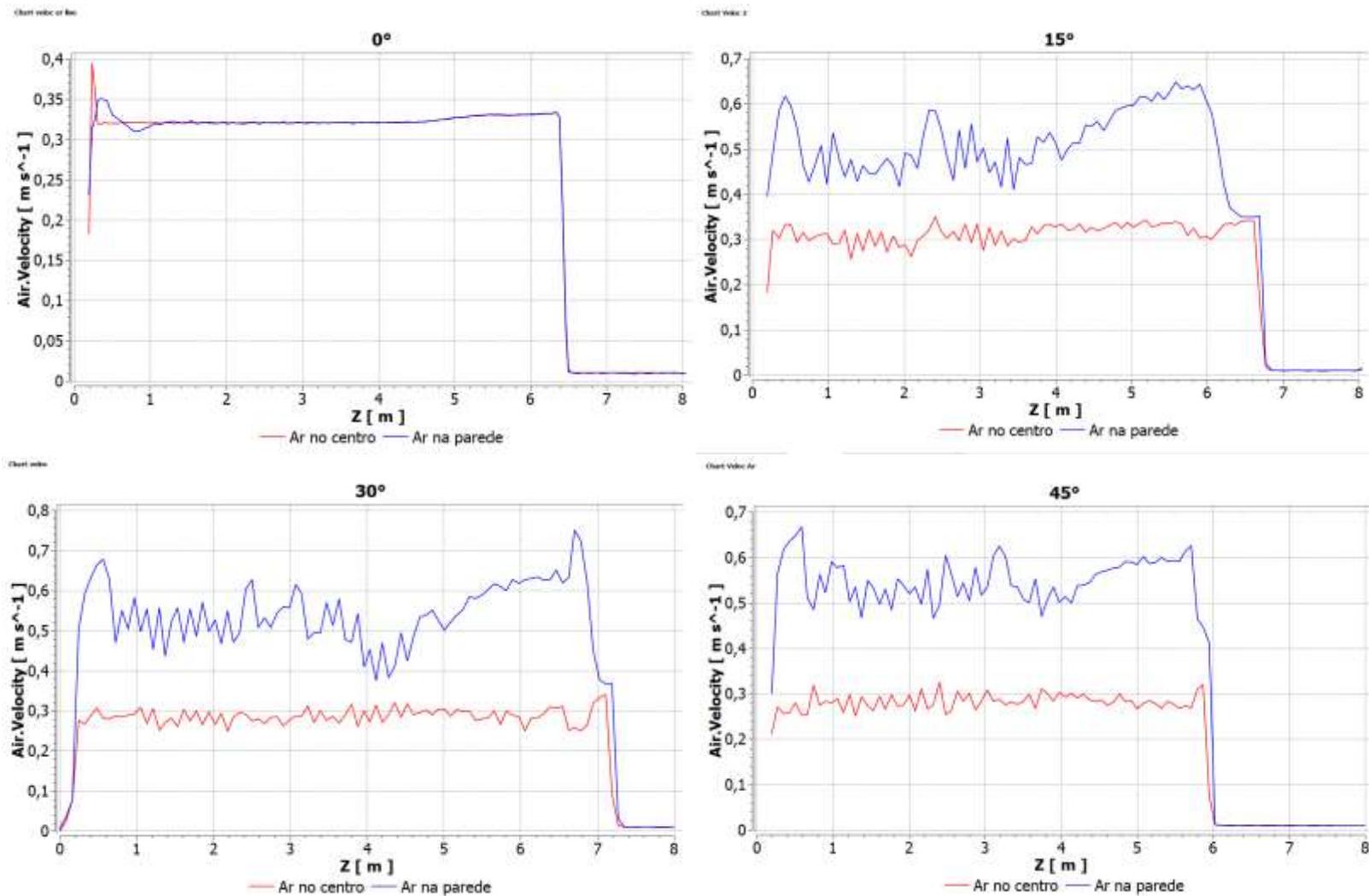


Figura 89: Escoamento de Bolhas – Gráficos de Velocidade do Ar.

Escoamento de Bolhas - Gráficos de Velocidade Superficial do Ar e da Água- $j_G= 0,03 \text{ m/s}$ $j_L=0,005 \text{ m/s}$

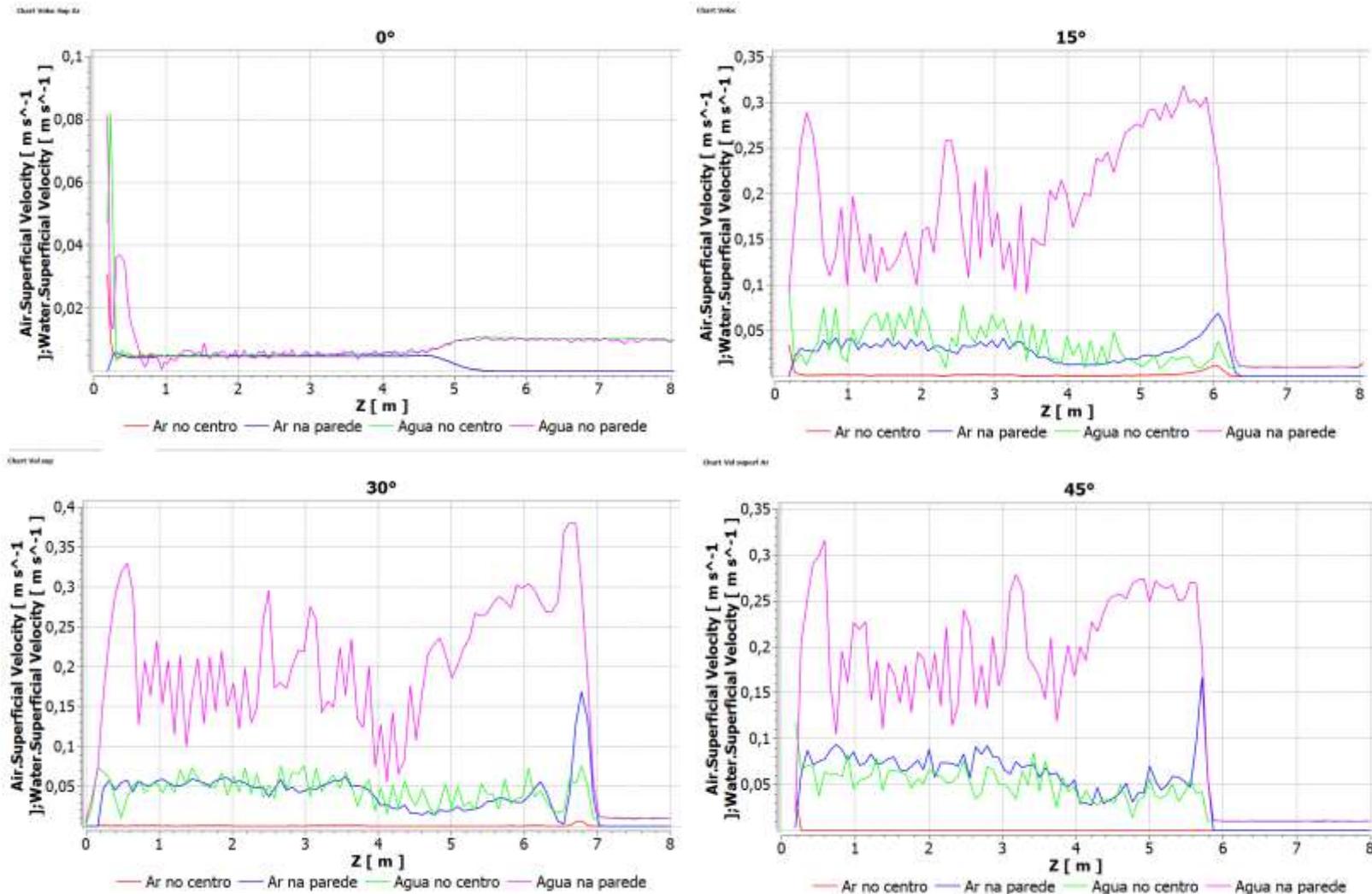


Figura 90: Escoamento de Bolhas – Gráficos de Velocidade Superficial das Fases.

4.2.2 Região de Escoamento Pistonado

Foi simulado no ANSYS CFX o ponto mostrado no gráfico de Taitel abaixo que corresponde a um escoamento pistonado ou “slug” (Figura 91).

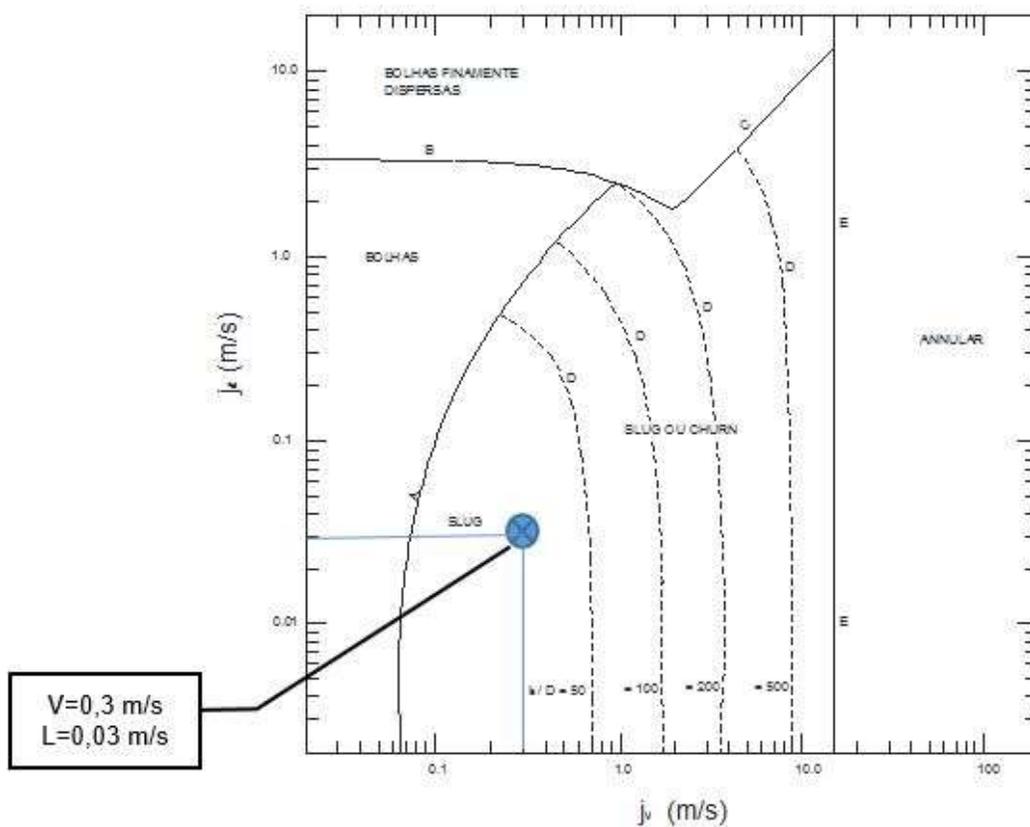


Figura 91: Gráfico construído a partir do elaborado por Taitel et al para escoamento ar/água em tubo de 50 mm de diâmetro interno e pressão atmosférica com pontos escolhidos para simulação no CFX na região de slug.

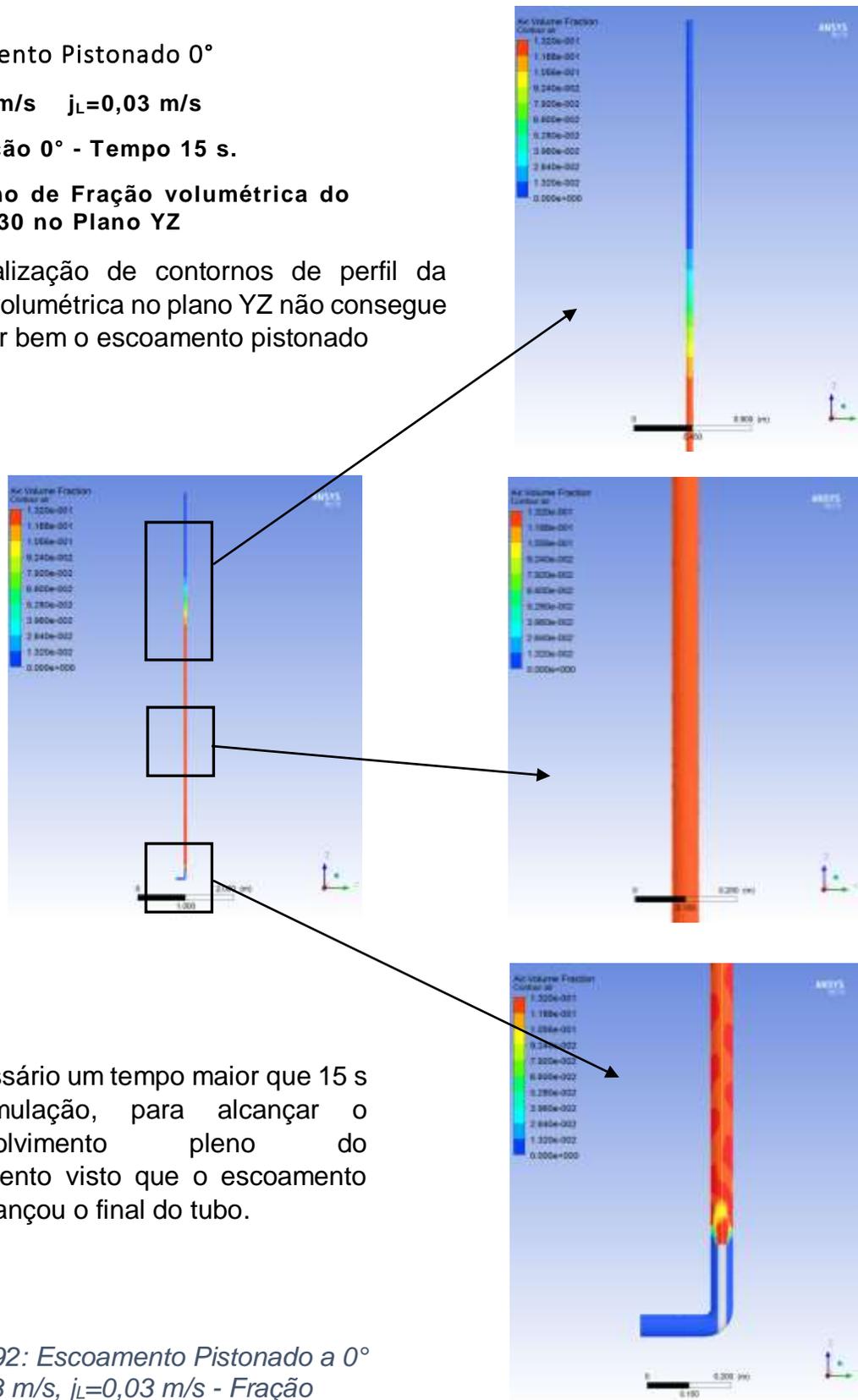
Escoamento Pistonado 0°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Contorno de Fração volumétrica do ar = 0,130 no Plano YZ

A visualização de contornos de perfil da fração volumétrica no plano YZ não consegue delimitar bem o escoamento pistonado



É necessário um tempo maior que 15 s de simulação, para alcançar o desenvolvimento pleno do escoamento visto que o escoamento não alcançou o final do tubo.

Figura 92: Escoamento Pistonado a 0° - $j_G = 0,3 \text{ m/s}$, $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

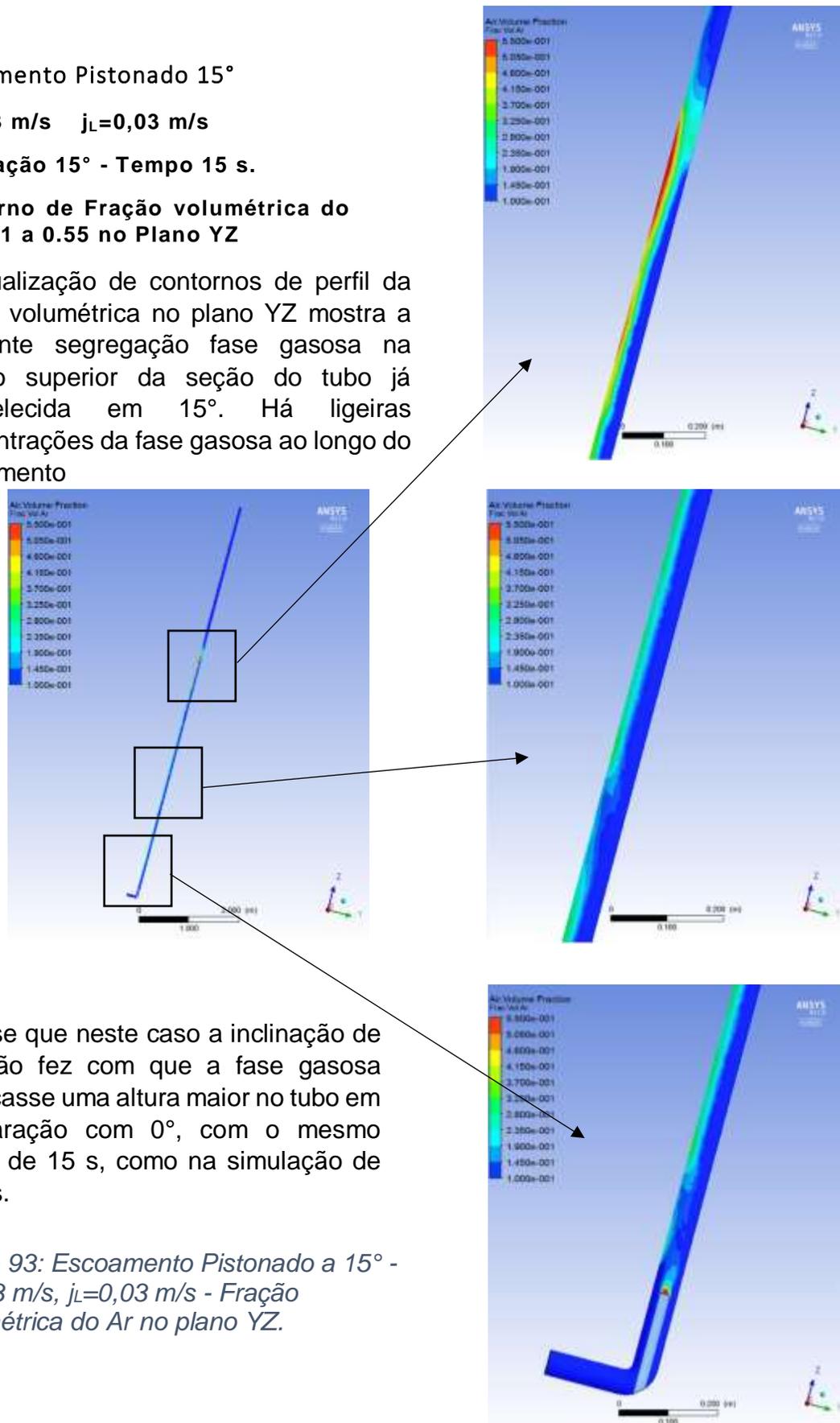
Escoamento Pistonado 15°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Contorno de Fração volumétrica do ar = 0,1 a 0,55 no Plano YZ

A visualização de contornos de perfil da fração volumétrica no plano YZ mostra a marcante segregação fase gasosa na porção superior da seção do tubo já estabelecida em 15°. Há ligeiras concentrações da fase gasosa ao longo do escoamento



Nota-se que neste caso a inclinação de 15° não fez com que a fase gasosa alcançasse uma altura maior no tubo em comparação com 0°, com o mesmo tempo de 15 s, como na simulação de bolhas.

Figura 93: Escoamento Pistonado a 15° - $j_G = 0,3 \text{ m/s}$, $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

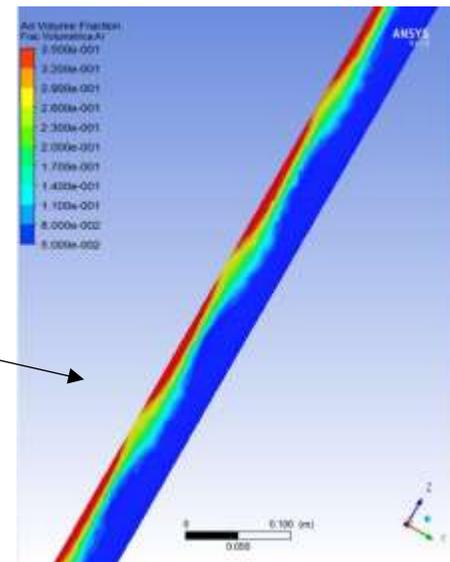
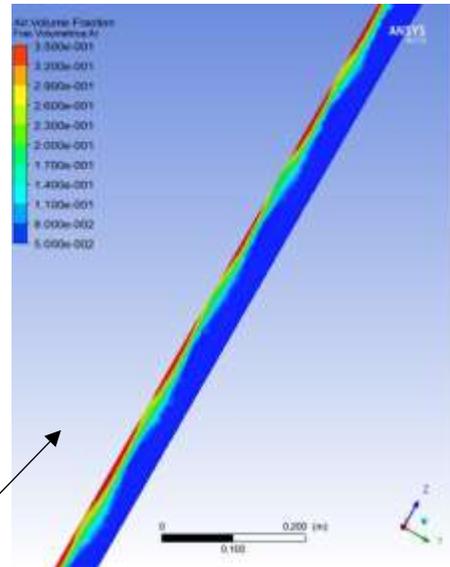
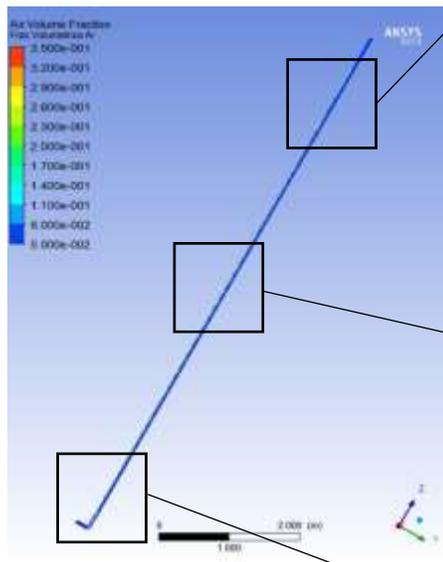
Escoamento Pistonado 30°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s.

Contorno de Fração volumétrica do ar = 0,05 a 0,35 no Plano YZ

A visualização de contornos de perfil da fração volumétrica no plano YZ mostra a marcante segregação fase gasosa na porção superior da seção do tubo já estabelecida em 15°. Há porções da fase gasosa ao longo do escoamento regularmente espaçadas



A inclinação de 30° neste caso já fez com que a fase gasosa alcançasse uma altura ainda maior no tubo em comparação com 0° e 15°, com o mesmo tempo de 15 s

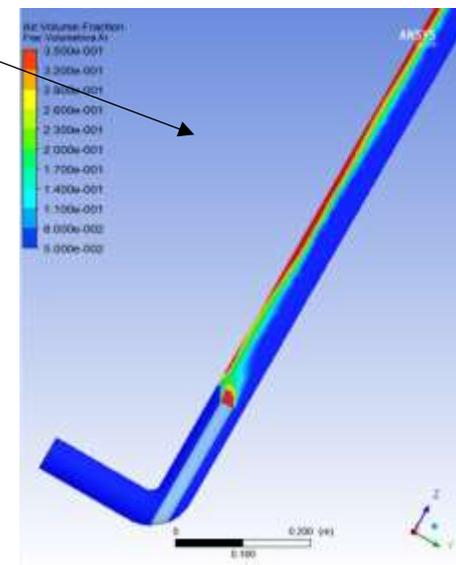


Figura 94: Escoamento Pistonado a 30° - $j_G = 0,3 \text{ m/s}$, $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

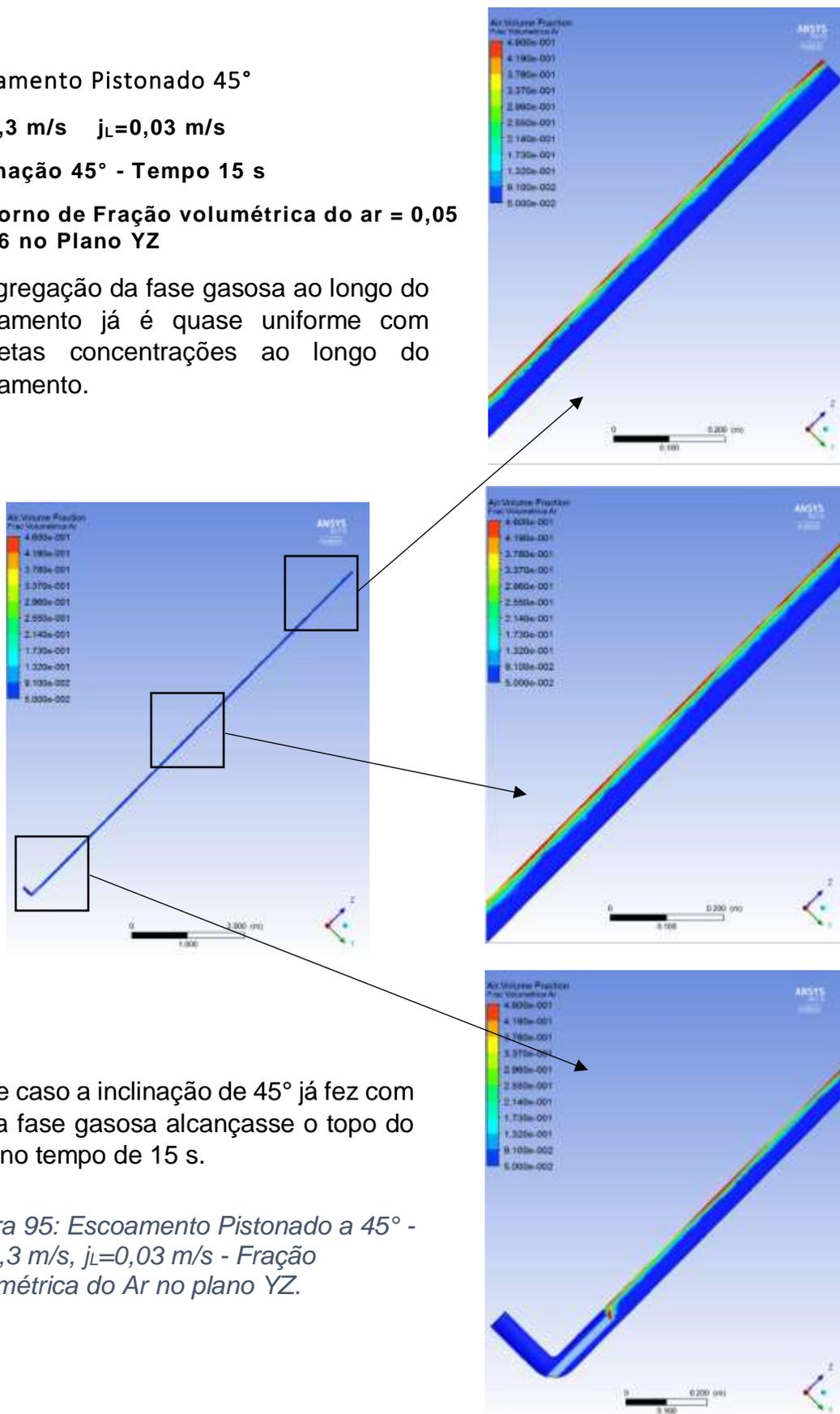
Escoamento Pistonado 45°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s

Contorno de Fração volumétrica do ar = 0,05 a 0,46 no Plano YZ

A segregação da fase gasosa ao longo do escoamento já é quase uniforme com discretas concentrações ao longo do escoamento.



Neste caso a inclinação de 45° já fez com que a fase gasosa alcançasse o topo do tubo no tempo de 15 s.

Figura 95: Escoamento Pistonado a 45° - $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ - $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

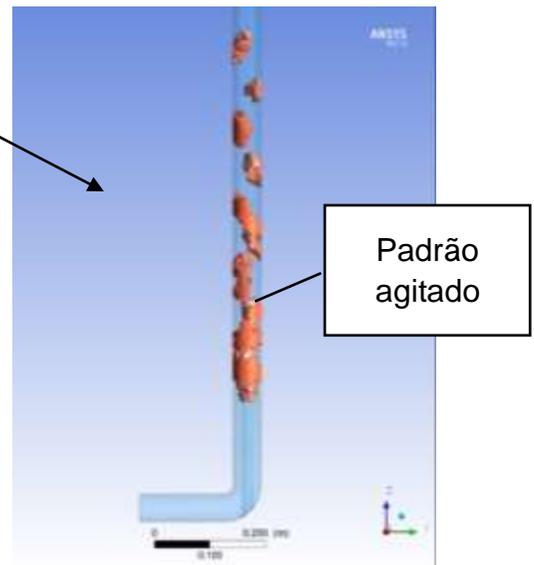
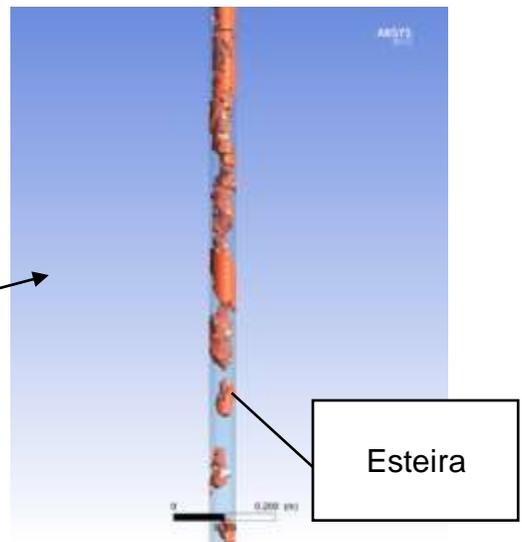
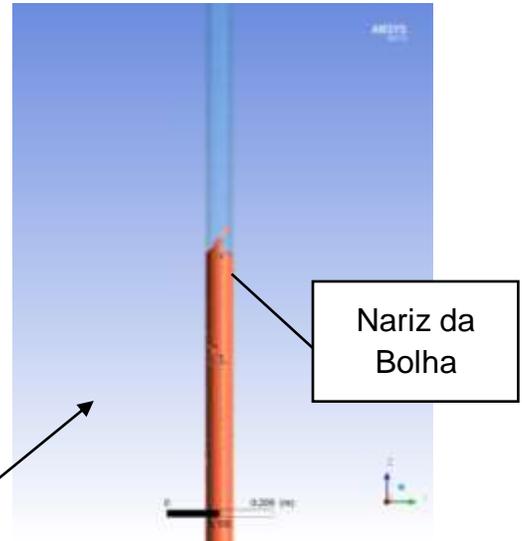
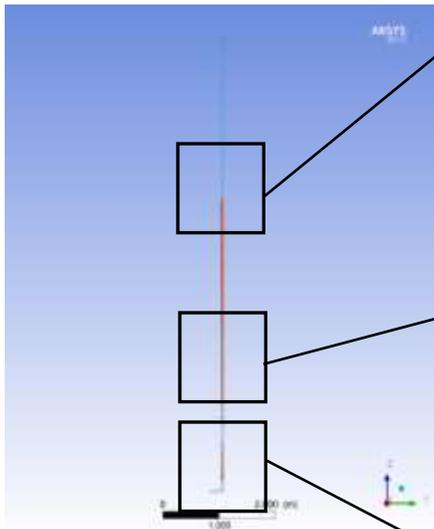
Escoamento Pistonado 0°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Isovolume de ar: com Fração Volumétrica=0,130

Vê-se a visualização em 3D possibilitada pelos isovolumes de fração volumétrica de ar do CFX de um slug bem característico, com a formação do perfil agitado que o precede tal como previsto por Taitel



Também neste escoamento pistonado é necessário um tempo maior de simulação para alcançar o pleno desenvolvimento.

Figura 96: Escoamento Pistonado a 0°, com $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

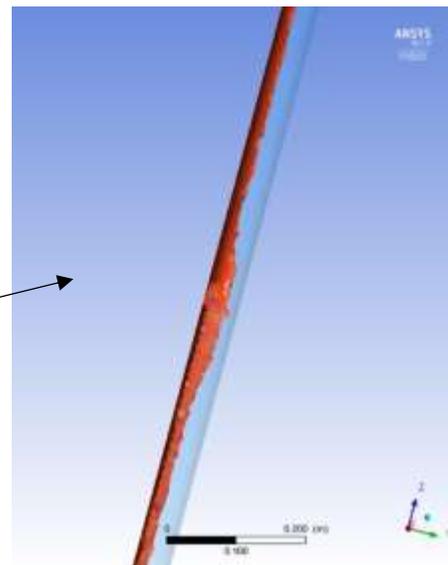
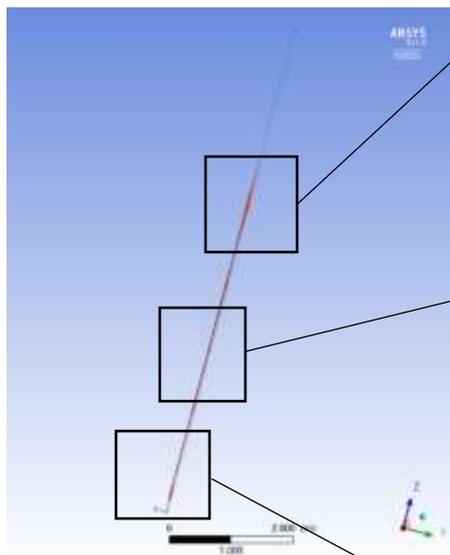
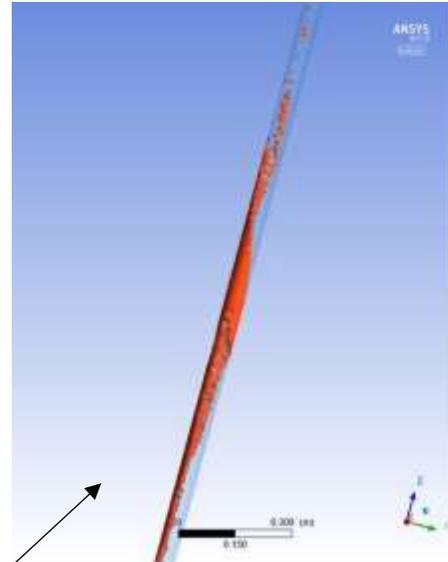
Escoamento Pistonado 15°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume do ar = 0.1 a 0.6

A visualização por isovolumes em 3D mostra bem a deformação do slug contra a parede superior da seção do tubo na inclinação de 15°.



A inclinação propiciou a que a fase gasosa alcançasse uma altura maior no tubo em comparação com 0°, com o mesmo tempo de 15 s.

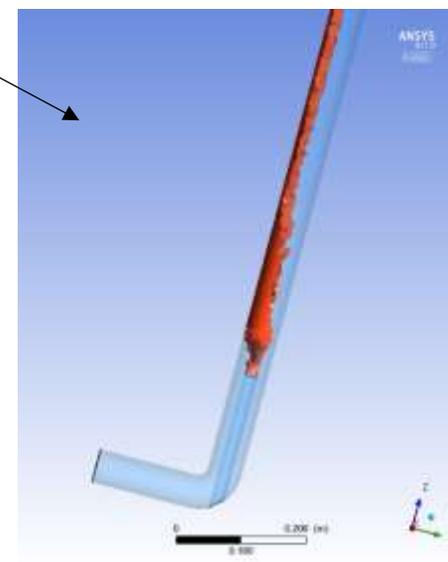


Figura 97: Escoamento Pistonado a 15°, com $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

Escoamento Pistonado 30°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume do ar = 0.05 a 0.35

Em 30° pode-se perceber os bolsões de ar regularmente espaçados, mas que de tão deformados pelo efeito da inclinação não tem a forma normal de slug. A inclinação faz inclusive com que os bolsões ganhem velocidade alcançando o fim do tubo.

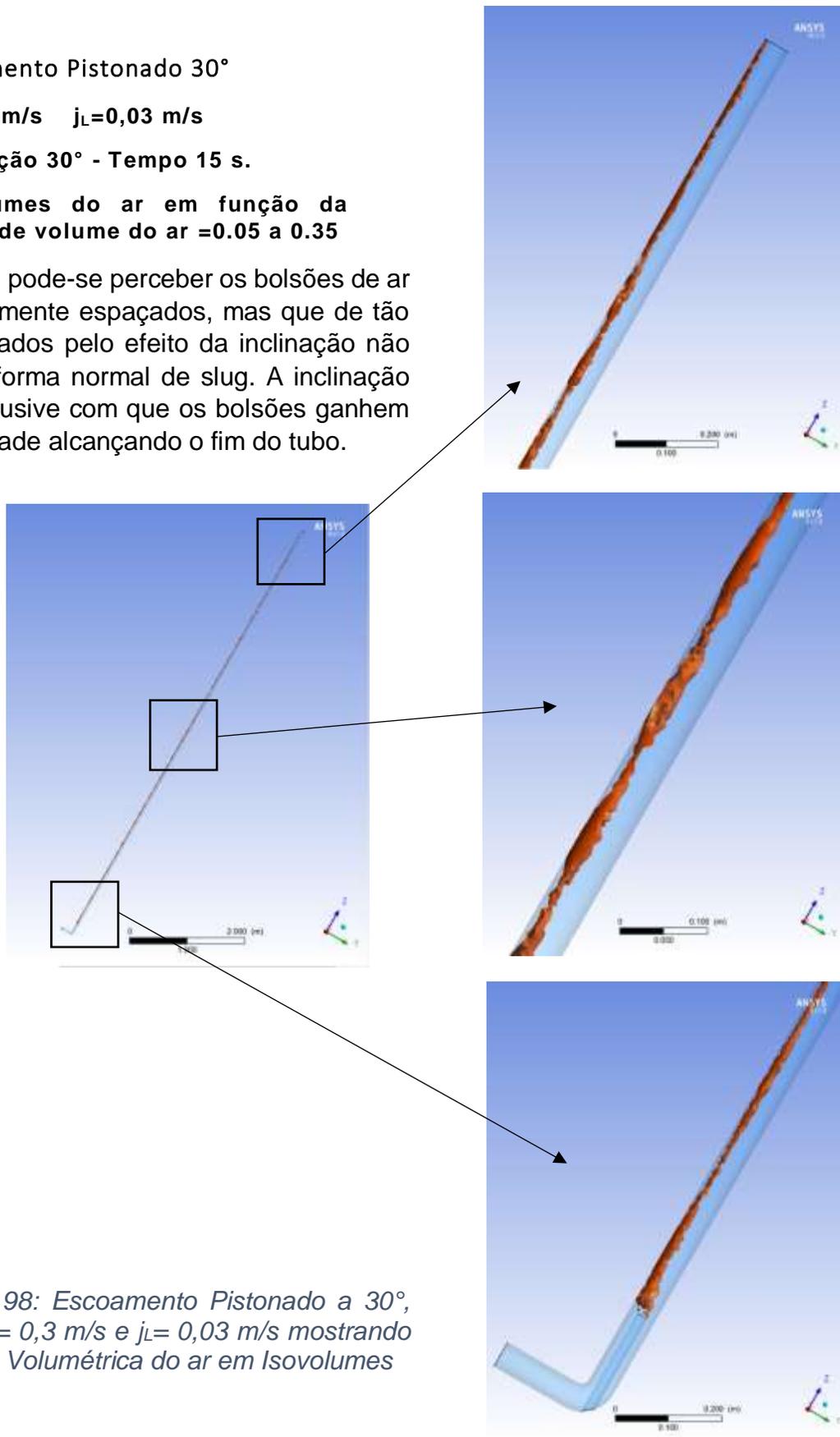


Figura 98: Escoamento Pistonado a 30°, com $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

Escoamento Pistonado 45°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s

Isovolumes do ar em função da fração de volume do ar = 0.05 a 0.46

Em 45° pode-se perceber os bolsões de ar ainda regularmente espaçados, mas mais deformados pelo efeito da inclinação. A inclinação faz inclusive com que os bolsões ganhem velocidade alcançando o fim do tubo

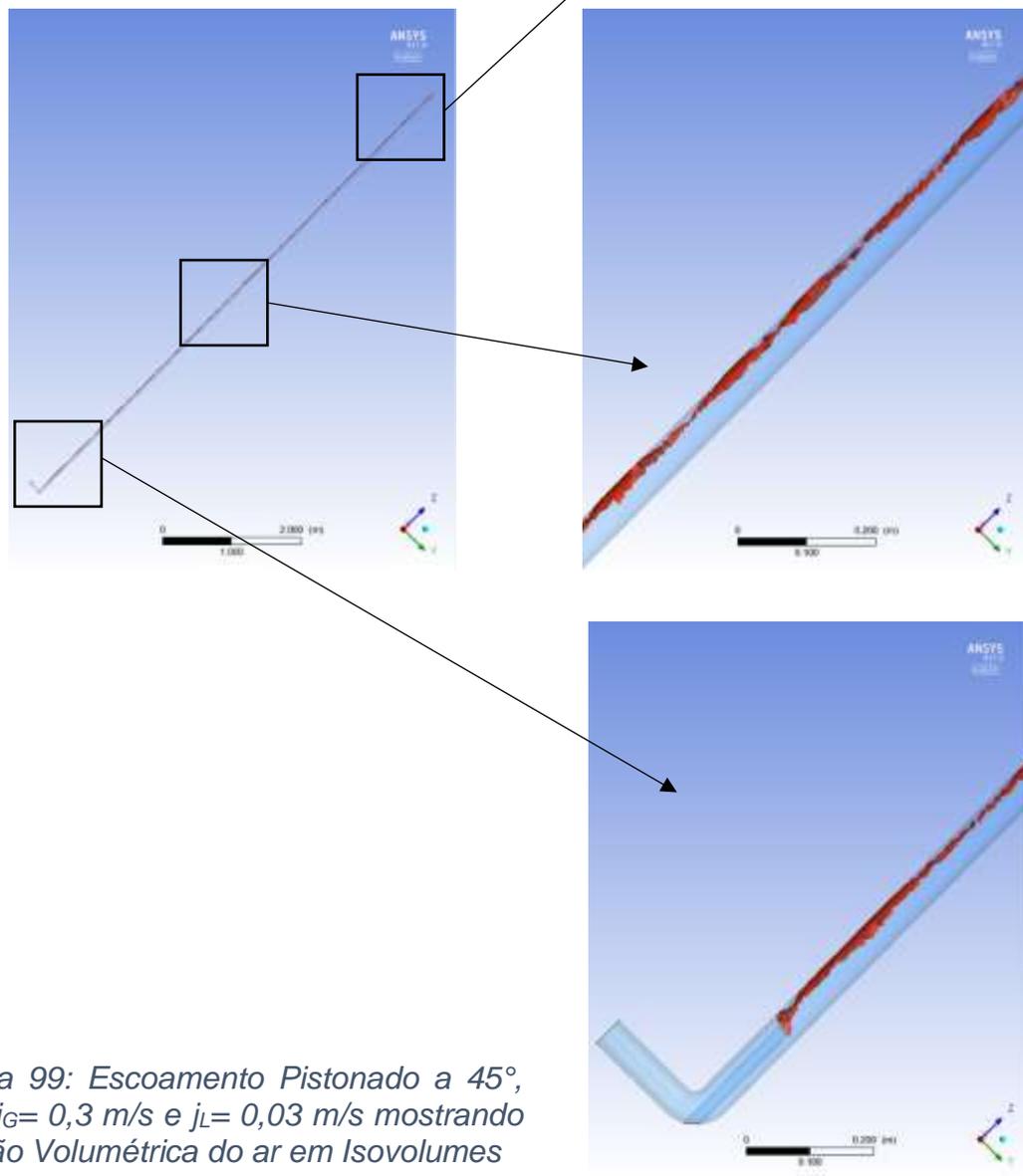


Figura 99: Escoamento Pistonado a 45°, com $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

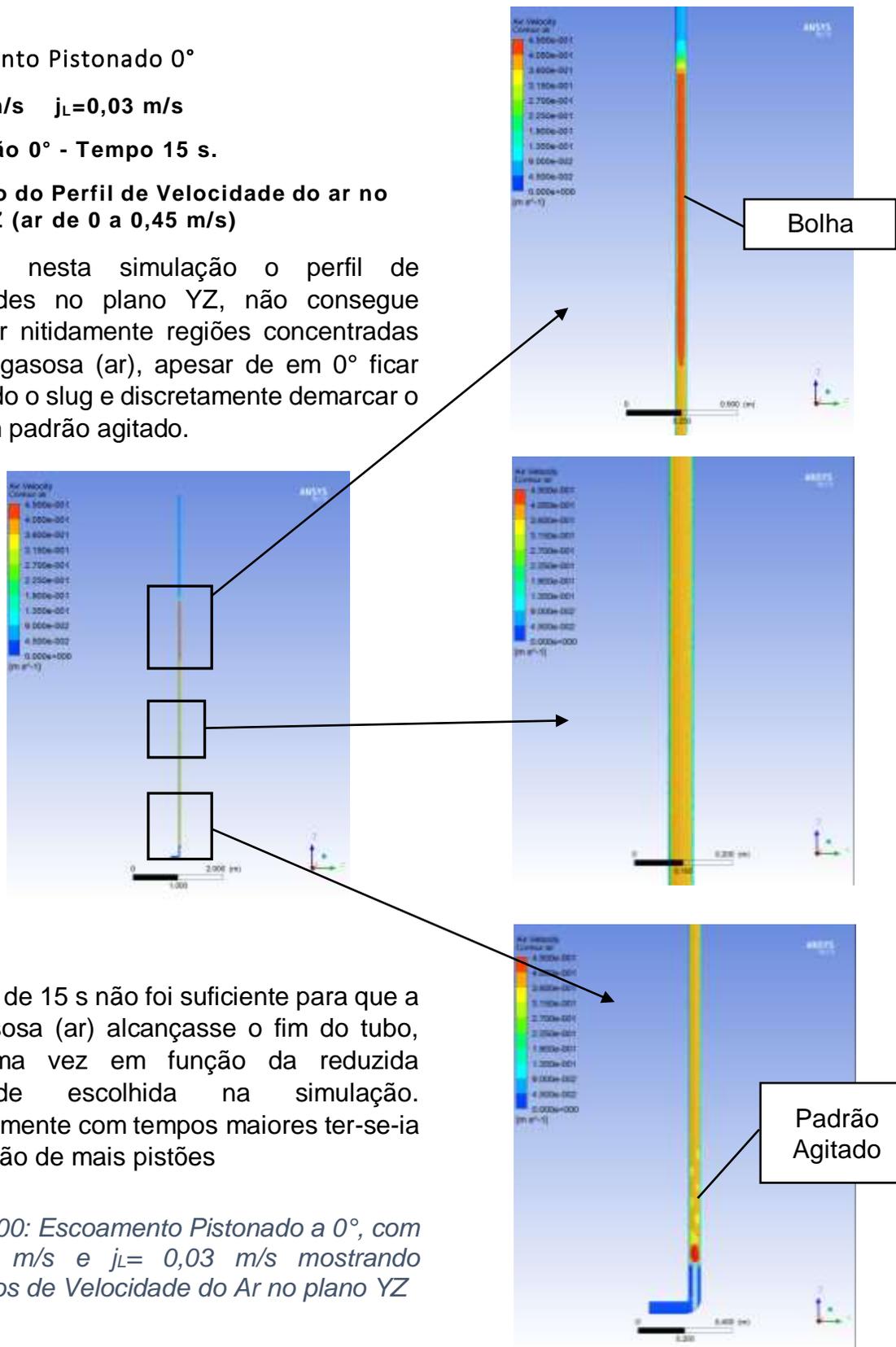
Escoamento Pistonado 0°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Contorno do Perfil de Velocidade do ar no Plano YZ (ar de 0 a 0,45 m/s)

Também nesta simulação o perfil de velocidades no plano YZ, não consegue demarcar nitidamente regiões concentradas da fase gasosa (ar), apesar de em 0° ficar bem nítido o slug e discretamente demarcar o início em padrão agitado.



O tempo de 15 s não foi suficiente para que a fase gasosa (ar) alcançasse o fim do tubo, mais uma vez em função da reduzida velocidade escolhida na simulação. Provavelmente com tempos maiores ter-se-ia a formação de mais pistões

Figura 100: Escoamento Pistonado a 0°, com $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ

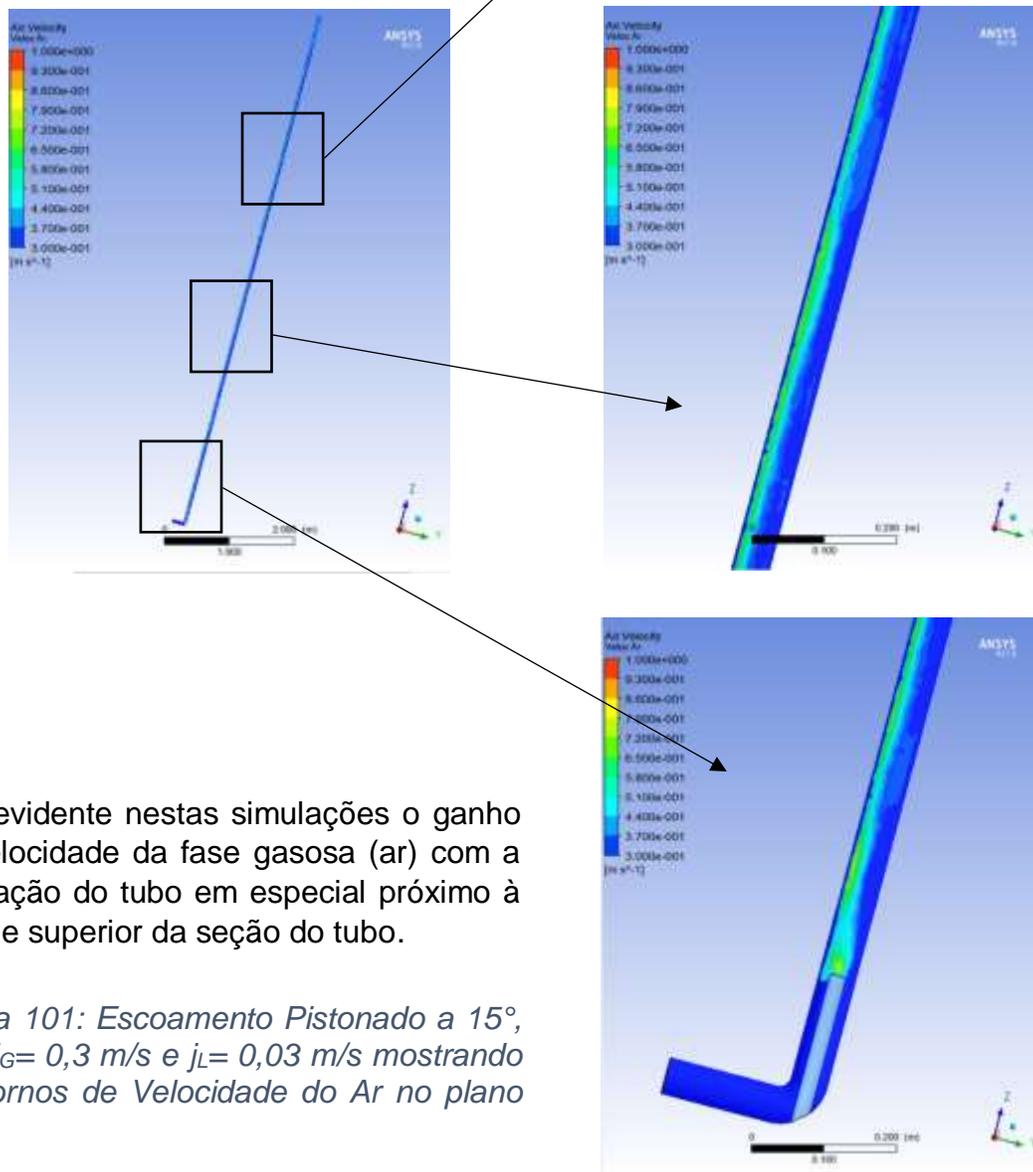
Escoamento Pistonado 15°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Contorno do Perfil de Velocidade do ar = 0.3 a 09 m/s no Plano YZ

O perfil de velocidades no plano YZ, não consegue demarcar nitidamente regiões concentradas da fase gasosa (ar). Nota-se ligeira concentração já quase próximo do topo.



Fica evidente nestas simulações o ganho de velocidade da fase gasosa (ar) com a inclinação do tubo em especial próximo à parede superior da seção do tubo.

Figura 101: Escoamento Pistonado a 15°, com $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ

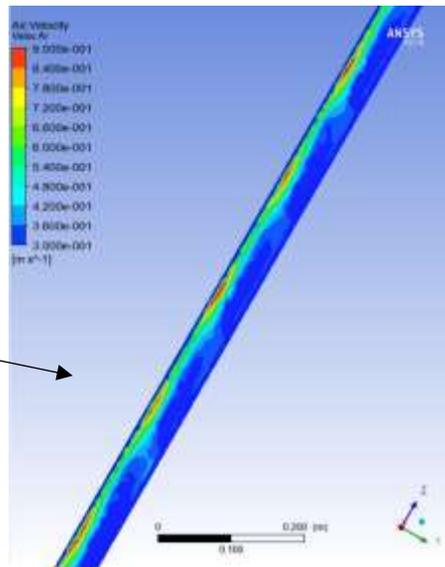
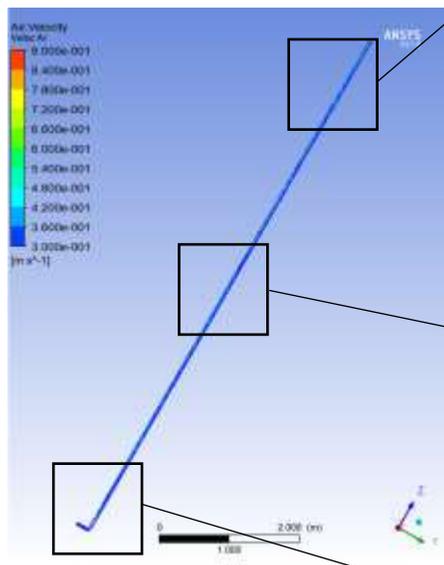
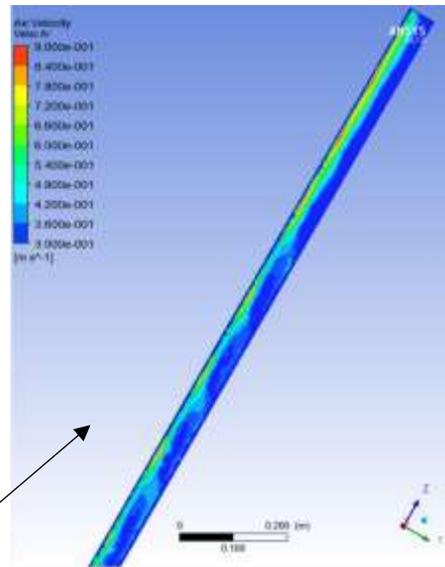
Escoamento Pistonado 30°

$$j_G = 0,3 \text{ m/s} \quad j_L = 0,03 \text{ m/s}$$

Inclinação 30° - Tempo 15 s.

Contorno do Perfil de Velocidade do ar = 0.3 a 09 m/s no o Plano YZ

Em 30°, o perfil de velocidades no plano YZ consegue visualizar discretas regiões concentradas da fase gasosa (ar) regularmente espaçadas. Nota-se certa concentração já no topo.



Mais uma vez o ganho de velocidade da fase gasosa (ar) com a inclinação alcança o topo do tubo.

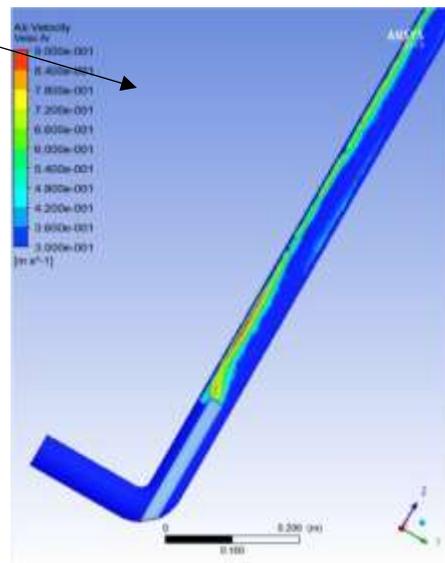


Figura 102: Escoamento Pistonado a 30°, com $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar sobre plano YZ

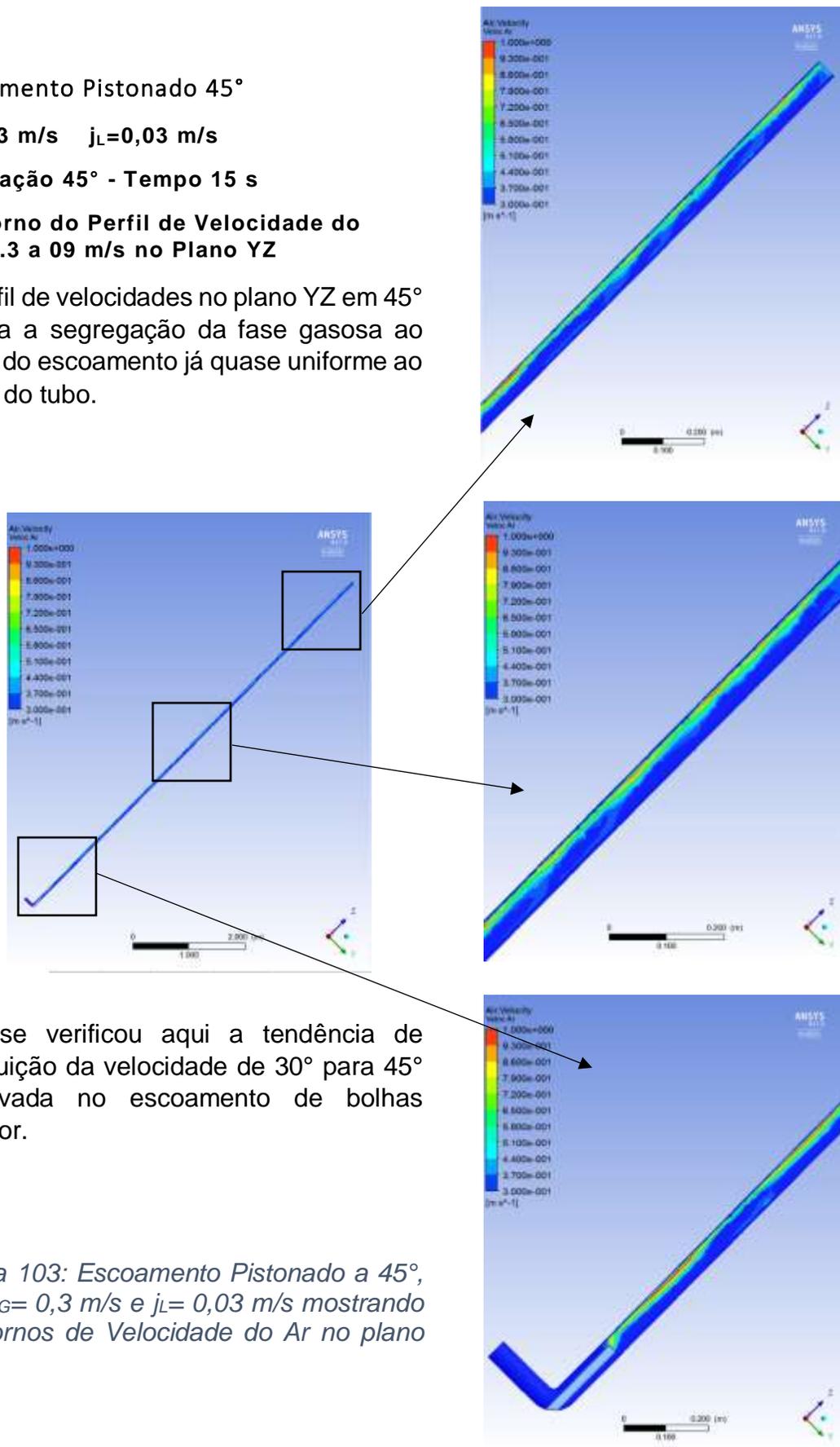
Escoamento Pistonado 45°

$j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s

Contorno do Perfil de Velocidade do ar = 0.3 a 09 m/s no Plano YZ

O perfil de velocidades no plano YZ em 45° mostra a segregação da fase gasosa ao longo do escoamento já quase uniforme ao longo do tubo.



Não se verificou aqui a tendência de diminuição da velocidade de 30° para 45° observada no escoamento de bolhas anterior.

Figura 103: Escoamento Pistonado a 45°, com $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,03 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ

Escoamento Pistonado - Gráficos de Fração Volumétrica do Ar - $j_G = 0,3 \text{ m/s}$ $j_L = 0,03 \text{ m/s}$

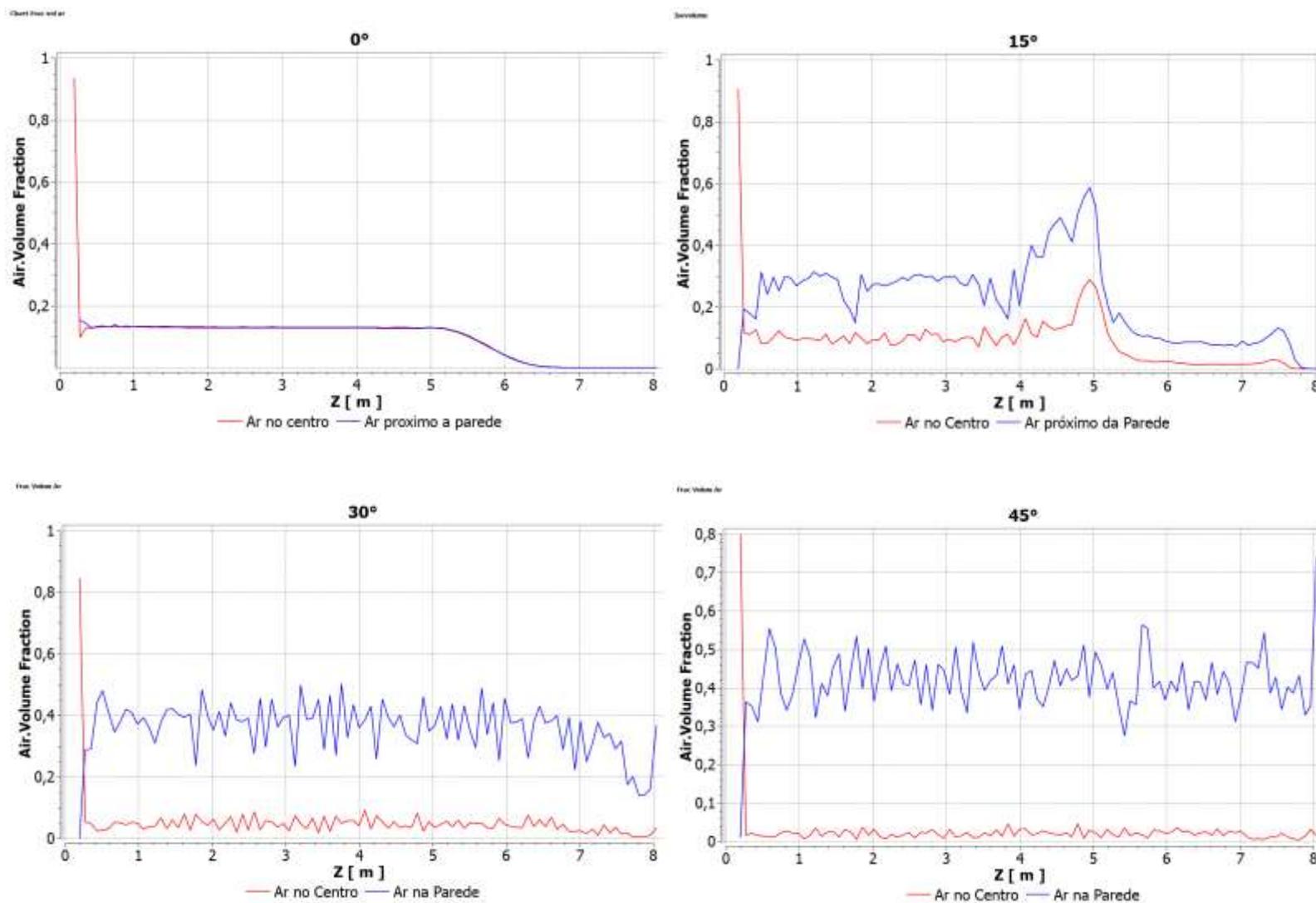


Figura 104: Escoamento Pistonado – Gráficos de Fração Volumétrica do Ar.

Escoamento Pistonado - Gráficos de Velocidade do Ar - $j_G=0,3$ m/s $j_L=0,03$ m/s

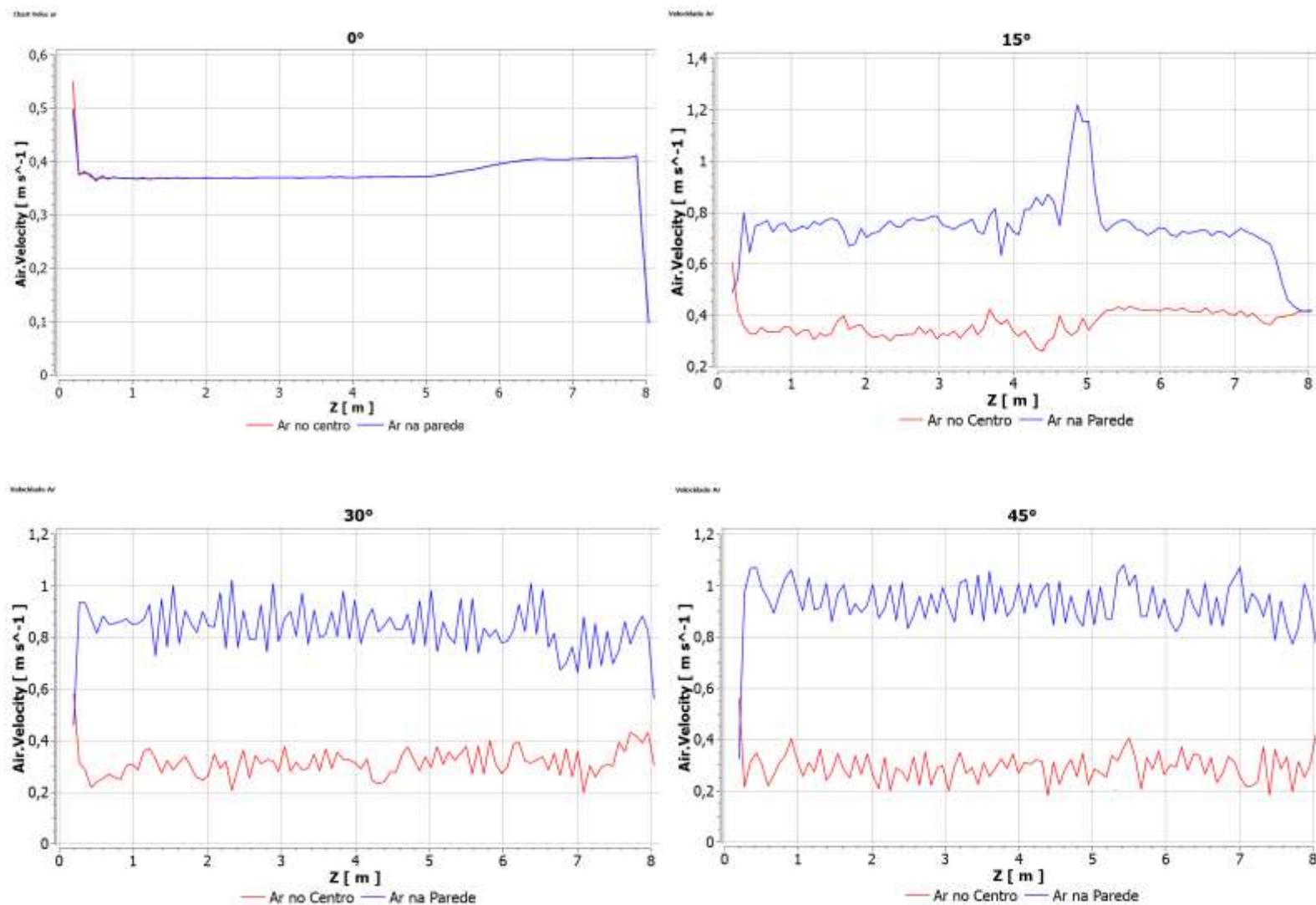


Figura 105: Escoamento Pistonado – Gráficos de Velocidade do Ar.

Escoamento Pistonado - Gráficos de Velocidade Superficial do Ar e da Água- $j_G= 0,3 \text{ m/s}$ $j_L=0,03 \text{ m/s}$

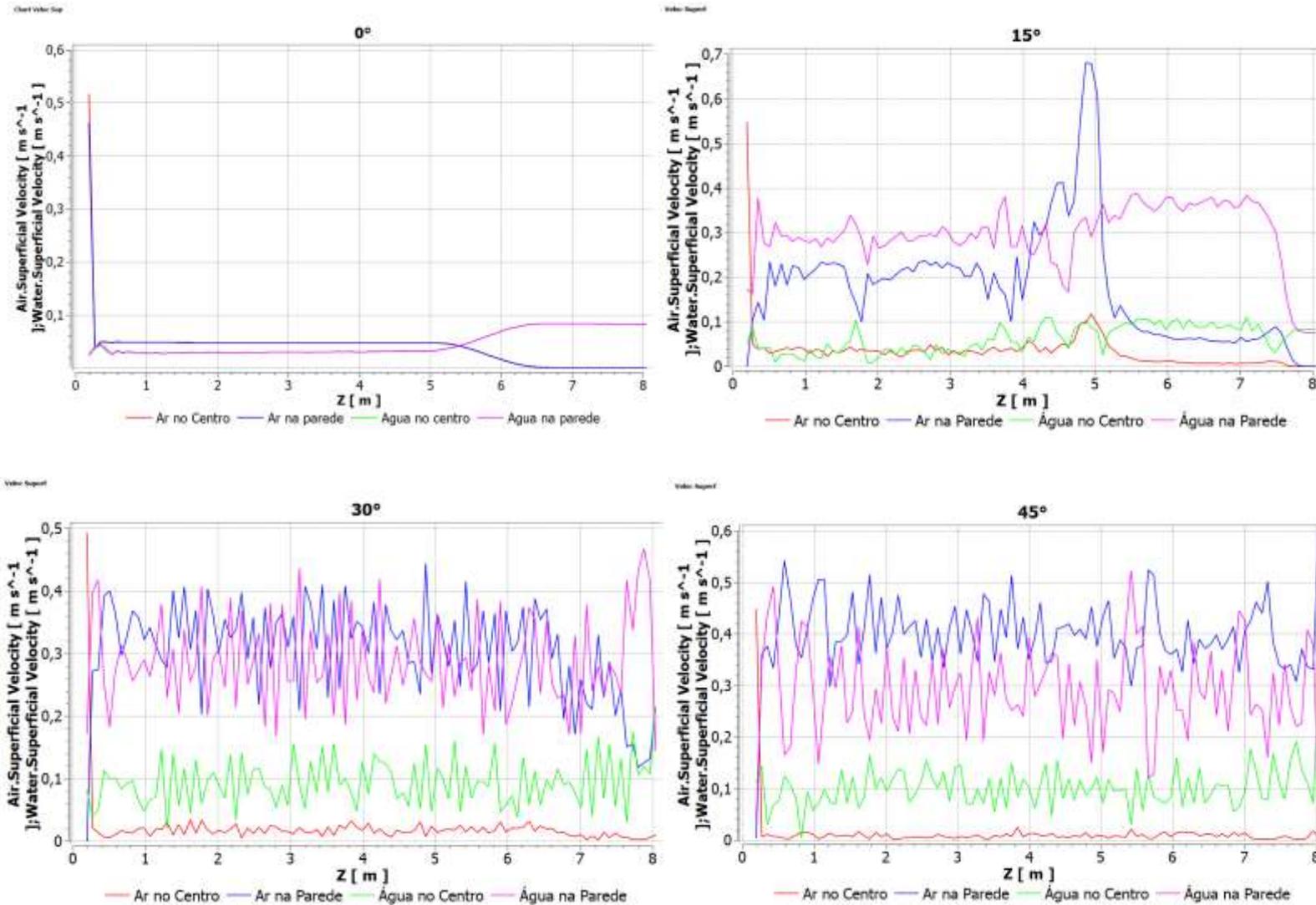


Figura 106: Escoamento Pistonado – Gráficos de Velocidade Superficial das Fases.

4.2.3 Região de Escoamento Agitado

Foi simulado no ANSYS CFX o ponto mostrado no gráfico de Taitel abaixo que corresponde a um escoamento agitado ou “churn”.

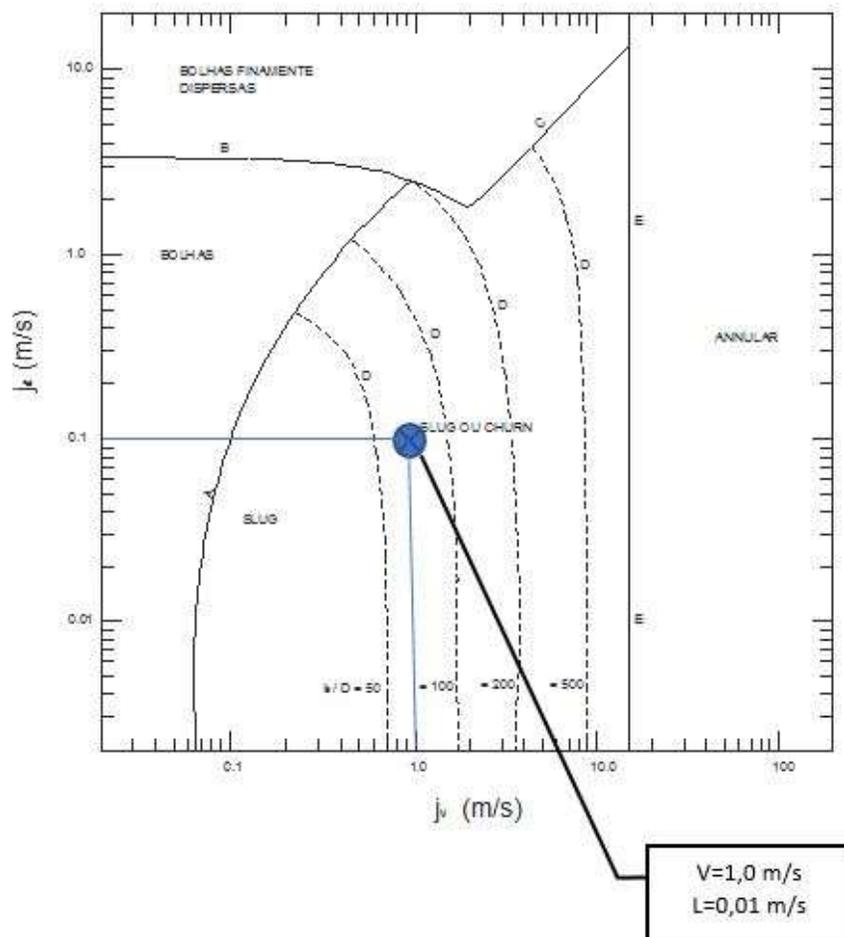


Figura 107: Gráfico construído a partir do elaborado por Taitel et al para escoamento ar/água em tubo de 50 mm de diâmetro interno e pressão atmosférica com pontos escolhidos para simulação no CFX na região de escoamento agitado.

Escoamento Agitado 0°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar = 0.0 a 0.45).

Nesta simulação a visualização de contornos de perfil da fração volumétrica sobre no YZ consegue mostrar bem o escoamento agitado na posição vertical de 0°

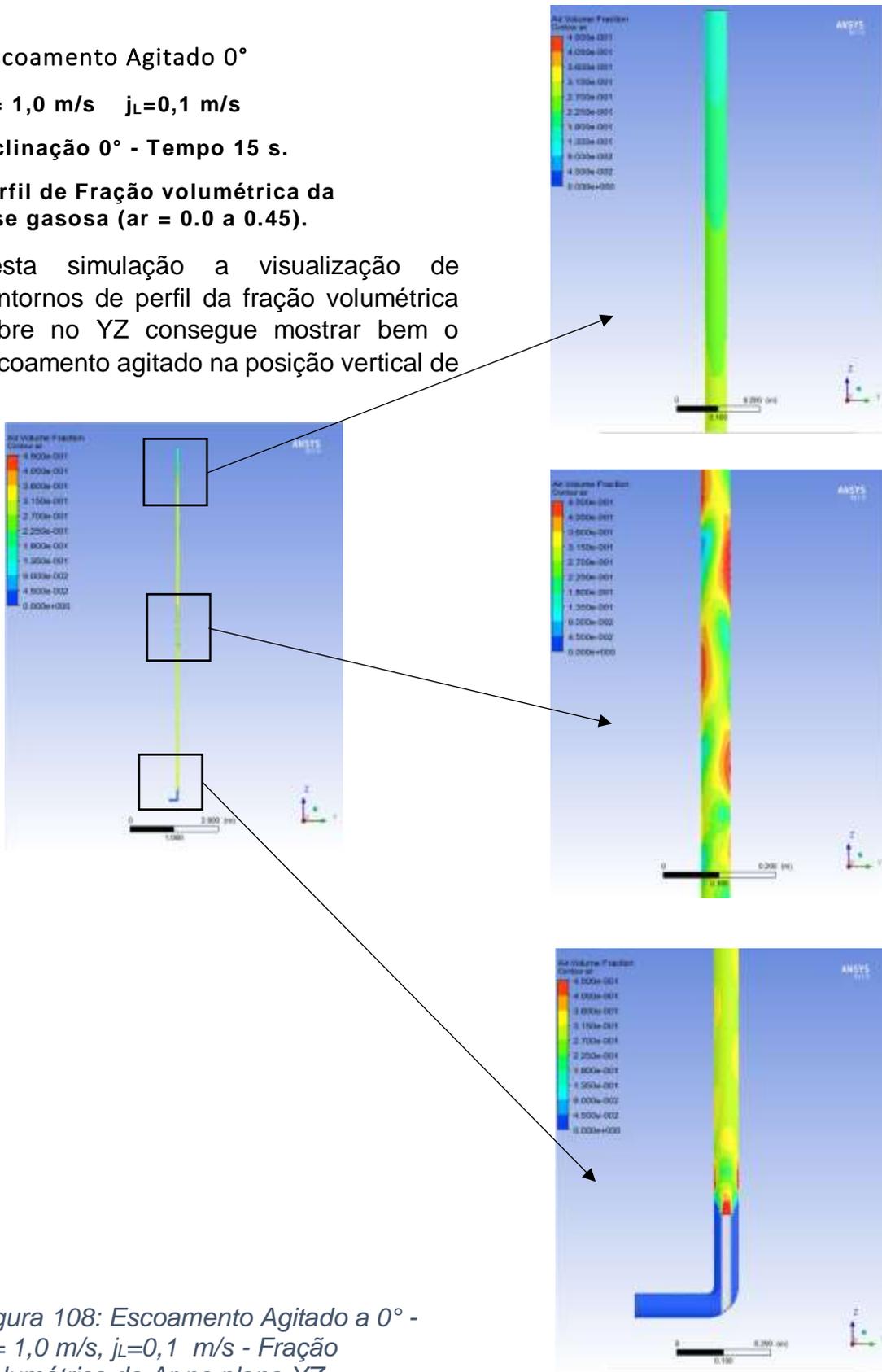


Figura 108: Escoamento Agitado a 0° - $j_G = 1,0 \text{ m/s}$, $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

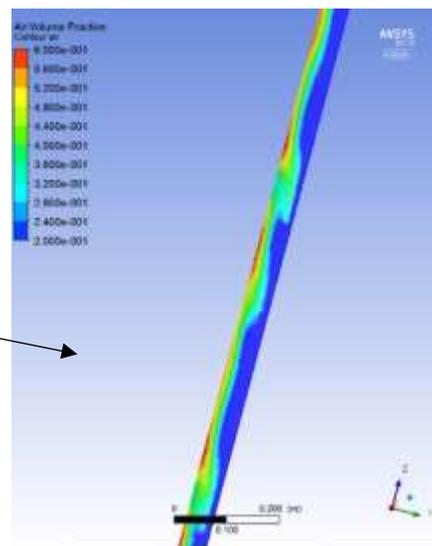
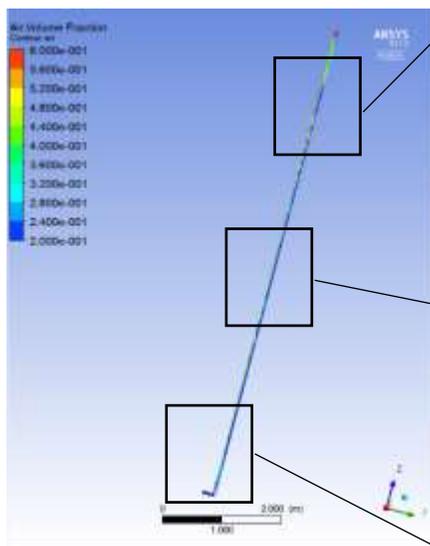
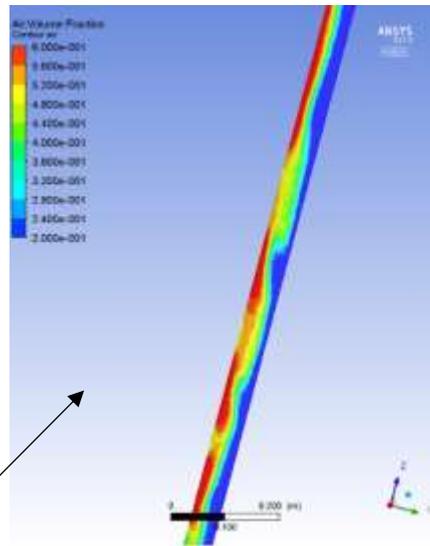
Escoamento Agitado 15°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

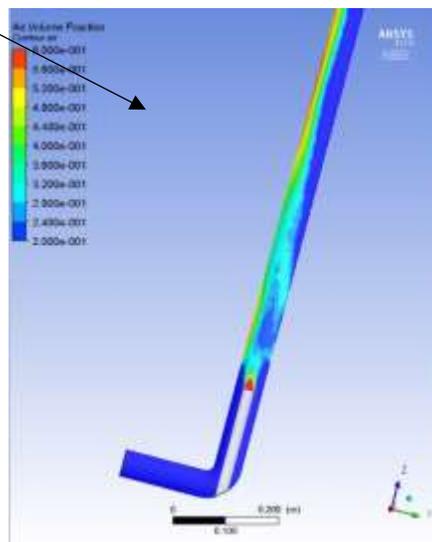
Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar 0.2 a 0.6).

A visualização de contornos de perfil da fração volumétrica no plano YZ consegue mostrar bem o escoamento agitado nas posições inclinadas de forma melhor do que a visualização por isovolumes.



A segregação do ar na porção superior da seção do tubo é constante nestas simulações a partir dos 15° de inclinação, com porções de ar regularmente espaçadas tal como no escoamento pistonado

Figura 109: Escoamento Agitado a 15° - $j_G = 1,0 \text{ m/s}$ - $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.



Escoamento Agitado 30°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s.

Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar= 0.15 a 0.65).

A segregação do ar na porção superior da seção do tubo com 30° de inclinação, se apresenta com porções de ar regularmente espaçadas de forma ainda mais regular.

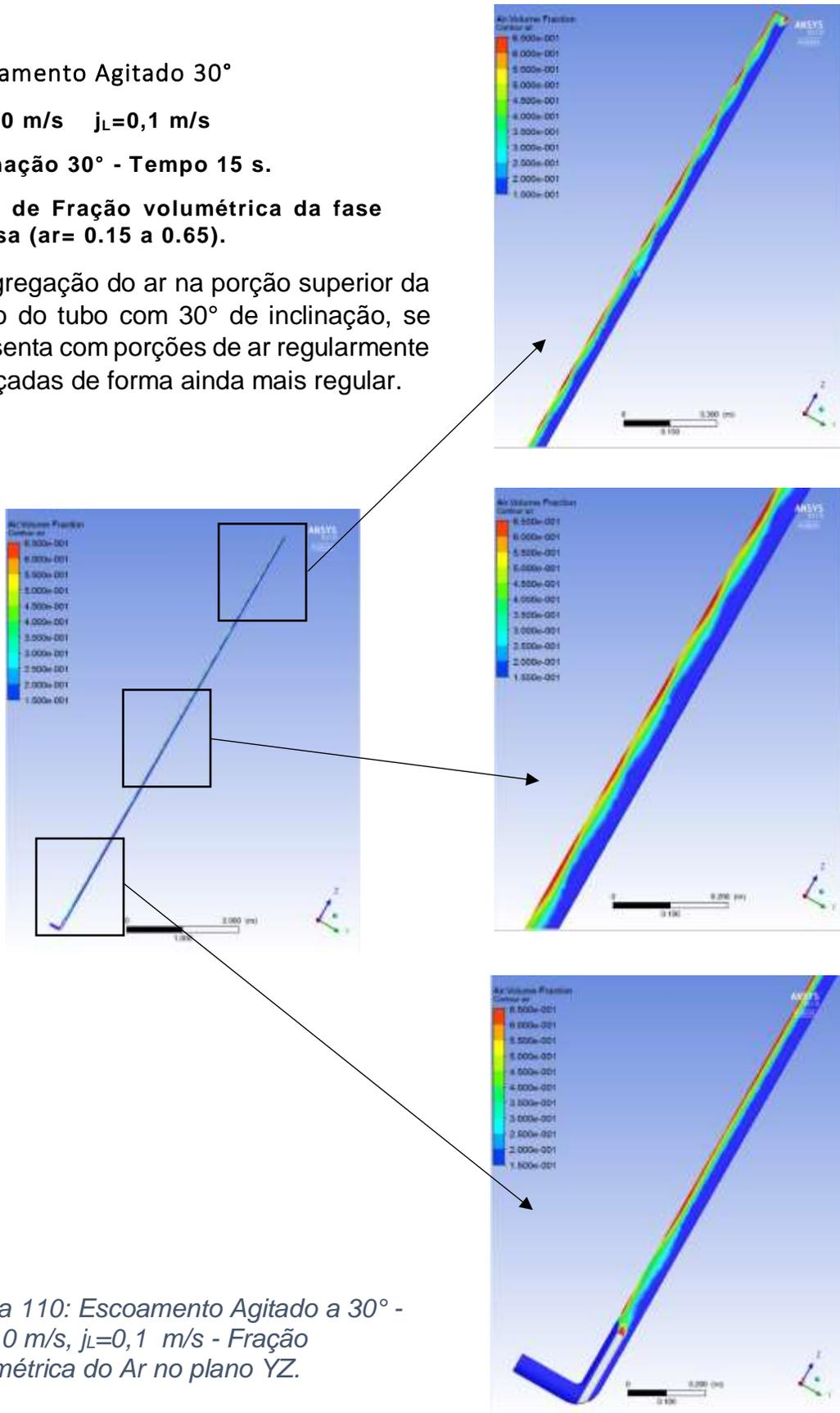


Figura 110: Escoamento Agitado a 30° - $j_G = 1,0 \text{ m/s}$, $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

Escoamento Agitado 45°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s.

Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar= 0.1 a 0.7).

A segregação do ar na porção superior da seção do tubo com 45° de inclinação, se apresenta ainda com porções de ar regularmente espaçadas, mas de uma forma quase tendendo a uma estratificação.

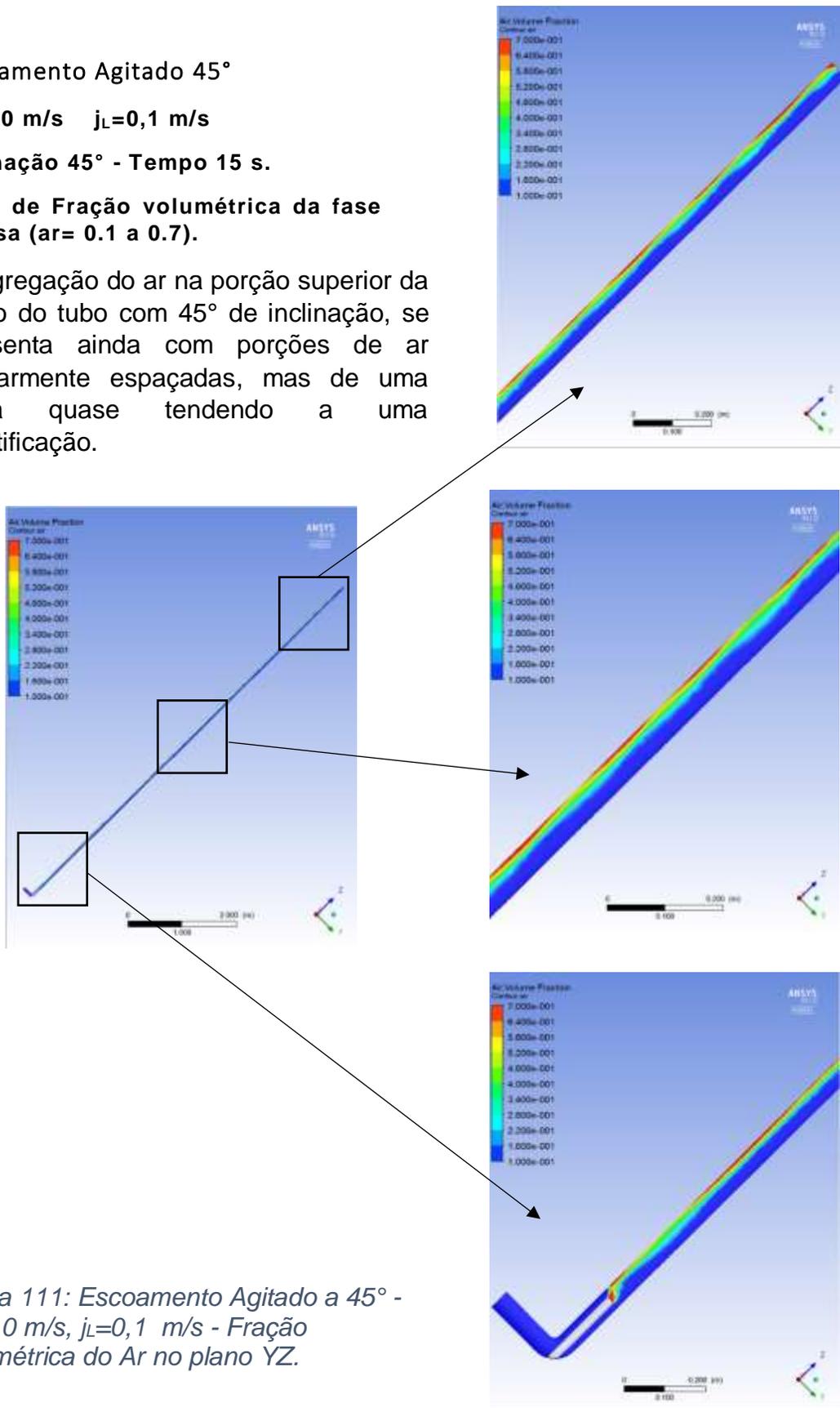


Figura 111: Escoamento Agitado a 45° - $j_G = 1,0 \text{ m/s}$, $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ - Fração Volumétrica do Ar no plano YZ.

Escoamento Agitado 0°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume do ar = 0,33.

A visualização em 3D por isovolumes da fração volumétrica de ar do CFX consegue, principalmente em 0°, caracterizar de forma marcante o tipo de escoamento

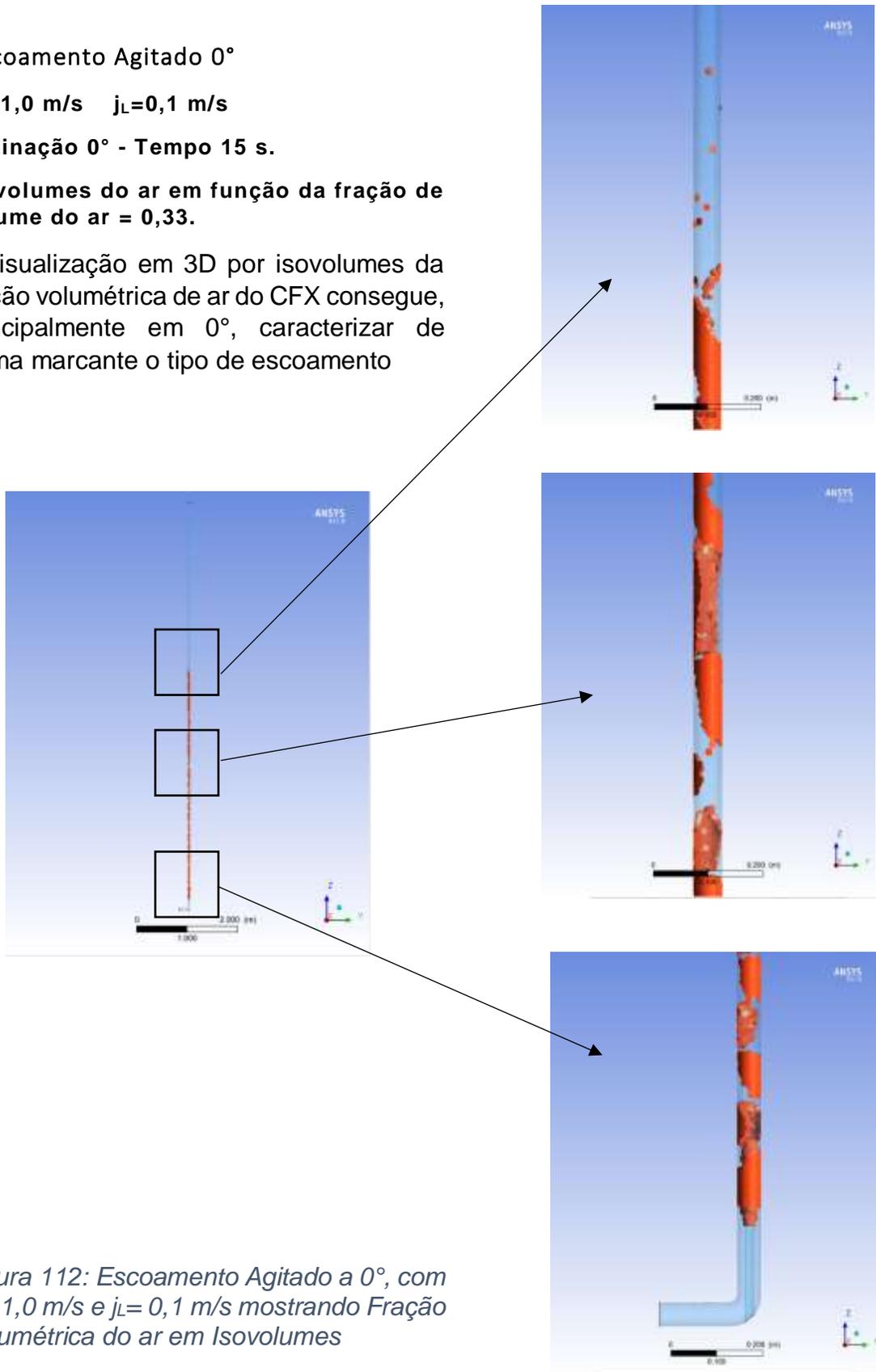


Figura 112: Escoamento Agitado a 0°, com $j_G = 1,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

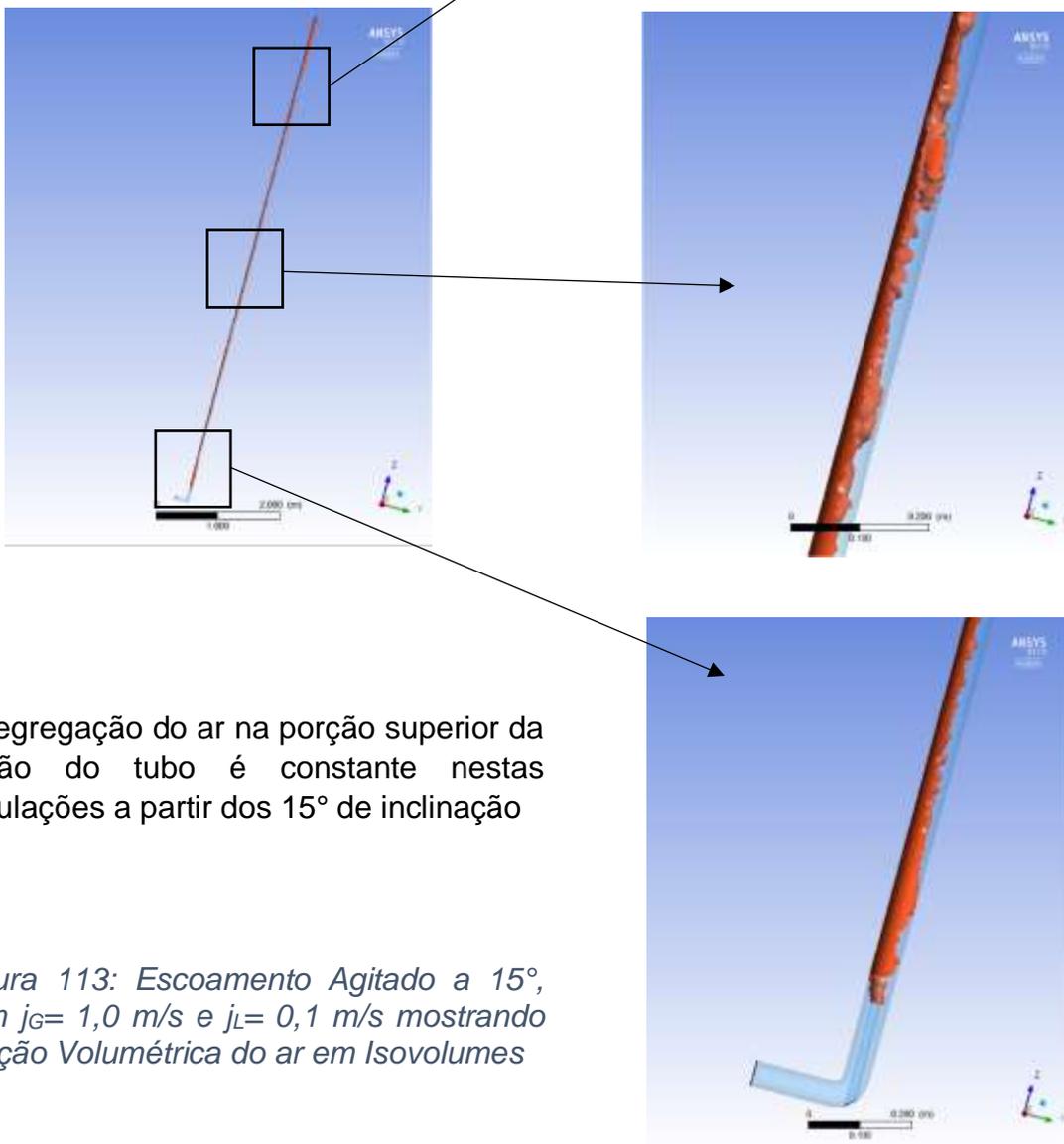
Escoamento Agitado 15°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume do ar = 0,35.

A visualização em 3D por isovolumes da fração volumétrica de ar na inclinação de 15° não delimita a estrutura do escoamento tão bem quanto por contornos, talvez pela estrutura bem dispersa da fase gasosa.



Escoamento Agitado 30°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume do ar = 0,15 a 0,65.

Tal como em 15° a visualização em 3D por isovolumes da fração volumétrica de ar em 30° não consegue definir a estrutura do escoamento agitado tão bem como na visualização por contornos de perfil.

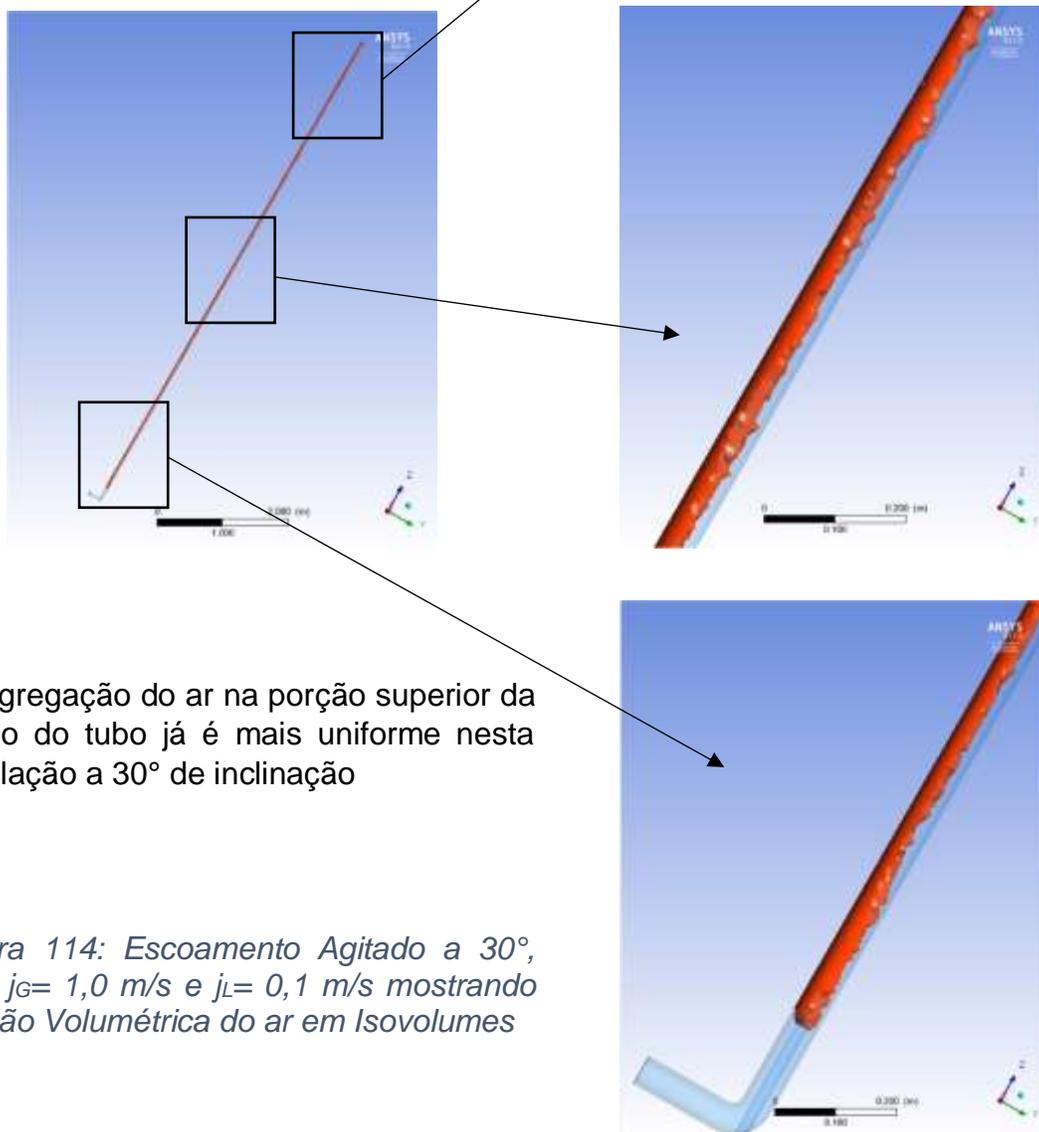


Figura 114: Escoamento Agitado a 30°, com $j_G = 1,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

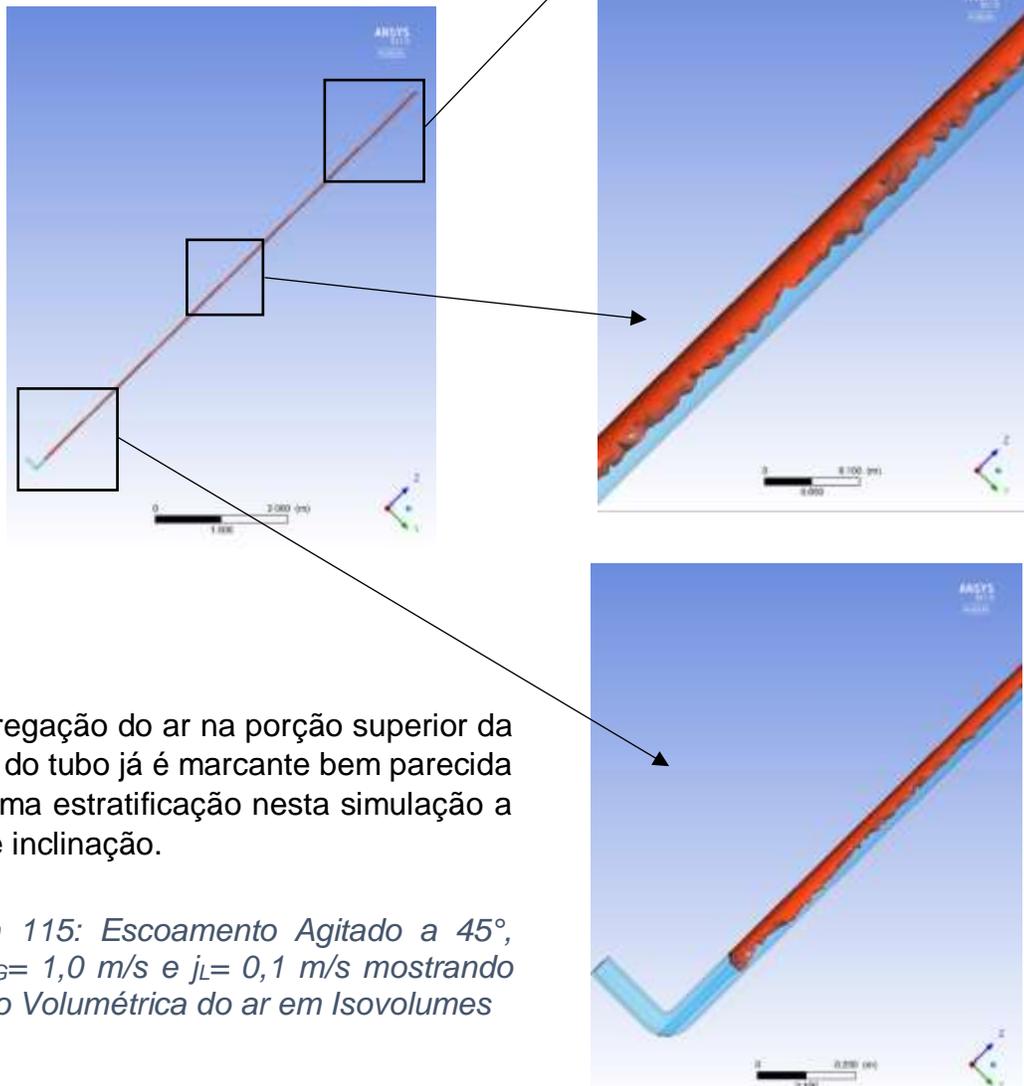
Escoamento Agitado 45°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume do ar = 0,1 a 0,7.

A visualização em 3D por isovolumes da fração volumétrica de ar em 45° também não consegue definir a estrutura do escoamento agitado tão bem como na visualização por contornos de perfil.



A segregação do ar na porção superior da seção do tubo já é marcante bem parecida com uma estratificação nesta simulação a 45° de inclinação.

Figura 115: Escoamento Agitado a 45°, com $j_G = 1,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

Escoamento Agitado 0°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa (ar = 0.2 a 0.8 m/s).

Nesta simulação o contorno de perfil de velocidades no plano YZ, não consegue demarcar nitidamente as regiões concentradas da fase gasosa (ar), tão bem quanto as anteriores.

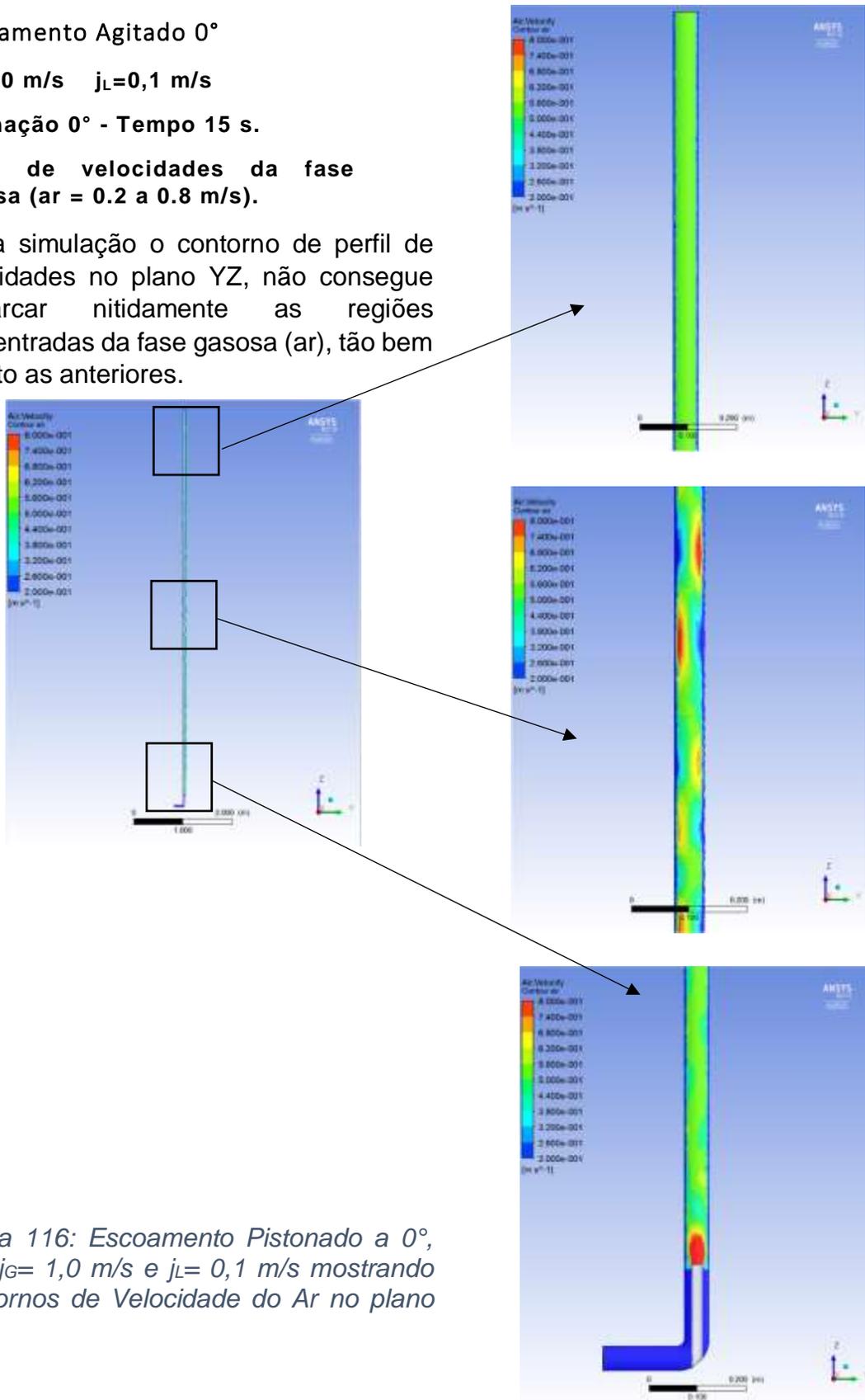


Figura 116: Escoamento Pistonado a 0°, com $j_G = 1,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ

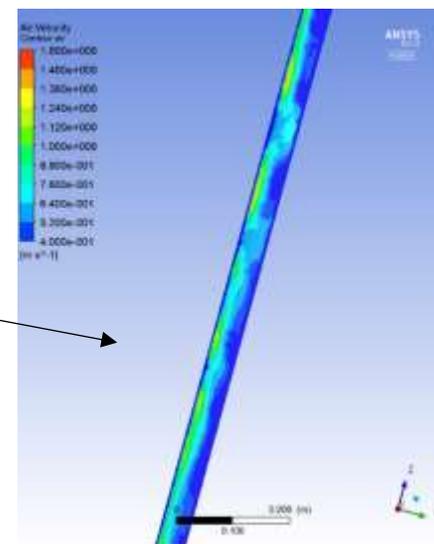
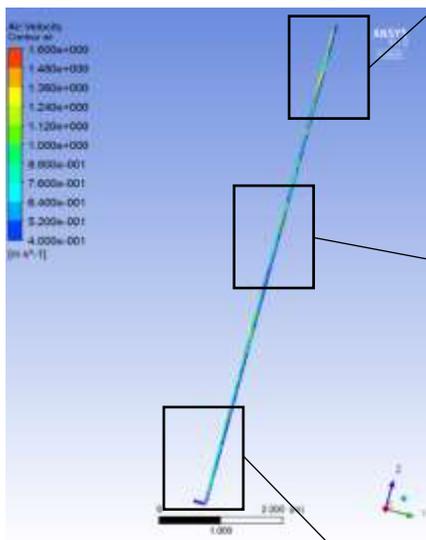
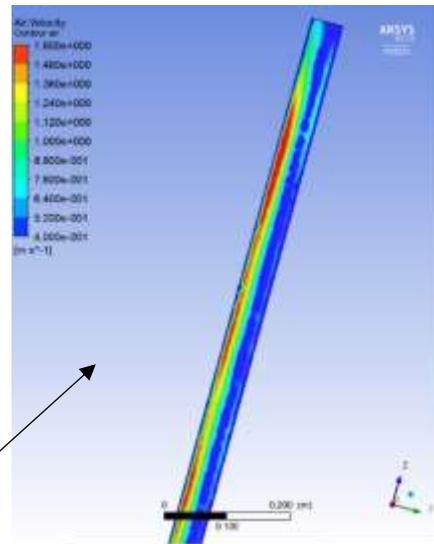
Escoamento Agitado 15°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa (ar = 0.4 a 1.6 m/s).

A visualização por contorno de perfil de velocidades no plano YZ em 15°, apesar de não mostrar nitidamente regiões concentradas da fase gasosa (ar), mas apresenta a já esperada segregação na parede superior da seção do tubo.



Novamente é nítido o ganho de velocidade da fase gasosa (ar), com a inclinação do tubo.

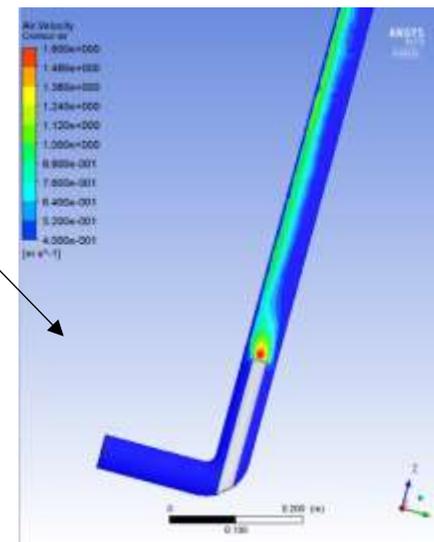


Figura 117: Escoamento Pistonado a 0°, com $j_G = 1,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ

Escoamento Agitado 30°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa
($ar = 0.4$ a 1.5 m/s).

Na visualização por contorno de perfil de velocidades no plano YZ em 30° já se consegue notar na fase gasosa segregada na parede superior do tubo algumas concentrações, até com uma certa regularidade no espaçamento.

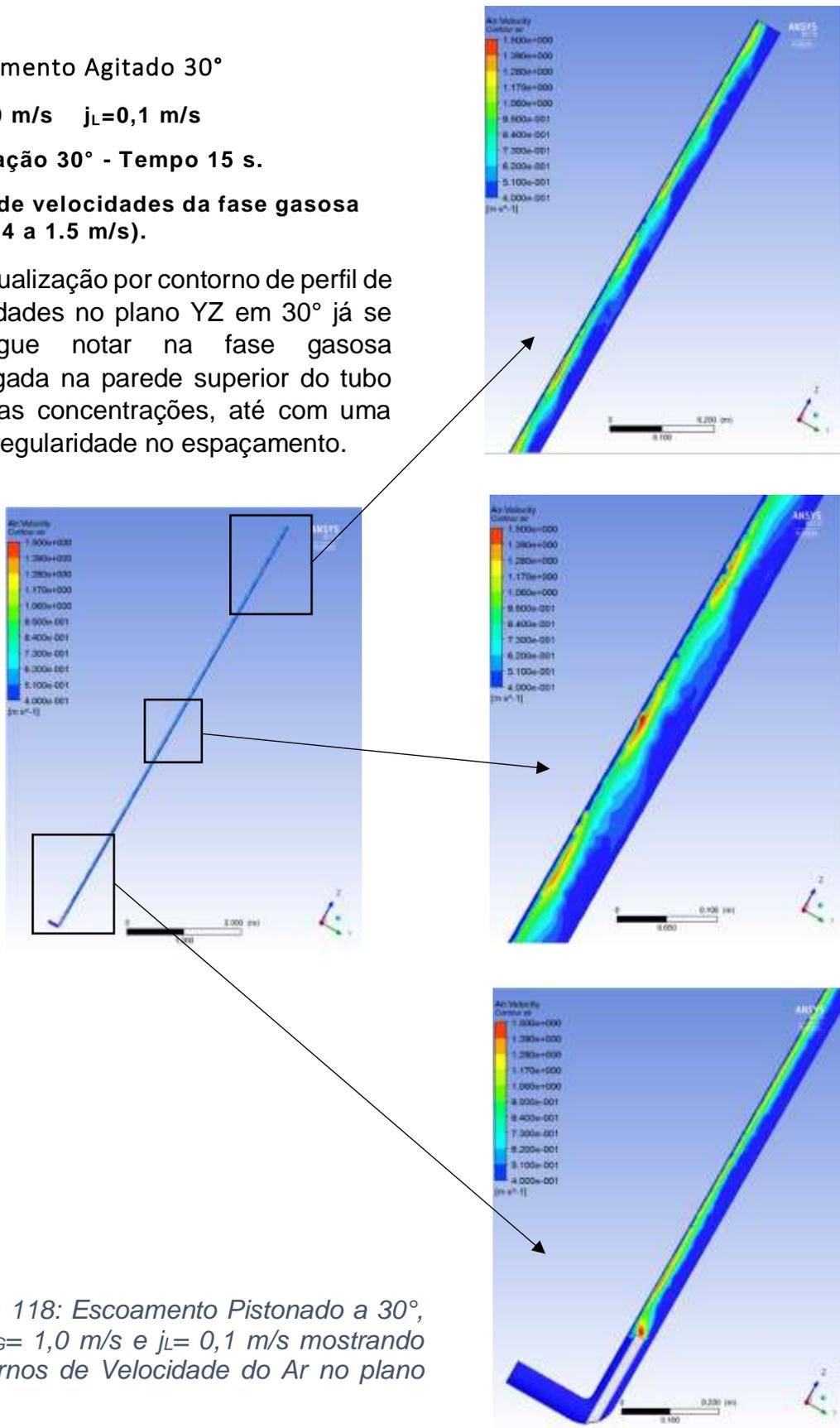


Figura 118: Escoamento Pistonado a 30°, com $j_G = 1,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ

Escoamento Agitado 45°

$j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa
($a_r = 0.2$ a 1.6 m/s).

Já na visualização em 45° por contorno de perfil de velocidades no plano YZ, a fase gasosa segregada na parede superior do tubo começa a tender para uma aparência quase estratificada.

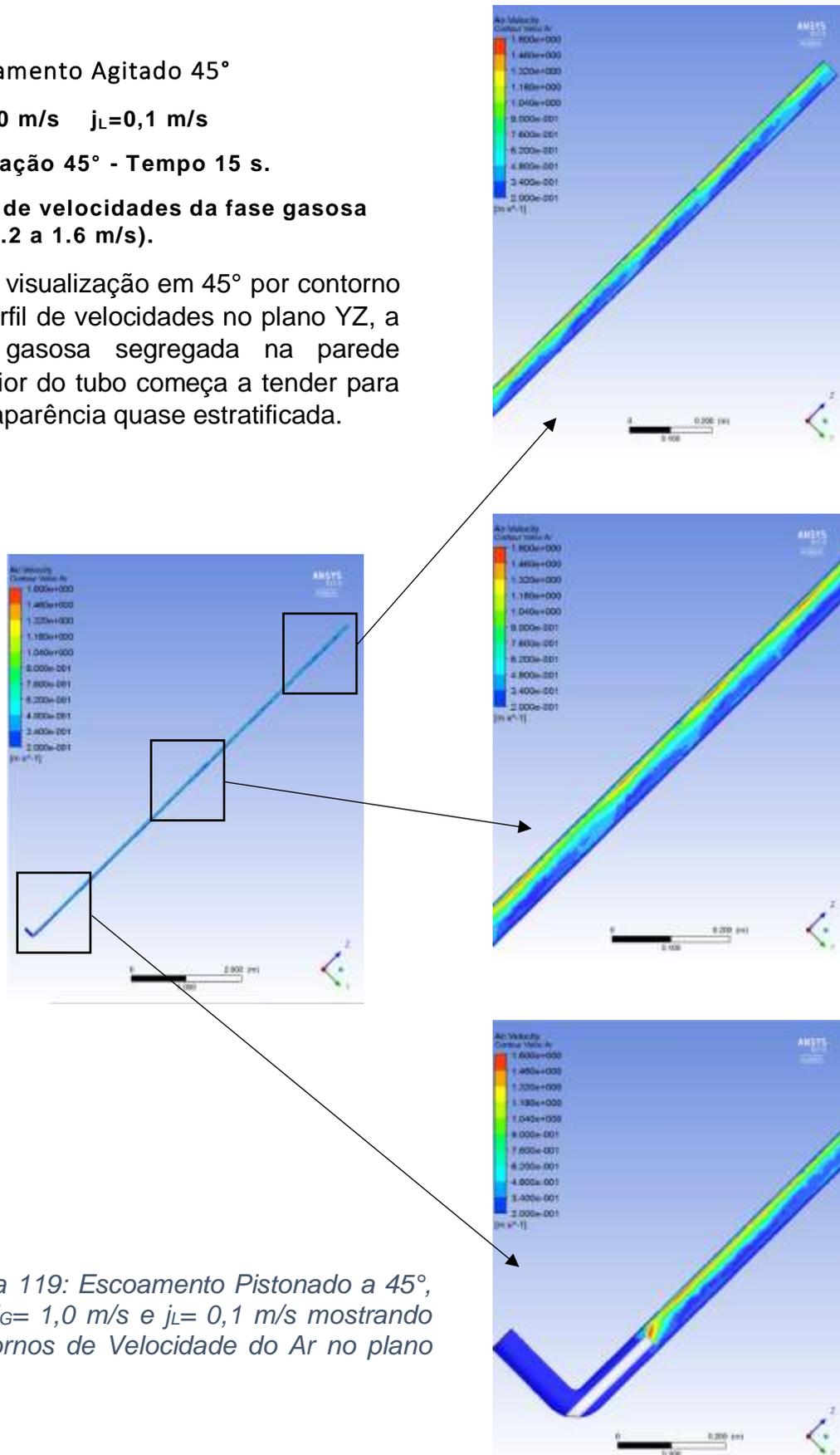


Figura 119: Escoamento Pistonado a 45°, com $j_G = 1,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 0,1 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ

Escoamento Agitado - Gráficos de Fração Volumétrica do Ar - $j_G = 1,0 \text{ m/s}$ $j_L = 0,1 \text{ m/s}$

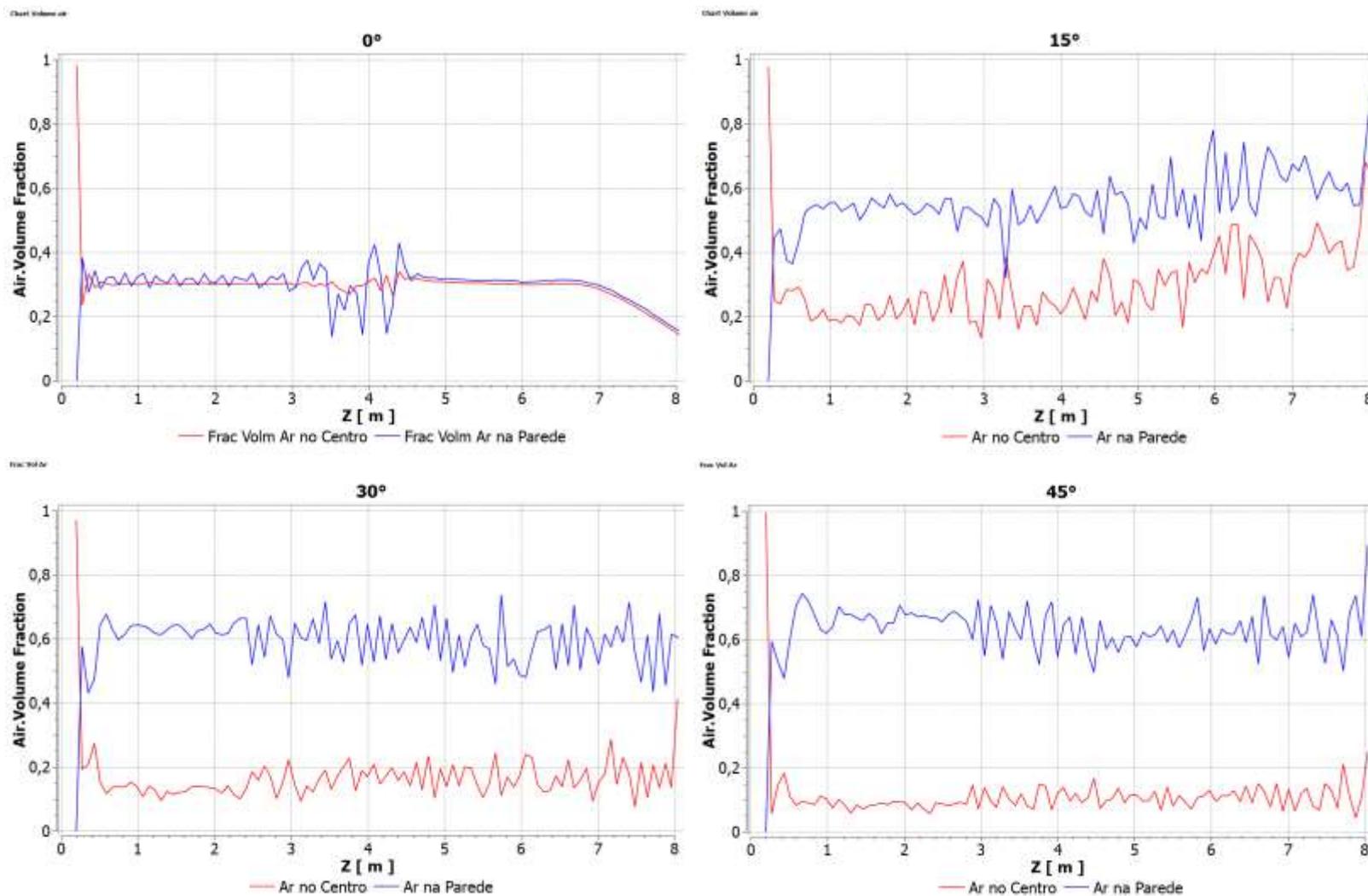


Figura 120: Escoamento Agitado – Gráficos de Fração Volumétrica do Ar.

Escoamento Agitado – Gráficos Velocidade do Ar - $j_G=1,0$ m/s $j_L=0,1$ m/s

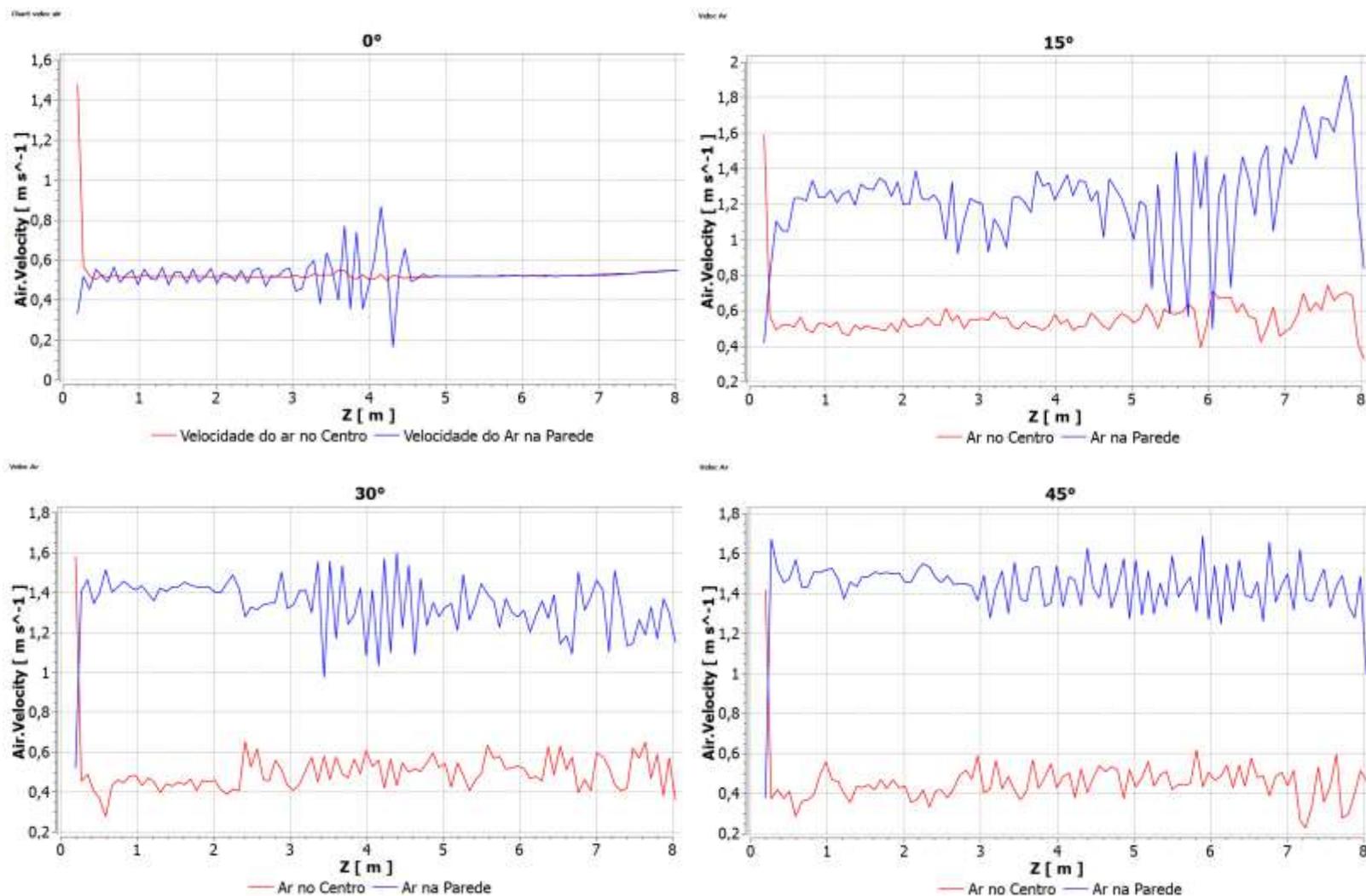


Figura 121: Escoamento Agitado – Gráficos de Velocidade do Ar

Escoamento Agitado – Gráficos de Velocidade Superficial das Fases - $j_G= 1,0 \text{ m/s}$ $j_L=0,1 \text{ m/s}$

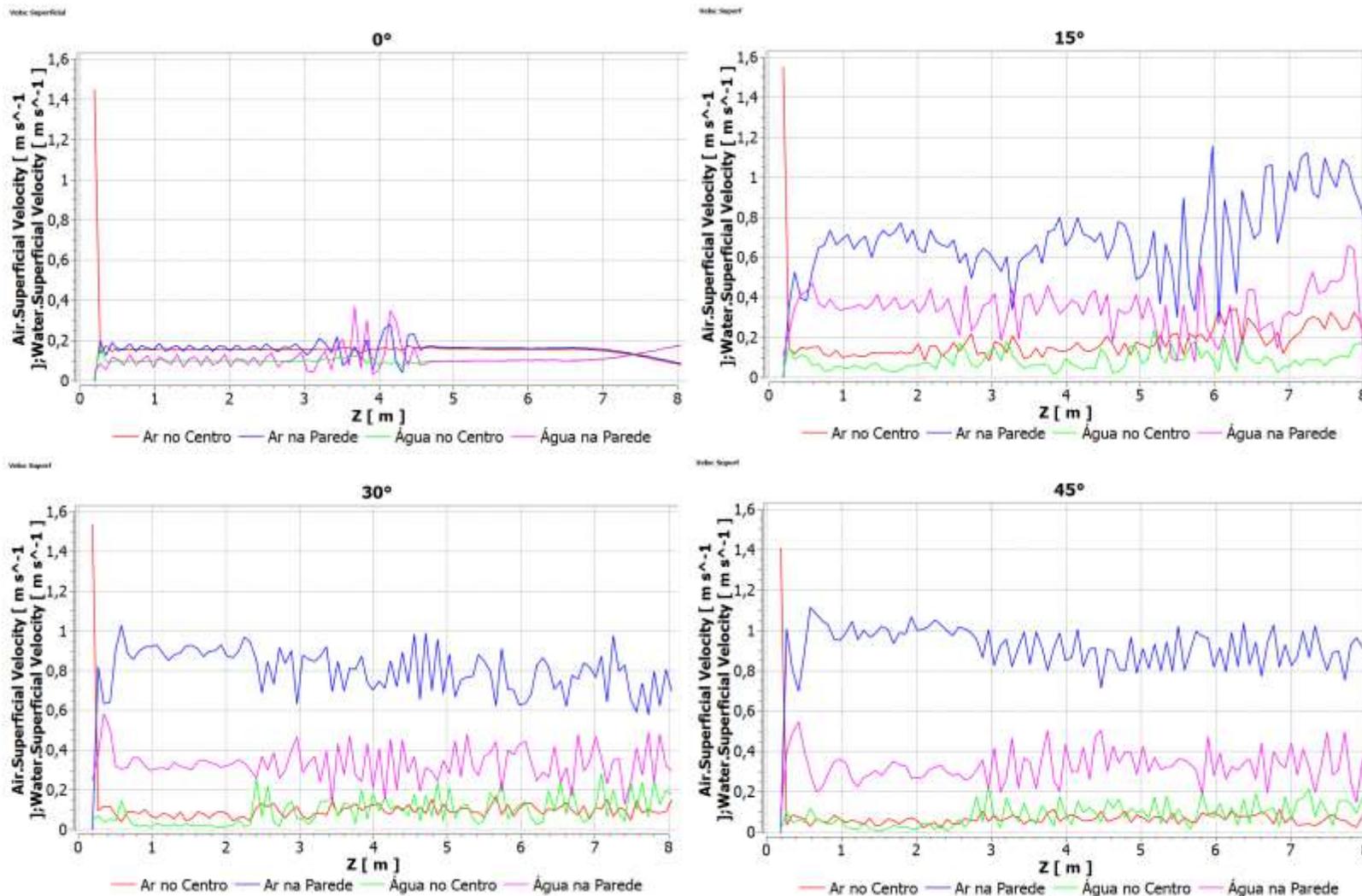


Figura 122: Escoamento Agitado – Gráficos de Velocidade Superficial das Fases.

4.2.4 Região de Escoamento Anular

Esta região se caracteriza pelas altas vazões da fase gasosa. Com isso, pela diferença de densidades, ocorre a concentração do gás na parte central do tubo e a fase líquida nas paredes.

Consideremos o ponto no gráfico de Taitel mostrado abaixo.

Foram realizadas simulações para diferentes ângulos de inclinação do Experimento e os resultados são expostos a seguir.

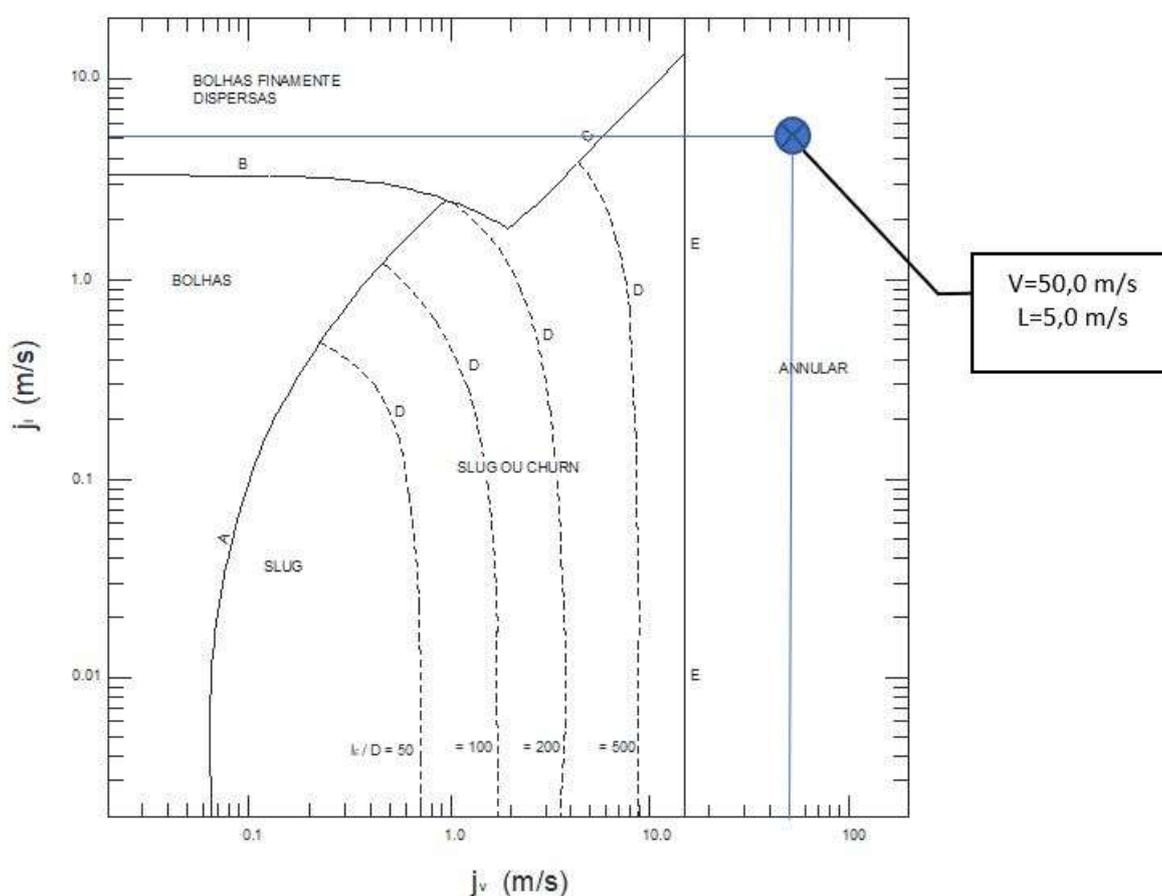


Figura 123: Gráfico construído a partir do elaborado por Taitel et al para escoamento ar/água em tubo de 50 mm de diâmetro interno e pressão atmosférica com pontos escolhidos para simulação no CFX na região de escoamento anular.

Escoamento Anular 0°

$j_G = 50,0 \text{ m/s}$ $j_L = 5,0 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar = 0.05 a 0.6).

A visualização de contornos de perfil da fração volumétrica sobre plano YZ em 0° mostra bem a esperada concentração da fase gasosa (ar em vermelho) ocupando o centro do tubo

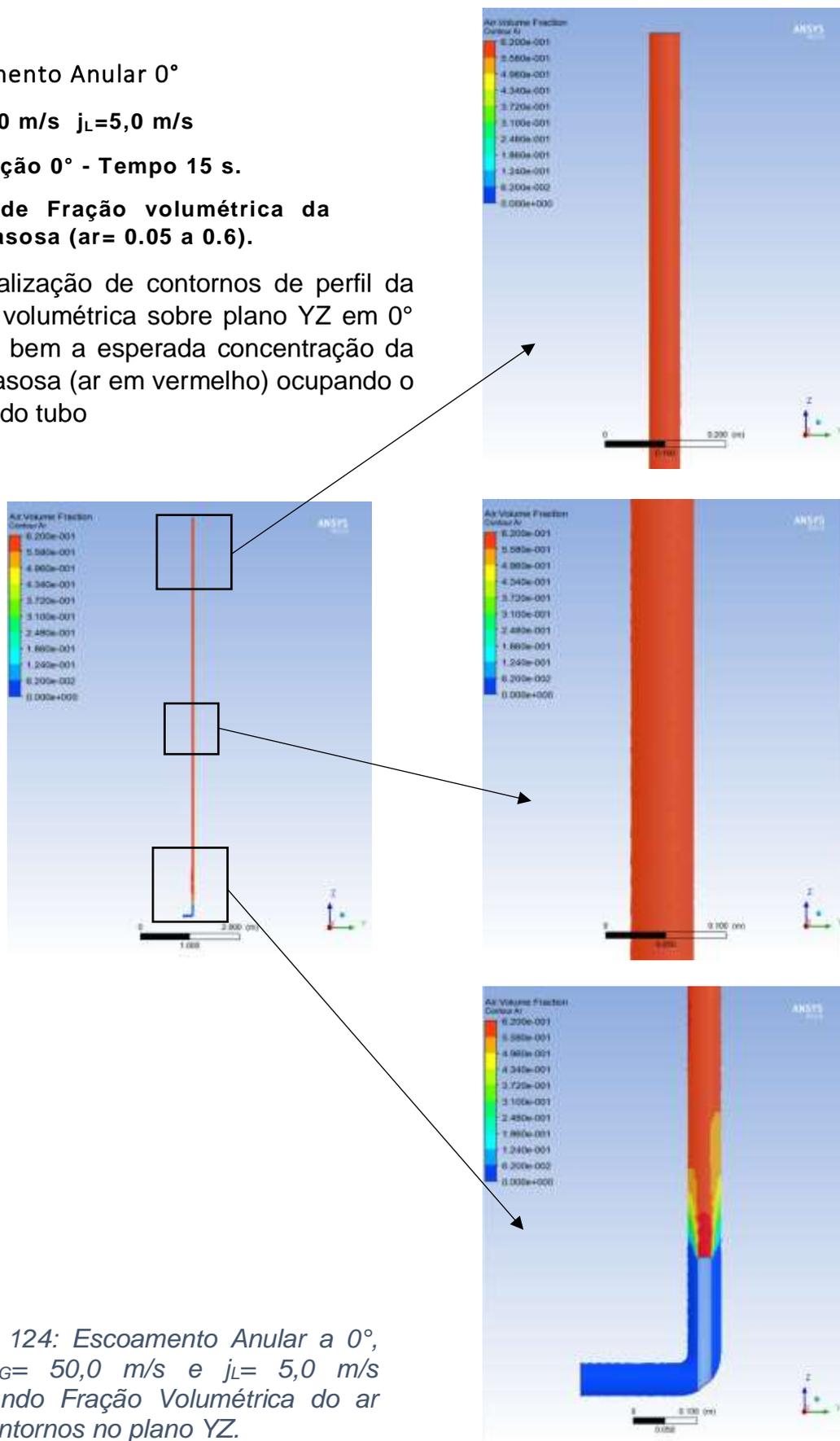


Figura 124: Escoamento Anular a 0°, com $j_G = 50,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 5,0 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Contornos no plano YZ.

Escoamento Anular 15°

$j_G = 50,0$ m/s $j_L = 5,0$ m/s

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar= 0.55 a 0.65).

Nas simulações inclinadas, nota-se o deslocamento da fase gasosa, (ar), para a parte superior da seção do tubo e com um perfil bem estratificado

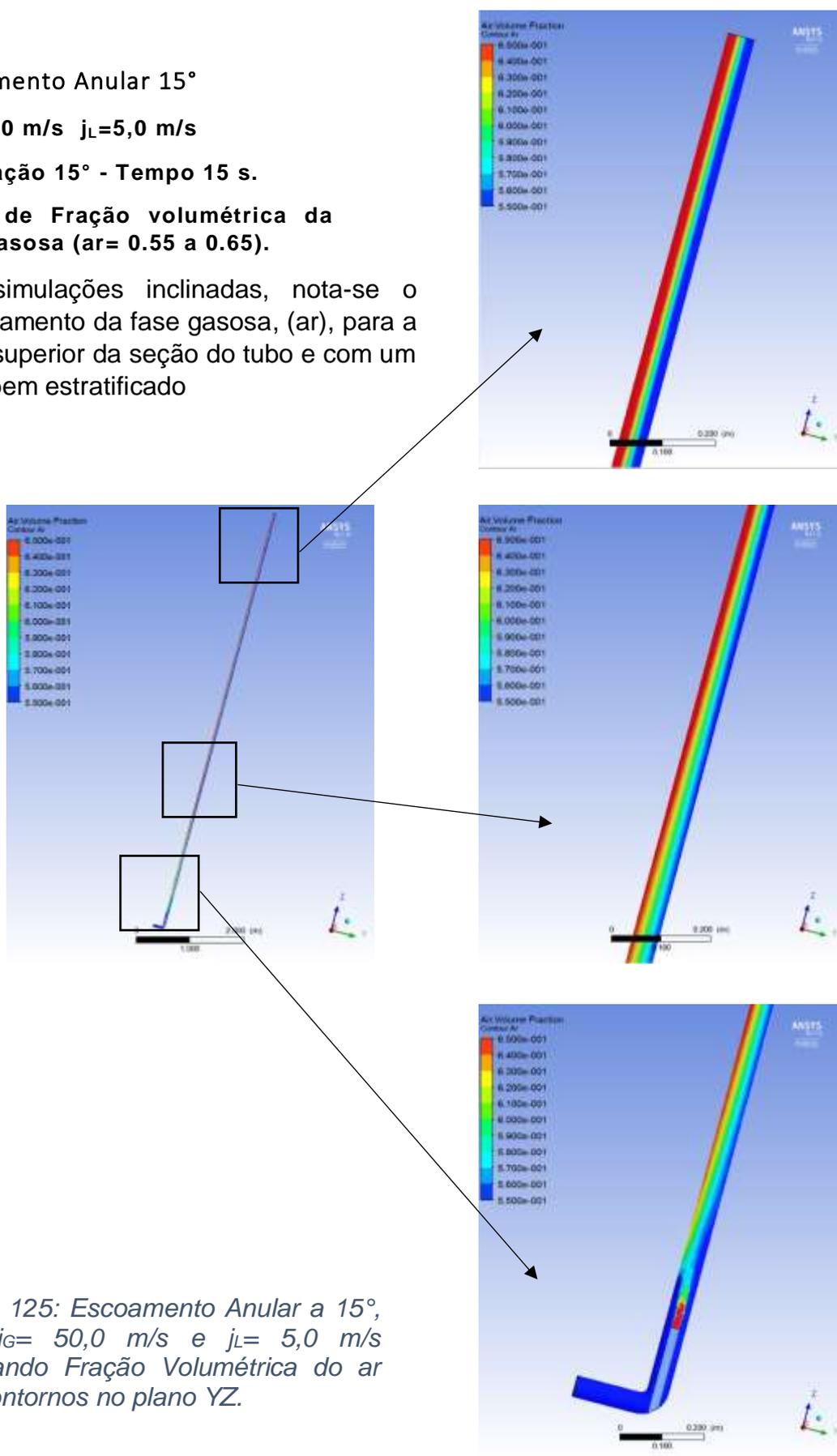


Figura 125: Escoamento Anular a 15°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Contornos no plano YZ.

Escoamento Anular 30°

$j_G = 50,0 \text{ m/s}$ $j_L = 5,0 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s.

Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar= 0.55 a 0.7).

Visualização de contornos de perfil da fração volumétrica sobre plano YZ em 30° mostra, como já registrado em 15°, um perfil bem estratificado para a fase gasosa, (ar), com a maior concentração em vermelho nas figuras.

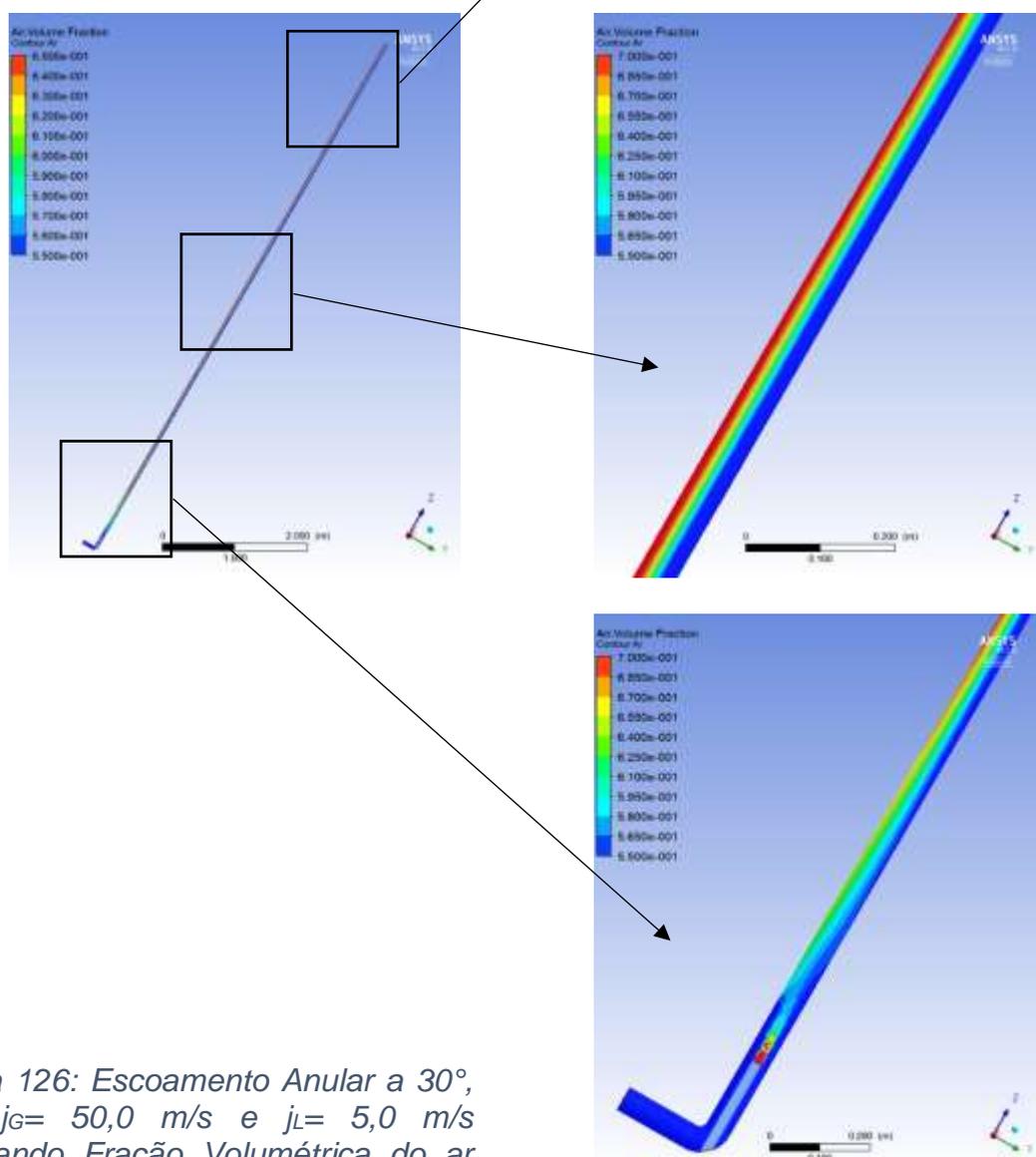


Figura 126: Escoamento Anular a 30°, com $j_G = 50,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 5,0 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Contornos no plano YZ.

Escoamento Anular 45°

$j_G = 50,0$ m/s $j_L = 5,0$ m/s

Inclinação 45° - Tempo 15 s.

Perfil de Fração volumétrica da fase gasosa (ar= 0.55 a 0.7).

Visualização de contornos de perfil da fração volumétrica sobre plano YZ em 45° exibe um perfil estratificado para a fase gasosa, (ar), com a maior concentração em vermelho nas figuras.

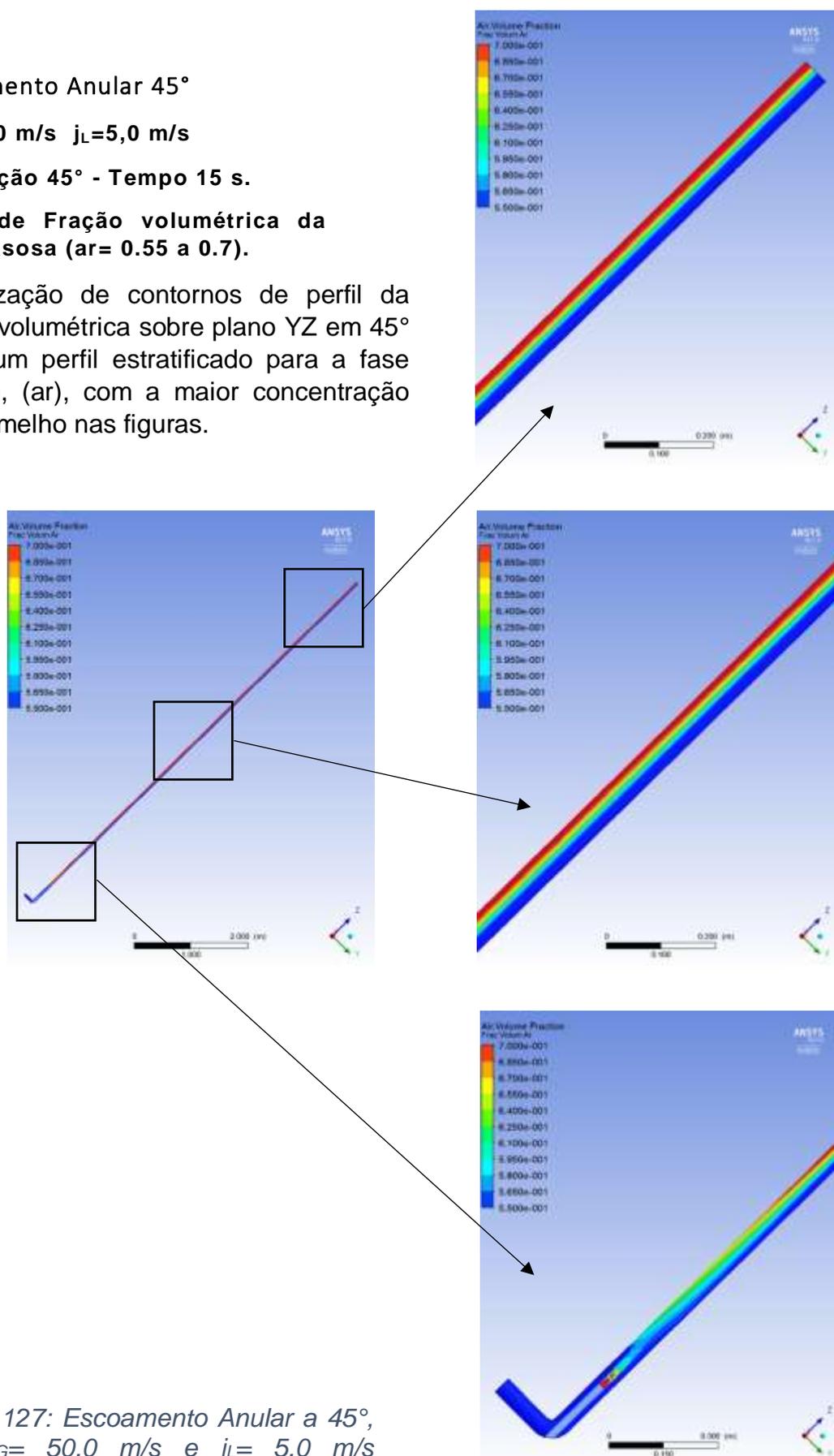


Figura 127: Escoamento Anular a 45°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Fração Volumétrica do ar em Contornos no plano YZ.

Escoamento Anular 0°

$j_G = 50,0 \text{ m/s}$ $j_L = 5,0 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume = 0,5 a 1,0.

A visualização em 3D por isovolumes da fração volumétrica de ar do CFX em 0° mostra a esperada concentração da fase gasosa, (ar em vermelho), ocupando o centro do tubo característica deste tipo de escoamento.

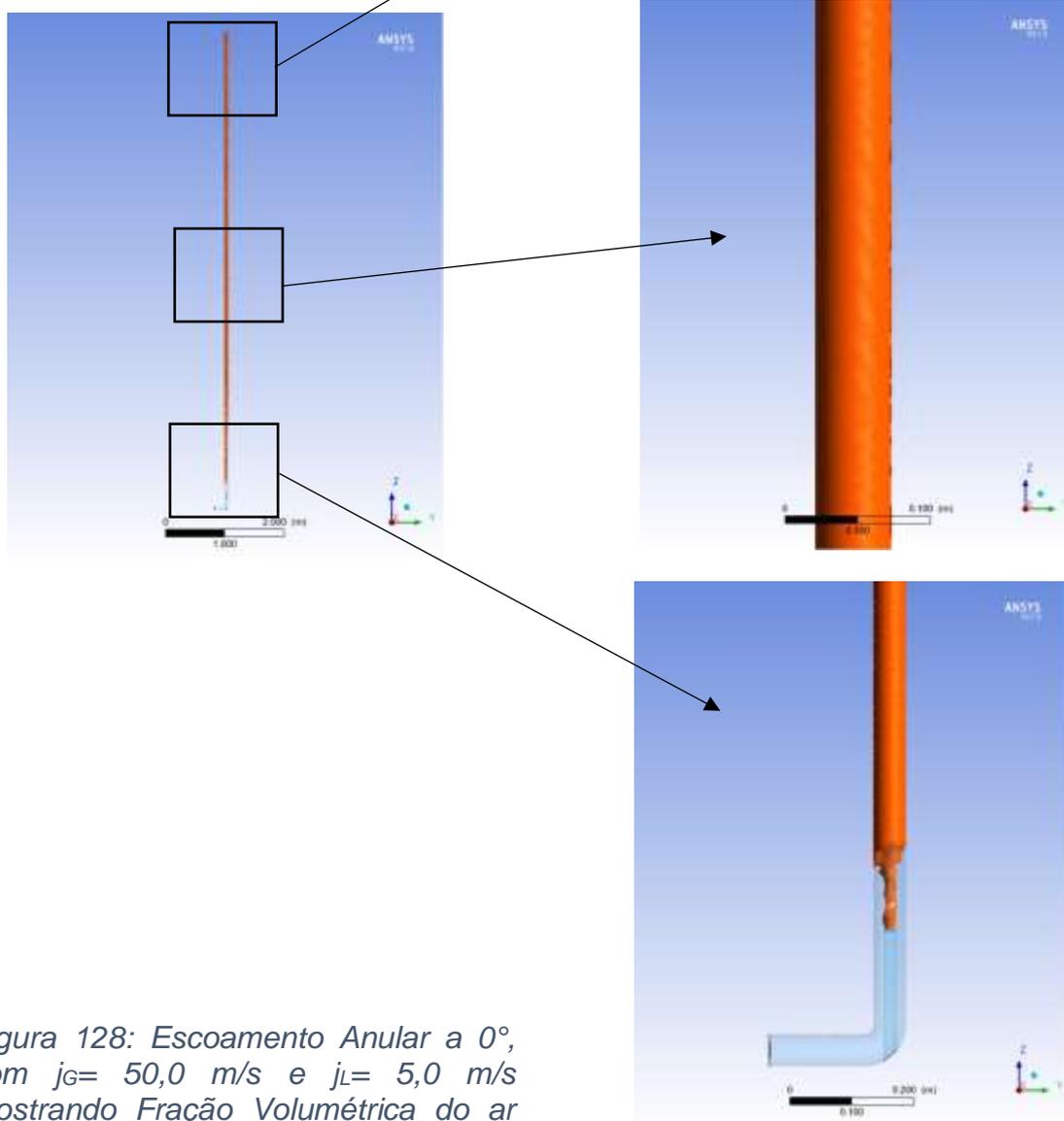


Figura 128: Escoamento Anular a 0°, com $j_G = 50,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 5,0 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes.

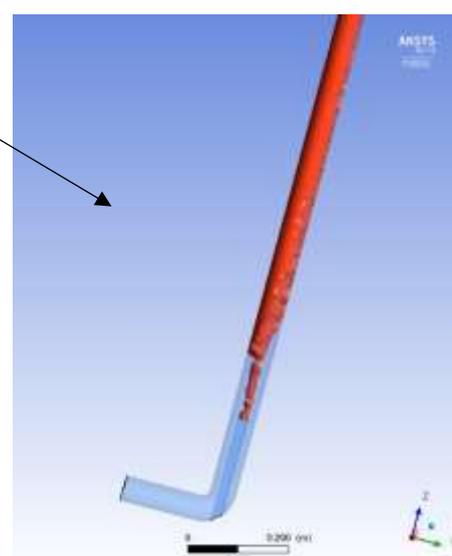
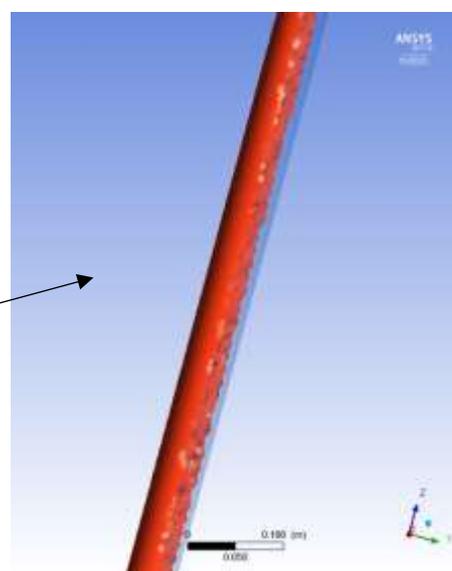
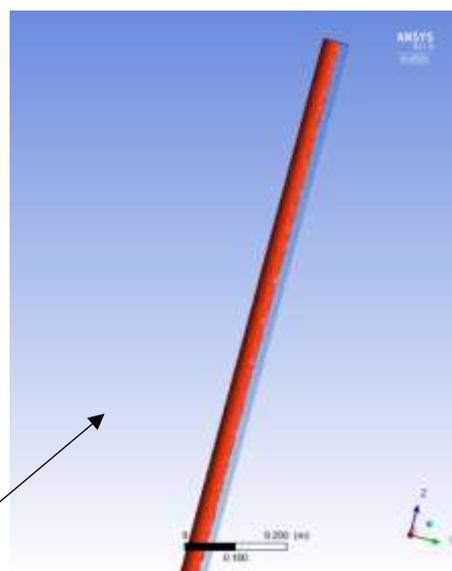
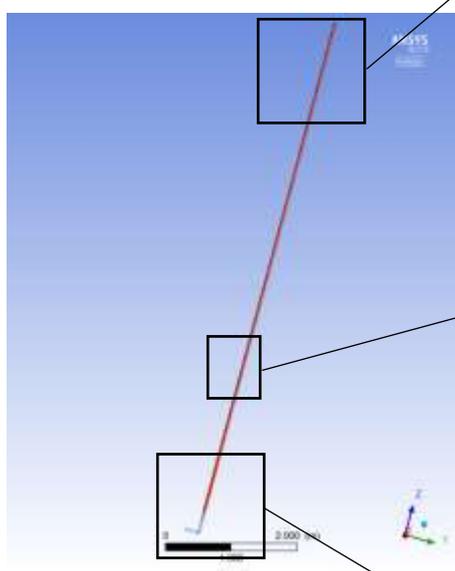
Escoamento Anular 15°

$j_G = 50,0 \text{ m/s}$ $j_L = 5,0 \text{ m/s}$

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume $\geq 0,55$.

A simulação inclinada em 15° mostra o deslocamento e concentração da fase gasosa, (ar), na parte superior da seção do tubo, mas sem o aspecto de estratificação vista nos contornos de perfil de fração volumétrica.



Pouco após a injeção da fase gasosa tem-se ainda o estabelecimento de um aspecto tipicamente anular preenchendo toda a seção do tubo, mas após alguns metros começa a concentração do ar na parte superior da seção do tubo.

Figura 129: Escoamento Anular a 15°, com $j_G = 50,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 5,0 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

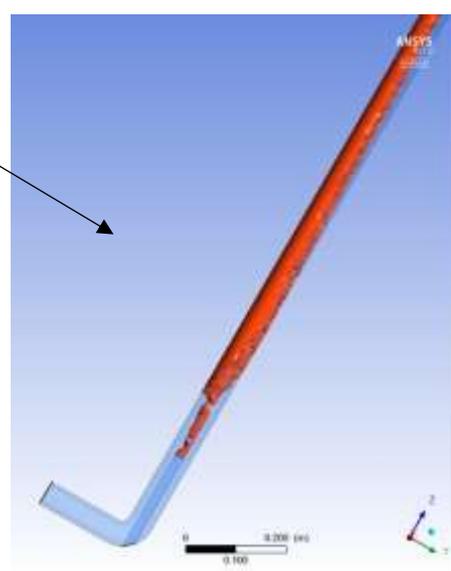
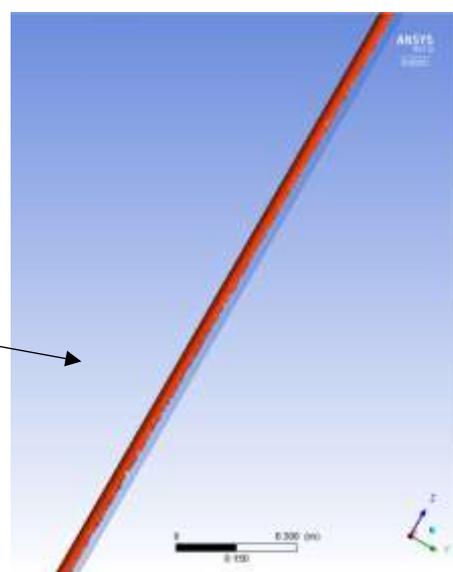
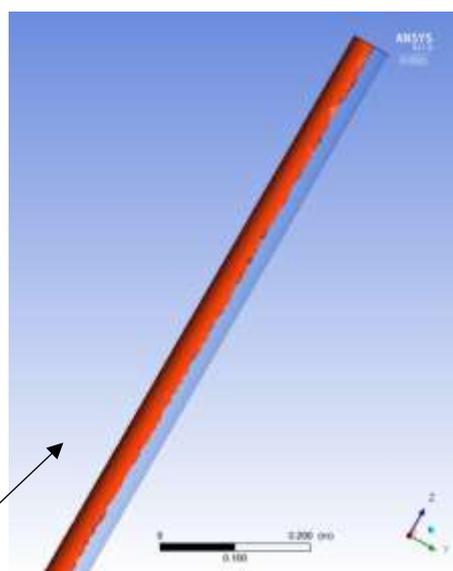
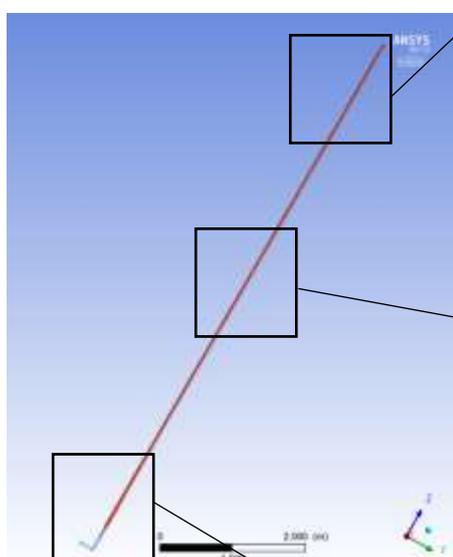
Escoamento Anular 30°

$j_G = 50,0 \text{ m/s}$ $j_L = 5,0 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume ≥ 0.55 .

A simulação inclinada em 30° mostra o mesmo aspecto que em 15° com o deslocamento e concentração da fase gasosa, (ar), na parte superior da seção do tubo, mas sem o aspecto de estratificação vista nos contornos de perfil de fração volumétrica.



O aspecto anular preenchendo toda a seção do tubo após alguns metros depois da injeção do ar, já é bem menor que em 15°.

Figura 130: Escoamento Anular a 30°, com $j_G = 50,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 5,0 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

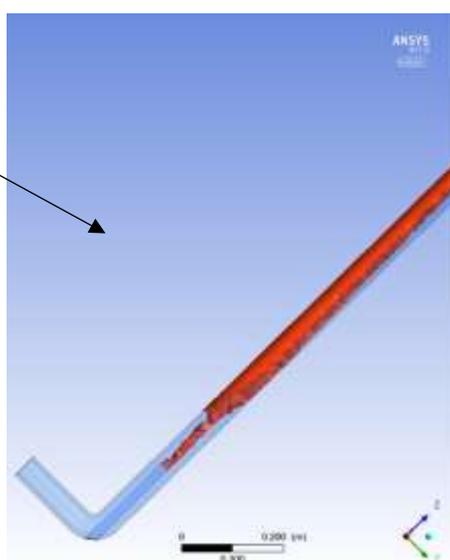
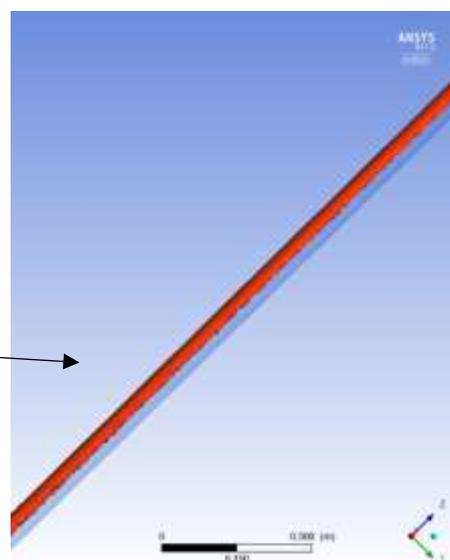
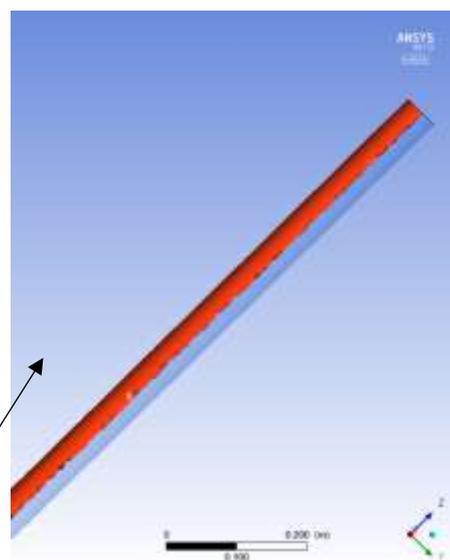
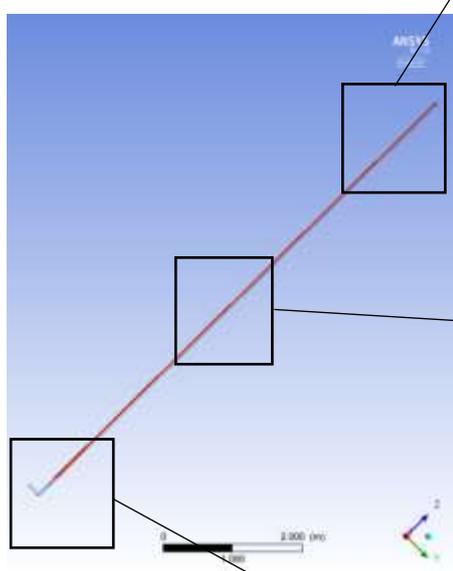
Escoamento Anular 45°

$j_G = 50,0 \text{ m/s}$ $j_L = 5,0 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s.

Isovolumes do ar em função da fração de volume ≥ 0.55 .

A simulação inclinada em 45° ainda mostra o mesmo aspecto que em 15° e 30°, com a concentração da fase gasosa (ar) na parte superior da seção do tubo praticamente ao longo de toda a extensão do tubo.



Já não se verifica o aspecto anular preenchendo toda a seção do tubo após alguns metros depois da injeção do ar.

Figura 131: Escoamento Anular a 45°, com $j_G = 50,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 5,0 \text{ m/s}$ mostrando Fração Volumétrica do ar em Isovolumes

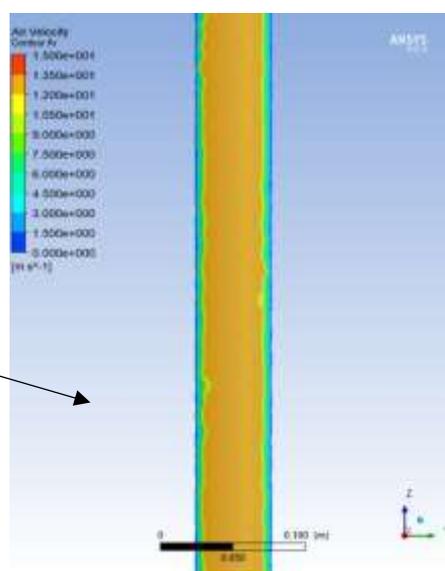
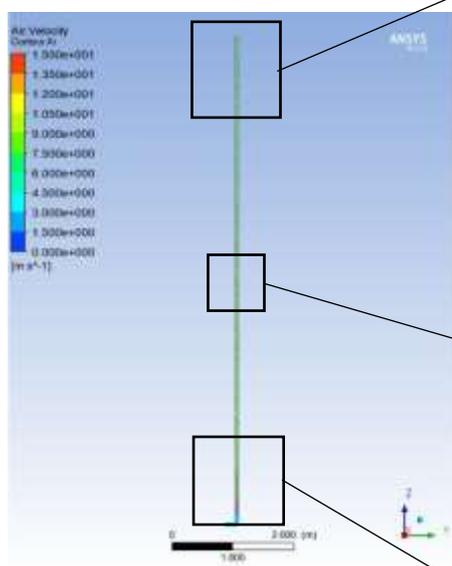
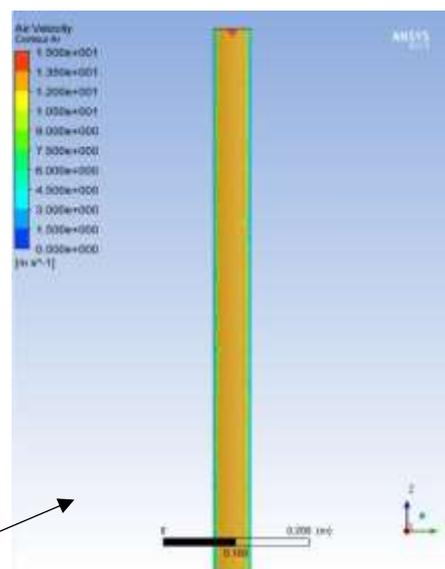
Escoamento Anular 0°

$j_G = 50,0 \text{ m/s}$ $j_L = 5,0 \text{ m/s}$

Inclinação 0° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa (ar = 0 a 15.0 m/s).

Na visualização por contorno de perfil de velocidades no plano YZ, mostra a concentração da fase gasosa, (ar), de forma marcante ocupando toda a seção central do tubo com uma fina região de velocidade 0, (cor azul), nas paredes.



Como esperado as maiores velocidades da fase gasosa (ar), estão próximas do ponto de injeção com forma de cone.

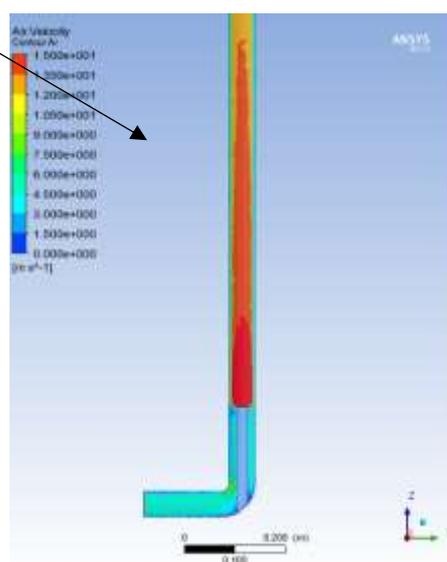


Figura 132: Escoamento Anular a 0°, com $j_G = 50,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 5,0 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.

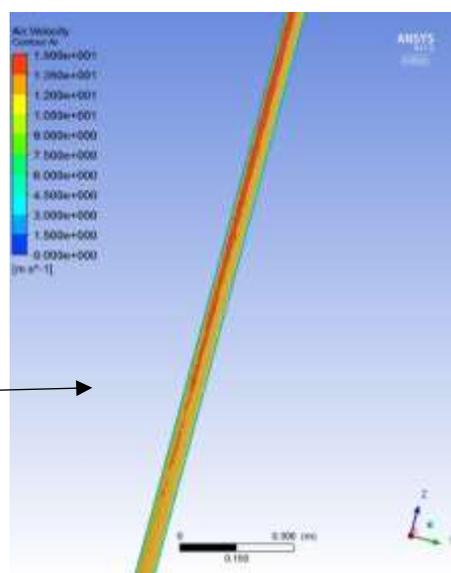
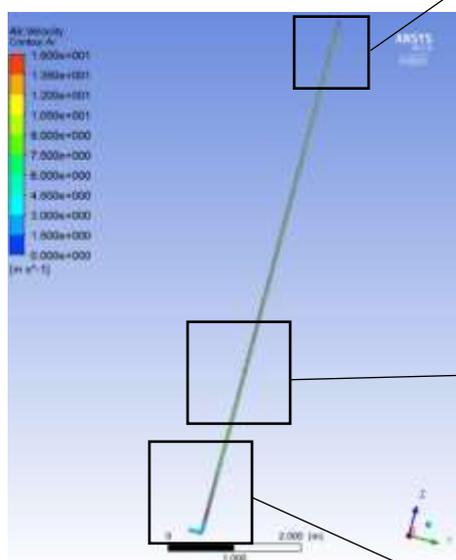
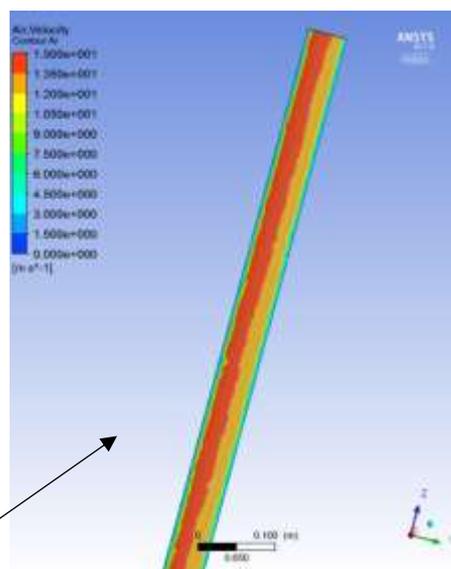
Escoamento Anular 15°

$j_G = 50,0$ m/s $j_L = 5,0$ m/s

Inclinação 15° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa (ar = 0 a 15.0 m/s).

Na simulação inclinada a 15°, nota-se o deslocamento da concentração da fase gasosa, (ar), para a parte superior da seção do tubo, tendendo para uma estratificação.



Nota-se uma fina região de velocidade 0, (cor azul), nas paredes mesmo na parte superior da seção do tubo para onde tende a se concentrar a fase gasosa.

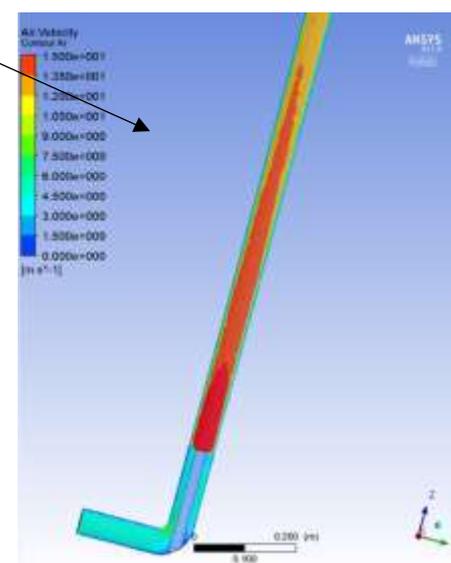


Figura 133: Escoamento Anular a 15°, com $j_G = 50,0$ m/s e $j_L = 5,0$ m/s mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.

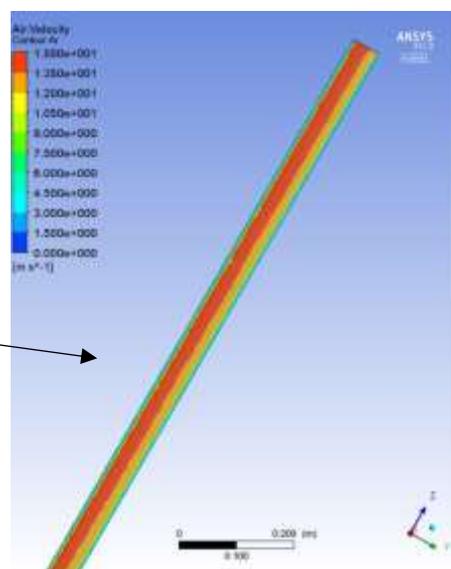
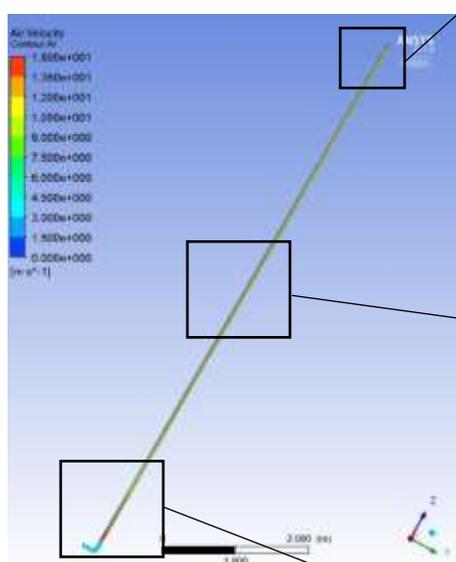
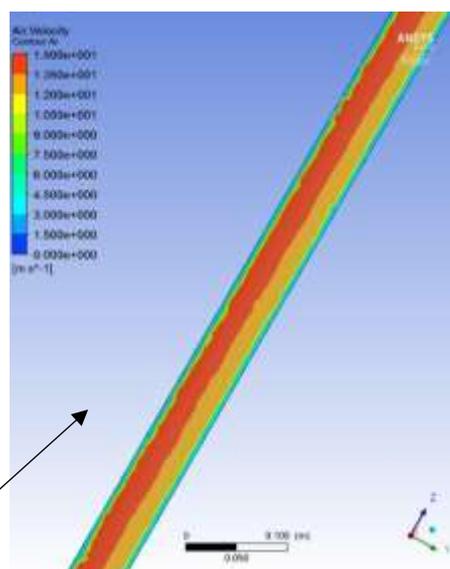
Escoamento Anular 30°

$j_G = 50,0 \text{ m/s}$ $j_L = 5,0 \text{ m/s}$

Inclinação 30° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa (ar = 0 a 15.0 m/s).

Na simulação inclinada a 30°, o deslocamento da concentração da fase gasosa, (ar), para a parte superior da seção do tubo fica mais evidente, mostrando a tendência para uma estratificação o escoamento.



Não mostra grandes variações de perfil de velocidades em relação à inclinação de 15°. Ainda se nota uma fina região de velocidade 0, (cor azul), nas paredes mesmo na parte superior da seção do tubo para onde tende a se concentrar a fase gasosa.

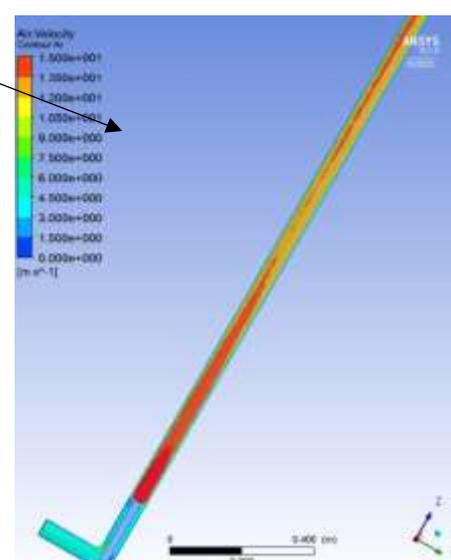


Figura 134: Escoamento Anular a 30°, com $j_G = 50,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 5,0 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.

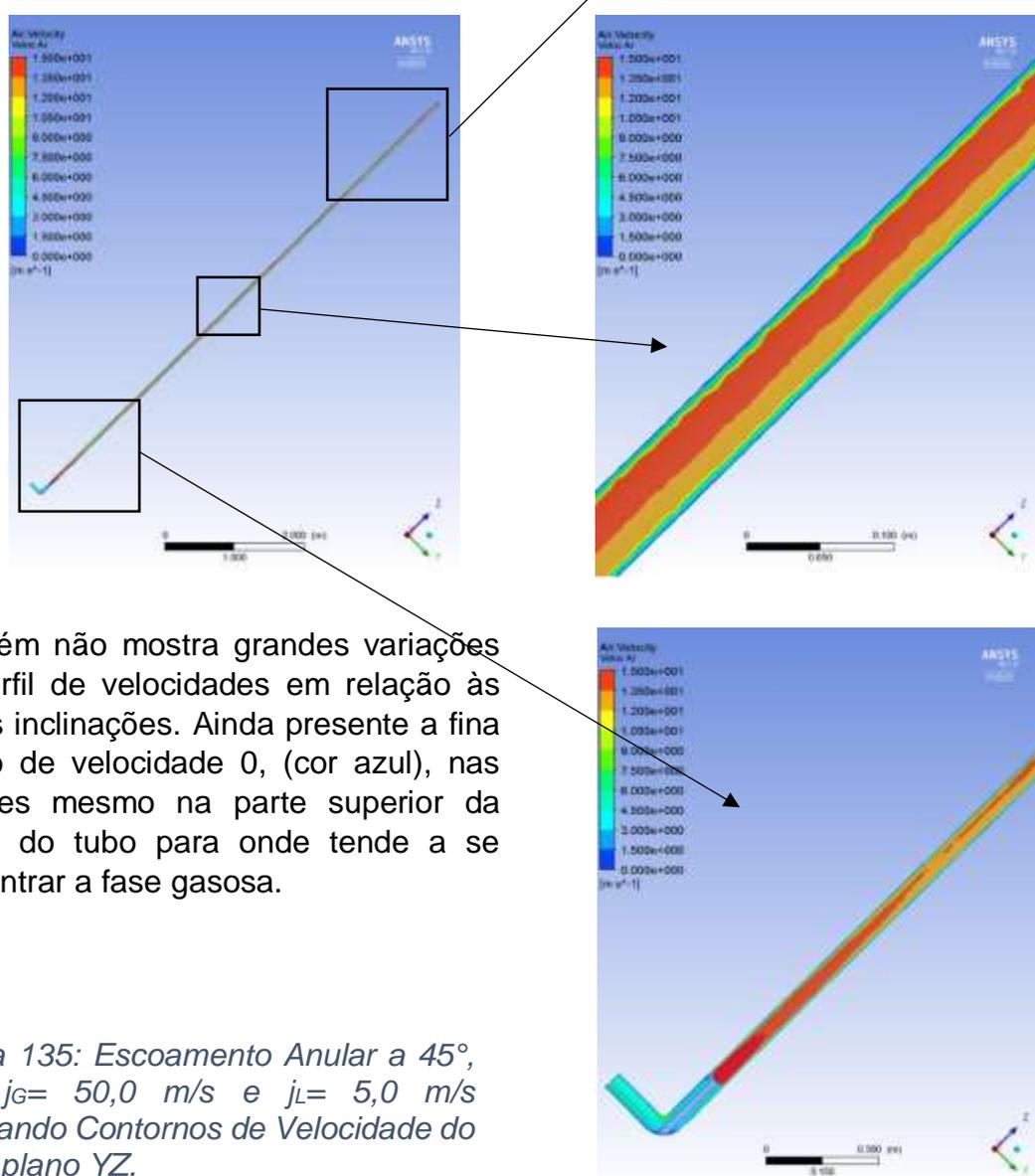
Escoamento Anular 45°

$j_G = 50,0 \text{ m/s}$ $j_L = 5,0 \text{ m/s}$

Inclinação 45° - Tempo 15 s.

Perfil de velocidades da fase gasosa (ar = 0 a 15.0 m/s).

Na simulação inclinada a 45°, continua mostrando o deslocamento da concentração da fase gasosa, (ar), para a parte superior da seção do tubo tal como nas inclinações anteriores como uma estratificação.



Também não mostra grandes variações de perfil de velocidades em relação às outras inclinações. Ainda presente a fina região de velocidade 0, (cor azul), nas paredes mesmo na parte superior da seção do tubo para onde tende a se concentrar a fase gasosa.

Figura 135: Escoamento Anular a 45°, com $j_G = 50,0 \text{ m/s}$ e $j_L = 5,0 \text{ m/s}$ mostrando Contornos de Velocidade do Ar no plano YZ.

Escoamento Anular – Gráficos de Fração Volumétrica do Ar - $j_G= 50,0$ m/s $j_L=5,0$ m/s

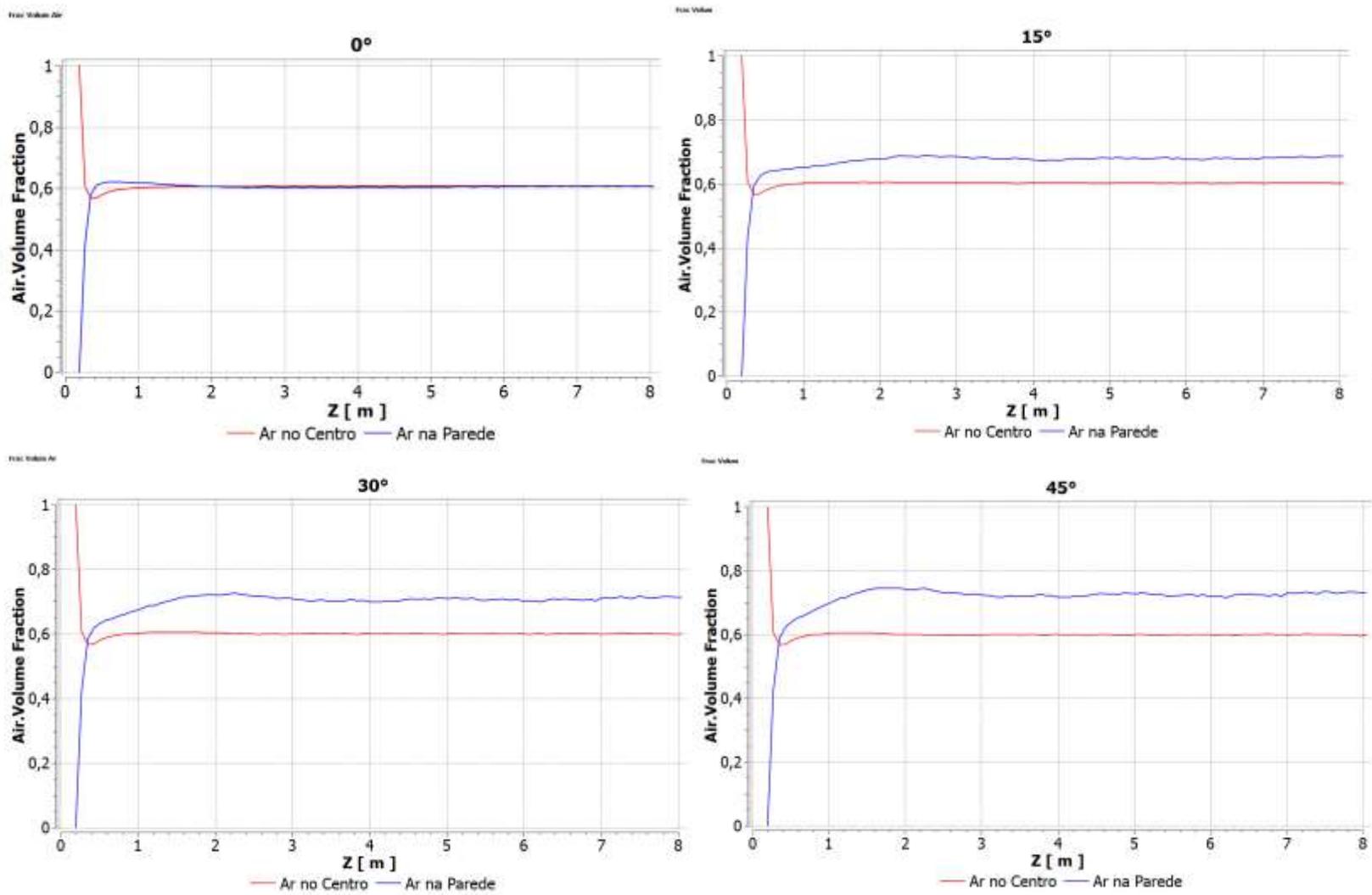


Figura 136: Escoamento Anular – Gráficos de Fração Volumétrica do Ar.

Escoamento Anular – Gráficos Velocidade do Ar - $j_G=50,0$ m/s $j_L=5,0$ m/s

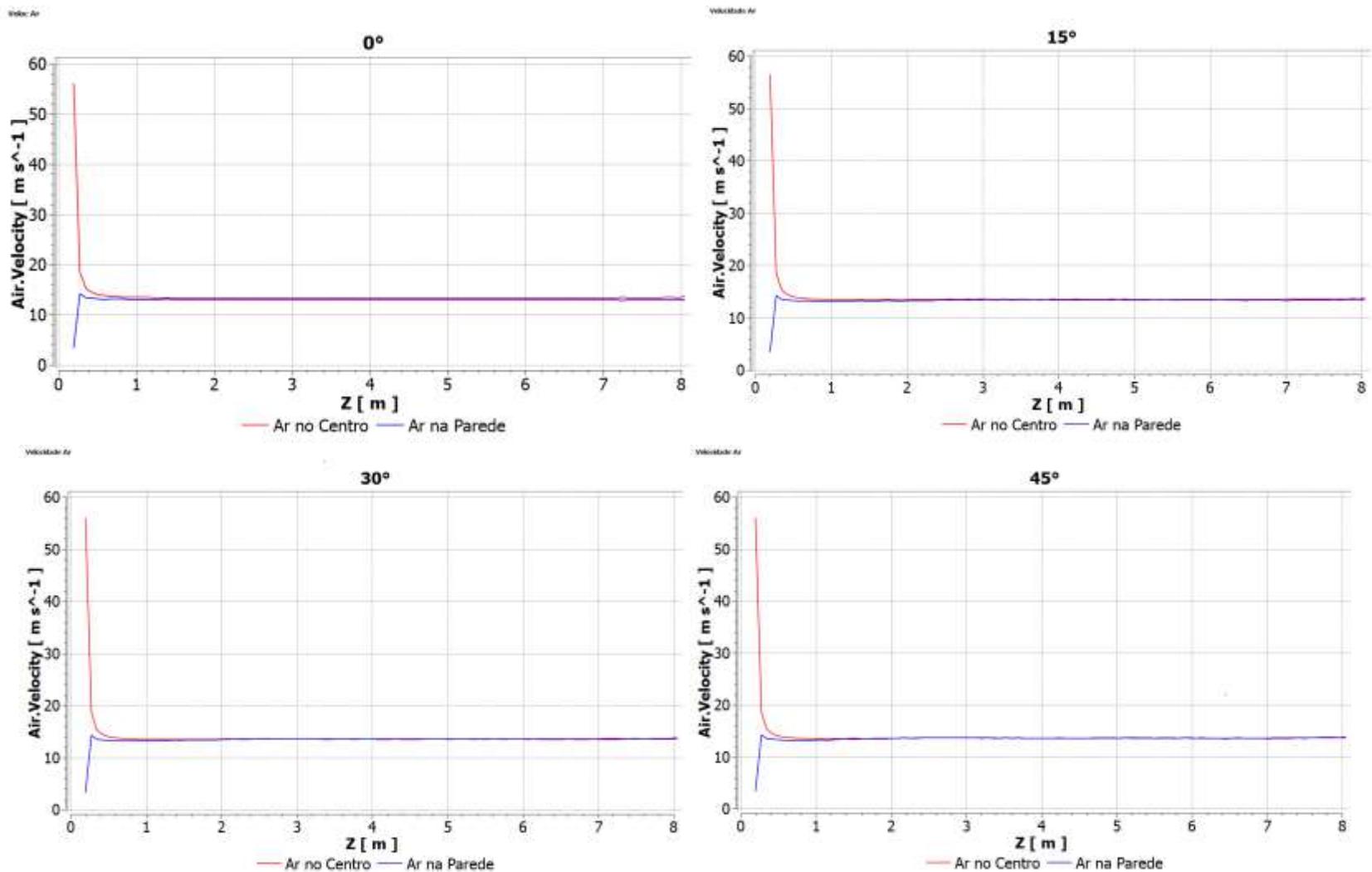


Figura 137: Escoamento Anular – Gráficos de Velocidade do Ar

Escoamento Anular – Gráficos de Velocidade Superficial das Fases - $j_G= 50,0$ m/s $j_L=5,0$ m/s

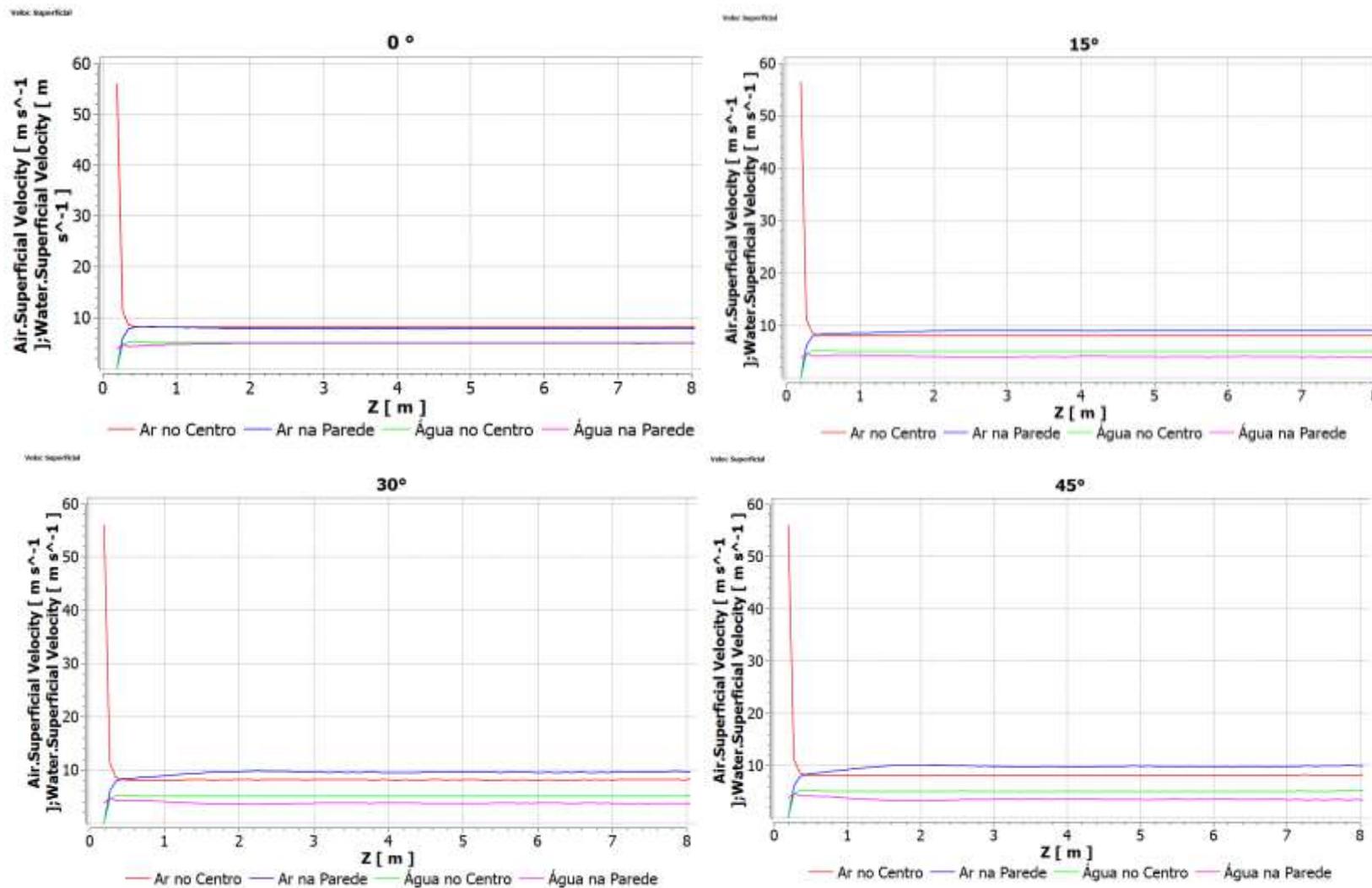


Figura 138 – Escoamento Anular: Gráficos de Velocidade Superficial das Fases

Capítulo 5

5 Conclusões e Trabalhos futuros.

O presente trabalho realizou um estudo de simulação computacional de uma experiência de escoamento bifásico com meio líquido estagnado e dos possíveis escoamentos bifásicos água/ar, a serem ensaiados em um experimento em construção. Para este trabalho utilizou-se o software proprietário ANSYS/CFX versão 17.0, tendo sido dispendido bom tempo deste estudo em aprender o funcionamento do programa e em configurar para simular corretamente as experiências aqui estudadas.

A primeira experiência de escoamento bifásico estudada, de meio líquido estagnado desenvolvida por DE AZEVEDO (2016), envolveu a simulação de escoamentos de uma bolha de Taylor de ar atmosférico, originada de um bolsão de 0,1 m de extensão confinada em um tubo de 0,024 m de diâmetro e 2,0 m de comprimento, se deslocando por diferença de densidade. Foram realizadas simulações com água destilada e glicerina como meio líquido, e com inclinações em relação à posição vertical de 0°, 2,5°, 5°, 7,5°, 10° e 15°. Com vários ajustes no programa conseguiu-se resultados pelas simulações de velocidade e aspecto da bolha de Taylor bem próximos da realidade física da experiência.

A segunda parte deste estudo utilizou o programa CFX para simular uma série de tipos de escoamentos bifásicos água/ar, em um experimento em desenvolvimento no Laboratório de Termo-hidráulica Experimental, LTE, do IEN. Baseado neste experimento, montou-se uma simulação de um tubo de seção circular de 0,052 m de diâmetro com 8,0 m de extensão, tendo no início um dispositivo proposto para a mistura das fases. As simulações também envolveram inclinações em relação à posição vertical, mas nos ângulos de 0°, 15°, 30° e 45°. Utilizou-se como guia na escolha das condições de contorno dos escoamentos, o já bem conhecido mapa de escoamentos verticais elaborado por Taitel et al (1980). Os resultados destas simulações se restringiram a um tempo relativamente curto (15 s) mas que em quase todos os casos permitiu avaliar bem a simulação do escoamento. Estes resultados serão futuramente comparados com os experimentais, a serem obtidos quando o experimento estiver em funcionamento.

Vale ressaltar que todas as simulações do CFX deste estudo foram realizadas em 3 dimensões, tendo demandado um certo esforço computacional que foi amplamente coberto pela estrutura disponível no Laboratório de Computação Paralela, LCP, do SETER.

5.1 Conclusões

- No caso do escoamento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada o uso do programa ANSYS CFX em 3D provou ser um desafio. Isto já era previsível pelo estudo da bibliografia existente. O trabalho aqui apresentado tratou o problema em forma 3D desde a concepção, e o princípio de delimitar uma região para o ar acabou refletindo de forma bem similar o que realmente se deu na experiência. Dessa forma, todas as simulações mostraram o que pelos cálculos seria de se esperar nos escoamentos, é claro, dentro do conhecimento adquirido neste estudo para ajuste do programa ANSYS CFX.
- A escolha do modelo de superfície livre na definição das simulações do escoamento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada foi primordial, pois trata melhor as interfaces dentre as fases ainda mais com o fator máximo de discretização. A utilização do ajuste deste modelo em conjunto com o ajuste do *Interphase Transfer*, com a opção *Mixture Model* é que permitiu manter a fase gasosa estável e coesa durante o escoamento.
- A velocidade da fase gasosa na simulação coerente com os valores experimentais, só pôde ser alcançada através de testes para o fator *Interface Length Scale*, o qual é habilitado após a escolha do ajuste *Interphase Transfer* com a opção *Mixture Model*, conforme descrito antes.
- Quanto ao uso de modelo de Turbulência por Tensões Cisalhantes SST para o caso em que o líquido é água e o regime Laminar para o caso em que a fase líquida é a glicerina, verificou-se que é fortemente influenciado pela densidade justamente desta fase líquida. O fenômeno físico em si é de certa forma preferencialmente laminar, excetuando os primeiros momentos do escoamento. Isso é justificado pela fase líquida estar parada fora da região de contato com a fase gasosa, e com a passagem ao ar o líquido praticamente abre passagem de forma suave. Assim a densidade maior da glicerina privilegia melhor resultado da simulação com o regime laminar, enquanto que a água com menor densidade

já tende ao uso de um regime turbulento para a simulação. O que foi comprovado no estudo pela inversão dos regimes entre os dois casos de fases líquidas.

- O uso do inflation na malha de volumes finitos do caso envolvendo a água como fase líquida também se prendeu ao fato da menor densidade desta. Seu uso possibilitou resultados melhores. Entretanto, quando a fase líquida é a glicerina, os melhores resultados foram sem o inflation, pois este acaba acentuando a transferência interfacial das fases e dispersando a fase gasosa devido à maior densidade da glicerina.
- A malha de volumes finitos para gerada para o escoamento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada permitiu se alcançar os resultados propostos no presente estudo, apesar de não ser tão fina. É claro que, para estudos mais aprofundados, como por exemplo para analisar o escoamento em contracorrente ao redor da passagem da fase gasosa, será necessário em malha mais fina e também em termos de hardware, de um maior poder e tempo de processamento.
- O uso da visualização por meio de Isovolumes em 3D nas simulações do Experimento de Escoamento Bifásico mostrou-se com um efeito visual bem próximo da realidade física, de certa forma bem melhor do que as formas de visualização baseadas em contornos aplicados em planos e até mesmo do uso de isosurfaces, recursos normalmente utilizados na maioria da bibliografia e trabalhos consultados.
- Uma constatação que inclusive merece um estudo mais aprofundado, reside justamente no caso do Escoamento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada na deformação do nariz da bolha de ar à medida que se aproxima do final do tubo nos escoamentos inclinados. Nesse ponto já há uma diminuição natural da coluna hidrostática que deve ser responsável, possivelmente, por um desvio do fluxo de líquido que ataca o nariz da bolha pela parte superior. Isso é notado no caso da água na Figura 61 a Figura 63 (“c” e “d”) que correspondem às inclinações de 2,5°, 5° e 7,5°, sendo que não acontece para 10° e 15° (Figura 64 e Figura 65). No caso da glicerina há deslocamento deste fenômeno para a faixa de 5°, 7,5° e 10° (Figura 71 a Figura 73 em “c” e “d”) de forma mais pronunciada. Na glicerina, em 15° (Figura 74), já não se nota mais esta ocorrência.
- Nas simulações do Experimento de Escoamento Bifásico notou-se a necessidade de investigar melhor dentro da faixa de inclinação de 0° a 15°, pois há uma diferença significativa do aspecto do escoamento entre estes dois pontos, o que não se notou entre 15°, 30° e 45°.

- As simulações Experimento de Escoamento Bifásico mostraram que a opção proposta para o misturador de fases do Tipo Injetor em Curva (item 3.2.1.1) mostrou-se bastante adequada para o experimento. Nas simulações verticais o escoamento da fase gasosa se encontra com o da fase líquida sem grandes turbulências e bem concêntrico com eixo da tubulação. Isso demonstra que a escolha deste injetor para a fabricação definitiva é acertada o que não invalida que se cogite de outras geometrias para casos específicos.
- Embora o tempo de 15 s escolhido para o regime transiente das simulações realizadas do Experimento de Escoamento Bifásico não tenha sido suficiente para a fase gasosa alcançar o final da tubulação do experimento em algumas simulações, acredita-se que a estrutura do escoamento tenha se estabelecido razoavelmente pelo menos nos primeiros metros de extensão. Esta afirmação se baseia no fato de, ao se acompanhar o desenvolvimento do escoamento ao longo do tubo, o qual tem uma extensão de 8,0m, verifica-se depois de certo tempo de passado a frente da fase gasosa, não se vê muitas mudanças no aspecto do escoamento nos primeiros metros percorridos. O uso do Injetor em Curva, descrito anteriormente, certamente contribuiu muito para este fato por não ocasionar muita turbulência no encontro das fases.

5.2 Trabalhos futuros

- Realizar as mesmas simulações do Escoamento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada utilizando o ANSYS FLUENT a fim de comparar os resultados e verificar qual software dá melhores resultados na simulação deste tipo de experiência. É de conhecimento que o FLUENT é um software de simulação mais aprimorado que o CFX, e vem sendo largamente utilizado nos estudos mais recentes de CFD. Isso se deve à uma nova metodologia de cálculo envolvendo a malha de volumes finitos que permite realizar cálculo mais precisos, em menor tempo e claro, com menos esforço computacional.
- Realizar simulações com malha mais fina para captar o escoamento contracorrente envolvendo a bolha de Taylor da experiência de Escoamento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada e verificar qual será o novo valor do fator *Interface Length Scale*, que permitirá resultados compatíveis com a realidade física do fenômeno
- Realizar uma análise mais minuciosa da movimentação da bolha nas simulações do Escoamento com Fase Líquida Inicialmente Estagnada ao longo do tubo para verificar alterações como acelerações através de medições de velocidade média em várias seções transversais.

- Uma vez concluída a montagem do Experimento de Escoamento Bifásico realizar a comparação dos resultados experimentais a serem obtidos com os alcançados através das simulações deste trabalho.
- Apoiado nos resultados experimentais do Experimento de Escoamento Bifásico, realizar uma verificação mais minuciosa com simulações de escoamentos na faixa de 0° a 15° , faixa onde se verificou que ocorrem as maiores variações nos parâmetros dos escoamentos água/ar.
- Comparações com correlações/modelos da literatura também deverão ser realizados.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AKAGAWA, K. . S. T. "Fluctuation of Void Ratio in Two-Phase Flow". **Bulletin of ASME**, 9, 1960. 104.

ANSYS. ANSYS CFX TUTORIAL, 2016. Disponível em: <www.ansys.com>.

ANSYS. ANSYS WORKBENCH 17.0, 2016. Disponível em: <www.ansys.com>.

ANSYS. Ansys Workbench Help- release 16.2. **ANSYS**, 2016. Disponível em: <www.ansys.com>.

BARNEA, D. On the effect of viscosity on stability of stratified gas—liquid flow—application to flow pattern transition at various pipe inclinations. **Chemical Engineering Science**, v. 46, n. 8, p. 2123-2131, 1991.

BENDIKSEN, K. H. An Experimental Investigation of the Motion of Long Bubbles in Inclined Tubes. **International Journal of Multiphase Flow**, 10, 1984. 467-483.

BIRD, R. B. . S. W. E. . L. E. N. "**Transport Phenomena**". : John Wiley & Sons, Inc., 1924.

BRODKEY, R. S. "**The Phenomena of Fluid Motion**". : Reading, Mass : Addison-Wesley series in chemical engineering, 1967.

CALDERBLANK, P. H. "**Physical rate processes in industrial fermentation. I. The interfacial area in gas area in gas-liquid contracting with mechanical agitation.**" : Trans. Inst. Chem. Eng., v. 36, 1958. 443 p.

CFD ON LINE. Disponível em: <www.cfd.-online.com>.

CLARKE, A. . I. R. I. A Numerical Model of Slug Flow in Vertical Tubes. **Computers & Fluids**, 26, Nº 4, 1995. 395-415.

CLAY, P. H. "**The mechanism of emulsion formation in turbulent flow**". : Proc. R. Soc. London Ser. A, v. 200-part I, 1950. 375 p.

COOK M., B. M. Pressure drop calculation and modelling of inclined intermittent gas-liquid flow. **Chemical Engineering Science**, v. 55, p. 4699-4708, 2000.

COUET, B. . S. G. S. The Effects of Surface Tension and Tube Inclination on a Two-Dimensional Rising Bubble. **Journal of Fluid Mechanics**, 184, 1987. 1-14.

COURANT, R.; FIEDRICHS, K.; LEWY, H. "**Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Phisky**". : Mathematische Annalen, v. 100, 1928. 32-74 p.

CUNHA FILHO, J. D. S. **Estudo Experimental de Escoamento Bifásico em Tubo Circular Inclinado utilizando Técnicas Ultrassônicas e de Visualização**. COPPE/UFRJ. Rio de janeiro, p. 260. 2010.

DAVIES, R. M. . T. G. "**The Mechanics of Large Bubbles Rising through Extended Liquids and through Liquids in Tubes**". : Proceedings of The Royal Society of London, v. 200, 1950. 375-390 p.

DAVYDOV, B. I. "**On the Statistical Dynamics of a Incompressible Turbulent Fluid**". : Dockl. Akad. Nauk S.S.S.R., v. 136, 1961. 47-50 p.

DE AZEVEDO, M. B. **Estudos Experimentais da Ascensão de bolhas de Taylor individuais em Tubos Verticais e Ligeiramente Inclínados**. COPPE/UFRJ. Rio de Janeiro, p. 256. 2016.

DUMITRESCU, D. T. "**Strömung an einer Luftblase im senkrechten Rohr**". : Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, v. 23 - n. 3, 1943. 139-149 p.

FACCINI, J. L. H. **Estudos de Escoamentos Bifásicos Gás-Líquido em Tubos Verticais e**. IEN/CNEN. . 2011.

FELDMAN, S. "**On the Hydrodynamic Stability of Two Viscous Incompressible Fluids in Parallel Uniform Shearing Motion**". : Journal Fluid Mech., v. 1, 1957. 343 p.

GHAJAR, A. J. Non-Boiling Heat Transfer in Gas-Liquid Flow in Pipes - a Tutorial. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Science and Engineering**, 27- n. 1, 2005. 46-73.

GOVIER, G. W. . A. K. "**The Flow of Complex Mixtures in Pipes**". : Van Nostrand Reinhold Co., 1972.

GRIFFITH, P. . W. G. B. "Two-Phase Slug Flow". **Journal of Heat Transfer**, 83, 1961. 307-327.

HANJALIC, K. "**Two-Dimensional Asymmetric Turbulent Flow in Ducts**". Universidade de Londres. . 1970.

HARLOW, F. H. . N. P. I. "**Transport of Turbulence Energy Decay Rate**". Los Alamos Sci. . 1968.

HARMANTHY, T. Z. "**Velocity of Large Drps and Bubbles in Media of Infinite or Restricted Extend**". : Advances in Chemical Engineering, v. 6, 1960. 281-288 p.

HEWITT, G. F. . E. R. D. N. "**Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography**". : AERE-M2159, 1969.

HINZE, J. O. "**Fundamentals of the Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Processes**". : Advances in Chemical Engineering, v. V 1 - n 3, 1955. 289-295 p.

JONES, W. P. . L. B. E. "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, 15, 1972. 301-314.

KÁRMÁN, T. V. "**Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz**". Congress of Applied Mechanics Stockholm. Stockholm: [s.n.]. 1930. p. 85-93.

KOK, KENNETH D. "**Nuclear Engineering Handbook - Mechanical Engineering Series**". : CRC Press, 2009. 677-693 p.

KOLEV, N. I. "**Multifase Flow Dynamics 1 Fundamentals**". Berlin: Springer, 2002, 2005.

LAUNDER, B. E. . R. G. J. . R. W. "Progress in the Developments of a Reynolds-Stress Turbulence Closure". **Journal of Fluids Mechanics**, 68, 1975. 537-566.

LAUNDER, B. E. . S. B. I. "Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc". **Letters in Heat and Mass Transfer**, 1 - n.2, 1974. 131-138.

LAUNDER, B. E. . S. D. B. "Mathematical Models of Turbulence". **Journal of Fluid Mechanics**, 57 - p.4, 1972. 825-829.

LAX, P. D. **"The Fomation and Decay of Shock Waves"**. : The American Mathematical Monthly, v. 79 - N 3, 1954. 227-241 p. Disponivel em: <<http://www.jstor.org/stable/2316618>>.

LIEBMANN, L. **Die Angenäherte Ermittlung Harmonischer Funktionen und Konformer Abbildungen**. : Sitzunsber. Math. Phys. Kl. Bayer. Akad. Wiss., v. 3, 1918. 385 p.

MANDHANE, J. M. . G. G. A. . E. A. K. **A Flow Pattern Map for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes**. : Int. J. Multiphase Flow, 1974.

MANERI, C. C. . Z. N. "An Experimental Study of Plane Bubbles Rising at Inclination". **International Journal of Multifase Flow**, 1, 1974. 623-645.

MANERI, C. C. **The Motion of Plane Bubbles in Inclined Ducts**. New York. 1970.

MENTER, F. R. "Multiscale Model for Turbulent Flows". **24th Conference**, 1993.

MENTER, F. R. "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications". **Journal of AIAA**, 32 - p 8, 1994. 1598-1605.

MENTER, F. R. "Eddy Viscosity Transport Equations and their Relation to the Model". **ASME - Journal of Fluids Engineering**, 119, 1997. 876-884.

MOISSIS, R. . G. P. "Entrande Effects in a Two-Phase Slug Flow". **Journal of Heat Transfer**, 1962. 29.

MOISSIS, R. "The Transition from Slug to Homogeneous Two-Phase Slug Flow". **Journal of Heat Transfer**, v. 85, p. 366, 1963.

NICKLIN, D. J. . W. J. O. . D. J. F. **"Two-Phase Flow in Vertical Tubes"**. : Trans. Inst. Chem. Eng., v. 40, 1962. 61-68 p.

NICKLIN, D. J. **"Two-Phase Bubble Flow"**. : Chemical Engineering Science, v. 17 - n.9, 1962. 693-702 p.

PATEL, R. P. **"Turbulent Jets and Wall Jets in Uniform Streaming Flow"**. : Aeron. Q., v. 23, 1971. 311 p.

PUSHKINA, O. L. . S. Y. L. **"Breakdown of Liquid Film Motion in Vertical Tubes"**. : Heat Transfer - Soviet Research, v. 1 - n° 5, 1962. 56-64 p.

RADIVCICH, N. A. . M. R. **The Transition from Two Phase Bubble Flow to Slug Flow**. Massachusetts Institute of Tecnology. , p. 19-24. 1962.

RICHARDSON, L. F. "**The Approximate Numerical Solution by Finite Differences of Physical Problems involving Differential Equations, with an Application to the Stresses in a Masonry Dam**". Series A. ed. : Philosophical Transactions of the Royal Society of London, v. 210, 1910. 307-357 p.

SCHLICHTING, H. "**Boundary Layer Theory**". 6. ed. : McGraw-Hill, 1968.

SEVIK, M.; PARK, S. H. "The splitting of drops and bubbles by turbulent fluid flow". **J. Fluid Eng.**, v. 95, p. 53, 1973.

SHOHAM, O. **Mechanistic Modeling of Gas-Liquid Two-Phase Flow in Pipes**. : SPE, 2006.

SPEEDING P.L., W. J. K. . R. S. R. . F. M. E. G. Two-phase co-current flow in inclined pipe, 41, n. 24, 1998. 4205-4228.

SPEEDING, P. L. . N. V. T. Buble Rise and Liquid Content in Horizontal and Inclined Tubes. **Chemical Engineering Science**, 33, 1978. 987-994.

SPEZIALE, C. G. . S. S. . G. T. B. "Modelling the Pressure-Strain Correlation of Turbulence: an Invariant Dynamical Systems Approach". **Journal of Fluids Mechanics**, 277, 1991. 245-272.

TAHA, T. . C. Z. F. CFD Modeling of Slug Flow in Vertical Tubes. **Chemical Engineering Science**, 61, 2006. 676-687.

TAITEL, Y. . B. D. . E. D. A. E. **Modelling Flow Pattern Transitions for Stead Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes**. : Journal of Advances in Chemical Engineering, v. 26- n.3, 1980. 345-354 p.

TAITEL, Y. . D. A. E. "**A model for Predicting Flow Regimes Transition in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow**". : Journal of Advances in Chemical Engineering, v. 22:47, 1976.

TANNEHILL, J. C. . A. D. A. . P. R. H. **Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer**. : Taylor & Francis, 1997.

TODREAS, N. E. E. K. M. S. **Nuclear Systems 1 - Thermal Hydraulic Fundamentals**. : Taylor & Francis, 1993.

TURNER, R. G. . H. M. G. . D. A. E. "Analysis and Prediction of Minimum Flow Rate for the Continuous Removal of Liquid from Gas Wells". : [s.n.], v. 21, 1969. p. 1475-1482.

VIANA, F. . P. R. . Y. R. . T. J. L. . J. D. D. 2003. "**Universal Correlation for the Rise Velocity of Long Gas Bubbles in Round Pipes**", 494, 2003. 379-398.

VON NEUMANN, J.; RICHTMYER, R. D. "**A method for Numerical Calculation of Hydrodynamics Shocks**". Princeton: Institute for Advanced Study, 1949.

WEBER, M. E. . A. A. . R. M. E. Velocities of Extended Bubbles Tubes in Inclined Tubes. **Chemical Engineering Science**, 41, 1986. 2235-2240.

WHITE, E. T. . B. R. H. "The velocity of Rise of Single Cylindrical Air Bubbles through Liquids Contained in Vertical Tubes". **Chem. Eng. Sci.**, 17, 1962. 351-361.

WHITE, F. **Mecânica dos Flúidos**. 6°. ed. : Mc Graw Hill, 2002. 16-17 p.

WILCOX, D. C. "Multiscale Model for Turbulent Flows". **24th Conference AIAA**, 1986.

YAKHOT, V. . O. S. A. "Renormalization Group Analysis of Turbulence: I. Basic Theory". **Journal of Scientific Computing**, 1, 1986. 1-51.

ZENG, D. . H. X. . C. D. CFD Simulations of Hydrodynamics Characteristics in a Gas-Liquid Upward Slug Flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, 50, 2006. 4151-4165.

ZUKOSKI, E. E. "Influence of Viscosity, Surface Tension, and Inclination Angle on Motion of Long Bubbles in Closed Tubes". **Journal of Fluids Mechanics**, 25 - n. 4, 1966. 821-837.

Apêndice.

A. O Software ANSYS

Dentre os softwares comerciais existentes particularmente este estudo se dedicará ao uso do ANSYS CFX da ANSYS Inc.

O programa ANSYS WORKBENCH, atualmente na versão 17.0, possui os seguintes módulos gerais de análise:

- Flúídos
- Estruturas
- Eletrônicos
- Sistemas

Dentro do programa, estes módulos gerais se subdividem em outros subprogramas dedicados a soluções específicas (Figura 139):

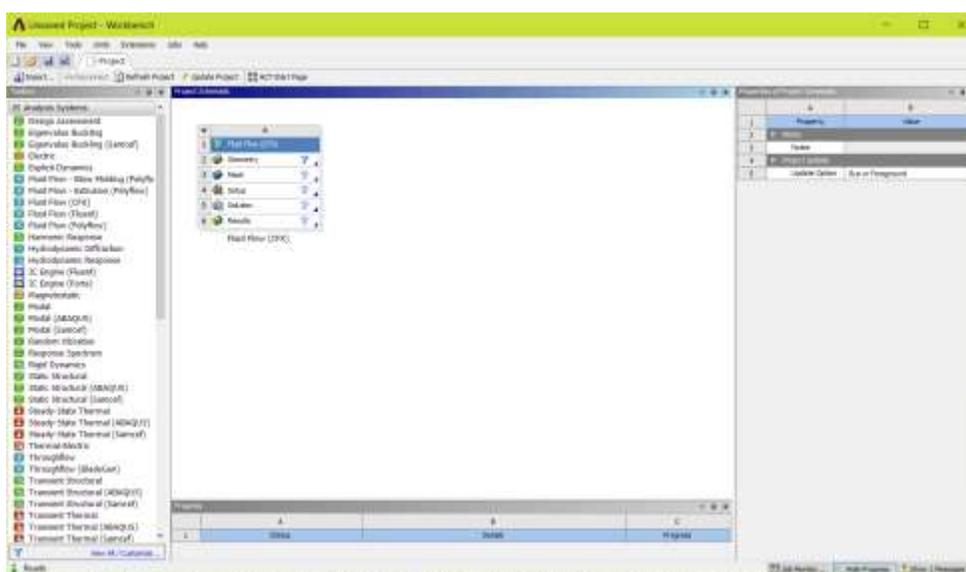


Figura 139: Interface inicial do ANSYS WORKBENCH versão 17.0 (ANSYS, 2016).

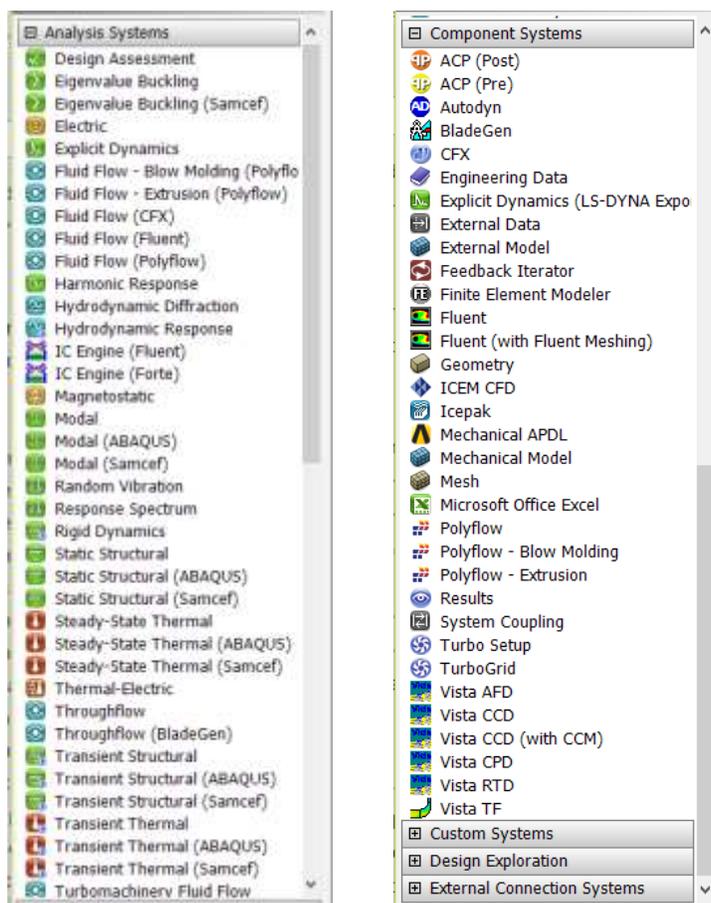


Figura 140: Detalhe da interface inicial do ANSYS WORKBENCH versão 17.0, mostrando as ferramentas disponíveis (ANSYS, 2016).

Na área de interesse do estudo deste trabalho de fluidodinâmica computacional, CFD, o programa oferece dois sistemas de análise principais, sendo estes:

- Fluid Flow - CFX
- Fluid Flow – Fluent

O CFX é um programa de Fluidodinâmica Computacional (CFD), usado para simular o escoamento de fluidos em uma variedade de aplicações e situações. Tem a vantagem de aproveitar dados e informações comuns a muitas simulações baseadas em 20 anos de estudos.

B. Outros Modelos de turbulências usando RANS.

B.1. Outros Modelos de Viscosidade Turbulenta (Eddy Viscosity Models)

Além do Modelo k- ϵ , Modelo k- ω , Modelo Patamar de k- ω (Baseline BSL) e do Modelo de Transporte das Tensões Cisalhantes (SST) abordados no capítulo 2.9.1.3.1, serão a seguir expostos os outros modelos e Viscosidade Turbulenta existentes no ANSYS CFX bem como os Modelos das Tensões de Reynolds.

B.1.1. Modelo Zero Equation

Este é o modelo mais simples e leva este nome por que não resolve nenhuma equação de transporte adicional. Se baseia no cálculo do valor global da viscosidade turbulenta, μ_t , a partir de uma velocidade média e uma escala de comprimento geométrica por meio de uma fórmula empírica.

O ANSYS CFX usa uma fórmula algébrica para calcular a contribuição dos redemoinhos turbulentos. Estipula para todo o domínio do problema uma constante de viscosidade turbulenta. Sendo:

$$\mu_t = \rho f_\mu U_t l_t \quad (\text{B.110})$$

Onde, U_t é uma escala de velocidade turbulenta, e l_t uma escala de comprimento turbulenta, como proposto por Prandtl e Kolmogorov. f_μ é uma constante de proporcionalidade. A escala de velocidade é assumida como a máxima dentro do domínio.

A escala de comprimento é derivada de:

$$l_t = (V_D^{1/3})/7 \quad (\text{B.111})$$

Onde, V_D é o volume do fluido no domínio.

Este modelo tem pouca fundamentação física e, portanto, não é recomendada a sua utilização.

B.1.2. Modelo k-ε RNG

Este modelo se baseia numa renormalização das equações de Navier-Stokes proposta por Yakhot e Orszag (1986). Emprega as mesmas equações de transporte da geração de turbulência e dissipação usadas no modelo k-ε padrão, mas há diferenças nas constantes empregadas. A constante $C_{\varepsilon 1}$ passa a ser uma função denominada $C_{\varepsilon 1RGN}$

A equação de transporte para dissipação turbulenta fica como:

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon RGN}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1RGN} P_k - C_{\varepsilon 2RGN} \rho \varepsilon + C_{\varepsilon 1RGN} P_{\varepsilon b}) \quad (\text{B.112})$$

Onde:

$$C_{\varepsilon 1RGN} = 1,42 - f_\eta \quad (\text{B.113})$$

Sendo:

$$f_\eta = \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{4,38} \right)}{(1 + \beta_{RGN} \eta^3)} \quad (\text{B.114})$$

E os valores de: $\sigma_{\varepsilon RGN}=0,7179$, $C_{\varepsilon 2RGN}=1,68$, $C_{\mu RGN} = 0,085$, $\beta_{RGN} = 0,012$

B.1.3. Modelo de Transporte da Viscosidade Turbulenta

Este é um modelo de uma equação. Foi desenvolvido por Menter (1994), e deriva diretamente do modelo k-ε e dessa forma renomeado como modelo (k-ε)_{1E}.

$$\frac{\partial \rho \tilde{\nu}_t}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j \tilde{\nu}_t}{\partial x_j} = c_1 \rho \tilde{\nu}_t S - c_2 \rho \left(\frac{\tilde{\nu}_t}{L_{vK}} \right)^2 + \left[\left(\mu + \frac{\rho \tilde{\nu}_t}{\sigma} \right) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] \quad (\text{B.115})$$

Onde $\tilde{\nu}$ é a viscosidade cinemática turbulenta, $\tilde{\nu}_t$ é a viscosidade cinemática em vórtices turbulenta e σ é uma constante do modelo.

Este modelo contém um termo de destruição, que leva em conta a estrutura da turbulência e é baseado na escala de comprimento de von Kármán (1930):

$$(L_{vK})^2 = \left| \frac{S^2}{\frac{\partial S}{\partial x_j} \frac{\partial S}{\partial x_j}} \right| \quad (\text{B.116})$$

Onde S é um tensor da taxa de tensões cisalhantes. A viscosidade turbulenta é calculada por:

$$\mu_t = \rho \tilde{v}_t \quad (\text{B.117})$$

A fim de prevenir que a formulação da escala de comprimento de von Kármán vá a zero, o termo de destruição é reformulado assim:

$$E_{k-\varepsilon} = \left(\frac{\tilde{v}_t}{L_{vK}} \right)^2 \quad (\text{B.118})$$

$$E_{BB} = \frac{\partial \tilde{v}_t}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}_t}{\partial x_j} \quad (\text{B.119})$$

$$E_{1e} = c_1 E_{BB} \tanh \left(\frac{E_{k-\varepsilon}}{c_3 E_{BB}} \right) \quad (\text{B.120})$$

Assim a equação do modelo de transporte da viscosidade turbulenta fica:

$$\frac{\partial \rho \tilde{v}_t}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j \tilde{v}_t}{\partial x_j} = c_1 \rho \tilde{v}_t S - c_2 \rho E_{1e} \left(\frac{\tilde{v}_t}{L_{vK}} \right)^2 + \left[\left(\mu + \frac{\rho \tilde{v}_t}{\sigma} \right) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right] \quad (\text{B.121})$$

Para números de Reynolds baixos usa-se neste modelo uma função de amortecimento para as regiões próximas à superfície, dada por:

$$D_1 = \frac{\nu_t + \nu}{\tilde{v}_t + \nu} \quad (\text{B.122})$$

$$D_2 = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\tilde{v}_t}{A^+ k \nu} \right) \right] \quad (\text{B.123})$$

Onde D_2 é calculado com base na viscosidade turbulenta que vai na equação de quantidade de movimento:

$$\mu_t = \rho D_2 \tilde{v}_t \quad (\text{B.124})$$

Os coeficientes são:

$$c_1 = 0,144$$

$$c_2 = 1,86$$

$$c_3 = 7,0$$

$$A^+ = 13,5$$

$$k = 0,41$$

$$\sigma = 1,0$$

B.2. Modelos das Tensões de Reynolds (Reynolds Stress Models)

Estes modelos são baseados nas equações de transporte para todos os componentes do tensor de tensão de Reynolds e taxa de dissipação. Eles não usam a hipótese de viscosidade turbulenta, mas resolvem a equação de transporte das tensões de Reynolds no fluido. As equações de transporte das tensões de Reynolds são resolvidas individualmente para cada componente das tensões.

Modelos algébricos de tensões de Reynolds resolvem equações algébricas de tensões de Reynolds, enquanto que modelos diferenciais de tensões de Reynolds resolvem equações diferenciais de transporte individualmente para cada componente de tensão de Reynolds.

O exato termo de produção e o modelo de tensão anisotrópica inerente teoricamente faz do modelo de tensão de Reynolds mais apropriado para fluxos complexos; embora, na prática vê-se que eles não são superiores aos modelos de duas equações.

A equação de quantidade de movimento médio de Reynolds para a velocidade média é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i \otimes U_j) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \\ = -\frac{\partial p''}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \overline{\rho u_i \otimes u_j}) + S_{M_i} \end{aligned} \quad (\text{B.125})$$

Onde p'' é a pressão modificada, S_{M_i} é o somatório de forças externas e a contribuição das tensões de Reynolds flutuantes é $\overline{\rho u_i \otimes u_j}$. Ao contrário do modelo de viscosidade turbulenta, a pressão modificada não tem contribuição e está relacionada com a pressão estática por:

$$p' = p + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \quad (\text{B.126})$$

No modelo de tensão diferencial, $\overline{\rho u_i \otimes u_j}$ é usado para satisfazer a equação de transporte. Uma equação de transporte separada tem de ser resolvida para cada uma das seis componentes da tensão de Reynolds de $\overline{\rho u_i \otimes u_j}$. A equação diferencial de transporte da tensão de Reynolds é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u_i \otimes u_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k \rho U_i \otimes U_j) \\ - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\delta_{kl} \mu + \rho C_S^{\frac{k}{\varepsilon}} \overline{u_k \otimes u_l} \right) \frac{\partial \overline{\rho u_i \otimes u_j}}{\partial x_i} \right] \\ = P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon + \phi_{ij} + P_{ij,b} \end{aligned} \quad (\text{B.127})$$

Onde P_{ij} e $P_{ij,b}$ são respectivamente, os termos de produção de turbulência do tensor de Reynolds através das forças cisalhantes e de flutuabilidade, ϕ_{ij} é o tensor pressão-tensão, e C é uma constante.

B.2.1. Modelo das Tensões de Reynolds

O modelo de tensões de Reynolds padrão no ANSYS CFX é baseado na equação ϵ . O CFX-Solver resolve as seguintes equações para transporte das tensões de Reynolds:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u_i \otimes u_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k \overline{\rho u_k \otimes u_l}) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{2}{3} C_s \rho \frac{k^2}{\epsilon} \right) \frac{\partial \overline{\rho u_i \otimes u_j}}{\partial x_k} \right] \\ = P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \epsilon + \phi_{ij} + P_{ij,b} \end{aligned} \quad (\text{B.128})$$

Onde ϕ_{ij} é a correlação pressão-tensão, e $P_{ij,b}$ o termo de produção exato, que é dado por:

$$P_{ij,b} = \overline{\rho u_i \otimes u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u_j \otimes u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (\text{B.129})$$

A produção devido à flutuação é

$$P_{ij,b} = B_{ij} - C_{buo} \left(B_{ij} - \frac{1}{3} B_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (\text{B.130})$$

Onde o segundo termo representa a contribuição da flutuação para o termo pressão-tensão, e B_{ij} é dado por:

$$B_{ij} = g_i b_j + g_j b_i \quad (\text{B.131})$$

Se o modelo de flutuação de Boussinesq é usado, então b_i é modelado como:

$$b_i = \frac{\mu_t}{\sigma_\rho} \beta \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (\text{B.132})$$

Onde β é o coeficiente de expansão térmica. De outra forma o termo é modelado como (modelo de flutuabilidade total baseado na diferença de densidades):

$$b_i = \frac{\mu_t}{\rho \sigma_\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (\text{B.133})$$

Como a dissipação turbulenta aparece nas equações individuais de tensões, uma equação para ε é ainda necessária. Esta tem agora a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho U_k \varepsilon) \\ = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + C_{\varepsilon 1} P_{\varepsilon b}) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon RS}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.134})$$

Nesta equação, o coeficiente de difusão anisotrópica dos modelos originais foi substituído por uma formulação isotrópica, que incrementa a robustez do modelo de tensões de Reynolds.

O modelo de tensões de Reynolds é disponível também com coeficientes de difusão anisotrópicos. Neste caso o CFX-Solver resolve a seguinte equação para o transporte das tensões de Reynolds:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u_i \otimes u_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k \rho \overline{u_k \otimes u_l}) \\ - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\delta_{kl} \mu + \rho C_S^{\frac{k}{\varepsilon}} \overline{u_k \otimes u_l} \right) \frac{\partial \overline{u_i \otimes u_j}}{\partial x_i} \right] \\ = P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon + \phi_{ij} + P_{ij,b} \end{aligned} \quad (\text{B.135})$$

Onde ϕ_{ij} é a correlação pressão-tensão, e $P_{ij,b}$ o termo de produção exato, que é dado pela equação B.129 anterior.

Neste caso a produção devido à flutuabilidade é para a aproximação de Boussinesq modelada por:

$$b_i = C_S \rho \beta \frac{k}{\varepsilon \sigma_\rho} \overline{u_i \otimes u_k} \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \quad (\text{B.136})$$

De outra forma o termo é modelado como (modelo de flutuabilidade total baseado na diferença de densidades):

$$b_i = C_S \frac{k}{\varepsilon \sigma_\rho} \overline{u_i \otimes u_k} \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \quad (\text{B.137})$$

A equação para ε é então:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho U_k \varepsilon) &= \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + C_{\varepsilon 1} P_{\varepsilon b}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu \delta_{kl} + c_{\varepsilon} \rho \frac{k}{\varepsilon} u_k \otimes u_l \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.138})$$

Um dos termos mais importantes nos modelos das tensões de Reynolds é a correlação pressão-tensão ϕ_{ij} . As relações pressão-tensão podem ser expressas na forma geral:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} \quad (\text{B.139})$$

Onde:

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i \otimes u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (\text{B.140})$$

$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) \quad (\text{B.141})$$

Onde: $C_1=1,8$ e $C_2 = 0,6$. P é dado por $0,5P_{ii}$

Dentro do CFX-Pre são disponibilizados os seguintes tipos de modelos:

- Modelo de Tensões de Reynolds – LRR-IP
- Modelo de Tensões de Reynolds SSG - SSG
- Modelo de Tensões de Reynolds QI – LRR-IQ

Dentro do modelo QI o termo $\phi_{ij,2}$ é calculado por:

$$\begin{aligned} \phi_{ij,2} = & -\frac{C_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) - \frac{30C_2 - 2}{55} \rho k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \\ & - \frac{8C_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P \right) \end{aligned} \quad (\text{B.142})$$

Onde D_{ij} é dado por:

$$D_{ij} = \overline{\rho u_i \otimes u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j \otimes u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \quad (\text{B.143})$$

O modelo SSG foi desenvolvido por Speziale, Sarkar e Gatski (1991), e usa uma relação quadrática para a correlação pressão-tensão. Sendo:

$$\phi_{ij,1} = -\rho\varepsilon \left[C_{S1} a_{ij} + C_{S2} \left(a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} a_{mn} a_{mn} \delta_{ij} \right) \right] \quad (\text{B.144})$$

$$\begin{aligned} \phi_{ij,2} = & -C_{r1} P a_{ij} + C_{r2} \rho k S_{ij} - C_{r3} \rho k S_{ij} \sqrt{a_{mn} a_{mn}} \\ & + C_{r4} \rho k \left(a_{ik} S_{jk} + a_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} a_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) \\ & + C_{r5} \rho k (a_{ik} \Omega_{jk} + a_{jk} \Omega_{ik}) \end{aligned} \quad (\text{B.145})$$

Onde:

$$a_{ij} = \frac{\overline{u_i \otimes u_k}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad (\text{B.146})$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{B.147})$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{B.148})$$

Os modelos LRR-IP e LRR-QI foram desenvolvidos por Launder, Reece e Rodi (1975). "IP" significa a isotropização da Produção, e "QI" significa quase isotrópico. Nesses modelos, a correlação pressão-tensão é linear.

A seguir a lista de constantes usadas nestes modelos:

Tabela 9: Constantes das Variações do Modelo das Tensões de Reynolds (ANSYS, 2016).

Modelo	LRR-IP	LRR-QI	SSG
$C_{\mu RS}$	0,1152	0,1152	0,1
$\sigma_{\varepsilon RS}$	1,10	1,10	1,36
C_S	0,22	0,22	0,22
C_ε	0,18	0,18	0,18
$C_{\varepsilon 1}$	1,45	1,45	1,45
$C_{\varepsilon 2}$	1,9	1,9	1,83
C_{S1}	1,8	1,8	1,7
C_{S2}	0,0	0,0	-1,05
C_{r1}	0,0	0,0	0,9
C_{r2}	0,8	0,8	0,8
C_{r3}	0,0	0,0	0,65
C_{r4}	0,6	0,873	0,625
C_{r5}	0,6	0,655	0,2

B.2.2. Modelo ω de Tensões de Reynolds

O ANSYS CFX dispõe de dois modelos ω de tensões de Reynolds.

- Modelo Ômega de Tensões de Reynolds;
- Modelo Patamar BSL de Tensões de Reynolds.

O modelo ω de turbulência de Tensões de Reynolds, ou também chamado Modelo SMC- ω é baseado na equação ω . A vantagem da equação de ω , é que ela leva em conta um tratamento mais exato perto da parede com troca automática da função de parede para uma formulação de baixo número de Reynolds baseada no espaçamento da malha.

As equações para as tensões de Reynolds para esse modelo, são escritas como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u_i \otimes u_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k \overline{\rho u_i \otimes u_j}) \\ = P_{ij} - \frac{2}{3} \beta' \rho \omega k \delta_{ij} + \Phi_{ij} + P_{ij,b} \\ + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial u_i \otimes u_j}{\partial x_k} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.149})$$

A produção devido à flutuabilidade é modelada do mesmo modo como na equação B.132 e B.133. O valor padrão de σ_ρ é 0,9 para o modelo de flutuabilidade de Boussinesq e 1,0 no modelo total de flutuabilidade baseado em diferentes densidades.

O Modelo Ômega de Tensões de Reynolds usa a seguinte equação:

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k \rho \omega) = \alpha \rho \frac{\omega}{k} P_k + P_{\omega b} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] \quad (\text{B.150})$$

Com os seguintes coeficientes:

$$\sigma^* = 2$$

$$\sigma = 2$$

$$\beta = 0,075$$

$$\alpha = \frac{\beta}{\beta'} - \frac{k^2}{\sigma(\beta')^{0,5}} = 5/9$$

No Modelo Patamar BSL de Tensões de Reynolds, os coeficientes α e β da equação ω , assim como os números de Prandtl turbulento σ^* e σ são misturados entre os valores de dois grupos de constantes, correspondentes às constantes do modelo patamar ω e o modelo patamar ϵ transformados para uma formulação ω . A equação é:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \partial(U_k \rho \omega) = \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k + P_{\omega b} - \beta_3 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] \\ + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_2 \omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (\text{B.151})$$

Sendo os coeficientes:

Conjunto 1 (zona SMC- ω):

$$\sigma_1^* = 2$$

$$\sigma_1 = 2$$

$$\beta_1 = 0,075$$

$$\alpha_1 = \frac{\beta}{\beta'} - \frac{k^2}{\sigma(\beta')^{0,5}} = 0,553$$

O valor de β aqui corresponde ao do modelo k- ω . A constante de Von Kármán, k usualmente tem como valor 0,41.

Conjunto 2 (zona SMC- ε):

$$\sigma_2^* = 1,0$$

$$\sigma_2 = 0,856$$

$$\beta_2 = 0,0828$$

$$\alpha_2 = \frac{\beta}{\beta'} - \frac{k^2}{\sigma(\beta')^{0,5}} = 0,44$$

A mistura de coeficientes é feita por uma interpolação linear suave com o mesmo peso da função F como usado no termo de difusão cruzada da equação ω :

$$\varphi_3 = F \cdot \varphi_1 + (1 - F)\varphi_2 \quad (\text{B.152})$$

Onde $F = \text{tang}(\arg^4)$ com:

$$\arg = \min \left\{ \max \left[\frac{\sqrt{k} \cdot 500\nu}{\beta' \omega y'}, \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{k-\varepsilon} y^2} \right], \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{k-\varepsilon} y^2} \right\} \quad (\text{B.153})$$

E:

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \frac{1}{\sigma_{k-\varepsilon} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (\text{B.154})$$

A relação constitutiva para a pressão–tensão é dada por:

$$\begin{aligned} \phi_{ij,1} = \beta' C_1 \rho \omega \left(-\overline{u_i \otimes u_j} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - \hat{a} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) \\ - \hat{\beta} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) - \hat{\gamma} \rho k \left(S_{ij} - \frac{2}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.155})$$

O tensor de produção das tensões de Reynolds é dado por;

$$P_{ij,b} = -\overline{\rho u_i \otimes u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u_j \otimes u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}; P = 0,5 P_{kk} \quad (\text{B.156})$$

O tensor D_{ij} é:

$$D_{ij} = -\overline{\rho u_i \otimes u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j \otimes u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \quad (\text{B.157})$$

A viscosidade turbulenta nos termos de difusão das equações de balanço B.149 e B.150, é calculada do mesmo modo como no modelo Wilcox k- ω , como:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (\text{B.158})$$

Os coeficientes para o modelo são:

$$\beta' = 0,09$$

$$\hat{a} = (8+C_2)/11$$

$$\hat{\beta} = (8+C_2-2)/11$$

$$\hat{\gamma} = (60C_2-4)/55$$

$$C_1 = 1,8$$

$$C_2 = 0,52$$

C. Fotos da Experiência com Fase Líquida Inicialmente Estagnada.



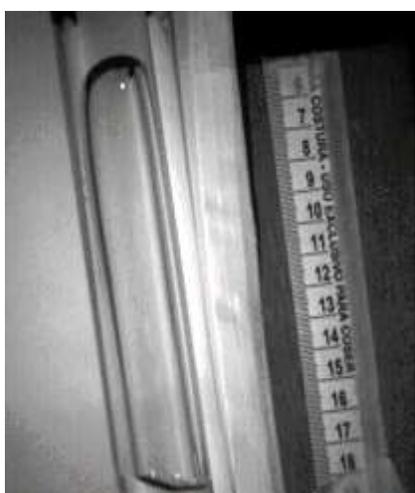
0°



2,5°



5°



7,5°



10°



15°

Figura 141: Fotos da Experiência com fase Líquida Inicialmente Estagnada realizada por DE AZEVEDO (2016). Bolsões ar de 0,1 m em meio líquido de água destilada percorrendo tubo de 0,024 m de diâmetro mostrando desde a posição vertical ou 0°, 2,5°, 5°, 7,5°, 10° até 15°.



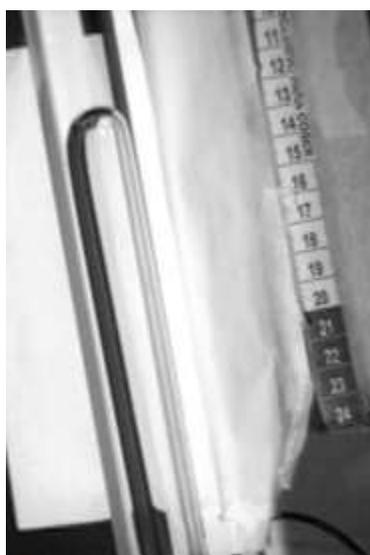
0°



2,5°



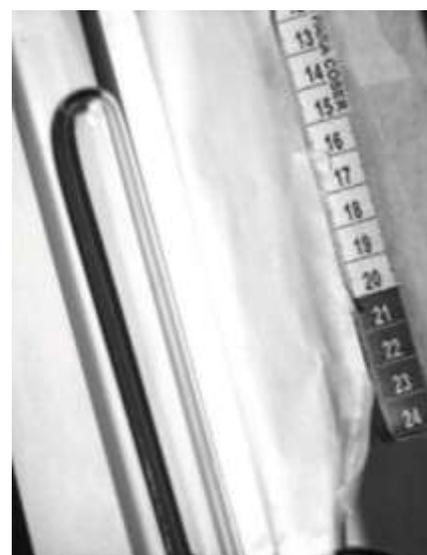
5°



7,5°



10°



15°

Figura 142: Fotos da Experiência com fase Líquida Inicialmente Estagnada realizada por DE AZEVEDO (2016). Bolsões ar de 0,1 m em meio líquido de glicerina percorrendo tubo de 0,024 m de diâmetro mostrando desde a posição vertical ou 0°, 2,5°, 5°, 7,5°, 10° até 15°.

D. Resultados Experimentais da Experiência com Fase Líquida Inicialmente Estagnada.

Tabela 10: Velocidades de ascensão de bolhas de Taylor em m/s, geradas a partir de bolsões de ar de 0,1 m em tubos de diâmetro interno 0,024 m medidas experimentalmente, usando câmera de alta velocidade para diferentes soluções de água e glicerina e ângulos de inclinação de 0°, 2,5°, 5°, 7,5°, 10° e 15° (reprodução do original de DE AZEVEDO) (2016).

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
<i>M</i>	$1,82 \times 10^{-11}$	$2,26 \times 10^{-10}$	$6,04 \times 10^{-8}$	$4,05 \times 10^{-4}$	29,86
<i>E_o</i>	79	85	96	105	113
<i>N_f</i>	12.900	7.321	1.952	224	15
0°	0,1708±0,0003	-	0,1637±0,0002	0,1631±0,0005	0,0747±0,0002
2,5°	0,1737±0,0006	-	0,1710±0,0002	0,1627±0,0002	0,0778±0,0004
5°	0,1756±0,0004	-	0,1694±0,0002	0,1637±0,0004	0,0788±0,0003
7,5°	0,1791±0,0005	-	0,1723±0,0001	0,1664±0,0001	0,0824±0,0003
10°	0,1826±0,0002	-	0,1805±0,0001	0,1743±0,0002	0,0866±0,0001
15°	0,1955±0,0004	-	0,1932±0,0002	0,1832±0,0003	0,0948±0,0004