	<p>UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE</p> <p>CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA</p> <p>CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA</p>	
---	--	--

Dissertação de Mestrado em Engenharia Química

“Estudo do Escoamento Multifásico Tipo Bolha de Taylor em Dutos e Conexões Curvadas”

JOSÉ LUIS GOMES MARINHO

CAMPINA GRANDE – PARAÍBA

2008

José Luis Gomes Marinho

“ESTUDO DO ESCOAMENTO
MULTIFÁSICO TIPO BOLHA DE
TAYLOR EM DUTOS E CONEXÕES
CURVADAS”

Área de concentração: Operações e Processos

Orientador: Prof. Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto

Co-Orientador: Prof. Dr. Antonio Gilson Barbosa de Lima

Dissertação apresentada ao curso de Pós-Graduação em Engenharia Química, como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Química.

CAMPINA GRANDE – PARAÍBA

2008

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

M338e

2008 Marinho, José Luis Gomes

Estudo do escoamento multifásico tipo bolha de Taylor em dutos e conexões curvadas / José Luis Gomes Marinho. Campina Grande, 2008.

131 f.: il.

Dissertação (Mestrado em Engenharia Química) - Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia.

Referências.

Orientador: Prof. Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto;

Co-Orientador: Prof. Dr. Antonio Gilson Barbosa de Lima.

1. Escoamento Multifásico. 2. Fluidodinâmica Computacional
3. Bolha de Taylor. I. Título.

CDU – 66.096.5(043)

José Luis Gomes Marinho


Esta dissertação foi julgada para obtenção do título de

MESTRE EM ENGENHARIA QUÍMICA

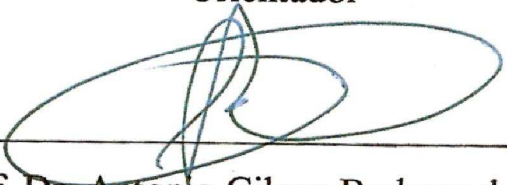
Especialidade Operações e Processos

Aprovado em 15/08/2008.

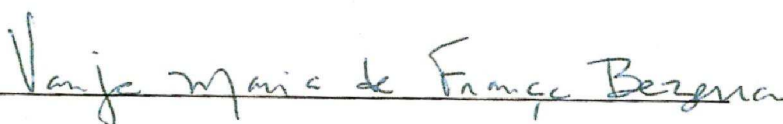
BANCA EXAMINADORA:



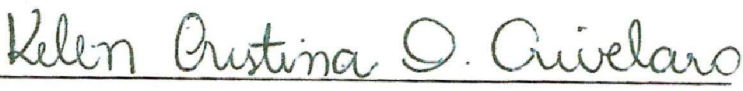
Prof. Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto
- Orientador -



Prof. Dr. Antonio Gilson Barbosa de Lima
- Co - Orientador -



Prof.^a. Dr.^a. Vanja Maria de França Bezerra
- Examinadora Externa -



Prof.^a. Dr.^a. Kelen Cristina Oliveira Crivelaro
- Examinadora Externa -

AGRADECIMENTOS

A Deus, por me dar forças para prosseguir em mais um desafio;

Aos meus pais, pelo carinho, incentivo, e esforço que fazem para que eu possa vencer os desafios do dia a dia;

A minha namorada Clarissiane por me apoiar e me alegrar nos bons e maus momentos;

A FINEP, a JBR Engenharia, ao CNPq, a CAPES e a PETROBRÁS e a pelo apoio financeiro;

Ao professor, grande amigo Severino Rodrigues de Farias Neto pelos ensinamentos acadêmicos e pelos conselhos valiosos que me deu durante toda a jornada acadêmica, pela paciência e por sempre acreditar em mim, o meu eterno obrigado por tudo que fizestes por mim até agora;

Ao professor Antonio Gilson Barbosa Lima pela paciência, por acreditar no meu potencial, pelas cobranças tantas vezes necessárias e pela sua amizade;

A Coordenação de Pós-Graduação em Engenharia Química/UFCG;

Ao Laboratório de Pesquisa em Fluidodinâmica e Imagem/UAEQ/CCT/UFCG e ao Laboratório Computacional de Térmica e Fluidos/ UAEM/CCT/UFCG pela acolhida e infra-estrutura.

A equipe, ou melhor, aos amigos do Laboratório de Pesquisa em Fluidodinâmica e Imagem por me ajudar com minhas dúvidas e pelos momentos de alegria no ambiente de trabalho;

A todos os amigos e colegas pelo incentivo tão importante nesta jornada da pós-graduação.

RESUMO

Neste trabalho apresenta-se um estudo teórico transiente para prever o comportamento do escoamento bifásico (gás e óleo) tipo bolha de Taylor em dutos horizontais, verticais e curvados. O modelo considera os efeitos de tensão superficial, gravidade e forças viscosas. Simulações usando o software CFX para investigar as características hidrodinâmicas da interação entre bolhas de Taylor e o líquido foram realizadas. O padrão de escoamento foi do tipo slug com regime de escoamento laminar para o gás e para o líquido. Resultados das distribuições de velocidade, pressão e fração de vazios são apresentados e os efeitos do tempo de injeção do gás (0,02; 0,1; 0,5 e 1,0 s), o diâmetro (3,0; 6,0; 1,2 e 2,4 mm) e curvatura do duto, velocidade (0,05 e 0,1 m/s) e viscosidade do petróleo (0,5; 1,5; 2,5 e 5,0 Pa.s), na formação e comprimento da bolha são analisados. Verificou-se que o tempo de injeção afeta consideravelmente na formação e comprimento da bolha de Taylor e que as forças viscosas e gravitacionais são muito importantes quando comparadas com as forças de tensão superficial.

ABSTRACT

In this work a transient theoretical study is presented to predict the behavior of the two-phase flow (gas and oil) type Taylor bubble in horizontal, vertical and curved pipes. The model considers the effect of the surface tension, gravity and viscous forces. Simulations using software CFX to investigate the hydrodynamic characteristics of the interaction between Taylor bubbles and liquid were made. The slug standard flow is laminar regime for the gas and liquid phases. Results of the velocity, pressure and volume fraction distribution are presented and the effect of the gas injection time (0,02; 0.1; 0.5 and 1.0 s), pipe diameter (3.0; 6.0; 1.2 and 2.4 mm) and curve of the pipe, velocity (0.05 and 0.1 m/s) and viscosity (0.5; 1.5; 2.5 and 5.0 Pa.s), of the oil in the shape and length of the bubble are analyzed. It was verified that the injection time considerably affects in the formation and length of the Taylor bubble and that gravitational and viscous forces are very important when are compared with the superficial tension forces.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	x
LISTA DE TABELAS.....	xiv
NOMENCLATURA.....	xv
CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....	1
CAPITULO 2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	3
2- Fundamentação Teórica.....	3
2.1 – Características Gerais sobre o Petróleo.....	3
2.2 – Características Gerais sobre o Fluido e CFD.....	4
2.2.1- Fluido e CFD.....	4
2.2.2 - Aplicativos Computacionais para Resolução de Problemas que Envolvem CFD.....	6
2.3 – escoamento Multifásico.....	7
2.3.1 – Conceitos Gerais.....	7
2.3.2- Regimes de escoamento.....	10
2.3.3- Modelagem Matemática para escoamento Multifásico.....	14
2.3.3.1- O Modelo de Dois Fluidos.....	14
2.3.3.2- Forças interfaciais.....	19
2.4 - escoamento na Presença de Bolha.....	24
2.4.1 – Considerações Gerais.....	24
2.4.1.1- Bolhas.....	24
2.4.1.2 - Formação de Bolhas de Gás.....	26
2.5 – Bolha de Taylor.....	28
2.5.1- Características Gerais sobre escoamento tipo bolha de Taylor.....	28
2.5.2 – Formato da Bolha.....	33
2.5.3 – Dependência da Velocidade dos Fluidos.....	35

2.5.4 - Influência da Inclinação do duto.....	35
2.5.5 - Efeitos Viscosos, Interfaciais e Inerciais.....	37
CAPITULO 3 – MODELAGEM MATEMÁTICA DO PRESENTE	
TRABALHO.....	41
3.1 – Descrição do Problema em Estudo.....	41
3.2 – O Modelo Matemático.....	42
3.3-A Malha.....	45
CAPITULO 4 – RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	
4.1 – Recursos Utilizados.....	48
4.2 – Malha do Domínio de Estudo.....	48
4.3 – Efeito do Tempo de Injeção de Gás e Velocidade da Fase Óleo.....	49
4.4 - Efeito do Raio de Curvatura do Duto.....	56
4.5 – Variação da Viscosidade.....	62
4.6 – Variação do Diâmetro do Duto.....	66
4.7 – Análise Quantitativa das Frações de Gás e Óleo.....	70
4.8- Análise Quantitativa da Velocidade do Óleo.....	77
4.9- Análise Vetorial da Velocidade do Óleo e do Ar na Região Curvada da Tubulação.....	81
4.10- Análise da Velocidade do Óleo.....	83
4.11- Análise do Perfil de Pressão.....	83
4.12- Parâmetros Hidrodinâmicos.....	89
CAPITULO 5 - CONCLUSÕES.....	92
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	93
ANEXOS.....	99

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – a) Reservatório “onshore” Fonte: Brinco (2008) e (b) - Reservatório “offshore” Fonte: Pall Corporation (2008)	4
Figura 2.2 – Classificação de modelos para escoamentos multifásicos.....	8
Figura 2.3 – Padrões de escoamento em dutos verticais: (a) bolhas; (b) pistonado; (c) agitado; (d) anular com bolhas; (e) anular.	11
Figura 2.4: Regime de escoamento bifásico gás-líquido em dutos horizontais: (a): Bubbly flow; (b): Plug flow; (c): Stratified flow; (d): Wavy flow; (e): Slug flow; (f): Annular flow.....	13
Figura 2.5: Mapa dos padrões de escoamentos (líquido-gás) em dutos verticais.....	14
Figura 2.6 – Força de sustentação.	23
Figura 2.7 - Componentes Normal (U_n) e Tangencial (U_t) da velocidade em uma fronteira.....	24
Figura 2.8 - (a) Bolha no formato esférico e (b) no formato elipsoidal.....	26
Figura 2.9 - Diferentes formatos de uma bolha de capa esferoidal.....	26
Figura 2.10 – Formações instantâneas de uma bolha na vertical, seu crescimento e partida de um bocal dentro do tubo.....	27
Figura 2.11 – Fotografia de uma bolha de Taylor.....	29
Figura 2.12 – Diferentes formatos de uma bolha de Taylor.....	30
Figura 2.13 – Ilustrações das regiões da bolha de Taylor.....	31
Figura 2.14 – Formas da bolha de gás.....	34
Figura 2.15 – Formas da bolha de Taylor para $E_o = 100, 40, 10$ e $M = 10^{-12}, 10^{-2}$ e 10	35
Figura 2.16 – Posição da bolha slug no interior do duto.....	37
Figura 2.17 – Efeitos da viscosidade com $Fr < 0.05$; $E_o = 158$ e com o N_f variando de $9,01 \times 10^1$ (a), $4,26 \times 10^2$ (b) até $2,1 \times 10^4$ (c).....	38

Figura 2.18 – Efeitos da tensão superficial com $Fr < 0.05$; $N_f = 18.500$ e com o Eo diminuindo de 160,2 (a); 63,5 (b) e 4,23 (c).....	39
Figura 2.19 – Efeitos de inércia com $Eo = 134$; $N_f = 2,1 \times 10^4$ e Fr de 1,057 (a); 2,067 (b) e 3,283 (c).....	40
Figura 3.1– Representação da tubulação para o escoamento da bolha de Taylor.....	45
Figura 3.2 – Construção da tubulação em um domínio bidimensional.....	46
Figura 4.1 - Ilustração da malha e as fronteiras da tubulação.....	49
Figura 4.2 – Fração volumétrica do gás a $25^\circ C$ para um tempo de injeção de gás igual a 0,02 s, em diferentes tempos de processo (a) 0,03 s; (b) 0,4 s; (c) 0,6 s e (d) 1 s (caso1).....	51
Figura 4.3 - Fração volumétrica do gás para um tempo de injeção de gás igual a 0,1 s, para diferentes tempos de processo (a) 0,03 s; (b) 0,4 s; (c) 0,6 s e (d) 1 s (caso 2).....	52
Figura 4.4 - Fração volumétrica do gás para um tempo de injeção de bolha igual a 0,1 s, para diferentes tempos de processo (a) 0,4 s; (b) 0,8 s; (c) 1,4 s e (d) 2 s (caso 3).....	54
Figura 4.5 - Fração volumétrica do gás para um tempo de injeção de bolha igual a 0,5 s, para diferentes tempos de processo (a) 0,4 s; (b) 0,8 s; (c) 1,4 s e (d) 2 s (caso 4).....	55
Figura 4.6 - Ilustração do raio de curvatura da Figura 4.7 para a tubulação padrão (a) e a tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).....	56
Figura 4.7 – Fração de vazios do gás para um tempo igual a 0,4 s, para a tubulação padrão (a) e tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).....	58
Figura 4.8 – Fração de vazios do gás para um tempo igual a 0,8 s, para a tubulação padrão (a) e tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).....	59
Figura 4.9 – Fração de vazios do gás para um tempo igual a 1,4 s, para a tubulação padrão (a) e tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).....	60
Figura 4.10 – Fração de vazios do gás para um tempo igual a 2,0 s, para a tubulação padrão (a) e tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).....	61

Figura 4.11 – Fração de vazios do gás para um tempo total de 0,4 s, para diferentes viscosidades (a) 0,5 Pa.s; (b) 1,5 Pa.s; (c) 2,5 Pa.s e (d) 5,0 Pa.s.....	63
Figura 4.12 – Fração de vazios do gás para um tempo total de 1 s, para diferentes viscosidades (a) 0,5 Pa.s; (b) 1,5 Pa.s; (c) 2,5 Pa.s e (d) 5,0 Pa.s.....	64
Figura 4.13 – Fração de vazios do gás para um tempo total de 1,4 s, para diferentes viscosidades (a) 0,5 Pa.s; (b) 1,5 Pa.s; (c) 2,5 Pa.s e (d) 5,0 Pa.s.....	65
Figura 4.14 – Fração de vazios do gás para um tempo total de 2 s, para diferentes viscosidades (a) 0,5 Pa.s; (b) 1,5 Pa.s; (c) 2,5 Pa.s e (d) 5,0 Pa.s.....	66
Figura 4.15 – Fração de vazios do gás no duto com diâmetro de 3 mm (a) e 6 mm (b), em diferentes tempos de processo: 0,8 s; 1,4 s e 2,0 s.....	68
Figura 4.16 – Fração de vazios do gás no duto com diâmetro de 12 mm (a) e 24 mm (b), em diferentes tempos de processos: 1,6 s; 2,8 s e 4,0 s.....	69
Figura 4.17 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio, na tubulação horizontal para diferentes posições dentro e fora da bolha.....	71
Figura 4.18 - Distribuição das frações volumétricas do ar do ar em função do raio, na tubulação vertical para diferentes posições dentro e fora da bolha.....	72
Figura 4.19 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio, na junção angular de 90° para diferentes posições dentro e fora da bolha.....	73
Figura 4.20 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio, na tubulação vertical para um caso com várias bolhas na sua parte central.....	74
Figura 4.21 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio, na tubulação horizontal para um caso com várias bolhas na sua parte central.....	75
Figura 4.22 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio na curvatura do duto para um caso com várias bolhas na sua parte central.....	76
Figura 4.23 – Variação da velocidade na posição horizontal do duto (U_x) versus o raio da tubulação avaliando o modelo teórico e o resultado numérico obtido neste trabalho.....	78
Figura 4.24 – Velocidade do gás e óleo na posição vertical do duto versus posição radial da tubulação (caso 4).....	79
Figura 4.25 – Velocidade do gás e óleo na posição vertical do duto versus posição radial da tubulação (caso 2).....	80
Figura 4.26 – Diferença entre as velocidades do óleo e gás na posição vertical do duto versus posição radial da tubulação (caso 4).....	81

Figura 4.27 – Representação do campo vetorial de velocidade para o gás (a) e o óleo (b).....	82
Figura 4.28 – Velocidade do óleo de acordo com os dados do caso 4 para um tempo 0,4 s e 0,8 s respectivamente.....	84
Figura 4.29 – Velocidade do óleo de acordo com os dados do caso 4 para um tempo 1,4 s e 2,0 s respectivamente.....	85
Figura 4.30 – Perfil da pressão dentro do duto para um diâmetro de 3 mm, com diferentes tempos de processo (a) 0,4 s; (b) 0,8 s; (c) 1,4 s e (d) 2 s.....	86
Figura 4.31 – Perfil da pressão dentro do duto para um diâmetro de 6 mm, com diferentes tempos de processo (a) 0,4 s; (b) 0,8 s; (c) 1,4 s e (d) 2 s.....	87
Figura 4.32 – Perfil da pressão dentro do duto para um diâmetro de 12 mm, com diferentes tempos de processo (a) 0,8 s; (b) 1,6 s; (c) 2,8 s e (d) 4 s.....	88
Figura 4.33 – Perfil da pressão dentro do duto para um diâmetro de 24 mm, com diferentes tempos de processo (a) 0,8 s; (b) 1,6 s; (c) 2,8 s e (d) 4 s.....	89

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Propriedades físico-químicas dos fluidos.....	44
Tabela 3.2 - Condições gerais do Problema.....	44
Tabela 4.1. Dados característicos dos casos propostos para estudar o efeito do tempo de injeção de gás na hidrodinâmica do escoamento.....	50
Tabela 4.2. Dados característicos dos casos de estudo do efeito do raio de curvatura na fluidodinâmica do escoamento.....	57
Tabela 4.3. Dados característicos dos casos para estudo do efeito da viscosidade do óleo na fluidodinâmica do escoamento.....	62
Tabela 4.4. Parâmetros dos casos de estudo com base no diâmetro do duto.....	67
Tabela 4.5 - Dados característicos da variação da Pressão com relação ao tempo.....	83
Tabela 4.6 – Parâmetros adimensionais e velocidade terminal da bolha de Taylor para todos os casos estudados.....	90

NOMENCLATURA

Letras Latinas

Ar	Número de Arquimedes	[-]
$A_{\alpha\beta}$	Densidade de área interfacial	[-]
Bo	Número de Bond	[-]
Ca	Número de Capilar	[-]
CD	Coefficiente de arraste	[-]
CL	Coefficiente de sustentação	[-]
C_{VM}	Coefficiente de massa virtual	[-]
$c_{\alpha\beta}$	Termo de arraste interfacial	[-]
d_{β}	Diâmetro da bolha de gás.	[m]
D	Diâmetro do duto	[m]
Eo	Número de Eötvös	[-]
Fr	Número de Froude	[-]
g	Aceleração da gravidade terrestre	[m/s ²]
L	Comprimento do duto	[m]
N_f	Número inverso da viscosidade	[-]
N_P	Número total de fases	[-]

$m_{\alpha\beta}$	Fluxo mássico interfacial	[kg/s]
M	Número de Morton	[-]
M	Força interfacial total	[N]
$M_{\alpha\beta}^D$	Força de arraste interfacial	[N]
$M_{\alpha\beta}^L$	Força de sustentação	[N]
$M_{\alpha\beta}^{LUB}$	Força de lubrificação na parede	[N]
$M_{\alpha\beta}^{VM}$	Força de massa virtual	[N]
$M_{\alpha\beta}^{TD}$	Força de dispersão turbulenta	[N]
M_s	Força devido a pressão dos sólidos	[N]
p	Pressão	[Pa]
r	Raio em qualquer posição do duto	[m]
R	Raio do duto	[m]
r_α	Fração de volume da fase gasosa	[-]
r_β	Fração de volume da fase líquida	[-]
r_a	Posição radial da interface	[m]
Rmax	Raio do bico ejetor de gás	[m]
Re	Número de Reynolds	[-]
S_α	Fonte de calor externa	[N]
S_M	Fonte de momento devido a força de corpo externa	[N]
t	Tempo	[s]
t_{inj}	Tempo de injeção de ar	[s]
\bar{U}	Velocidade média	[m/s]
U_{max}	Velocidade máxima	[m/s]

U_L	Velocidade do líquido	[m/s]
U_G	Velocidade do gás	[m/s]
U_s	Velocidade da bolha em um líquido estagnado	[m/s]
U_T	Velocidade terminal	[m/s]
U_{TB}	Velocidade da bolha de Taylor	[m/s]
U_α	Velocidade do líquido	[m/s]
U_β	Velocidade do gás	[m/s]
U_n	Componente normal da velocidade	[m/s]
U_t	Componente tangencial da velocidade	[m/s]
We	Número de Weber	[-]
x_a	Posição axial da interface	[m]
X_{CLH}	Posição da Camada Limite Hidrodinâmica	[m]

Letras Gregas

	Fase contínua	[-]
	Fase dispersa	[-]
	Viscosidade dinâmica	[Pa.s]
μ_{ar}	Viscosidade do ar	[Pa.s]
μ_L	Viscosidade do líquido	[Pa.s]
μ_{oleo}	Viscosidade do óleo	[Pa.s]
μ_{ref}	Viscosidade de referência	[Pa.s]
	Densidade	[kg/m ³]
ρ_L	Densidade do líquido	[kg/m ³]

ρ_G	Densidade do gás	[kg/m ³]
	Tensão superficial	[N/m]
	Ângulo de inclinação da tubulação	[°]
$\lambda_{\alpha\beta}$	Condutividade térmica da mistura	[]
$\Gamma_{\alpha\beta}$	Taxa de fluxo mássico por unidade de volume	[kg/ms]

Letras Especiais

$\frac{\partial}{\partial t}$	Derivada parcial com relação ao tempo
$\frac{\partial}{\partial \theta}$	Derivada parcial com relação ao espaço
∇	Operador nabla

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Escoamentos multifásicos podem ser encontrados em diversas áreas tecnológicas, destacando-se as indústrias: química, petrolífera, alimentícia e de processamento de materiais.

Um dos principais setores onde ocorre o escoamento multifásico na atualidade é o setor petrolífero. O petróleo e seus derivados nos dias atuais são de extrema importância para a humanidade. São utilizados em automóveis, aeronaves, fabricação de peças de plástico, entre outros, e o transporte do fluido (geralmente óleo e gás) do reservatório até a plataforma petrolífera ou outro local de armazenamento é um assunto que vem chamando à atenção de técnicos e pesquisadores, devido a problemas gerados na tubulação, merecendo destaque a perda de pressão, atrito e formação de bolha. À medida em que a vazão de gás aumenta, mais bolhas se formam, causando intensas instabilidades, as quais se propagam pelas tubulações e outros dispositivos, gerando grandes prejuízos.

Em se tratando de regimes de escoamento em dutos, estes podem conter duas ou mais fases, destacando-se o escoamento de gás em bolhas, caracterizado por baixas velocidades superficiais para o gás e altas para o líquido. Na medida em que a vazão de gás aumenta mais bolhas se formam e há uma tendência delas se aglutinarem formando bolhas com dimensões próximas a do duto de escoamento. Estas bolhas se deslocam como pistões entre porções líquidas e tem um formato aproximado a de um projétil,

denominada bolha de Taylor. Este tipo de escoamento é conhecido como pistonado. Ao se aumentar as vazões de líquido e do gás, o regime vai se tornando instável ou caótico, as bolhas coalescem e a interface fica agitada surgindo, assim, o escoamento agitado ou ondulado.

As indústrias petrolíferas vêm investindo grandes quantias em pesquisas neste segmento e, em especial, em simulação numérica. Com o auxílio de uma metodologia numérica adequada e programas computacionais de última geração, é possível prever o início e subsequente desenvolvimento do padrão “slug” (caracterizado pela presença de bolhas em formato de uma bala de revólver), assim como prever suas características, tais como o seu comprimento e a frequência de sua formação e rompimento.

Os problemas gerados pelas instabilidades provocadas pela formação de bolhas de Taylor em tubulações na indústria de petróleo; a dificuldade de encontrar relatos na literatura sobre o comportamento de bolha de Taylor para dutos horizontais e conexões curvadas; por ser um assunto ainda pouco pesquisado e o incentivo financeiro de empresas petrolíferas em parceria com algumas universidades, inclusive com a Universidade Federal de Campina Grande foram desafios que motivaram a realização deste trabalho.

Neste sentido, o objetivo geral deste trabalho é estudar numericamente o escoamento transiente bifásico (gás e óleo), dando ênfase ao regime de fluxo pistonado ou bolha de Taylor. Portanto, para se atingir este objetivo foram realizadas as seguintes etapas:

- Modelagem, solução numérica das equações governantes e simulação do escoamento multifásico em dutos horizontais, verticais e em joelho com inclinação de 90 graus;
- Avaliação de influência de tempos distintos de injeção de gás, diâmetro e curvatura do duto, viscosidade fase óleo e velocidade tanto do fluxo disperso (ar) como do fluxo contínuo (petróleo) na hidrodinâmica do escoamento e formação da bolha.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo aborda alguns dos principais conceitos e características da fluidodinâmica computacional ou CFD(Computational Fluid Dinamics), bem como um breve resumo do aplicativo computacional utilizado no presente trabalho. Além destas informações é apresentada uma descrição sobre escoamento multifásico. O estado da arte tem por finalidade apresentar alguns relatos que foram reportados por diversos autores sobre bolha de Taylor e suas características, que servirão de base para algumas justificativas que serão relatadas no presente trabalho.

2- Fundamentação Teórica

2.1- Características Gerais sobre o Petróleo

Petróleo é uma mistura de vários compostos orgânicos, principalmente daqueles formados apenas por Carbono e Hidrogênio (hidrocarbonetos). Quando as rochas-reservatório, geralmente cobertas por rochas impermeáveis, estão deformadas devido a movimentos tectônicos, estas podem reter os hidrocarbonetos formando acumulações ou reservatórios de petróleo Brinco (2008). Estes reservatórios podem ser encontrados

tanto na terra “onshore” (Figura 2.1 a) como no mar “offshore” em grandes profundidades, junto com água salgada (Figura 2.1 b).

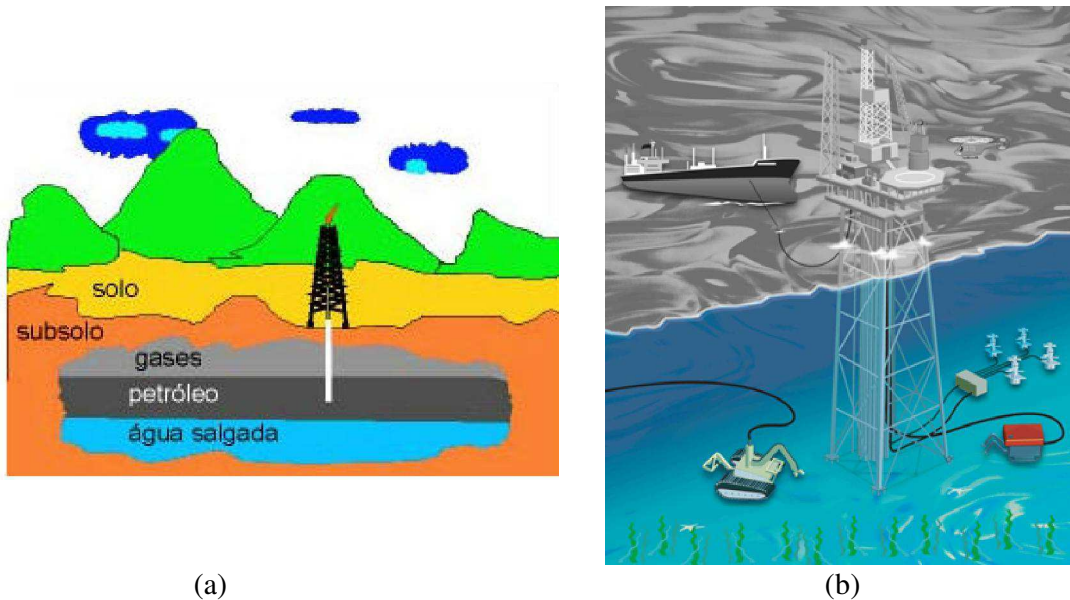


Figura 2.1- (a) Reservatório “onshore” Fonte: Brinco (2008) e (b) - Reservatório “offshore” Fonte: Pall Corporation (2008)

Devido ao fato dos campos de produção de petróleo estarem localizados distantes dos terminais e refinarias de óleo e gás, torna-se necessário o transporte deste óleo até as refinarias. Entre os meios de transporte utilizados, os oleodutos tornaram-se um meio de transporte preferencial tanto para atender ao abastecimento das refinarias como suprir a necessidade dos grandes centros de consumo de derivados. Os oleodutos são longas tubulações utilizadas no transporte de petróleo e seus derivados, constituídos por segmentos de tubos de aço carbono soldados, com diâmetros entre 200 e 500mm. Trechos contínuos de oleodutos conectam terminais ou estações de bombeamento, estendendo-se por centenas de quilômetros

2.2- Características Gerais sobre Fluido e CFD

2.2.1- Fluido e CFD

Um fluido pode ser avaliado como sendo uma substância capaz de escoar e cujo volume toma a forma do recipiente em análise, deformando-se facilmente, podendo ser

encontrado em diversos locais, como por exemplo: na circulação sanguínea dos seres humanos e animais, no subsolo na forma de reservatórios, nas indústrias, residências entre outros (Fortuna, 2000).

Historicamente, o homem vem estudando o comportamento dos fluidos através da “mecânica dos fluidos”. A princípio, este estudo era realizado experimentalmente, tendo sido posteriormente estudado analiticamente utilizando princípios matemáticos descritos por meio das equações de movimento de fluidos como, por exemplo, as equações de Euler. Porém, estas equações tiveram um maior destaque no século XIX com a formulação das equações de Navier-Stokes.

As características com relação ao movimento dos fluidos são bastante complexas e, muitas vezes, o embasamento teórico não é suficiente para descrever alguns fenômenos, principalmente quando se trata de problemas no campo da engenharia. Fortuna (2000) destaca a importância dos métodos experimentais como ensaios em túneis de vento para uma melhor compreensão destes fenômenos. Maliska (2004) relata igualmente que um dos grandes benefícios dos métodos experimentais é a obtenção de resultados que retratam a realidade; contudo geralmente o custo financeiro é muito elevado e deve-se levar em consideração fatores como, por exemplo, a segurança (podendo se destacar os experimentos envolvendo materiais químicos ou bélicos). Por outro lado, o avanço tecnológico dos computadores e melhoria das técnicas computacionais nos últimos 40 anos, ofereceu aos pesquisadores e cientistas uma alternativa para o estudo do escoamento de fluidos por meio da simulação numérica.

Uma das ferramentas responsáveis para se avaliar a dinâmica de um fluido, bem como a transferência de calor e de massa, a presença ou não de reações químicas, entre outras é a Fluidodinâmica Computacional (CFD - “Computational Fluid Dynamics”). Fortuna (2000) define CFD como sendo a área da computação científica que aplica métodos numéricos robustos para a simulação dos fenômenos que envolvem fluidos em movimento com ou sem trocas de calor e massa.

As simulações numéricas empregando CFD permitem, em muitas situações, reduzir as repetições de experimentos em laboratório, devido a sua rapidez e custo benefício. Os resultados experimentais possibilitam a validação dos numéricos.

Para se desenvolver uma simulação numérica, é comum a presença de termos não lineares presentes nas equações diferenciais parciais (EDP) governantes da modelagem matemática, e, geralmente utilizam-se metodologias numéricas sendo uma das mais comentadas na literatura o Método dos Elementos Finitos (MEF); Método das

Diferenças Finitas (MDF) e o Método dos Volumes Finitos (MVF) (Patankar, 1980; Farias Neto, 1997; Maliska, 2004).

O método dos volumes finitos (MVF) é utilizado para converter equações diferenciais parciais (EDP) em um conjunto de equações algébricas sobre uma região do espaço físico (ou domínio, o qual é dividido em um número finito de subdomínios ou volumes de controle) pela integração das equações diferenciais, sobre o volume elementar ou de controle no espaço e no tempo (Maliska, 2004; Fortuna, 2000; Lima, 2008). Porém, essa aproximação pode também ser obtida através da realização de balanços de conservação de quantidades relacionadas com as variáveis dependentes igualmente sobre um volume elementar e no tempo (Maliska, 2004).

De acordo com o que é reportado na literatura (Farias Neto, 1997; Fortuna, 2000; Maliska, 2004; Farias, 2006), é importante tomar cuidados na discretização, com a finalidade de evitar instabilidades numéricas, pois, podem aparecer nas equações governantes termos de transporte convectivo da grandeza conservada, e, portanto necessita-se que sejam especificados seus valores nas faces dos volumes de controle, através de uma função de interpolação, para se estimar as propriedades e suas derivadas nas fronteiras do sistema. Existem algumas funções de interpolação que geralmente são usadas tais como as diferenças centrais (para problemas puramente difusivos), “upwind” (para problemas convectivos), “High Resolution”, entre outros.

É importante citar o método de acoplamento pressão-velocidade o qual tem por objetivo designar uma equação para a pressão que permita o avanço do processo iterativo, observando a conservação da massa (Maliska, 2004), como por exemplo: “SIMPLEC”, “WUDS”, “PISO”, etc.

2.2.2 - Aplicativos Computacionais para Resolução de Problemas que Envolvem CFD

O software CFX é uma poderosa ferramenta no estudo no campo da fluidodinâmica computacional (Computational Fluid Dynamics – CFD), o qual oferece uma variedade de ferramentas sofisticadas incluindo o acesso direto do CAD, ferramentas altamente automatizadas da criação da geometria, malhas e modelos avançados para a turbulência, combustão, radiação e fluxos multifásicos. Estes recursos tecnológicos permitem a realização de uma simulação de diferentes processos da

realidade: fluxos industriais, sedimentação em tanques, reatores de misturas, problemas de combustão, entre outros. Uma característica essencial neste aplicativo seria a disposição de recursos para a criação de figuras geométricas quaisquer (malha) através de pontos, curvas, superfícies, sólidos e a interligação de dois pontos ou mais no espaço para coordenadas cartesianas.

Os programas que utilizam CFD são estruturados em torno de algoritmos numéricos que podem trabalhar com fluxo de fluidos. Estes aplicativos computacionais possuem interfaces bem avançadas com um visual agradável o qual permitem ao usuário a implementação do problema e examinar resultados. Existem alguns softwares disponíveis para a resolução de problemas envolvendo CFD, como por exemplo: FIDAP; FLUENT; CFX; PHOENICS e FLEX PDE. Uma característica destes aplicativos é que, geralmente eles são divididos em três partes principais: a) Um pré-processador responsável pela entrada de dados do problema (propriedades físicas), características do problema (escoamento laminar ou turbulento, meio poroso ou não, escoamento mono ou multifásico, se envolve transferência de calor, etc.) e condições de fronteira ou contorno do sistema entre outros; b) O processador, onde todos os cálculos são realizados de acordo com as condições estabelecidas no pré-processador; c) O pós-processador, que auxilia o usuário a avaliar os resultados por meio de gráficos ou imagens, as quais podem ser na forma de linhas de corrente, campo vetorial, campos de pressão, velocidade, concentração, entre outros.

2.3- Escoamento Multifásico

2.3.1- Conceitos Gerais

O escoamento multifásico é caracterizado como um fluxo formado por mais de um fluido presente separados por uma ou mais interfaces, podendo ser constituído de uma fase contínua (meio líquido ou gasoso) e uma fase dispersa (bolhas de gás, gotas de líquido ou partículas sólidas), as quais podem ser compostas por diferentes espécies químicas, ou ainda, por duas fases contínuas.

De acordo com Ranade (2002), processos que envolvem fluxos multifásicos resultam em diferentes regimes e modelos de fluxo, os quais dependem das condições operacionais e da geometria do equipamento do processo.

Na Figura 2.2 está representada um esquema de alguns modelos que permitem classificar o escoamento multifásico.

- Modelo homogêneo: neste modelo é assumido que há um equilíbrio entre as fases, ou seja, numa mesma seção as fases estão em equilíbrio de pressão, temperatura, e possuem a mesma velocidade, assumindo, portanto, velocidade de deslizamento igual a zero, resultando na utilização de uma única equação de conservação da quantidade de movimento e na possibilidade de se considerar uma equação da conservação da massa para cada fase, e assim avaliar as distribuições de fração volumétrica de cada fase. Entretanto, este modelo só é válido quando as quantidades transportadas das diferentes fases atingem o equilíbrio em distâncias suficientemente curtas. Isso se deve ao fato de que, em situações onde a força de arraste (exercida pela fase contínua sobre a dispersa) é grande e não existem forças de campo (gravidade), a taxa de transferência interfacial é muito grande (Paladino, 2005).
- Modelo não homogêneo: neste modelo admite-se que para cada fase a pressão, temperatura, e velocidade são distintas, resultando na utilização de uma equação de conservação da quantidade de movimento para cada fase.

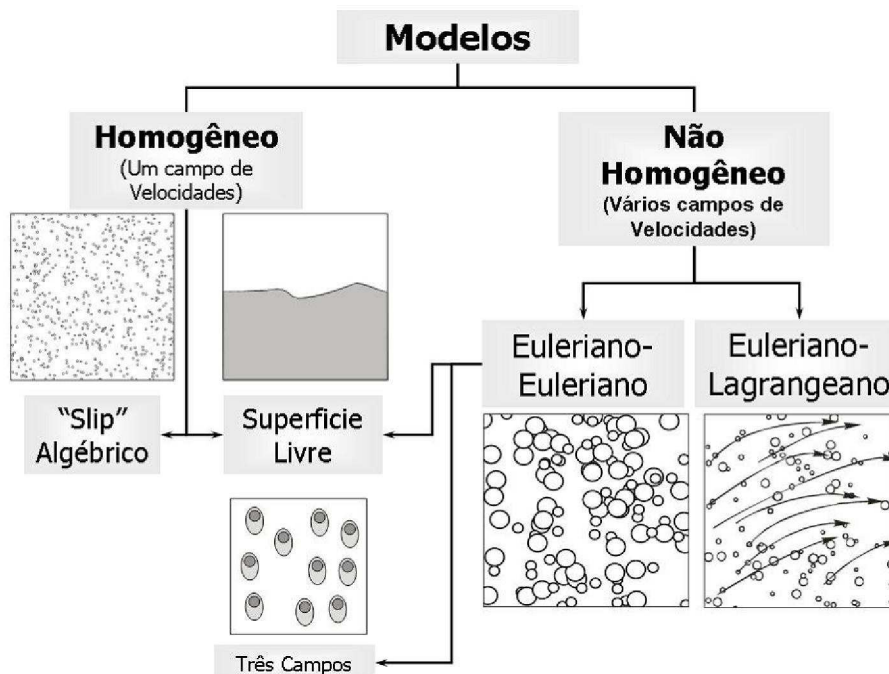


Figura 2.2 – Classificação de modelos para escoamentos multifásicos. Fonte: Paladino (2005).

Na Figura 2.2, o modelo de três campos considera a massa de líquido arrastada pelas bolhas como uma pseudo-fase que se movimenta com a velocidade das bolhas, porém a sua massa é considerada no balanço de massa da fase líquida (Paladino, 2005).

Em se tratando de modelo heterogêneo existem várias aproximações visando descrever matematicamente os processos envolvendo escoamentos multifásicos, porém, três modelos de aproximações merecem destaque:

a) Aproximação do Volume de Fluido (VOF): é a aproximação mais simples e é baseada na aproximação Euleriana. Destaca-se pelo movimento de todas as fases a serem modeladas pela formulação local e conservação instantânea de equações para massa, momentum e energia. Estas equações podem ser resolvidas com apropriadas condições limites na interface. Esta aproximação é, entretanto, limitada para modelos de movimento de apenas umas poucas partículas da fase dispersa, como também para simulações de fluxo para fase dispersa em grandes equipamentos. Maiores detalhes desta aproximação podem ser encontrados em Ranade (2002).

b) Aproximação Euleriana-Lagrangeana: os movimentos individuais em pequena escala, do fluido em torno de partículas, não são considerados. Neste modelo, o movimento da fase contínua é modelado usando uma base euleriana e o movimento das partículas (trajetória) são simulados explicitamente modelados com uma fase lagrangeana (Ranade, 2002).

De acordo com o Manual CFX® 10.0 (2005), alguns fatores podem ser destacados ao se utilizar a aproximação Euleriana – Lagrangeana: informação completa do comportamento individual e do tempo de residência da partícula; requer baixo esforço de processamento computacional para poucas partículas com uma ampla faixa de variação de tamanho, mais detalhes da transferência de calor e massa, e mais flexibilidade quando há uma significativa distribuição do tamanho, principalmente para diferentes velocidades de partículas. As inconveniências seriam um grande esforço computacional caso se tenha um grande número de partículas que precisem ser transportadas, ou se incluirá um modelo de turbulência.

c) Aproximação Euleriana-Euleriana: Segundo Ranade (2002), esta aproximação é utilizada frequentemente para fluxos com as fases dispersas densas, sendo a mais complicada de se entender conceitualmente em comparação com os modelos de aproximações descritos anteriormente. Se a modelagem for bem feita, esta aproximação pode ser aplicada para processos de fluxos multifásicos contendo várias frações de volume na fase dispersa. Com esta aproximação, a fase dispersa é tratada como

contínua, sendo mais satisfatória para se modelar sistemas multifásico dispersos com um volume significativo de fração de fase dispersa (maiores que 10 %). É possível representar junção entre fases diferentes desenvolvendo modelos de transporte de interfase satisfatórios, porém, é difícil de controlar fenômenos complexos em nível de partícula (como mudança em tamanho devido a reações, evaporação, etc.).

2.3.2- Regimes de Escoamento

Dependendo das condições de operação, como a velocidade de escoamento das fases, propriedades físico-químicas (densidade e viscosidade) inclinação e da forma geométrica dos dutos, o escoamento multifásico pode exibir diferentes padrões de escoamento que podem ser encontrados na literatura (Taitel *et al*, 1979; Ranade, 2002; Paladino, 2005; Luiz, 2007).

Porém, existem algumas diferenças com relação aos padrões de escoamento bifásicos, dependendo da posição do tubo, isto é, se este está na vertical ou horizontal. Uma das principais diferenças entre esses dois casos é a freqüente tendência à estratificação que ocorre nos escoamentos horizontais, em função da influência da força gravitacional. A tendência do vapor é migrar para a parte superior do tubo, enquanto que a maior parcela de líquido escoar na parte inferior (Luiz, 2007). A seguir, estão descritas as configurações mais conhecidas para sistemas bifásicos líquido-gás para tubulações verticais:

- Escoamento de bolhas: onde a fase gasosa (bolhas) pode apresentar vários tamanhos e formatos geométricos (esféricas ou alongadas) e se encontram distribuídas discretamente ao longo da fase contínua (líquida), Figura 2.3 (a).
- Escoamento pistonado: que ocorre quando o diâmetro das bolhas é aproximadamente igual ao diâmetro do duto. A parte superior da bolha em dutos verticais possui forma esférica e o gás é separado da parede do duto por uma fina camada de líquido que desce de forma lenta denominada muitas vezes de slugs de gás ou bolhas de Taylor, Figura 2.3 (b).
- Escoamento agitado: decorrente da instabilidade do escoamento pistonado, que resulta na quebra das bolhas de dimensões maiores e na formação de um escoamento caótico no centro do duto, deslocando o líquido contra as paredes, Figura 2.3 (c).

- Escoamento anular com bolhas: que ocorre quando o líquido forma uma camada, relativamente grossa, sobre as paredes do duto sendo ainda observado bolhas de gás dispersas. No centro escoam uma corrente gasosa com uma quantidade considerável de líquido disperso na forma de gotas, Figura 2.3 (d).
- Escoamento anular: caracterizado pelo escoamento de uma fina camada de líquido nas proximidades das paredes, e no centro do duto tem-se o gás escoando, formando-se poucas gotas ou bolhas dispersas em ambas as fases, Figura 2.3 (e).

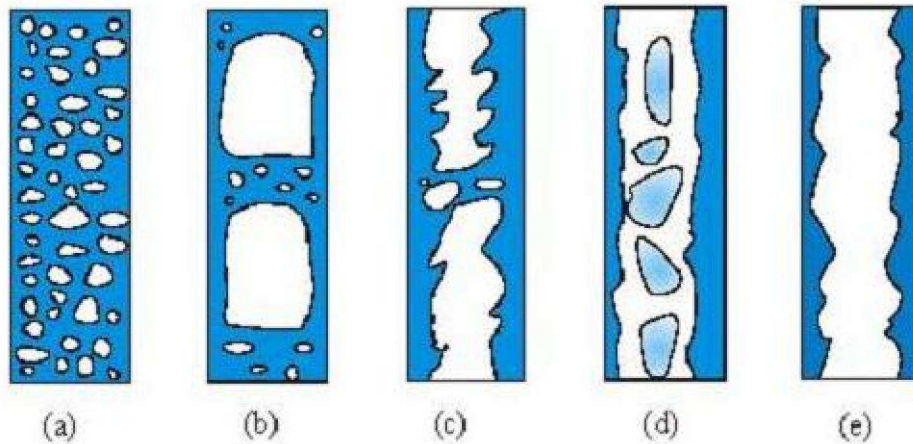


Figura 2.3 – Padrões de escoamento em dutos verticais: (a) bolhas; (b) pistonado; (c) agitado; (d) anular com bolhas; (e) anular. Fonte: Luiz (2007).

Já para os escoamentos em dutos horizontais, são descritos os seguintes tipos:

- Escoamento de bolhas (Bubbly Flow) - Semelhante ao descrito para escoamentos para dutos verticais, entretanto, as bolhas tendem a escoar na parte superior do duto quando a fase dispersa é menos densa do que a contínua. Quando as velocidades de escoamento aumentam, a fase dispersa tende a ocupar toda a secção do duto, tendo em vista que os efeitos de dispersão turbulenta começam a se tornar mais importantes que a gravidade, como pode ser observado na Figura 2.4 (a).
- Escoamento pistonado (Plug flow) - É similar ao escoamento pistonado em dutos verticais, todavia, as bolhas tendem a escoar pela metade superior do duto. Neste caso, esta condição assimétrica é mantida independentemente da velocidade de escoamento devido ao maior tamanho das bolhas, como mostra a Figura 2.4 (b).

- Escoamento estratificado (Stratified Flow) - Acontece em velocidades muito baixas de líquido e gás, as duas fases escoam separadas por uma interface suave, sem ondulações, conforme se observa na Figura 2.4 (c).
- Escoamento ondulatório (Wavy Flow) – Aumentando-se a velocidade do gás no escoamento estratificado aparecem oscilações na interface, gerando um padrão caótico de escoamento, podendo ser representado pela Figura 2.4 (d).
- Escoamento slug flow - Quando as ondas começam a ser maiores e a fração volumétrica de líquido aumenta, este começa a molhar a parede superior do duto gerando grandes bolhas de gás presas entre duas ondas, surgindo um padrão análogo ao pistonado, porém, com bolhas maiores, já que este padrão se dá com maiores frações volumétricas de gás. Este padrão, não deve ser confundido com o escoamento pistonado em dutos horizontais "*Plug*". Enquanto no primeiro caso, as grandes bolhas são formadas a partir da coalescência das pequenas, quando é aumentada a vazão de gás num padrão de bolhas, neste caso, as bolhas (ou bolsões) de gás são formadas a partir da instabilização do filme de líquido, como se pode ver na Figura 2.4 (e).
- Escoamento anular (Annular Flow) - Aumentando ainda mais a velocidade do gás num escoamento estratificado, ou de forma geral, com baixas frações de líquido, se formará um núcleo de gás com um filme de líquido na periferia do duto formando um anel, similar ao caso descrito para escoamentos em dutos verticais, visualizado na Figura 2.4 (f).

Um caso particular do escoamento pistonado é o escoamento na presença de bolha de Taylor e ocorre quando a velocidade superficial do líquido é inferior a 0,5 m/s e a do gás menor que 1 m/s (Brauner e Ullmann, 2004). Ao se aumentar às vazões de líquido e do gás, o escoamento torna-se instável ou caótico, as bolhas coalescem e a interface fica agitada surgindo, assim, o padrão de escoamento agitado ou ondulado. Quando prevalecem velocidades do líquido abaixo de 0,3 m/s e de gás em torno de 5 m/s o líquido passa a escoar junto a parede do duto sob a forma de uma película e a fase gasosa na parte central caracterizando um padrão de escoamento anular. Já para altas velocidades do gás, acima de 60 m/s, e baixas velocidades do líquido tem-se a dispersão do líquido em pequenas gotículas na forma de uma nevoa ou spray, denominado de escoamento disperso. Quando o líquido escoar na parte inferior do duto a uma velocidade inferior a 0,15 m/s e o gás sobre este a uma velocidade superficial entre 0,6 e 3 m/s, tem-se o escoamento estratificado.

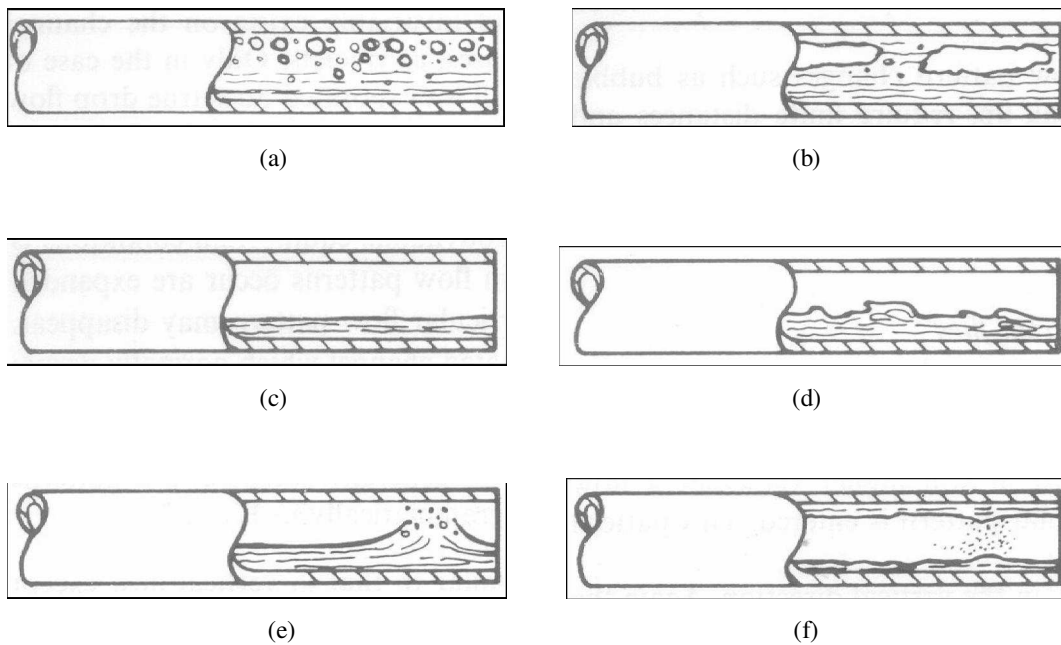


Figura 2.4: Regime de escoamento bifásico gás-líquido em dutos horizontais. (a): Bubbly flow; (b): Plug flow; (c): Stratified flow; (d): Wavy flow; (e): Slug flow; (f): Annular flow. Fonte: Paladino (2005).

Segundo Luiz (2007), o escoamento bifásico em tubulações pode ser classificado para distintos padrões de escoamento de acordo com as configurações e condições de operação do sistema, como por exemplo: a razão entre as fases, a vazão volumétrica total, a velocidade de cada uma das fases o diâmetro e o comprimento da tubulação. A Figura 2.5 ilustra um mapa de classificação de regimes de escoamento bifásico (líquido – gás) dado em função da velocidade das fases (líquida e gasosa, ambas avaliadas em m/s), em 5 regiões distintas: 1 – bolhas (bubble), 2 – bolhas dispersas (dispersed), 3 – golfadas (slug), 4 – golfadas ou agitado (slug or churn) e 5 – anular (anular), proposto por Taitel e Dukler e apresentado por Luiz (2007).

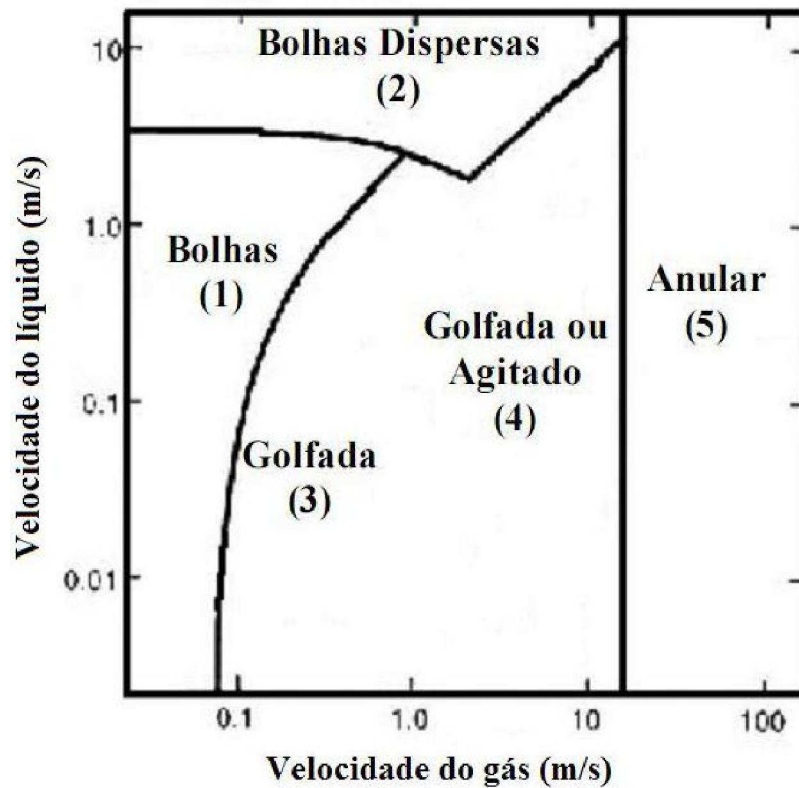


Figura 2.5: Mapa dos padrões de escoamentos (líquido-gás) em dutos verticais.

Fonte: Luiz (2007).

2.3.3- Modelagem Matemática para Escoamento Multifásico

2.3.3.1- O Modelo de Dois Fluidos

Diversos modelos têm sido propostos pra descrever o escoamento multifásico. O modelo de dois fluidos é o mais geral e complexo, pois trata todas as variáveis de cada fase de maneira separada, isto é, as pressões, temperaturas e velocidades de cada uma das fases α e β , onde α é a fase contínua e β é a fase dispersa. Neste modelo, é necessário escrever equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia para cada uma das fases, de tal forma que são necessárias um total de seis equações diferenciais.

As seguintes equações são válidas:

a) Equação de momentum

A equação de momentum tem a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (r_\alpha \rho_\alpha \mathbf{U}_\alpha) + \nabla \cdot [r_\alpha (\rho_\alpha \mathbf{U}_\alpha \otimes \mathbf{U}_\alpha)] = -r_\alpha \nabla P_\alpha + \nabla \cdot \left\{ r_\alpha \mu_\alpha \left[\nabla \mathbf{U}_\alpha + (\nabla \mathbf{U}_\alpha)^T \right] \right\} + \\ + \sum_{\beta=1}^{N_p} (\Gamma_{\alpha\beta}^+ \mathbf{U}_\beta - \Gamma_{\beta\alpha}^+ \mathbf{U}_\alpha) + S_{M\alpha} + M_\alpha \end{aligned} \quad (2.1)$$

onde:

- $S_{M\alpha}$ descreve as forças de momento devido às forças de corpo externas;

- M_α descreve as forças interfaciais agindo na fase α devido à presença de outras fases;

O termo $(\Gamma_{\alpha\beta}^+ \mathbf{U}_\beta - \Gamma_{\beta\alpha}^+ \mathbf{U}_\alpha)$ representa a transferência de momento induzido pela transferência de massa na interface.

A equação 2.1 só é válida para fases fluidas. Para fases com sólidos dispersos, são adicionados termos que representam as tensões adicionais devido às colisões de partículas.

Dependendo das considerações no modelo a ser estudado, um modelo de transferência interfacial pode ser adicionado ao modelo original. Neste modelo cada fluido possui seu próprio campo de velocidade, temperatura e turbulência. Porém, compartilham o mesmo campo de pressão. Dessa forma, este modelo considera um sistema de equações de conservação para cada fase, podendo calcular diferentes campos de velocidades para as diferentes fases.

A transferência interfacial de quantidade de movimento, calor e massa é diretamente dependente da área superficial de contato das duas fases. Esta é caracterizada por uma área interfacial por unidade de volume entre a fase α e a fase β , conhecido como densidade de área interfacial, $A_{\alpha\beta}$.

O modelo de transferência interfacial pode ainda ser subdividido em três sub-modelos (modelo de partícula, de mistura e de superfície livre), os quais diferem quanto à forma como modelam a densidade de área interfacial e os termos de transferência interfacial.

- Modelo de partícula: é empregado quando assume-se que uma das fases é a contínua (fluido contínuo α) e a outra é dispersa (fluido disperso ou sólido disperso β) ou polidispersa (a fase dispersa pode ter uma grande variação no seu tamanho). Neste caso, a densidade de área interfacial é determinada, admitindo-se que a fase β esteja presente na forma de uma partícula esférica, de diâmetro médio d_β , pela seguinte expressão:

$$A_{\alpha\beta} = \frac{6r_\beta}{d_\beta} \quad (2.2)$$

onde r_β corresponde a fração volumétrica da fase dispersa (Manual CFX 10.0, 2005).

Os coeficientes de transferência entre as fases podem ser correlacionados em termos do número de Reynolds das partículas e do número de Prandtl do fluido. Estes são definidos usando o diâmetro principal da partícula, e as propriedades da fase contínua, como segue:

$$\text{Re}_{\alpha\beta} = \frac{\rho_\alpha |\bar{U}_\beta - \bar{U}_\alpha| d_\beta}{\mu_\alpha} \quad (2.3)$$

$$\text{Pr}_{\alpha\beta} = \frac{\mu_\alpha C_{p\alpha}}{\lambda_\alpha} \quad (2.4)$$

onde μ_α , $C_{p\alpha}$, λ_α são a viscosidade, capacidade calorífica e condutividade térmica da fase contínua α .

- Modelo de mistura: trata as fases α e β simetricamente e requer que ambas sejam contínuas. A determinação da densidade de área interfacial é determinada a partir da expressão a seguir:

$$A_{\alpha\beta} = \frac{r_\alpha r_\beta}{d_{\alpha\beta}} \quad (2.5)$$

onde r_α e $d_{\alpha\beta}$ correspondem, respectivamente, a fração volumétrica da fase contínua e escala de comprimento interfacial que deve-se especificar.

Os coeficientes de transferência entre as fases não-dimensionais podem ser relacionadas em termos do número de Reynolds e do número de Prandtl da mistura definido como:

$$\text{Re}_{\alpha\beta} = \frac{\rho_{\alpha\beta} |\bar{U}_{\beta} - \bar{U}_{\alpha}| d_{\alpha\beta}}{\mu_{\alpha\beta}} \quad (2.6)$$

$$\text{Pr}_{\alpha\beta} = \frac{\mu_{\alpha\beta} C_{p\alpha\beta}}{\lambda_{\alpha\beta}} \quad (2.7)$$

sendo $\rho_{\alpha\beta}$, $\mu_{\alpha\beta}$, $C_{p\alpha\beta}$ e $\lambda_{\alpha\beta}$ a densidade, viscosidade, capacidade calorífica e condutividade térmica da mistura, respectivamente, definidas por:

$$\rho_{\alpha\beta} = r_{\alpha}\rho_{\alpha} + r_{\beta}\rho_{\beta} \quad (2.8)$$

$$\mu_{\alpha\beta} = r_{\alpha}\mu_{\alpha} + r_{\beta}\mu_{\beta} \quad (2.9)$$

$$C_{p\alpha\beta} = r_{\alpha}C_{p\alpha} + r_{\beta}C_{p\beta} \quad (2.10)$$

$$\lambda_{\alpha\beta} = r_{\alpha}\lambda_{\alpha} + r_{\beta}\lambda_{\beta} \quad (2.11)$$

- Modelo de superfície livre: aplicado em fluxos com superfície livre (situação onde os fluidos, comumente água e ar, são separados por uma distinta interface). A densidade de área interfacial é determinada por:

$$A_{\alpha\beta} = |\nabla r_{\alpha}| \quad (2.12)$$

Quando mais de duas fases estão presentes, esta equação é generalizada para:

$$A_{\alpha\beta} = \frac{2|\nabla r_{\alpha}||\nabla r_{\beta}|}{|\nabla r_{\alpha}| + |\nabla r_{\beta}|} \quad (2.13)$$

b) Equação de Conservação de massa

A equação da continuidade tem a forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(r_\alpha \rho_\alpha) + \nabla(r_\alpha \rho_\alpha U_\alpha) = S_{MS\alpha} + \sum_{\beta=1}^{N_p} \Gamma_{\alpha\beta} \quad (2.14)$$

onde:

- $S_{MS\alpha}$ descreve a fonte de massa específica utilizada;
- $\Gamma_{\alpha\beta}$ é taxa do fluxo de massa por unidade de volume da fase α para a fase β .

Na equação da conservação de volume é admitida que a soma das frações volumétricas sejam igual a 1, de tal forma que:

$$\sum_{\alpha=1}^{N_p} r_\alpha = 1 \quad (2.15)$$

Esta equação pode ser combinada com as equações da continuidade para obter as equações de conservação do transporte, dada por:

$$\sum_{\alpha} \frac{1}{\rho_\alpha} \left(\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \nabla(r_\alpha \rho_\alpha U_\alpha) \right) = \sum_{\alpha} \frac{1}{\rho_\alpha} \left(S_{MS\alpha} + \sum_{\beta=1}^{N_p} \Gamma_{\alpha\beta} \right) \quad (2.16)$$

c) Equação de energia

A equação da energia tem a forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(r_\alpha \rho h_\alpha) + \nabla(r_\alpha (\rho_\alpha \vec{U}_\alpha h_\alpha - \lambda_\alpha \nabla T_\alpha)) = \sum_{\rho=1}^{N_p} (\Gamma_{\alpha\beta}^+ h_{\beta s} - \Gamma_{\beta\alpha}^+ h_{\alpha s}) + Q_\alpha + S_\alpha \quad (2.17)$$

- $h_\alpha, \lambda_\alpha, T_\alpha$, descreve respectivamente a entalpia estática, temperatura e condutividade térmica da fase α .
- S_α descreve a fonte de calor externa;
- Q_α descreve a transferência de calor para a fase α através das interfaces com outras fases.

O termo:

$$(\Gamma_{\alpha\beta}^+ h_{\beta s} - \Gamma_{\beta\alpha}^+ h_{\alpha s}) \quad (2.18)$$

representa a transferência de calor induzida pela transferência de massa.

Uma observação que pode ser notada é que esta é uma equação de transporte de uma única fase, mas com densidade e viscosidade variáveis.

2.3.3.2- Forças interfaciais

As forças interfaciais (M_α), que atuam na interface dos fluidos podem ser listadas de acordo com Paladino (2005) e Manual CFX 10.0 (2005) como sendo; a força de arraste e outras forças (força de sustentação, força de massa virtual, força de lubrificação de parede, entre outras).

Portanto:

A força total que atua na fase α devido à interação com outras fases é dada por:

$$M_\alpha = \sum_{\beta \neq \alpha} M_{\alpha\beta} \quad (2.19)$$

onde $M_{\alpha\beta}$ corresponde ao termo que representa a transferência de momento interfacial entre as fases α e β , o qual é expresso da seguinte forma:

$$M_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta}^D + M_{\alpha\beta}^L + M_{\alpha\beta}^{LUB} + M_{\alpha\beta}^{VM} + M_{\alpha\beta}^{TD} + M_s + \dots \quad (2.20)$$

onde $M_{\alpha\beta}^D$, $M_{\alpha\beta}^L$, $M_{\alpha\beta}^{LUB}$, $M_{\alpha\beta}^{VM}$, $M_{\alpha\beta}^{TD}$ e M_s representam, respectivamente, a força de arraste interfacial, força de sustentação (“lift”), força de lubrificação na parede, força de massa virtual, força de dispersão turbulenta e força devido à pressão dos sólidos.

a) Força de Arraste

A força de arraste representa normalmente a maior parcela da transferência de quantidade de movimento interfacial. Em várias aplicações, as outras forças de interface

não são consideradas. Porém, em escoamentos acelerados em dutos, estas forças podem ter um efeito considerável (Paladino, 2005) e Manual CFX 10.0 (2005). Esta força é calculada por:

$$M_{\alpha\beta}^D = c_{\alpha\beta}^{(d)}(U_{\beta} - U_{\alpha}) \quad (2.21)$$

Sendo o termo de arraste interfacial ($c_{\alpha\beta}^{(d)}$) dado por:

$$c_{\alpha\beta}^{(d)} = \frac{C_D}{8} A_{\alpha\beta} \rho_{\alpha} |U_{\beta} - U_{\alpha}| \quad (2.22)$$

onde $|U_{\alpha} - U_{\beta}|$ corresponde a resultante da velocidade de deslizamento entre a fase contínua e a fase dispersa, na direção da fase dispersa

O coeficiente de arraste é muito utilizado em diversos tipos de simulações e existem na literatura inúmeros outros modelos para o cálculo do coeficiente de arraste que levam em consideração a forma distorcida das bolhas ou gotas, bolhas alongadas, elipsoidais etc. Estes modelos são:

- Schiller-Naumann (1933): que pode ser aplicada para partículas esféricas sólidas ou para partículas fluidas suficientemente pequenas e que possam ser consideradas esféricas. A correlação proposta é:

$$C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 \cdot Re^{0,687}) \quad (2.23)$$

Deve-se ressaltar que esta correlação é usada nos casos onde as partículas são escassamente distribuídas.

- Ishii-Zuber (1979): esta correlação é, na maioria das vezes, aplicável a partículas de fluido em geral (gotas e bolhas), para qualquer par sólido-líquido; líquido-líquido. Este método é adequado para fluxos contendo altas concentrações de partículas.

O coeficiente de arraste, C_D , pode ser estimado, por:

$$C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,1 Re^{0,75}) \quad (2.24)$$

Em ambas as equações o número de Reynolds é definido por:

$$Re = \frac{\rho_\beta |U_\alpha - U_\beta| d_\beta}{\mu_\alpha} \quad (2.25)$$

Para partículas fluidas e escassamente distribuídas é utilizado o modelo de arraste de Grace (Manual CFX 10.0, 2005).. Este modelo usa dados de ar-água que foram desenvolvidos e produz resultados melhores para sistemas de ar-água. O modelo de arraste de Grace é formulado para fluxo além de uma única bolha. O software ANSYS CFX® leva em conta automaticamente a partícula esférica. Pode-se fixar um fator de correção da fração de volume para este modelo para uso de bolhas com alta fração de volume (Paladino, 2005).

O modelo de Grace é baseado no conceito de velocidade terminal, que é a velocidade que adota uma bolha quando a força de arraste iguala o empuxo. Neste caso, o coeficiente de arraste é dado por:

$$C_D = \frac{4 g d_p \Delta\rho}{3 U_T^2 \rho_{cont}} \quad (2.26)$$

onde, a velocidade terminal (U_T) é dada por:

$$U_T = \frac{\mu_c}{\rho_c d_p} M^{-0.149} (J - 0.857) \quad (2.27)$$

sendo,

$$M = \frac{\mu_c^4 g \Delta\rho}{\rho^2 \sigma^3} (J - 0.857) \quad (2.28)$$

$$J = \begin{cases} 0,94H^{0.751} & \text{se } 2 < H < 59,3 \\ 3,42H^{0.441} & \text{se } 59,3 > H \end{cases} \quad (2.29)$$

$$H = \frac{4}{3} EoM^{-0.149} \left(\frac{\mu_c}{\mu_{ref}} \right); \mu_{ref} = 0.0009 Pa.s$$

onde Eo é o número de Eötvös e μ_c é a viscosidade da fase contínua.

b) Força de Massa Virtual

A força de massa virtual ($M_{\alpha\beta}^{VM}$) pode ser definida como a quantidade de movimento necessária para deslocar a massa da fase contínua pela passagem de uma partícula.

Esta porção de massa da fase contínua deverá atingir a velocidade da partícula. Desta forma, o fenômeno pode ser visto como se a partícula virtualmente aumentasse a sua massa, daí o nome dado a esta força. Este fenômeno acontecerá também em outro tipo de escoamento disperso, tais como escoamento de partículas sólidas ou gotas. Entretanto, nos casos em que a fase contínua é gás, a “massa virtual” será desprezível em relação à massa da partícula. Em escoamentos de líquidos imiscíveis, a importância da “massa virtual” dependerá da diferença de massas específicas entre as fases. Porém, nestes casos, as acelerações relativas entre as fases são normalmente pequenas e, portanto, também serão os efeitos de massa virtual. Para escoamentos de bolhas, como os estudados neste trabalho, elas podem ser muito importantes.

A força de massa virtual aparece devido à aceleração relativa de uma parcela de massa da fase contínua ($r_\beta \rho_\alpha C_{VM}$) que é arrastada pela fase dispersa adquirindo a sua velocidade. Logo, a força de massa virtual é definida como o produto desta parcela de massa pela aceleração relativa entre as fases, i.e., aceleração desta parcela de massa com respeito a aceleração que tinha originalmente dentro da fase contínua. Assim, a forma mais comum encontrada na literatura para expressar matematicamente esta força é:

$$M_{\alpha\beta}^{VM} = -M_{\beta\alpha}^{VM} = r_\beta \rho_\alpha C_{VM} \left(\frac{D_\beta U_\beta}{Dt} - \frac{D_\alpha U_\alpha}{Dt} \right) \quad (2.30)$$

O coeficiente de massa virtual (C_{VM}) representa a parcela de massa que é carregada na passagem das bolhas através da fase contínua. O valor de C_{VM} ao redor de uma partícula esférica, para fluxo não viscoso, é 0,5. Em geral, este coeficiente depende da forma e da concentração da partícula.

c) Força de Sustentação

A força de sustentação ($M_{\alpha\beta}^L$) é originada pelo efeito de rotação do escoamento da fase contínua sobre as partículas. A Figura 2.6 mostra esquematicamente um escoamento onde o campo de velocidades da fase contínua é rotacional. Observa-se que, um corpo submetido a uma corrente rotacional, estará sujeito a uma rotação, que induzirá uma distribuição de pressão assimétrica em torno do mesmo, gerando uma força que será transversal à direção do escoamento.

O coeficiente de sustentação (C_L) é difícil de estimar de forma teórica devido aos gradientes de velocidade local. Para o caso de um escoamento não viscoso ao redor de uma esfera, $C_L = 0,5$, porém, quando se considera a viscosidade da fase contínua e a presença de outras bolhas, este coeficiente pode adotar valores entre 0,01 e 0,05.

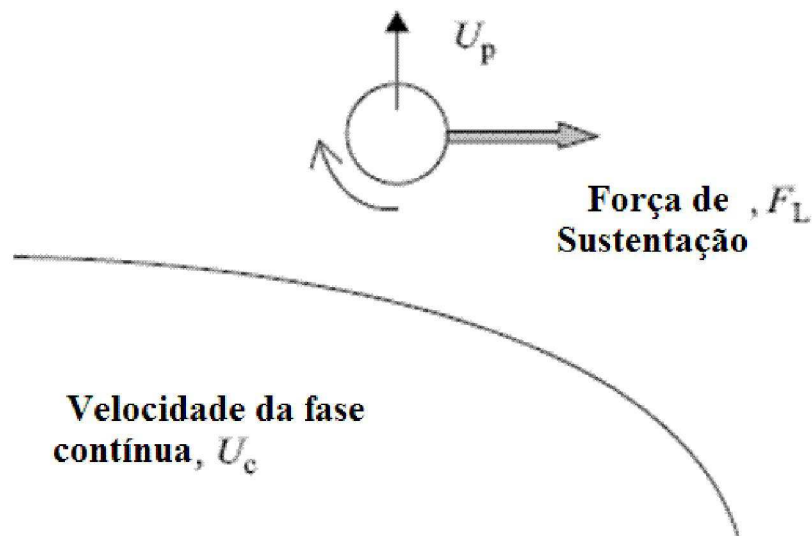


Figura 2.6 – Força de sustentação. Fonte: Ranade (2002).

d) Força de Lubrificação de Parede (Condições Auxiliares)

Deve-se considerar uma força transversal à direção principal do escoamento que aparece nas proximidades das paredes, chamada de força de lubrificação de parede, (Fortuna, 2000). Esta força é originada pelo padrão de escoamento local junto a essas

regiões. Se uma partícula se aproximar da parede do duto, por exemplo, o escoamento ao redor da mesma muda significativamente. A condição de não-deslizamento (no-slip) na parede faz com que a velocidade da fase contínua diminua localmente enquanto que, do lado oposto da bolha, aumenta e este fenômeno faz com que a pressão nas proximidades das paredes seja maior que no lado oposto, dando lugar a uma força que tende a afastar as bolhas das paredes. Assim, a componente normal U_n da velocidade do fluido também é nula, uma vez que o mesmo não pode penetrar na parede, pois estas são consideradas impermeáveis (Figura 2.7).

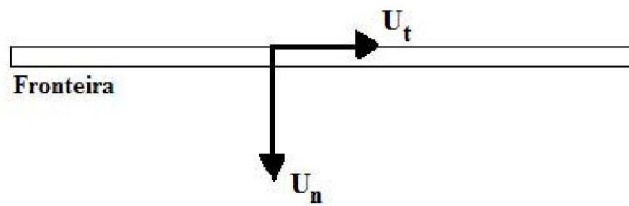


Figura 2.7 - Componentes Normal (U_n) e Tangencial (U_t) da velocidade em uma fronteira. Fonte: Fortuna (2000).

2.4- Escoamento na Presença de Bolha

2.4.1- Considerações Gerais

2.4.1.1- Bolhas

Segundo Wikipédia (2008), bolha é um globo cheio de gás, ar ou vapor que se forma em alguma substância líquida ou pastosa ao ser agitada ou por motivo de ebulição ou fermentação.

Uma característica comum da cavitação, do escoamento bifásico (gás-líquido) e da ebulição estacionária é a presença de bolhas de gás ou de vapor. Em geral, é possível classificar as bolhas em dois tipos: as bolhas de gás e as bolhas de vapor, dependendo da natureza da fase no interior da bolha. A bolha de gás consiste basicamente de uma quantidade de gás submersa num líquido de composição química diferente. Por outro lado, a bolha de vapor consiste de uma quantidade da fase gasosa de uma substância submersa na fase líquida da mesma substância.

A presença de bolhas de gás em fluxos desempenha um papel significativo em uma faixa extensa de processos industriais e geofísicos, podendo-se destacar o transporte de óleo em dutos, mistura em reatores químicos, a elaboração de ligas, o processo de aeração, as trocas entre atmosfera-oceano, entre outros.

Fluxos com bolhas na presença de líquido puro, diferem quando há a possibilidade da bolha deslizar ao longo da superfície, em contraste com o fluxo de corpos rígidos que ocorre quando a condição de nenhum deslizamento é imposta. Devido à densidade relativamente baixa das bolhas se comparada à do líquido, quase toda a inércia é contida no líquido. A forma das bolhas pode mudar com as condições locais hidrodinâmicas, adicionando novos graus de liberdade para um problema complexo.

O efeito mais importante da viscosidade sobre o deslocamento de um corpo é produzir uma força de arraste que tende a reduzir a velocidade de seu movimento relativo no fluido circunvizinho.

Clift *et al.* (1978), descrevem que as bolhas quando são arrastadas pelo fluido sobre a influência favorável ou desfavorável da gravidade geralmente se agrupam sobre as seguintes categorias:

- Esféricas: em geral, bolhas são aproximadas a esferas se a tensão interfacial e as forças viscosas são muito mais importantes que forças de inércia (Figura 2.8 a).
- Elipsoidais: o termo elipsoidal geralmente é usado quando se recorre a bolhas com uma interface convexa (tomando de referência o interior da bolha) ao redor da superfície inteira. Deve ser notado que as formas das bolhas podem diferir consideravelmente de elipsóides reais e, neste caso, a simetria axial (do “nariz” até a “cauda”) da bolha não deve ser considerada. Além disso, a bolha elipsoidal geralmente sofre dilatações periódicas ou movimentos inconstantes aleatórios que fazem com que o reconhecimento de sua forma fique particularmente muito difícil (Figura 2.8 b).
- Capa esférica ou capa esferoidal: são bolhas grandes que tendem a adotar uma superfície plana ou bases recortadas e são ausentes de qualquer semelhança frontal e simétrica na parte oblata (a “cauda” da bolha) ou a parte prolata (o “nariz” da bolha), como pode ser observado na Figura 2.9. Tais partículas fluidas podem ser bem parecidas com segmentos cortados de esferas ou esferóides oblatos de baixa excentricidade, nestes casos, as condições "capa esférica" e "capa elipsoidal" são usados. Grandes bolhas esféricas ou bonés

elipsoidais também podem arrastar fluidos dispersos, como mostra a Figura 2.9 b e c.

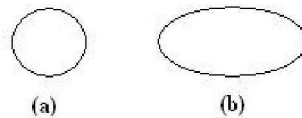


Figura 2.8 - (a) Bolha no formato esférico e (b) no formato elipsoidal.

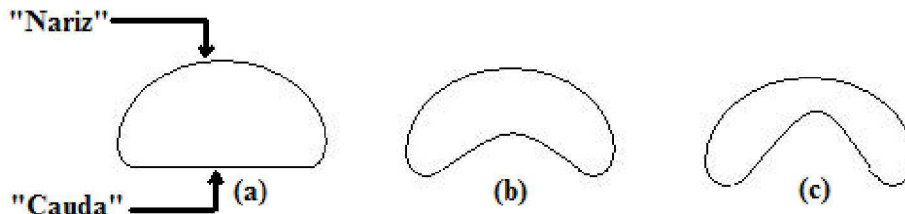


Figura 2.9 - Diferentes formatos de uma bolha de capa esferoideal.

2.4.1.2- Formação da Bolha de Gás

Ao se variar a temperatura das bolhas são formadas pela expansão do gás ou do vapor aprisionado na superfície em pequenas cavidades. O tamanho das bolhas vai depender da tensão superficial da interface líquido-vapor e da temperatura (Holmam, 1983).

Para que as bolhas cresçam e se soltem da superfície, devem receber calor do líquido, ou seja, o líquido deve estar superaquecido a ponto da temperatura do líquido ser maior que temperatura de vapor no interior da bolha. Para temperaturas mais elevadas, as bolhas tendem a coalescer.

Para temperaturas ainda mais elevadas, forma-se uma película na superfície. Esta película aumenta a resistência térmica, reduz o fluxo de calor, e o calor transferido diminui com o aumento da temperatura. A formação de bolhas é tão rápida que as bolhas coalescem antes de se desprenderem, formando em grande parte da superfície uma fina película (Holmam, 1983).

As condições da superfície (rugosidade e tipo de material) podem ser considerados os fatores mais importantes que influem no processo de formação e crescimento de bolhas (Holmam, 1983).

O processo de formação de bolhas ocorre quando o calor é conduzido do líquido para a interface líquido-vapor, ocorrendo a evaporação na interface, aumentando o

volume total de vapor. Se a pressão do líquido permanecer constante, a pressão no interior da bolha deve diminuir, provocando uma redução de temperatura do vapor, se a bolha permanecer na mesma posição espacial.

A ebulição ou vaporização em convecção forçada ocorre freqüentemente através de tubos ou dutos devido a um fluido em ebulição (Kreith, 1977).

De acordo com Wallis (1969), é importante entender como as bolhas podem ser formadas. O tamanho destas bolhas têm uma influência sobre a dinâmica da mistura de bolhas e deve ser freqüentemente especificado em termos do mecanismo de geração da bolha.

Quando uma bolha é formada por meio de um fluxo de gás através de um orifício no sentido ascendente, a pressão dentro da bolha diminui devido ao deslocamento superior de seu centróide e com a pressão capilar. Assim, a taxa de fluxo de gás pode variar com tempo (Clift *et al.*, 1978).

A Figura 2.10 ilustra diferentes estágios da formação de uma bolha a partir do ponto de injeção de ar como apresentado por Bi e Zhao (2001), no qual, a bolha é gerada com auxílio de um bico de injeção de diâmetro interno de 0,556 mm. Neste trabalho, os dutos tinham diferentes diâmetros variando entre 1,89 a 6,35 mm e um comprimento de 200 mm a 270 mm. Na primeira imagem da esquerda para direita tem-se a formação de uma pequena bolha de gás em um determinado instante. À medida que é injetado mais gás observa-se o crescimento da mesma, e é observado uma pequena mudança no seu formato inicial esférico, tendendo a uma forma elíptica. Este comportamento é decorrente das forças de fluatibilidade. À medida que a bolha aumenta de volume observa-se um estreitamento entre a bolha e o bocal de injeção fazendo com que haja o rompimento desde o contato e, então, a bolha volta a apresentar uma forma esférica para, então, ascender e se distanciar do ponto de injeção.

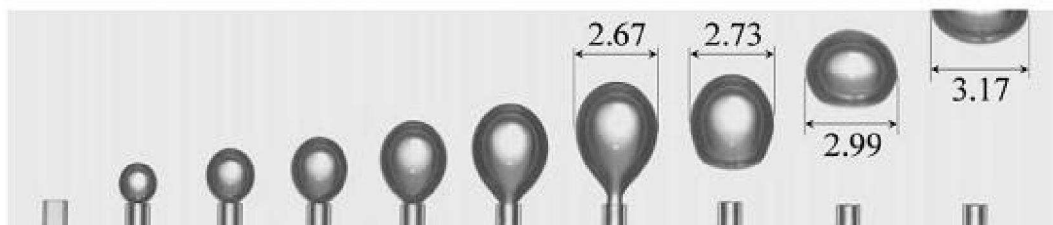


Figura 2.10 – Formações instantâneas de uma bolha na vertical, seu crescimento e partida de um bocal dentro do tubo. Fonte: Bi e Zhao (2001).

Bi e Zhao (2001) admitiram que a parede do tubo não influenciava na forma ou diâmetro de partida de bolha. Isto porque no momento de sua partida a bolha é influenciada pela força de fluatibilidade e a tensão de superfície entre a bolha e o bocal. No entanto, uma vez que a bolha tenha se desconectado do bocal, a parede do tubo influencia no comportamento da bolha, refletido pela subida mais lenta da bolha no tubo. Os resultados experimentais para os tubos de diâmetro maiores ($D = 6,35$ e $4,36$ mm) também indicam que o diâmetro de partida da bolha nos tubos não são afetados pela parede de tubo, mas as velocidades ascendentes da bolha nos tubos de diâmetro grandes ficaram mais altas que aquelas obtidas com o tubo de $D = 3,18$ mm. Estes autores estudaram dutos na vertical em formatos circulares, triangulares, quadráticos e retangulares com o auxílio de uma câmera de alta resolução. Os resultados experimentais para tubos circulares grandes ($D > 2,9$ mm), mostraram que as bolhas ascendem periodicamente. Quando os diâmetros dos tubos circulares ficam menores, o movimento de ascensão dos “slugs” de gás começam a diminuir, e cessa completamente quando o tamanho do diâmetro do tubo fica reduzido ($D \leq 2,9$ mm).

Wallis (1969) propôs uma equação capaz de definir o diâmetro de partida de uma bolha no interior de uma piscina aberta com água. A equação do diâmetro da bolha, d_β , a equação 2.31, é definida em função do σ , do raio do bico injetor de gás, R_o , as massas específicas da água, ρ_L , e do gás, ρ_G .

$$d_\beta = \left[\frac{\sigma R_o}{g (\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/3} \quad (2.31)$$

2.5- Bolha de Taylor

2.5.1- Características Gerais sobre Escoamento tipo bolha de Taylor

A bolha de Taylor é um assunto que com o passar dos anos vem sendo estudado com muito interesse tanto em nível industrial como científico, e pode ser compreendida como um tipo de bolha que se desloca como pistão entre porções líquidas e tem um formato aproximado a de um projétil. Existem muitas definições na literatura sobre a bolha de Taylor, por exemplo, Salman *et al.* (2004) reportam que é um dos mais dominantes padrões de fluxo bifásico consistindo de bolhas alongadas, com

comprimentos maiores do que o diâmetro do duto e separadas por uma determinada camada de líquidos (*liquid slug*).

Zheng *et al.* (2007), relatam que a bolha de Taylor alongada pode ser dividida em três partes de acordo com o perfil de configuração das forças atuantes. Por exemplo, quando os efeitos de inércia são dominantes. A primeira parte corresponde a zona na forma de um boné esférico prolata; a segunda parte a zona de transição da bolha entre o boné esférico prolata e o cilindro terminal e, por fim, a terceira parte o cilindro terminal com espessura e velocidade de filme líquido descendo constantes.

Bugg *et al.* (1998) relatam que a bolha de Taylor é freqüentemente observada em laboratório e o resultado é uma bolha de gás que sobe em um duto com água e tem um formato esférico da sua parte prolata. Sua formação ocorre na medida em que a vazão de gás aumenta dentro do sistema, aumentando o número de bolhas que se formam e há uma tendência delas coalescerem formando bolhas com dimensões próximas a do duto de escoamento. Na Figura 2.11 está ilustrada uma bolha de Taylor na sua forma original (Podowski,1999) e na Figura 2.12 pode ser observado os diferentes formatos da bolha de Taylor.



Figura 2.11 – Fotografia de uma bolha de Taylor. Fonte: Podowski (1999).

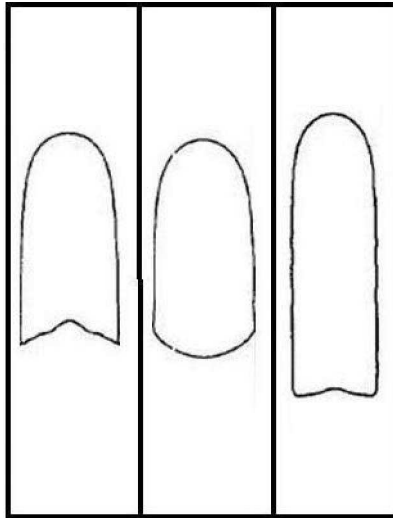


Figura 2.12 – Diferentes formatos de uma bolha de Taylor. Fonte: Bugg *et al* (1998).

De acordo com Taha e Cui (2006) o formato de bolha de Taylor em tubos verticais mostrou-se dependente da viscosidade do líquido e da tensão superficial, mas não do comprimento da bolha. O grau da forma prolata e oblata da bolha aumenta com a tensão superficial. As densidades de filme líquido ao redor da bolha diminuem com aumento de tensão superficial. A aspereza do “nariz” de bolha aumenta com o decréscimo da viscosidade, que resulta no aumento da densidade líquida.

Cheng e Lin (2001), informam que o formato da bolha de gás varia com o diâmetro do tubo, da taxa de fluxo e do ângulo de inclinação do duto. Plesset (1954) comenta que as bolhas nem sempre retêm sua simetria esférica, pois, em uma tubulação, a fase gasosa se encontra distribuída em bolhas discretas ao longo da fase contínua líquida, podendo ser esféricas com pequenos diâmetros ou alongadas com diâmetros maiores apresentando formas mais esticadas. Essas características dependerão de vários fatores como: regime de escoamento, tensão de cisalhamento, coeficiente de arraste, velocidade(s) do(s) fluido(s), entre outros.

A inclinação de um duto tem um papel importante no comportamento do fluxo bifásico gás-líquido. Em inclinações negativas (com relação ao eixo horizontal) há uma tendência de ocorrer em fluxos estratificados ao invés de intermitente. Já em inclinações positivas (também com relação ao eixo horizontal), existe uma forte tendência da velocidade do filme de líquido inverter o seu sentido de escoamento (Yoshizawa, 2006). Este autor relata ainda que, para uma determinada taxa de fluxo específica, a forma da bolha de gás e a sua posição radial de “bala” de gás no tubo é influenciada pelo ângulo

de inclinação e o diâmetro do tubo. Observou ainda a inexistência de bolhas dispersas no rastro deformado durante o deslocamento da bolha de Taylor. Por outro lado, Nigmatulin e Bonetto (1997), relatam que, se a bolha de Taylor tiver um comprimento maior do que cinco diâmetros do tubo, a região da bolha de Taylor pode ser dividida nas três regiões (nariz, cauda e o corpo cilíndrico da bolha) como mostra em Figura 2.13. Nesta figura, o x_a é a posição axial e r_a é a posição radial da interface.

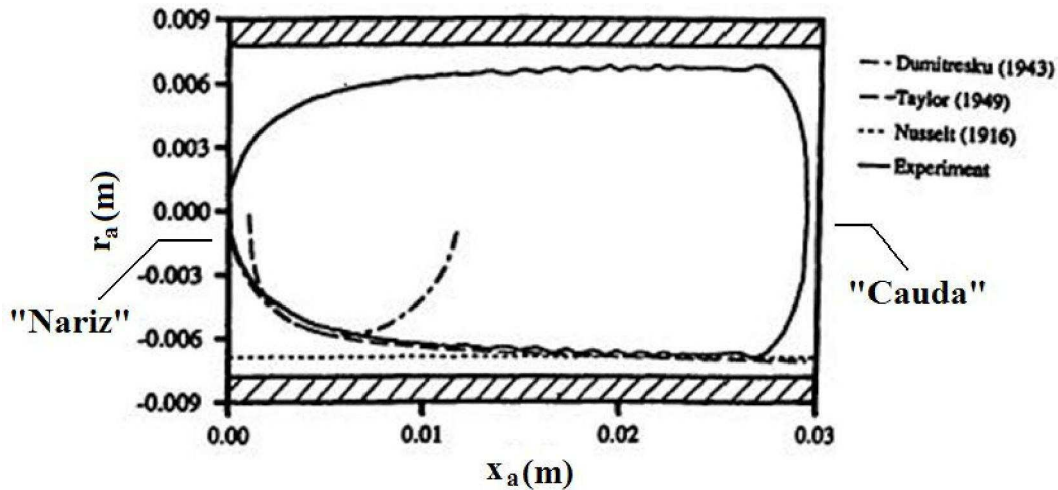


Figura 2.13– Ilustrações das regiões da bolha de Taylor. Fonte: Nigmatulin e Bonetto (1997).

A primeira região corresponde a ponta da bolha e tem uma forma esférica com um raio equivalente a $3/8$ do diâmetro do tubo. A forma desta região pode ser estimada usando a seguinte equação:

$$r_a = \frac{D}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{x(3D - 4x)} \quad (2.32)$$

onde D é o diâmetro do duto.

A segunda região da bolha de Taylor tem uma forma pode ser estimada pela equação 2.33:

$$r_a = \frac{D}{2} \sqrt{1 - \frac{U_s}{\sqrt{2gx}}} \quad (2.33)$$

onde U_s é a velocidade da bolha em um líquido estagnado e g a aceleração da gravidade.

Na terceira região assume-se uma espessura constante entre a bolha e a parede do tubo.

Qian e Lawal (2006) reportam que o grau de mistura do gás e do líquido na entrada da geometria afetam fortemente o comprimento da bolha, mas não influenciam o comprimento da bolha ao longo da tubulação. Outro resultado importante é que o comprimento de “slug” do gás aumenta com o aumento da velocidade superficial do gás e decresce com o aumento da velocidade superficial do líquido. Foram também avaliadas diferentes simulações em duas e três dimensões para a avaliação do comprimento da bolha e os resultados obtidos não tiveram diferenças significativas.

Taha e Cui (2006) avaliando numericamente o movimento de uma bolha de Taylor em tubos verticais observaram que a bolha tinha uma forma cilíndrica com a parte frontal esférica e a cauda que flutuava com o deslocamento da bolha ao longo do tubo. Eles observaram também a presença de pequenas bolhas dispersas no rastro que se desprendiam da bolha maior em consequência da corrente líquida, no sentido contrário do movimento da bolha, no espaço anular entre a parede do tubo e a bolha de Taylor. Taha e Cui (2006) e Zheng *et al.* (2007) descrevem o comportamento dos fluidos na zona de agitação, observada na cauda ou rastro da bolha, bem como as consequências destes movimentos sobre a forma e comprimento das bolhas de Taylor.

Outro fator bastante estudado na literatura é o diâmetro do duto. Muitas vezes se utilizam dutos capilares por motivos financeiros, fator tempo, espaço ocupado em um laboratório (é muito mais fácil se avaliar um capilar do que uma tubulação extensa em metros) dentre outros. Foram encontrados alguns trabalhos nesta escala como Qian e Lawal (2006), que utilizaram um duto cujos diâmetros variavam de 0,25 a 3 mm; o de Tomiyama *et al.* (2003) que fizeram experimentos com um diâmetro de 12 mm; e o de Bercic e Pintar (1997) que reportam estudos com três diâmetros de 1,5; 2,5 e 3,1 mm.

De acordo com Mishima e Hibiki (1996), em tubos capilares, a força da gravidade é relativamente inferior se comparada com a força de capilaridade, então a velocidade de subida do slug de gás em um líquido estagnado é próxima de zero.

A forma geométrica do duto também pode ser considerada como um parâmetro que afeta a forma e comportamento da bolha de Taylor, como por exemplo, a presença de curvas com diferentes angulações, tês, cotovelos, entre outros. Kim *et al.* (2007) investigaram os efeitos geométricos de obstrução de fluxo na distribuição de parâmetros de fluxo para duas fases locais (ar e água). De acordo com Kim *et al.* (2007) o cotovelo promove interações borbulhantes que resultam em mudanças significantes na

concentração de área interfacial e induz oscilações significantes no fluxo em direções verticais e horizontais da seção transversal do tubo.

O comportamento de uma bolha em miniatura na vertical tanto nos tubos circulares e não-circulares (triangular, quadrado e retangular), fechados ao fundo e cheio com água estagnada foi estudado por Bi e Zhao (2001).

Para a avaliação de bolhas de Taylor em série, pesquisas de Pinto *et al.* (2001) relatam que não é esperado que uma série de bolhas de Taylor se comportem como uma individual, desde que seu tipo de movimento seja influenciado por interações da dinâmica causada pelo rastro atrás das bolhas.

2.5.2- Formato da Bolha

Na Figura 2.14 são representadas algumas formas de “slug” de gás observadas por Cheng e Lin (2001). As formas da bolha de gás se agrupam em três tipos: a) bolha longa com um “nariz” esférico e uma “cauda” esférica (Figura 2.14a); b) bolha longa com um nariz esférico mas com a parte da “cauda” plana (Figura 2.14b) e c) bolha esférica (Figura 2.14c). Observa-se que a bolha do tipo 1 é mais longa do que a do tipo 2. Para um tubo com diâmetros pequenos ($D = 2$ mm), a forma de bolha de gás normalmente é equivalente ao tipo 2 e é independente do ângulo de inclinação e da taxa de fluxo. Quando se aumenta o diâmetro do tubo, ocorre a formação de bolhas do tipo 2 com uma diminuição da velocidade superficial do gás. O tipo 3 só existe em um tubo com um diâmetro maior ($D = 8$ mm) e uma inclinação de 30° ou 45° .

White e Beardmore (1962) estudaram a velocidade de uma bolha de ar ascendendo através de um líquido em um duto vertical e identificaram o efeito dos números adimensionais Eotvos (E_o), Morton (M) e Froude (Fr), dadas pelas equações 2.34; 2.35 e 2.36, sobre as características da bolha de Taylor. Estes parâmetros influenciam a forma da bolha de Taylor quando os números de Eötvös e Morton estão dentro da faixa: $3 < E_o < 400$ e o número de Morton $10^{-12} < M_o < 10^3$. Esses autores concluíram que as forças viscosas são desprezíveis se $\rho^2 g D^3 / \mu^2 > 3 \times 10^5$; os efeitos interfaciais são desprezíveis se $E_o > 70$, e os efeitos de inércia são desprezíveis se $Fr < 0.05$.

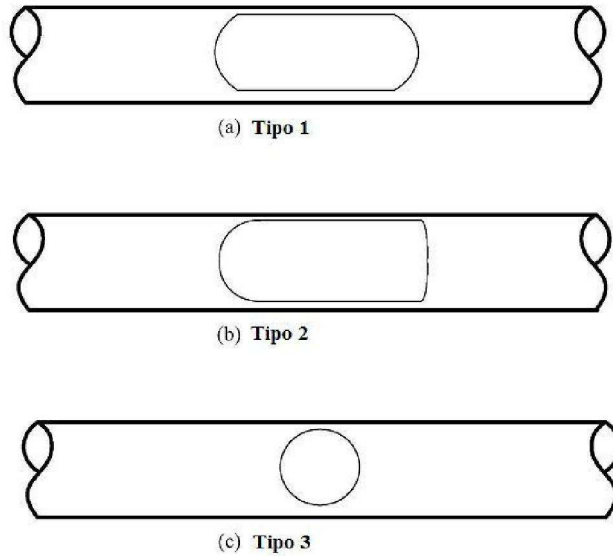


Figura 2.14 – Fomas da bolha de gás. Fonte: Cheng e Lin (2001).

$$Eo = \frac{\rho_L g D^2}{\sigma} \quad (2.34)$$

$$M = \frac{g \mu_L^4}{\rho \sigma^3} \quad (2.35)$$

$$Fr = \frac{U_T}{\sqrt{gD}} \quad (2.36)$$

onde $U_T = (U_G + U_L)$ é a velocidade de fluxo sobre nenhuma condição de deslizamento (velocidade terminal) e g é aceleração devido a gravidade.

Bugg *et al.* (1998) avaliaram a forma de uma bolha de Taylor para diferentes valores de Eo e M como apresentado na Figura 2.15. Os resultados obtidos são comentados com base na interpretação de White e Beardmore (1962). Os autores verificaram que a tensão superficial e a viscosidade são desprezíveis no primeiro caso (para $Eo = 100$ e $M = 10^{-12}$). Nos casos 2 e 3 as forças viscosas são desprezíveis, enquanto que nos casos 4 e 7 as forças de tensão superficial são desprezíveis e finalmente nos casos 6 e 9 as forças de inércia não são significativas. Nos outros casos nenhuma força pode ser considerada desprezível. Vale salientar que os volumes de todas as bolhas são os mesmos, com exceção do caso 1 onde algumas bolhas pequenas foram desprezidas na esteira.

$M = 10^{-12}$			$M = 10^{-2}$			$M = 10^1$		
Eo			Eo			Eo		
100	40	10	100	40	10	100	40	10
1	2	3	4	5	6	7	8	9

Figura 2.15 – Formas da bolha de Taylor para $Eo = 100, 40, 10$ e $M = 10^{-12}, 10^{-2}$ e 10 .
Fonte: Bugg *et al.* (1998).

2.5.3- Dependência da Velocidade dos Fluidos

Qian e Lawal (2006) estudando numericamente as bolhas de Taylor em micro canais, utilizando uma geometria capilar com uma junção em forma de “tê”, adotaram velocidades superficiais do gás e do líquido variando de 0,01 a 0,25 m/s e observaram que o comprimento da bolha é maior, dependendo da configuração de entrada do duto.

Nigmatulin e Bonetto (1997) relatam que a velocidade da bolha de Taylor é igual à velocidade do fluxo de água com uma velocidade de 0,13 m/s, e que a estabilidade da superfície no fundo da bolha é também dependente do comprimento da bolha.

Bi e Zhao (2001) sugerem que a velocidade de ascensão da bolha em tubos verticais com diâmetros largos é proporcional a \sqrt{gD} . Estes autores observaram igualmente que, para diâmetros pequenos, a velocidade diminui rapidamente na razão de \sqrt{D} e para tubos de diâmetros muito pequenos, o movimento da bolha na água estagnada cessa completamente.

2.5.4- Influência da Inclinação do duto

Segundo Yoshizawa (2006) a inclinação do duto tem papel significativo com relação ao comportamento do fluxo. Em seus estudos verificou-se a tendência de se

obter filmes de líquido mais espessos para inclinações negativas do duto com relação ao eixo na horizontal ($\theta = -5^\circ$) quando comparados com inclinações positivas (com relação ao eixo da horizontal) ($\theta = 15^\circ$), chegando a apresentar espessuras até 1,3 vezes maiores. Os resultados de Yoshizawa (2006) permitiram mostrar que à medida em que se aumenta a inclinação do duto, a espessura do filme de líquido tende a diminuir, mas é desconhecido o perfil da bolha. Com o aumento da inclinação, a premissa básica para a solução do filme é perdida: a superfície do líquido deixa de ser plana, e passa a ter forte influência da gravidade e da capilaridade.

Cheng e Lin (2001) observaram que, quando o tubo é inclinado em 45° , a forma da bolha do tipo 1 (vide Figura 2.14), é a mais comum para quase toda faixa de taxas de fluxo, como pode ser visto na Figura 2.16. Outra característica seria que a posição do “slug” de gás no tubo diverge do eixo do duto quando o duto é inclinado no sentido vertical. A espessura do filme líquido ao redor da bolha de gás não é uniforme para fluxo da bolha em um tubo inclinado, como é o caso do escoamento em um tubo horizontal, dependendo fortemente do número de Fr.

Quando $Fr \ll 1$, a bolha de gás diverge do eixo do tubo inclinado e fica localizado na superfície superior; já quando $Fr \gg 1$, a posição da bolha de gás é axial-simétrica. A faixa dos valores de Fr avaliados, foi de 0.7 a 7.1, de forma que a bolha de gás tende a se deslocar para a parte superior do tubo quando o tubo é inclinado a partir da posição vertical, e há um fino filme líquido entre a bolha de gás e a parede do tubo (Cheng e Lin, 2001).

Nigmatulin e Bonetto (1997) avaliaram a forma da bolha de Taylor num duto vertical por meio de fotos e de vídeos. Os resultados mostraram uma maneira de visualizar a forma da bolha e fornecem informações sobre os fenômenos básicos da dinâmica da bolha e da fase contínua presente.

Pinto e Campos (1996) ao estudar a coalescência de duas bolhas alongadas subindo através de um cilindro numa coluna vertical estagnada, concluíram que existe uma distância mínima entre as bolhas (l_{min}) que pode ser dividida em duas partes, uma ocupada pelo rastro precedente à bolha e o outro correspondente à região onde o líquido emergente do rastro recupera a condição inicial.

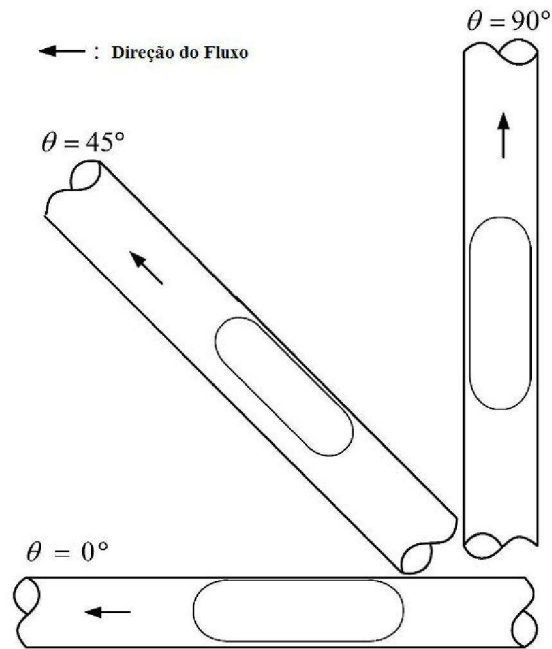


Figura 2.16 – Posição da bolha slug no interior do duto. Fonte: Cheng e Lin (2001).

Taha e Cui (2006) apresentaram uma descrição completa da evolução de uma única bolha de Taylor em líquido estagnado e em movimento no interior de tubos verticais quadráticos. Eles verificaram que a propagação de bolhas longas dentro de um vaso capilar quadrado é diferente dos casos observados em vasos capilares circulares com baixos valores do número de capilar (Ca), dado pela equação:

$$Ca = \frac{\mu U_{TB}}{\sigma} \quad (2.37)$$

onde U_{TB} é a velocidade da bolha de Taylor. Em vasos capilares circulares, o fluxo assume uma simetria cilíndrica, entretanto, para vasos capilares com formatos quadráticos, o fluxo é simétrico.

2.5.5 - Efeitos Viscosos, Interfaciais e Inerciais

Zheng *et al.* (2007) baseados nos resultados experimentais de White e Beardmore (1962) reportam estudos para, os efeitos viscosos buscando-se no parâmetro $N_f > 550$ (onde N_f é número de inverso da viscosidade), dado por:

$$N_f = \frac{\rho_L (gD^3)}{\mu_L} \quad (2.38)$$

para os efeitos interfaciais baseando-se no número de Eötvös e para os efeitos inerciais baseando-se no número de Froude. Seus resultados com relação a viscosidade foram bem satisfatórios. Ao se variar o N_f para $Eo = 158$, os autores notaram que a forma da extremidade do nariz da bolha mudou suas características esferoidais diminuindo a curvatura com o aumento do N_f . A forma da extremidade da cauda da bolha passou de oblata esférica para uma superfície côncava para baixo quando N_f varia de $9,01 \times 10^1$ para $2,1 \times 10^4$ (Figura 2.17 a-c). Estes autores observaram ainda que a viscosidade tem um efeito significativo sobre as linhas de corrente na zona de recirculação formada no rastro das bolhas de Taylor. Eles também relatam que quanto maior for a viscosidade menor é a distorção e a flutuação na cauda da bolha de Taylor. Uma pequena quantidade de minúsculas bolhas estão espalhadas fora da área da bolha de Taylor e entram nos vórtices de recirculação.

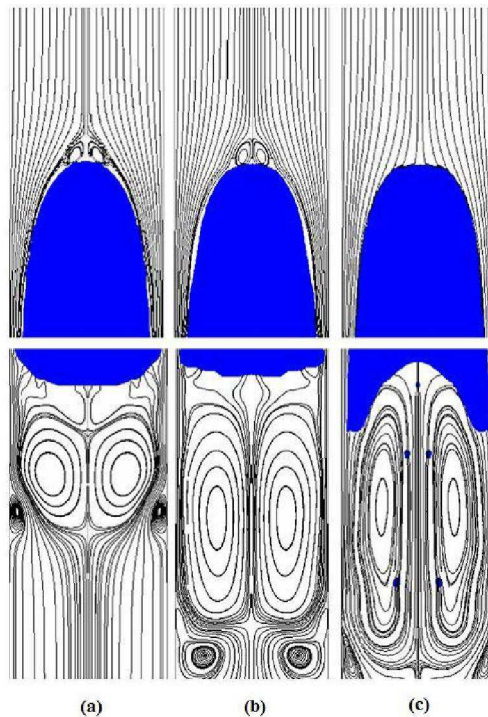


Figura 2.17 – Efeitos da viscosidade sobre o escoamento da bolha de Taylor para $Fr < 0.05$, $Eo = 158$ e a) $N_f = 9,01 \times 10^1$, b) $N_f = 4,26 \times 10^2$, e c) $N_f = 2,1 \times 10^4$. Fonte: Zheng *et al.* (2007).

No que diz respeito ao efeito da tensão superficial dominante, Zheng *et al.* (2007) avaliaram os resultados para $N_f = 18.500$ e $Fr < 0,05$. Eles observaram que a variação da parte prolata da bolha de Taylor aumenta quando o valor do número de Eötvös, Eo , é reduzido; comportamento similar ao efeito de N_f no formato da extremidade de baixo da bolha de Taylor. Observou-se uma mudança da superfície côncava para uma superfície côncava irregular quando Eo diminui de 160,2 para 63,5 (Figura 2.18 a-b); Ao se reduzir ainda mais o número de Eötvös ($Eo = 4,23$), a bolha com a superfície côncava irregular passa para uma superfície oblata (Figura 2.18 c). A curvatura da bolha de Taylor na extremidade do nariz aumenta com a diminuição da tensão superficial, resultando no aumento da densidade do filme líquido. Os resultados da simulação de Zheng *et al.* (2007) permitiram afirmar que quanto maior a tensão superficial menor a distorção da cauda da bolha de Taylor, proporcionando o surgimento de pequenas bolhas dispersas nos vórtices no rastro formando quando a bolha de Taylor está em movimento.

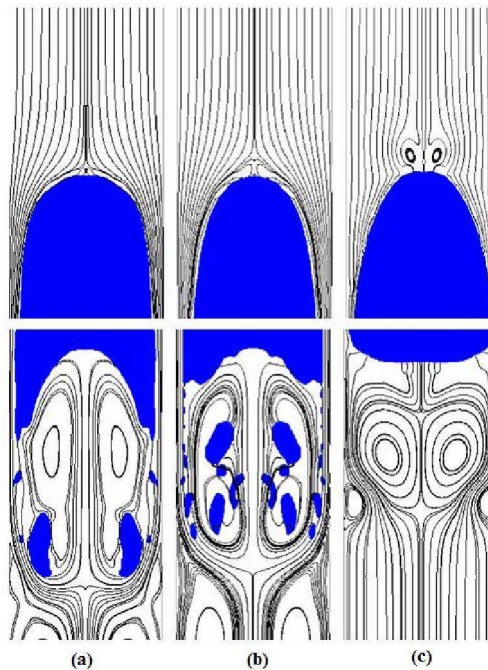


Figura 2.18 – Efeitos da tensão superficial sobre o escoamento da bolha de Taylor para $Fr < 0,05$ e $N_f = 18.500$ e a) $Eo = 160,2$; b) $Eo = 63,5$ e c) $Eo = 4,23$. Fonte: Zheng *et al.* (2007).

Quando foram considerados os efeitos da inércia dominantes, Zheng *et al.* (2007) observaram que o número de Froude teve um efeito significativo. As características

hidrodinâmicas de uma bolha de Taylor ascendendo por um duto contendo um fluido perfeito sem viscosidade ou tensão superficial, em que apenas a inércia seria dominante. Esses autores adotaram os números de Froude e Eötvös iguais a $2,1 \times 10^4$ e 134 respectivamente. A forma da extremidade da bolha é esferoidal, e o valor de Fr teve um fraco efeito na forma da extremidade do nariz da bolha, enquanto que a extremidade da cauda modificou-se de plana para côncava com a diminuição do Fr. Quando o grau de concavidade da extremidade inferior da bolha fica maior, a cauda da bolha é facilmente distorcida e a extremidade inferior da bolha tem uma larga oscilação, que induzirá o espalhamento de pequenas bolhas da cauda da bolha de Taylor. O número de bolhas espalhadas da parte oblata da bolha de Taylor aumenta quando o número de Froude aumenta. Zheng *et al.* (2007) analisaram a influência do número de Fr e os resultados estão representados nas Figuras 2.19 a-c, sendo, respectivamente, os valores de Fr iguais a 1,057; 2,067 e 3,283. De acordo com Taha e Cui, (2006), com a redução do número de Morton e mantendo o número de Eotvos constante, a aspereza do nariz da bolha aumenta e sua cauda fica com um formato mais plano, resultando num incremento das densidades de filme de líquido ao redor da bolha.

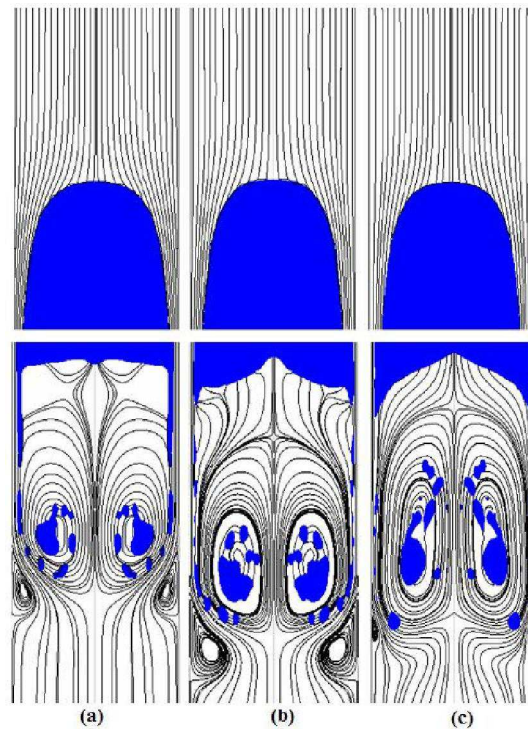


Figura 2.19 – Efeitos de inércia sobre o escoamento da bolha de Taylor para $Eo = 134$; $N_f = 2,1 \times 10^4$ e a) $Fr = 1,057$; b) $Eo = 2,067$ e c) $Eo = 3,283$. Fonte: Zheng *et al.* (2007).

CAPITULO 3

MODELAGEM MATEMÁTICA DO PRESENTE TRABALHO

O objetivo principal deste capítulo é apresentar a descrição do problema e uma modelagem matemática capaz de representar o comportamento da bolha de Taylor durante o escoamento em dutos circulares.

3.1- Descrição do Problema em Estudo

O transporte de óleo desde o reservatório petrolífero até o ponto de armazenagem temporária em navios, plataformas ou em outro local, é feito através de dutos que pode se estender muitas vezes, por quilômetros na presença ou não de conexões curvadas. No presente trabalho, para estudar o escoamento bifásico gás-óleo tipo bolha de Taylor em dutos e conexões foi considerado, um tubo virtual em escala capilar, em virtude da disponibilidade de trabalhos tanto experimentais como numéricos na literatura, como por exemplo: Qian e Lawal (2006), que utilizaram um duto cujos diâmetros variavam de 0,25 a 3 mm, e Tomiyama *et al.* (2003) que fizeram experimentos em dutos com um diâmetro equivalente a 12 mm. Posteriormente, o diâmetro do duto foi aumentado afim de avaliar um efeito na hidrodinâmica do escoamento.

3.2- O Modelo Matemático

O escoamento bifásico (gás-óleo) foi avaliado sobre um domínio bidimensional em coordenadas cilíndricas e foi assumido ser isotérmico (no qual elimina a necessidade da equação de energia), sem ocorrência de reação química e as fases foram tratadas como fluido incompressível e com propriedades físicas constantes. Foi igualmente considerado o efeito da gravidade e que não havia transferência de massa interfacial. Logo as equações 2.1 e 2.14 do Capítulo 2 reduzem-se a:

- Equação de Conservação de massa.

$$\frac{\partial}{\partial t}(r_\alpha \rho_\alpha) + \nabla(r_\alpha \rho_\alpha U_\alpha) = 0 \quad (3.1)$$

- Equação de conservação de momento linear

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(r_\alpha \rho_\alpha \dot{U}_\alpha) + \nabla[r_\alpha (\rho_\alpha \dot{U}_\alpha \otimes \dot{U}_\alpha)] = & -r_\alpha \nabla P + \nabla \cdot \{r_\alpha \mu_\alpha [\nabla U_\alpha + (\nabla U_\alpha)^T]\} + \\ & + r_\alpha (\rho_\alpha - \rho_{ref}) + C_{\alpha\beta} (\dot{U}_\beta - \dot{U}_\alpha) + \rho g \end{aligned} \quad (3.2)$$

onde $C_{\alpha\beta}$ corresponde ao termo de arraste interfacial dado por:

$$C_{\alpha\beta} = \frac{C_D}{8} A_{\alpha\beta} \rho_\alpha |\dot{U}_\beta - \dot{U}_\alpha| \quad (3.3)$$

onde os índices α e β representam a fase contínua e a dispersa, r , ρ , μ e U são, respectivamente, fração volumétrica, massa específica, viscosidade dinâmica e vetor velocidade, P é a pressão,

As condições iniciais e de contorno usadas para resolver as equações de conservação de massa e momento linear são descritas a seguir:

a) Condição inicial:

No tempo t igual a zero as componentes de velocidade para as duas fases foram consideradas nulas, com o valor de 101325 para a pressão.

b) Condição de contorno:

Na seção de entrada:

$$0 < r \leq R- r \left\{ \begin{array}{l} U_z^{Gás} = U_{Max} \left(1 - \frac{r}{R} \right)^{1/10} \\ U_{Max} = 0,1 \text{ m/s} \\ U_z^{Líquido} = 0 \text{ m/s} \\ U_r^{Gás} = U_r^{Líquido} = 0,0 \text{ m/s} \\ f_{Gás} = 1,0 \text{ e } f_{Líquido} = 0,0 \end{array} \right. ; \text{ para } t < t_{inj} \quad (3.4)$$

$$R- r < r \leq R \left\{ \begin{array}{l} U_z^{Gás} = 0 \text{ m/s} \\ U_z^{Líquido} = U_0 \\ U_r^{Gás} = U_r^{Líquido} = 0 \text{ m/s} \\ f_{Gás} = 0,0 \text{ e } f_{Líquido} = 1,0 \end{array} \right. \quad (3.5)$$

$$0 < r \leq R \left\{ \begin{array}{l} U_z^{Gás} = 0,0 \text{ m/s} \\ U_z^{Líquido} = U_0 \\ U_r^{Gás} = U_r^{Líquido} = 0,0 \text{ m/s} \\ f_{Gás} = 0,0 \text{ e } f_{Líquido} = 1,0 \end{array} \right. ; \text{ para } t > t_{inj} \quad (3.6)$$

onde r é a distância entre a bolha e a parede do duto, $U_z^{Gás}$, $U_r^{Gás}$, $U_z^{Líquido}$ e $U_r^{Líquido}$ são respectivamente as componentes de velocidade axial e radial para o gás e o líquido e $f_{Gás}$ e $f_{Líquido}$ a frações volumétricas do gás e do líquido. Foram testados diversos tempos de injeção (t_{inj}) e velocidade do óleo (U_0) os quais serão abordados no Capítulo 4.

Na saída:

$$P_e = 101325 \text{ Pa}, \quad \text{para } \forall t \quad (3.7)$$

Nos planos de simetria:

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = 0, \quad \text{para } \forall (r,t) \quad (3.8)$$

Nas paredes do duto:

$$r = R \left\{ \begin{array}{l} U_z^{Gás} = U_z^{Líquido} = 0,0 \text{ m/s} \\ U_r^{Gás} = U_r^{Líquido} = 0,0 \text{ m/s} \end{array} \right. \quad \text{para } \forall t \quad (3.9)$$

No modelo, utilizou-se a equação de restrição na qual a soma das frações de vazio é unitária. Esta equação é dada por

$$\sum_{\beta=1}^{N_p} r_{\alpha} = 1 \quad (3.10)$$

Para todas as fases utiliza-se o mesmo campo de pressão. Neste caso tem-se que:

$$p_{\alpha} = p_1 = p \quad \text{para } 2 \leq \alpha \leq N_p \quad (3.11)$$

As propriedades físicas do líquido e do gás usadas nas simulações estão apresentadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1. Propriedades físico-químicas dos fluidos.

Propriedades Físicas	Fase contínua (petróleo)	Fase dispersa (ar)
Densidade (kg/m ³)	920	1,185
Viscosidade dinâmica (Pa.s)	1,5	0,00001831
Tensão superficial (N.m)		0,07

Na Tabela 3.2 encontram-se outros detalhes acerca do modelo matemático e tratamento numérico das equações governantes.

Tabela 3.2 Condições gerais do Problema.

Tipo de escoamento	Bifásico
Regime de Fluxo	Transiente
Método Numérico	Volumes Finitos
Fluidos utilizados	ar (fase dispersa), petróleo (fase continua)
Condições do modelo	ambientes (a 25° C e 1 atm)
Modelo	Não Homogêneo
Modelo de Transferência Interfase	Modelo de Partícula
Esquema de interpolação para a pressão	Trilinear
Esquema de interpolação para a velocidade	Trilinear
Influência de parede para o óleo	No Slip
Influência de parede para o ar	Free Slip
Transferência de massa da bolha	Não tem
Esquema de Advecção	High Resolution
Modelo de Coeficiente de Arraste	Gracie
Critério de convergência	Resíduo médio quadrático (RMS) - 10 ⁻⁴
Esquema transiente	Second Order Backward Euler

3.3- A Malha

A geometria e as dimensões da tubulação utilizados no presente trabalho estão na Figura 3.1. Em virtude da simetria observada no escoamento de fluido em tubos foi considerado que o fluxo bifásico óleo-gás (bolha de Taylor) é simétrico com relação a coordenada angular. Esta consideração possibilitou a confecção de uma malha bidimensional e que foi utilizada para obtenção dos resultados apresentados no Capítulo 4.

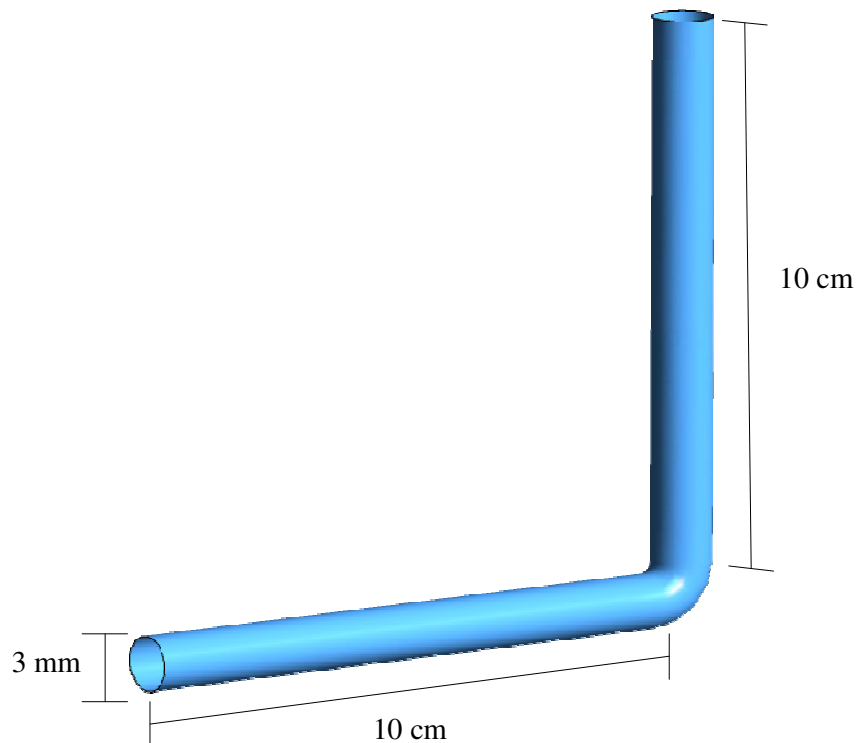


Figura 3.1– Representação da tubulação para o escoamento da bolha de Taylor.

Para a confecção da malha bidimensional representativa da tubulação ilustrada na Figura 3.1 foi utilizado o software CFX 5.6, onde para isto, foi necessário a definição de quatro pontos no espaço: (ponto 1 [0 -0.025 0.15]; ponto 2 [0 -0.025 -0.15]; ponto 3 [10 -0.025 0.15]; ponto 4 [10 -0.025 -0.15]). Em seguida, foram unidos por retas formando um retângulo de 10 cm de comprimento por 3 mm de altura, que pode ser observado na Figura 3.2(a). A partir da superfície formada por este retângulo foi criado um sólido utilizando o princípio da extrusão, Figura 3.2 b. A este sólido foi adicionado

um outro com a forma de uma curva de 90°, por meio da revolução da Face B, Figura 3.2 c. Para completar a geometria de estudo, foi adicionado um outro sólido, idêntico a da Figura 3.2 b, na vertical, resultando na geometria ilustrada na Figura 3.2 d. Sobre esta geometria foi confeccionada a malha utilizando elementos prismáticos e piramidais.

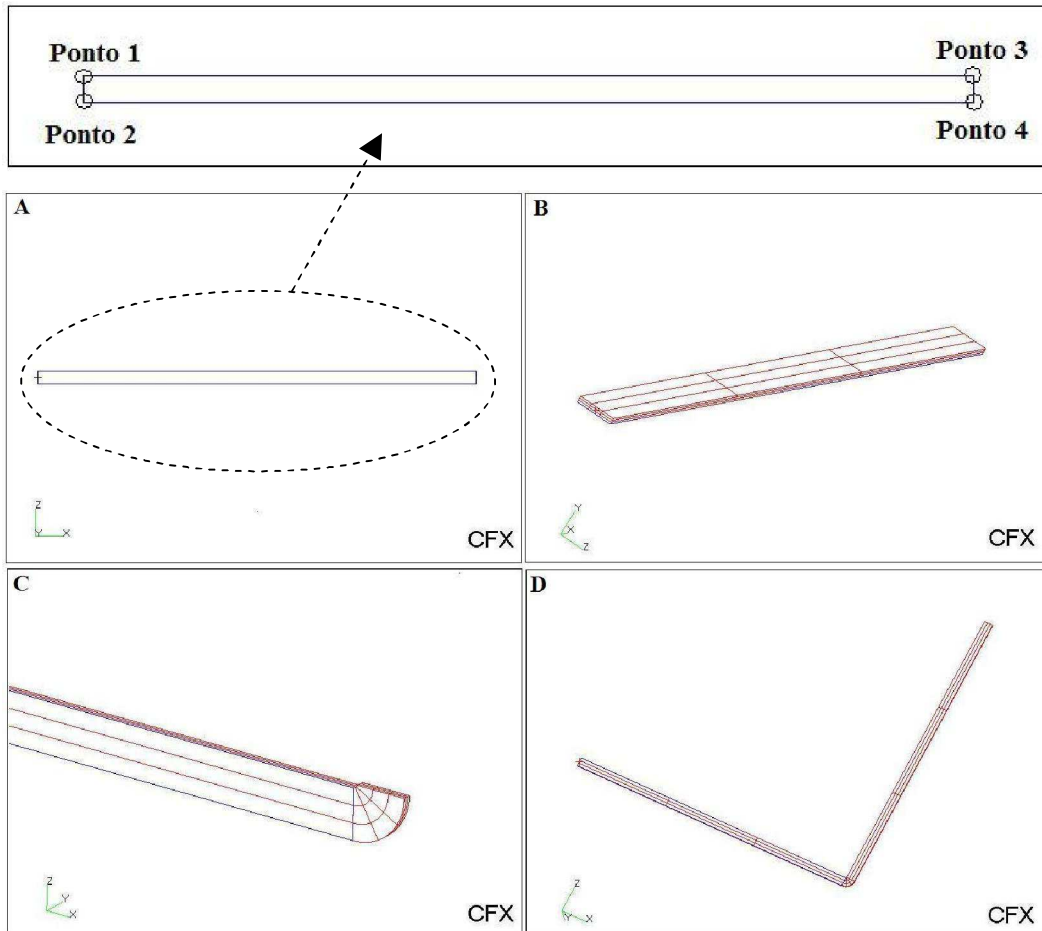


Figura 3.2 –Construção da tubulação em um domínio bidimensional.

Após a elaboração da malha numérica, criou-se um arquivo com todas as informações da malha geométrica e depois foi anexada numa versão mais recente do CFX (Ansys CFX® 10.0), para a inclusão dos dados de entrada do processo tais como: modelo matemático (que corresponde a um conjunto de dados embutidos no aplicativo), fluidos (newtoniano ou não-newtoniano), condições de contorno, dados iniciais, tipo de regime (laminar ou turbulento), velocidade de entrada e saída do fluido entre outros.

Nesta etapa foram, igualmente, acrescentados os modelos numéricos necessários para execução do problema (métodos de solução do sistema de equações lineares, por exemplo), além da função de interpolação, do método de acoplamento pressão-

velocidade, entre outros, que estão na Tabela 3.2. No anexo 1, encontram-se valores referentes ao comprimento e largura da bolha de Taylor para os 4 primeiros casos iniciais e no anexo 2 os principais parâmetros e o código utilizado no aplicativo CFX 10.0.

CAPITULO 4

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados, comentados e avaliados os resultados obtidos das simulações, de acordo com argumentos da teoria abordada.

4.1- Recursos Utilizados

O comportamento do fluxo da bolha de Taylor em uma tubulação munida de uma junção angular de 90° (ou joelho) foi numericamente investigada empregando computadores Pentium 4, com processadores core 2 duo com 3,0 GHz, 2048 Mb RAM, 120 Gb de disco rígido.

4.2- Malha do Domínio de Estudo

A malha não estruturada confeccionada no espaço bidimensional, que, após diferentes refinamentos (visando a não dependência dos resultados numéricos com a mesma), resultou em uma malha constituída por 236054 volumes de controles (179214 piramidais e 56840 prismáticos) conforme ilustrado na Fig. 4.1. Nesta figura está disponível uma visão geral da malha, bem como detalhes ampliados da entrada, saída e da região onde se encontra o joelho. A opção pela malha bidimensional está baseada nos resultados obtidos por Qian *et al.* (2006), onde eles mostraram que a terceira direção afetava de forma irrisória o comprimento da bolha de Taylor e as características do escoamento, especialmente quando se trata de uma tubulação com um diâmetro com dimensões próximas à utilizada no presente trabalho (3 mm).

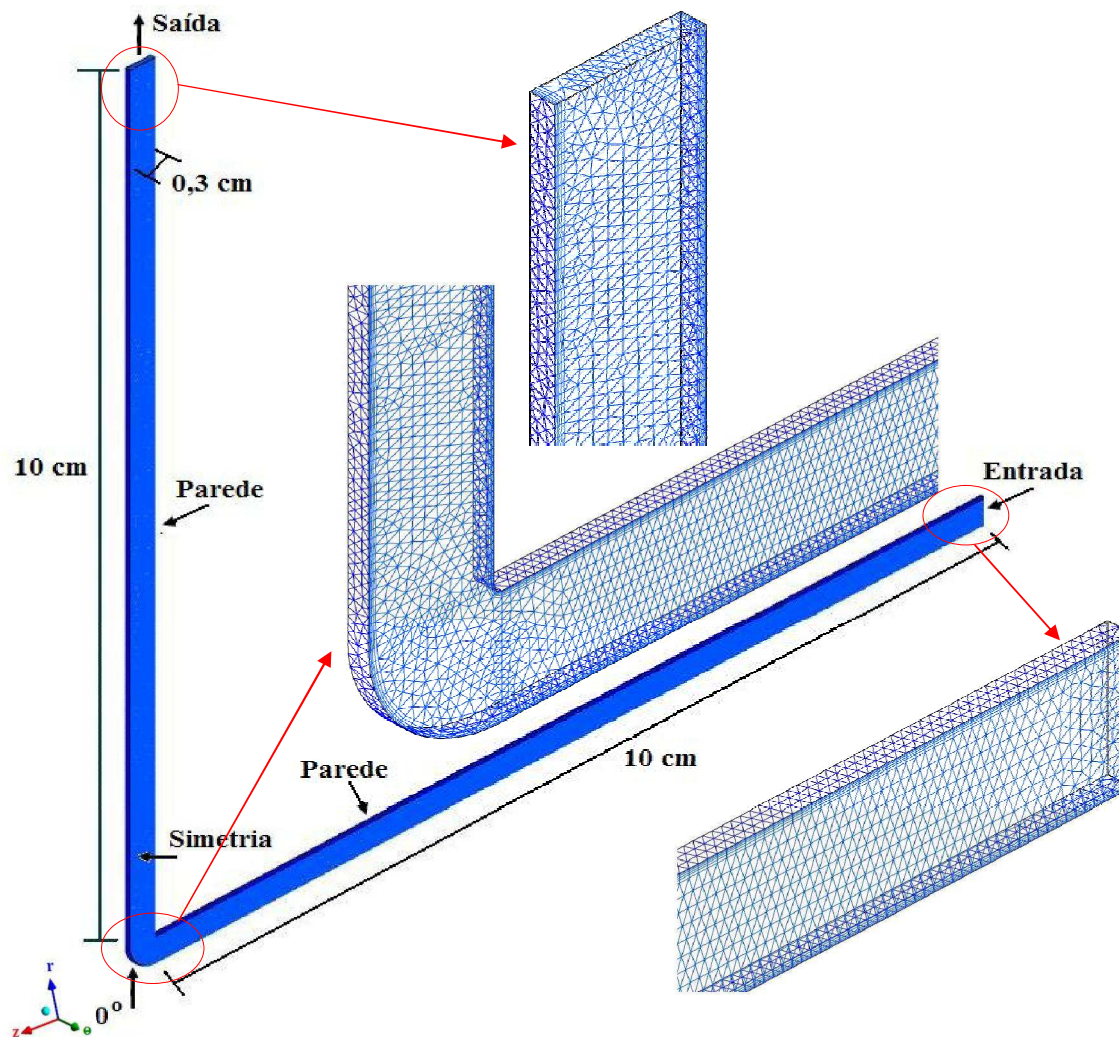


Figura 4.1 - Ilustração da malha e as fronteiras da tubulação.

A apresentação e análise dos resultados do escoamento bifásico gás-óleo, cujas propriedades físicas estão mencionadas na Tabela 3.1, obtidos a partir da simulação numérica utilizando a malha mencionada na Figura 4.1 foram avaliadas para diferentes casos, de acordo com o mencionado na Tabela 4.1. Utilizaram-se coordenadas cilíndricas, com simetria radial em $\theta = 0^\circ$. Foram avaliados a variação do tempo de injeção de gás, a variação do raio de curvatura da conexão angular, a variação da velocidade, viscosidade e do diâmetro do duto na hidrodinâmica da bolha de Taylor no duto.

4.3- Efeito do Tempo de Injeção de Gás e Velocidade da Fase Óleo

Nesta etapa, são apresentados os resultados obtidos no estudo do comportamento fluidodinâmico de uma bolha de Taylor ao longo de um duto com uma conexão angular

de 90°, variando-se apenas a quantidade de ar introduzida na tubulação através de um orifício de raio $r = R_{max}$. A solução numérica foi obtida admitindo inicialmente que a tubulação estava totalmente ocupada por um líquido (óleo) e que, no tempo zero, foi injetado o gás (ar) por um período constante para cada caso e sempre inferior ao tempo máximo do estudo transiente, e verificou-se o comportamento dessa massa de gás, até que ela pudesse percorrer praticamente todo o duto. A Tabela 4.1 apresenta os casos analisados neste item.

Tabela 4.1. Dados característicos dos casos propostos para estudar o efeito do tempo de injeção de gás na hidrodinâmica do escoamento.

Caso estudado	Velocidade do ar (m/s)	Velocidade do petróleo (m/s)	Raio do orifício de injeção do gás - R_{max} (m)	Tempo de injeção do ar (s)	Tempo total do sistema (s)	r (cm)
Caso 1	0,1	0,1	0,001	0,02	1,0	0,05
Caso 2	0,1	0,1	0,001	0,1	1,0	0,05
Caso 3	0,1	0,05	0,0005	0,1	2,0	0,1
Caso 4	0,1	0,05	0,0005	0,5	2,0	0,1

Para ilustrar o comportamento da bolha de gás (ou bolha de Taylor), deslocando-se no interior da tubulação foram representadas as distribuições da fração volumétrica para todos os casos estudados. Os dois primeiros casos que podem ser observados nas Fig. 4.2 e 4.3 são, para quatro tempos de percurso da bolha de Taylor (0,03; 0,4; 0,6 e 1,0 s), e os dois últimos casos (Figuras 4.4 e 4.5) foram graficados nos tempos de percurso da bolha de Taylor (0,6; 0,8; 1,4 e 2,0 s). Nestas Figuras, o campo em azul corresponde à fase constituída pelo líquido e, as demais, a variação da fração de ar na bolha de Taylor. Elas mostram claramente a propagação estável da bolha ao longo do duto com uma forma semelhante a da bolha de Taylor ilustrada nas Figuras 2.4 e 2.5. A bolha de gás ao chegar à seção angular (joelho) dá uma curva para então subir pelo tubo vertical devido aos efeitos das forças centrífugas e de flutuabilidade ou força do empuxo. A legenda foi fixada com a fração mínima de 0,0 e máxima de 0,7, pois, mostrando maior nitidez com cores mais “fortes”, facilitando a visualização dos resultados; para cada um dos casos foi ampliado o tamanho da bolha de Taylor.

No Caso 1 (Figura 4.2), foi injetado ar num tempo de 0,02 s, e, no início, nota-se uma bolha ainda em formação “elíptica”, com uma quantidade significativa de ar,

indicada pela coloração vermelha (Fig. 4.2 a). Na Fig. 4.2 b, a bolha começa tomar uma forma mais côncava e alongada na parte prolata e sua parte oblata mais achatada, a bolha de gás ao chegar à seção angular (joelho) se “molda” de acordo com o formato da angulação, mantendo-se na parte superior do duto, devido ao efeito de diferença de densidade e gravidade, para então subir pelo tubo vertical. Nota-se uma discreta redução nas dimensões da bolha, ver Figuras 4.2b e 4.2 c. Este efeito pode ser explicado pelo desprendimento de minúsculas bolhas da bolha de Taylor durante o percurso, fato este que está de acordo com os trabalhos de Bugg *et al.* (1998) e Zheng *et al.* (2007).

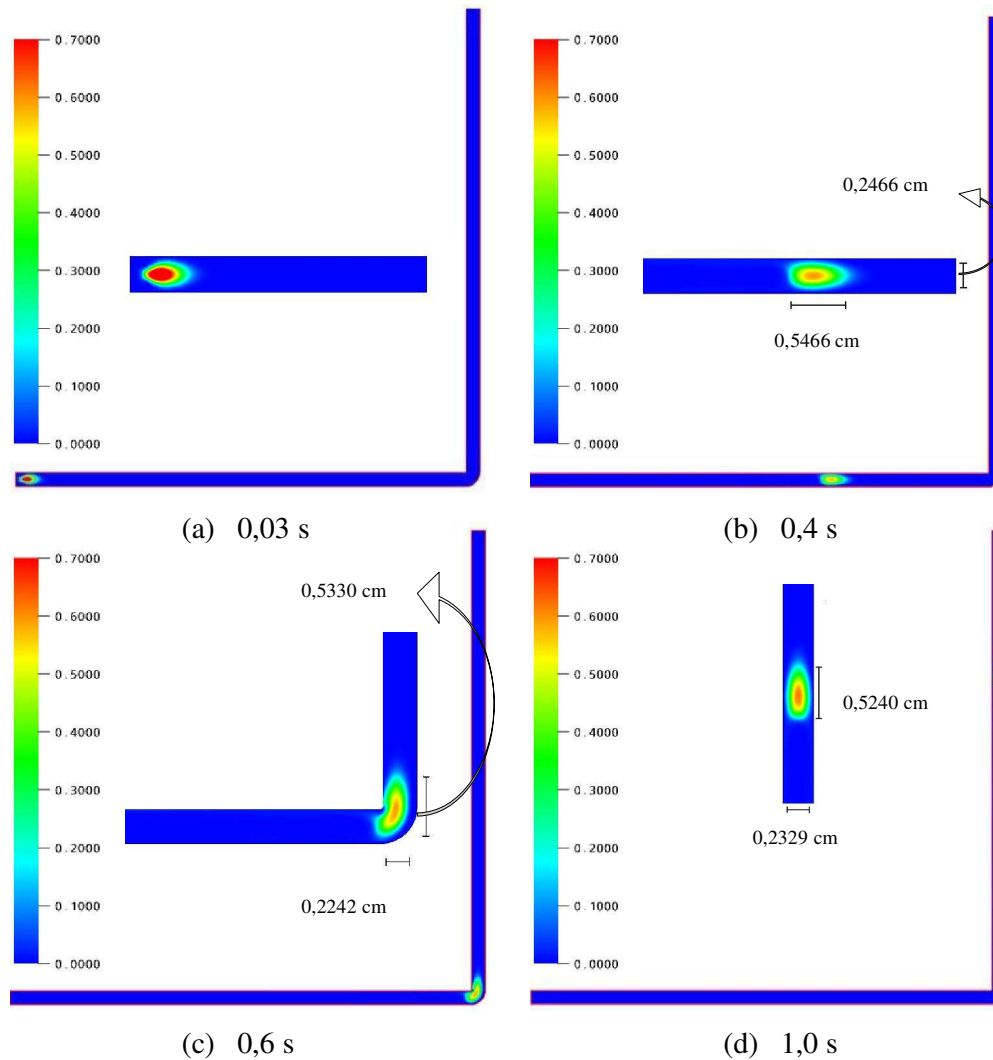


Figura 4.2 – Fração volumétrica do gás a 25° C para um tempo de injeção de gás igual a 0,02 s, em diferentes tempos de processo (a) 0,03 s; (b) 0,4 s; (c) 0,6 s e (d) 1 s (caso1).

No Caso 2 (Figura 4.3), foi injetado gás durante 0,1 s (5 vezes maior do que aquele que foi injetado no caso 1). Como esperado, ao se capturar a imagem no mesmo tempo, 0,03 s, observa-se no caso 2, que a bolha não se separou do orifício de injeção (Fig. 4.3 a). À medida que a bolha se desloca pela tubulação capilar, ela vai ficando mais côncava na sua parte prolata e nota-se um rastro sendo formado na parte traseira da bolha. Este fato indica o desprendimento de minúsculas bolhas favorecendo uma redução do volume da bolha de Taylor.

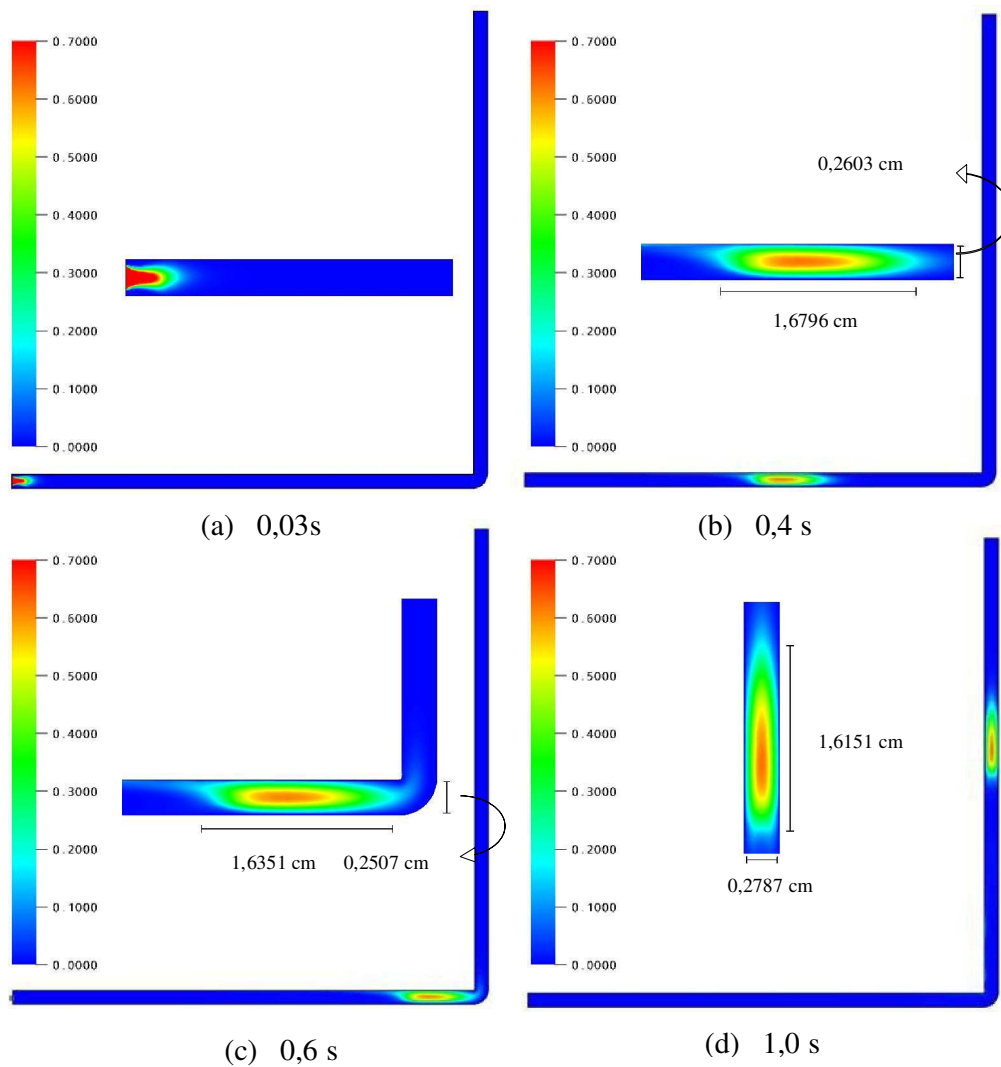


Figura 4.3 - Fração volumétrica do gás para um tempo de injeção de gás igual a 0,1 s, para diferentes tempos de processo (a) 0,03 s; (b) 0,4 s; (c) 0,6 s e (d) 1 s (caso 2).

Ao se comparar os Casos 1 e 2, constata-se que o tempo de injeção influencia na forma, diâmetro, no comprimento e na velocidade de deslocamento da bolha ao longo

da tubulação, tornando possível observar com uma maior nitidez um rastro e gás formando-se na sua “cauda”. Verifica-se que a bolha de gás evolui mais lentamente quando o tempo de injeção é de 0,1 s quando comparado com de 0,02 s, como pode ser claramente visualizado nas Figs. 4.2 (c) e 4.3 (c) correspondentes ao tempo de 0,6 s. Este tipo de comportamento pode estar relacionado com o aumento da concentração ou fração volumétrica de gás na bolha e pela influência das paredes da tubulação sobre o escoamento das fases envolvidas, conduzindo assim, a uma redução da espessura de filme de líquido que circunda a bolha. As medições das espessuras do filme líquido nas proximidades das paredes superior e inferior da tubulação ratificam esta observação sendo, respectivamente, iguais a 0,27 mm e 0,34 mm para o tempo de injeção de 0,02 s e, 0,2 mm e 0,36 mm para o tempo de injeção de 0,1 s, medidos no instante $t = 0,4$ s no trecho horizontal e $t = 1,0$ s no trecho vertical do duto. Yu *et al.* (2007) observaram igualmente que a espessura do filme dependia da força de tensão superficial, do comprimento e da velocidade da bolha. Nota-se nas Figuras 4.2(b) e (d) e 4.3(b) e (d) que o formato da bolha tem uma dependência com a inclinação da tubulação, 0° e 90° respectivamente, fato este igualmente observado por Cheng *et al.* (2001).

Nos Casos 3 e 4 foram modificados os valores da velocidade de óleo (Petróleo) e mantidas constantes o raio do orifício de injeção de gás enquanto foram avaliados dois tempos de injeção distintos. Os valores com relação ao comprimento e a largura das bolhas estão em anexo. Os resultados destas simulações estão ilustrados nas Figuras 4.4 e 4.5. Para o Caso 3, Figura 4.4, verifica-se um comportamento similar aos casos 1 e 2 (Figuras 4.2 e 4.3), quanto a evolução e forma da bolha de Taylor. Segundo Quian e Lawal, (2006), quando a velocidade do fluido contínuo é igual a do fluido disperso, o formato da bolha se mantém constante durante todo o escoamento no duto, e isto pode ser visualizado nas Figuras 4.2 e 4.3.

Todavia, ao se aumentar a quantidade de gás (R_{max}), observou-se a formação de diferentes bolhas se deslocando no tubo horizontal e, como esperado, mais próximas da parede superior (Figura 4.5 a). Observa-se, no tempo de 0,4 s, a formação de uma grande bolha com três pequenos núcleos com uma fração de gás em torno de 0,7, e a formação de uma bolha praticamente se “soltando” da grande massa de gás. À medida que o gás vai se deslocando pelo interior do duto na horizontal, a bolha em formação vai se distanciando em relação a bolha maior, sendo que esta por sua vez está se decompondo em outros três núcleos com uma quantidade significativa de gás; e a formação de um pequeno rastro na parte de trás da bolha (vide Figura 4.5 b). Na junção

de 90°, observa-se o desprendimento de praticamente quatro bolhas distintas, com destaque para o tamanho da terceira bolha da direita para a esquerda e, finalmente na Figura 4.5 d, tem-se o perfil de três bolhas com diferentes tamanhos e formatos. Ao se atingir o duto vertical, constata-se a formação mais nítida de mais bolhas de Taylor, semelhante aos relatos de Bi e Zhao (2001), com relação ao formato esférico da bolha. A última bolha se manteve com uma fração de aproximadamente 0,2 de gás e com a presença de um pequeno rastro com uma quantidade pequena de gás.

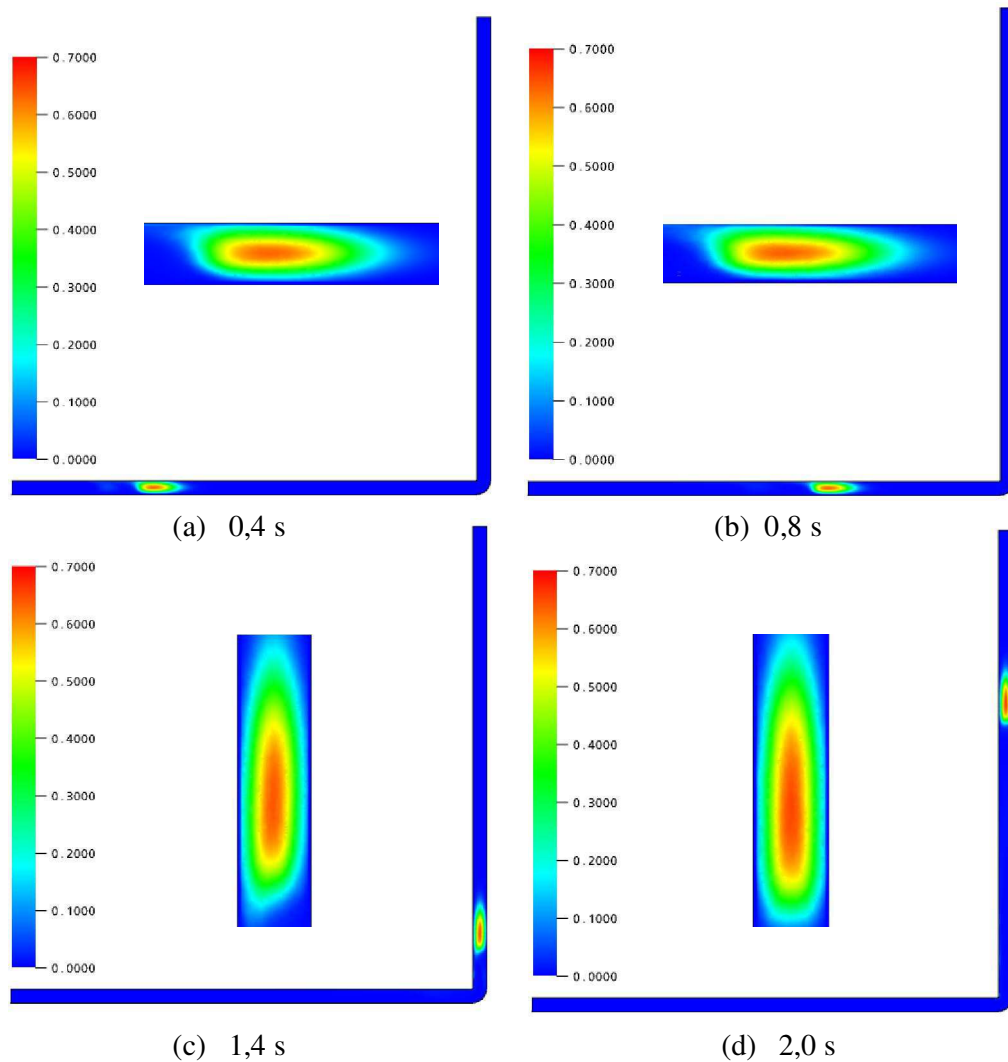


Figura 4.4 - Fração volumétrica do gás para um tempo de injeção de bolha igual a 0,1 s, para diferentes tempos de processo (a) 0,4 s; (b) 0,8 s; (c) 1,4 s e (d) 2 s (caso 3).

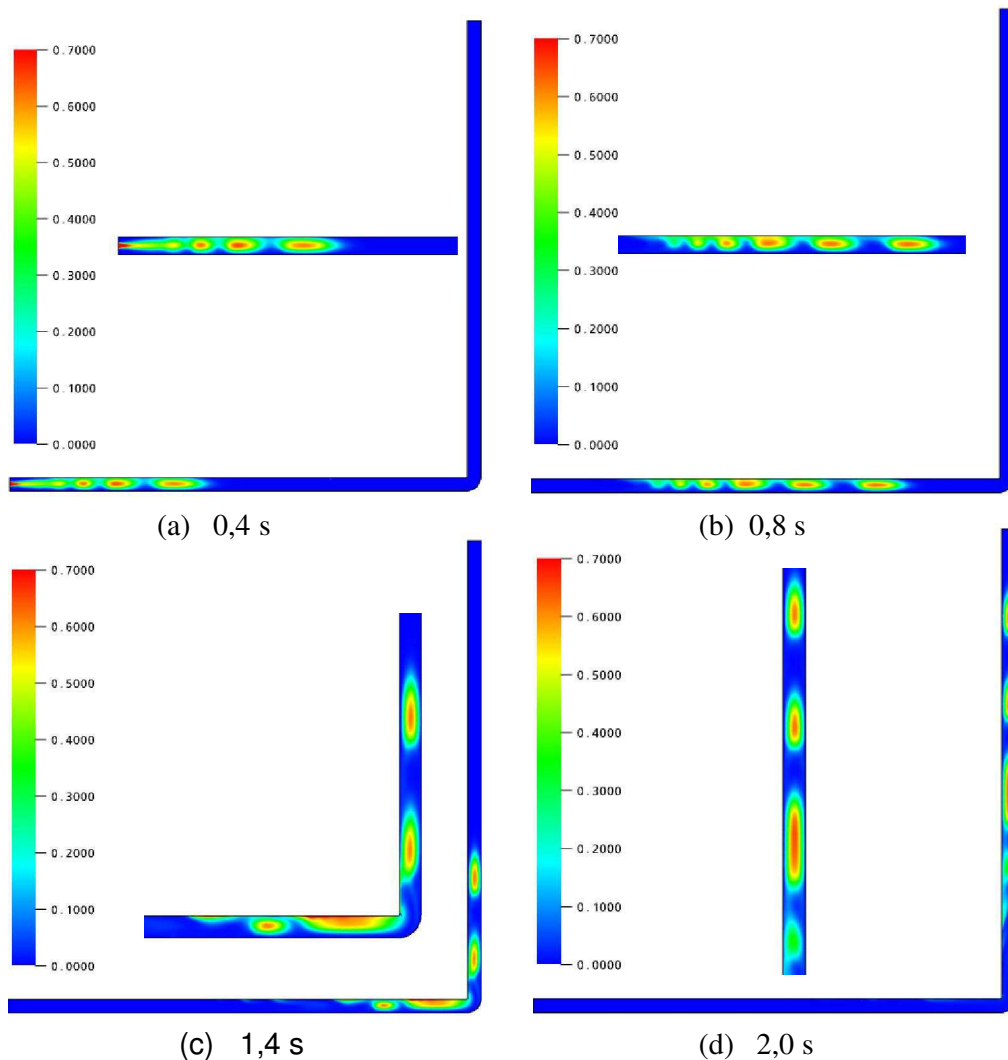


Figura 4.5 - Fração volumétrica do gás para um tempo de injeção de bolha igual a 0,5 s, para diferentes tempos de processo (a) 0,4 s; (b) 0,8 s; (c) 1,4 s e (d) 2 s (caso 4).

Ao se compararem as Figuras 4.4, 4.5 é possível constatar que o tempo de injeção tem grande influência no formato da bolha de Taylor, o que condiz com relatos de Bi *et al.* (2001), os quais comentam que à medida que é injetado mais gás observa-se o crescimento da bolha, ocorrendo uma pequena mudança no seu formato, inicialmente esférico, tendendo a uma forma elíptica, decorrente das forças de fluotabilidade. Além disso, ao reduzir-se a velocidade do óleo, aumenta-se a velocidade relativa entre o gás e o óleo, o que proporciona mudança na força de arraste ativada na fase gás.

4.4- Efeito do Raio de Curvatura do Duto

Outro fator investigado foi a influência do raio de curvatura da junção de 90° na tubulação, no comportamento da bolha de Taylor, bem como o seu formato e velocidade. Utilizou-se como padrão a malha da Figura 4.1 e as condições do caso 4. A partir da malha padrão, desenvolveu-se outra malha, com um ângulo de curvatura maior da junção curvada, mantendo a angulação de 90° . Esta variação do raio de curvatura pode ser visualizada com maior nitidez na Figura 4.6. As principais variáveis analisadas nos casos estudados estão destacadas na Tabela 4.2.

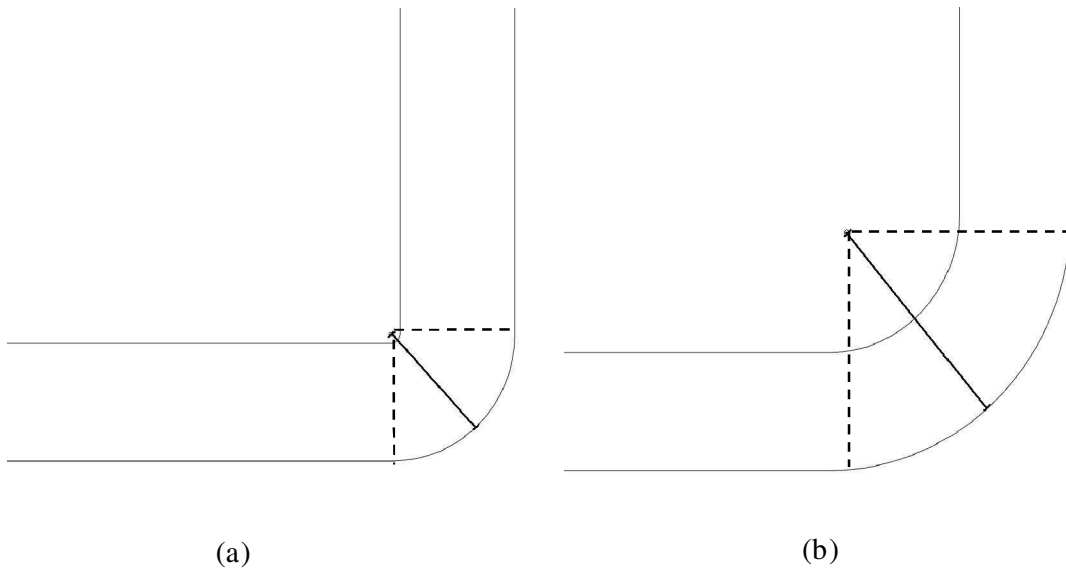


Figura 4.6 - Ilustração do raio de curvatura da Figura 4.7 para a tubulação padrão (a) e a tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).

Tabela 4.2. Dados característicos dos casos de estudo do efeito do raio de curvatura na fluidodinâmica do escoamento.

Caso estudado	Raio de curvatura – Rc (m)	Velocidade do ar (m/s)	Velocidade do petróleo (m/s)	Raio do orifício de injeção do gás - Rmax (m)	Tempo de injeção do ar (s)	Tempo total do sistema (s)	r (cm)
Caso 4	0,0032	0,1	0,05	0,0005	0,5	2,0	0,1
Caso 5	0,0065	0,1	0,05	0,0005	0,5	2,0	0,1

Para o caso 5, o raio de curvatura da junção em forma de “joelho” foi aumentado em 3 vezes, e obteve-se uma malha com um número de elementos aproximado ao do caso 4. A viscosidade é de 1,5 Pa.s para os dois casos; o fluido contínuo é o óleo pesado. De acordo com as Figuras 4.7 a-b, antes do término do tempo de injeção do gás, tem-se o mesmo resultado visual, ou seja, a bolha não sofreu nenhuma alteração ao seu formato assim como na sua velocidade de deslocamento. Deve-se ressaltar que o diâmetro e o comprimento da tubulação tanto na horizontal como na vertical é o mesmo para os dois casos.

À medida em que o gás vai se deslocando pela tubulação no sentido horizontal, este apresenta o mesmo comportamento visto para o caso 4. Quando a bolha passa pela conexão curvada mais alongada no tempo de 1,4 s, o formato das duas primeiras bolhas que já estão na parte vertical do duto não se alteram a ponto de ocorrer uma quebra ou instabilidade destas bolhas no duto, mantendo as mesmas características em ambos os dutos. O que chama a atenção na Figura 4.9 (b) no tempo de 1,4 s é que a segunda bolha ainda está unida à terceira bolha que está com a parte prolata praticamente na curvatura. Isto pode ter ocorrido devido ao raio de curvatura estar mais “suavizado” oferecendo uma menor resistência para a bolha ascender, mas também ativando no sentido de reduzir a velocidade da bolha. Há uma pequena diferença entre os casos. Uma mudança brusca de direção tende a aumentar a velocidade do gás.

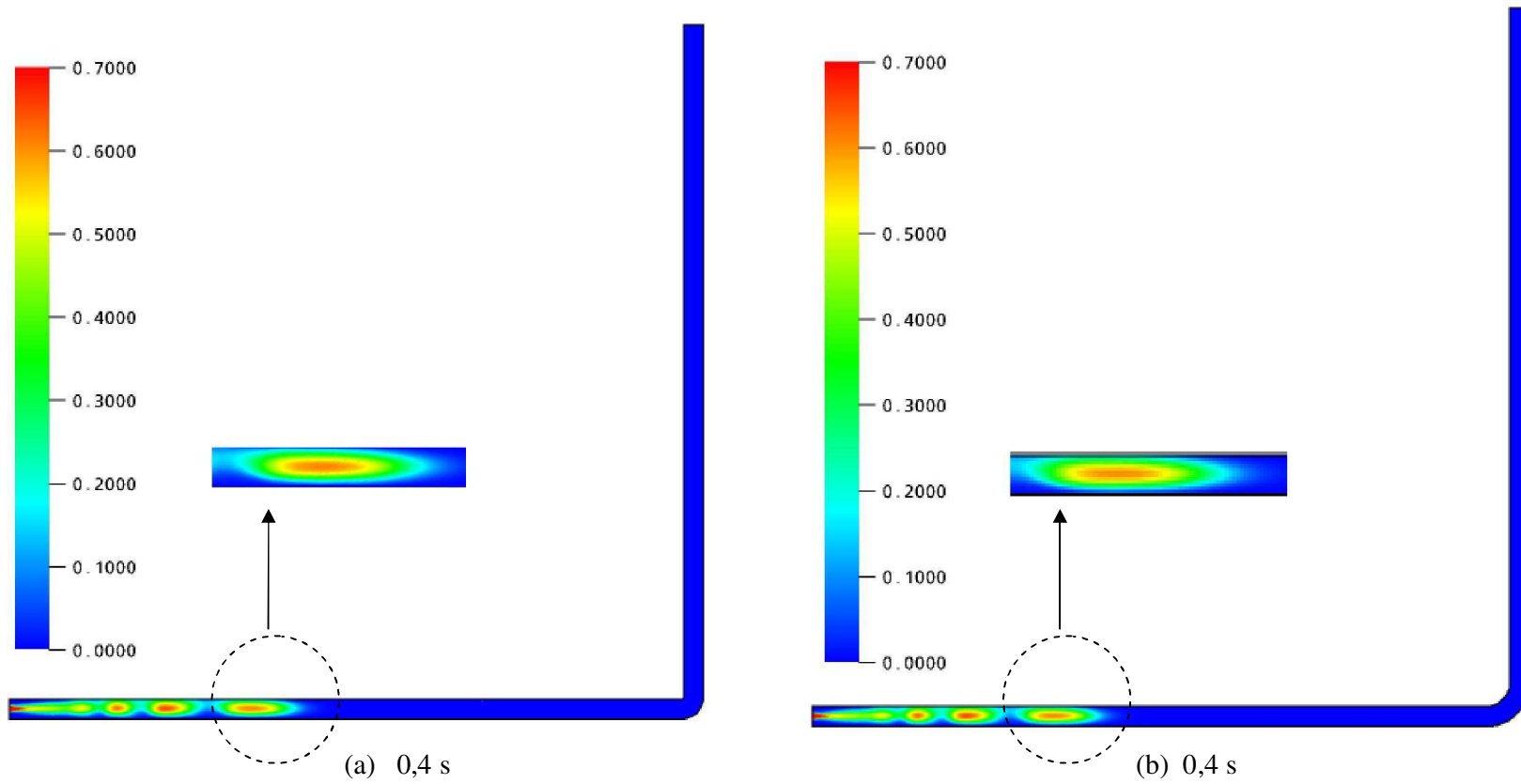


Figura 4.7 – Fração de vazios do gás para um tempo igual a 0,4 s, para a tubulação padrão (a) e tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).

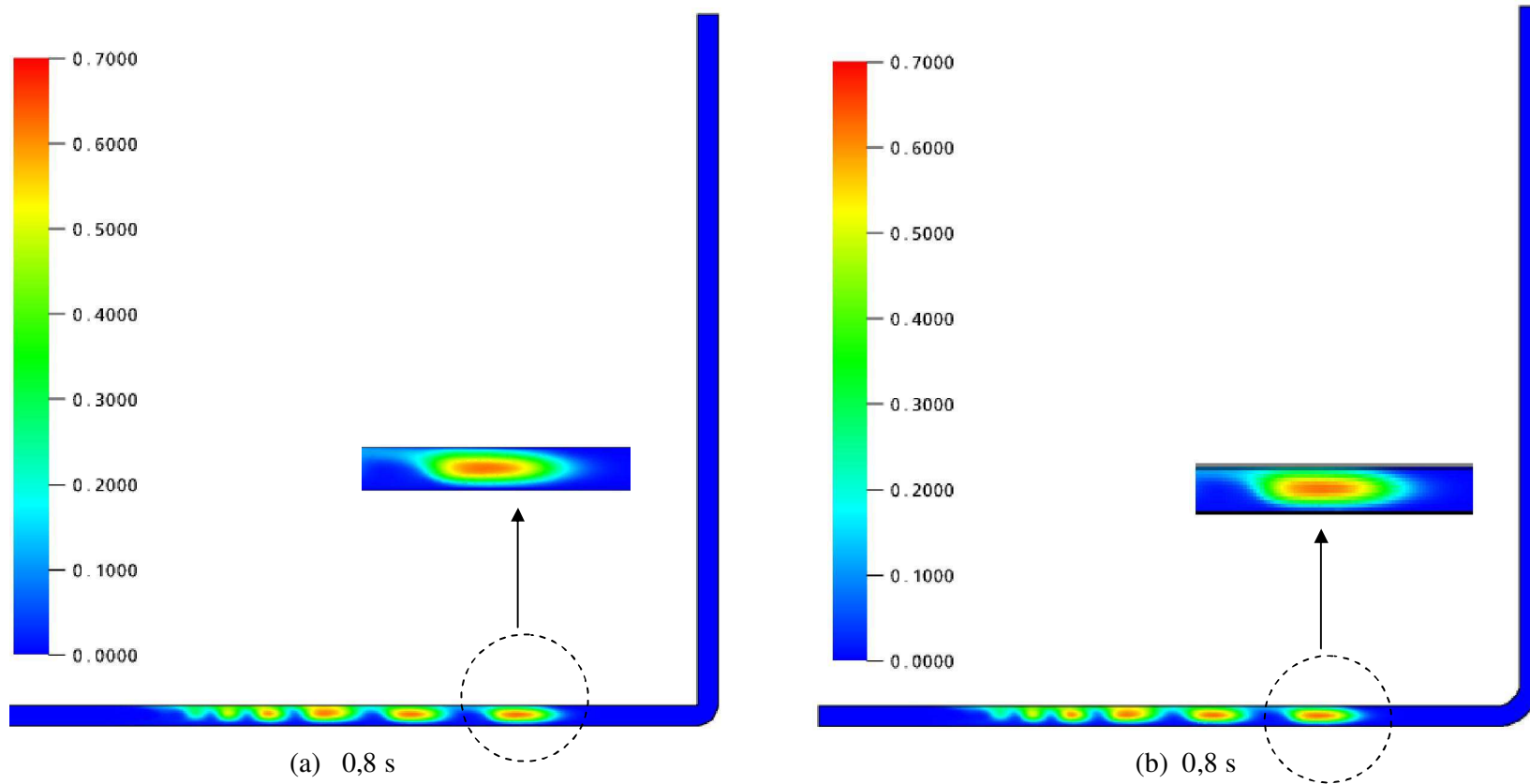


Figura 4.8 – Fração de vazios do gás para um tempo igual a 0,8 s, para a tubulação padrão (a) e tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).

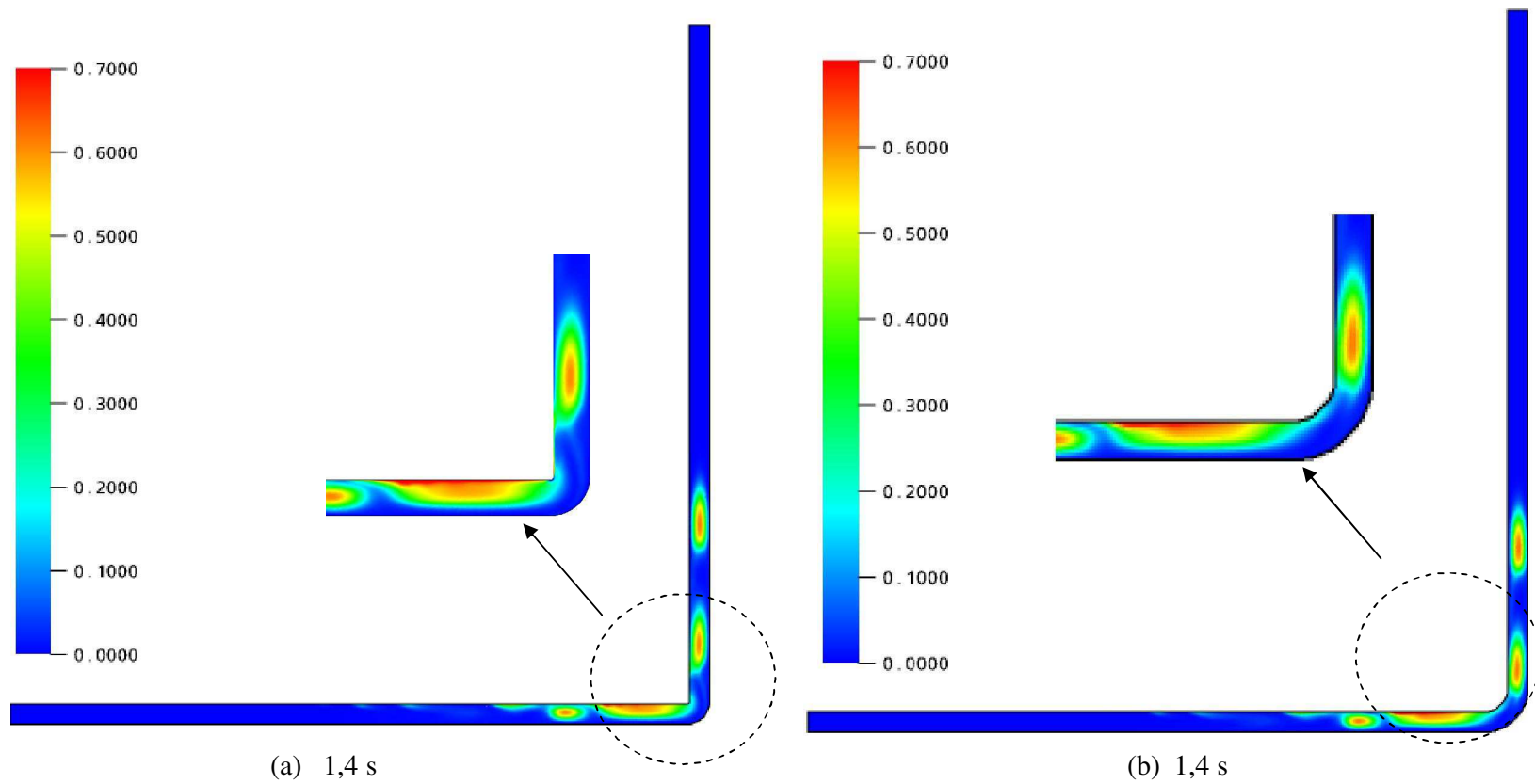


Figura 4.9 – Fração de vazios do gás para um tempo igual a 1,4 s, para a tubulação padrão (a) e tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).

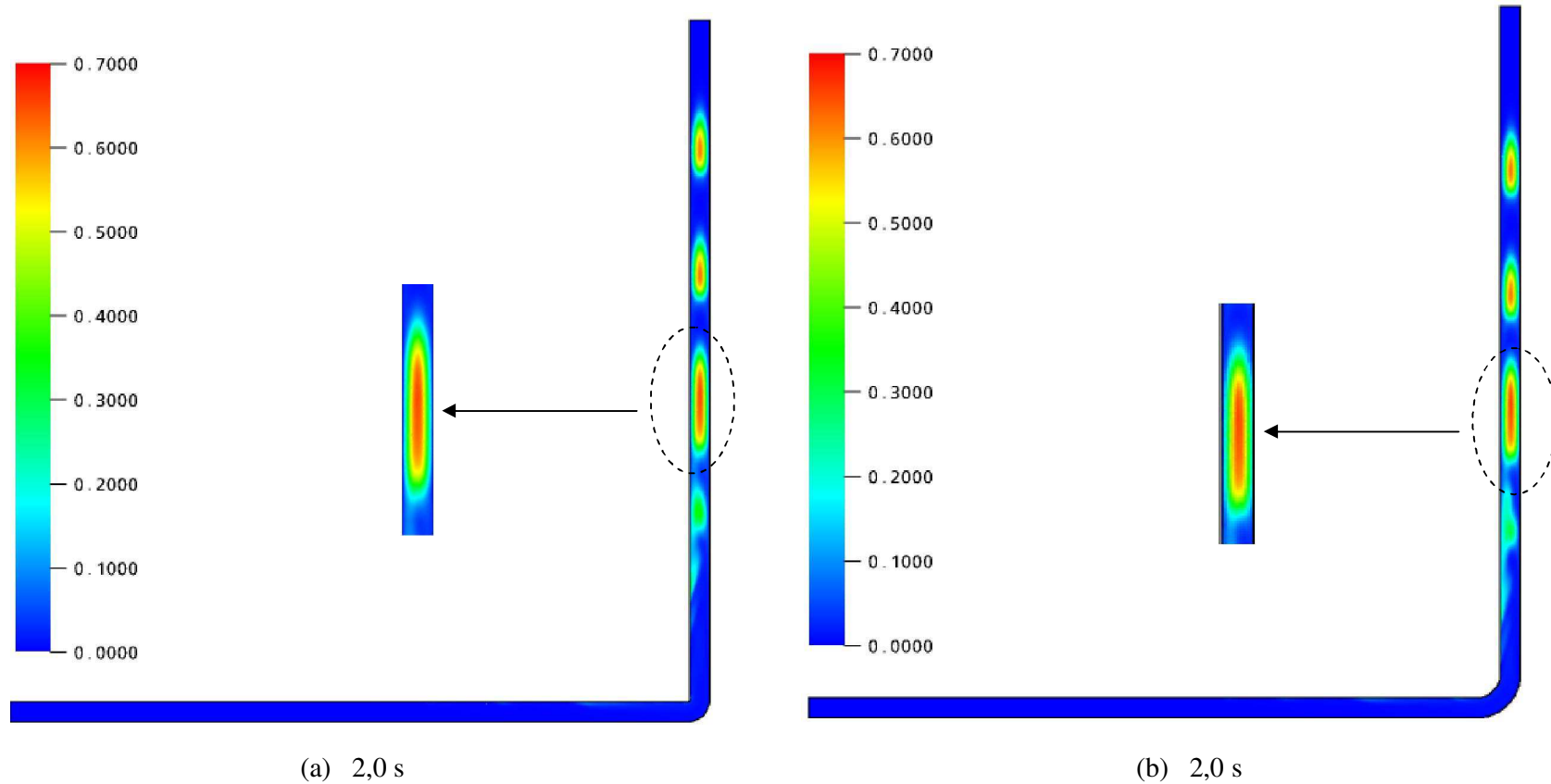


Figura 4.10 – Fração de vazios do gás para um tempo igual a 2,0 s, para a tubulação padrão (a) e tubulação com o ângulo de inclinação da junção mais alongada (b).

4.5- Variação da Viscosidade

A viscosidade é um fator que merece destaque, sendo reportada em trabalhos como os de Zheng *et al.* (2007), Bugg *et al.* (1998), White e Beardmore (1962) entre outros, os quais estudaram o comportamento e o formato da bolha de Taylor através de um número adimensional denominado como número de Morton (ver Equação 2.5). Os resultados que serão apresentados mostram o estudo do comportamento com relação ao formato de bolhas de Taylor em série ao longo de um duto com uma conexão em forma de joelho, com a mesma quantidade de ar para os casos estudados. Foram avaliados 4 casos, tendo como base o caso 4 mostrado anteriormente, mudando-se apenas a viscosidade do líquido dentro da tubulação. As principais variáveis analisadas nos casos estudados estão na Tabela 4.3.

Tabela 4.3. Dados característicos dos casos para estudo do efeito da viscosidade do óleo na fluidodinâmica do escoamento.

Caso estudado	Velocidade do ar (m/s)	Velocidade do petróleo (m/s)	Raio do orifício de injeção do gás - Rmax (m)	Tempo total do sistema (s)	Viscosidade (Pa.s)	r (cm)
Caso 6	0,1	0,05	0,0005	2,0	0,5	0,1
Caso 4	0,1	0,05	0,0005	2,0	1,5	0,1
Caso 7	0,1	0,05	0,0005	2,0	2,5	0,1
Caso 8	0,1	0,05	0,0005	2,0	5,0	0,1

Na Figura 4.11 mostra o gás sendo injetado dentro do duto para um tempo de 0,04 s. Verificou-se que os casos 4, 7 e 8 se assemelham no comportamento e na forma, apenas o caso 6 mantém uma instabilidade na sua formação com um grande acúmulo de gás na parte central da bolha, (Figura 4.11 a).

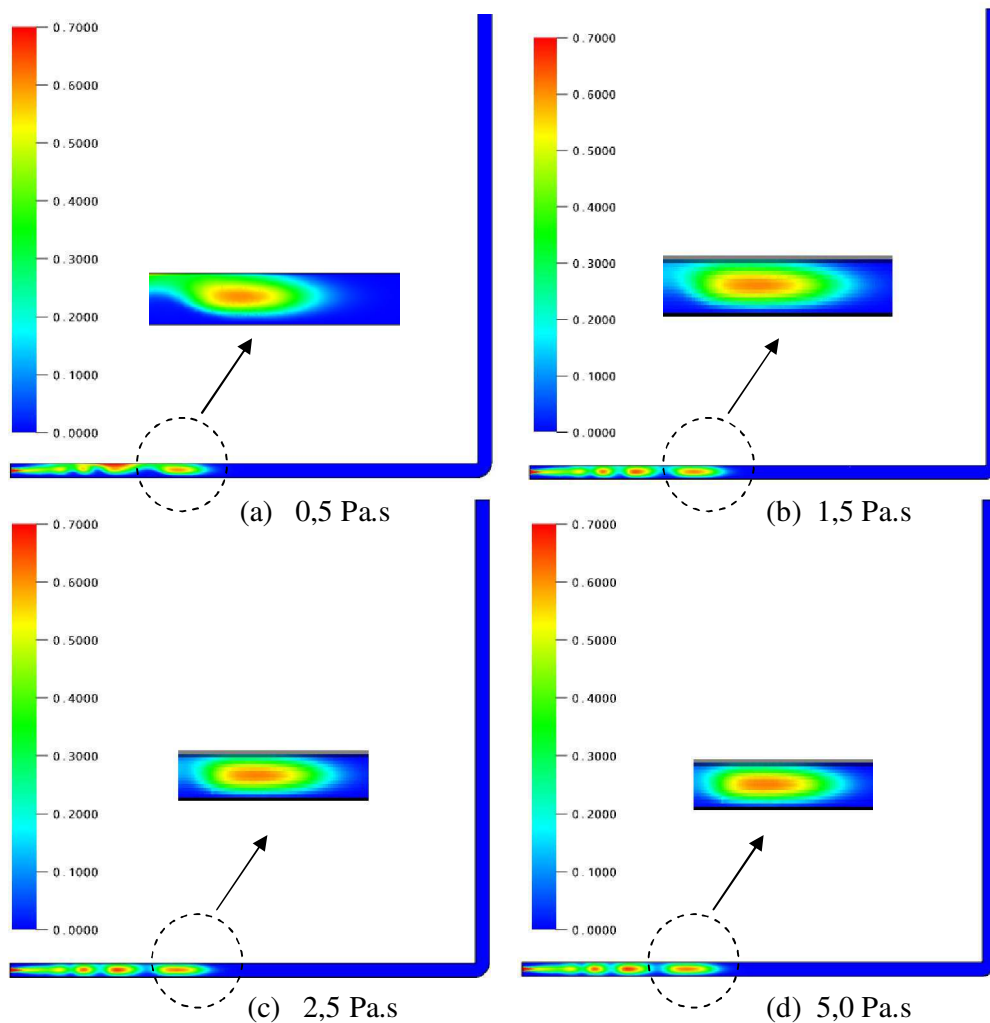


Figura 4.11 – Fração de vazios do gás para um tempo total de 0,4 s, para diferentes viscosidades (a) 0,5 Pa.s; (b) 1,5 Pa.s; (c) 2,5 Pa.s e (d) 5,0 Pa.s.

Na Figura 4.12, está sendo mostrado o comportamento das bolhas se deslocando na horizontal, para um tempo de 1 s. Verificaram que a bolha principal está se decompondo, nos últimos casos, em praticamente 4 a 5 bolhas de Taylor, com tamanhos decrescentes da direita para a esquerda. De acordo com a Figura 4.12 (a), tem-se o particionamento da bolha inicial em duas grandes bolhas; uma bolha formada na sua extremidade frontal próxima da curva com grande concentração de gás na bolha parte central, e uma segunda bolha com uma pequena concentração de gás na sua parte esquerda.

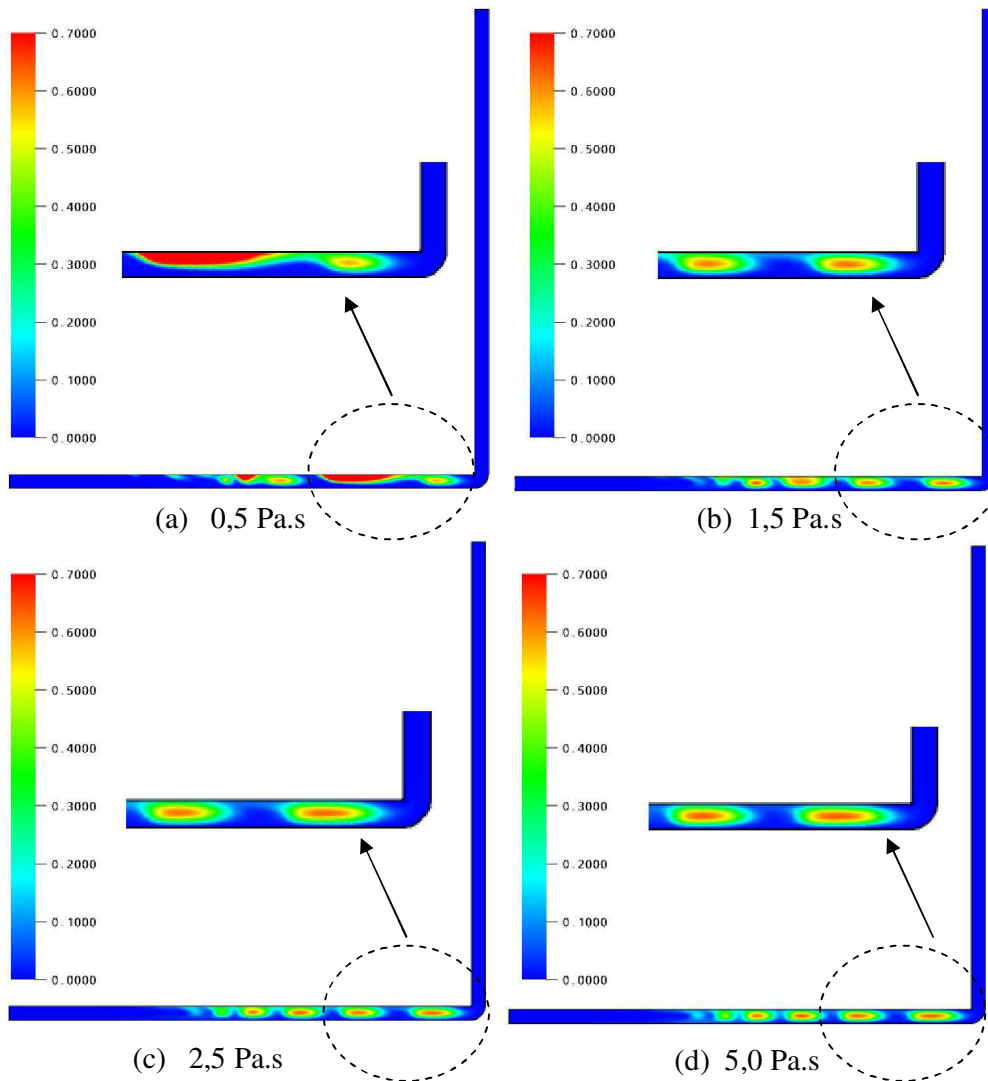


Figura 4.12 – Fração de vazios do gás para um tempo total de 1 s, para diferentes viscosidades (a) 0,5 Pa.s; (b) 1,5 Pa.s; (c) 2,5 Pa.s e (d) 5,0 Pa.s.

Na Figura 4.13, está sendo avaliado o comportamento das bolhas na curvatura do duto, para um tempo de 1,4 s. Verifica-se que as bolhas de Taylor já estão bem mais definidas e, de acordo com a Figura 4.13 (a), tem-se apenas uma bolha formada e uma grande concentração de gás na bolha central. Para este caso, foram formadas três bolhas de tamanhos variados e nota-se pequenos rastros no duto. Já nas Figura 4.13 b e c, nota-se praticamente a formação de quatro bolhas, agora com formatos praticamente parecidos, e finalmente na Figura 4.13 d, obteve-se a formação de praticamente cinco bolhas distintas.

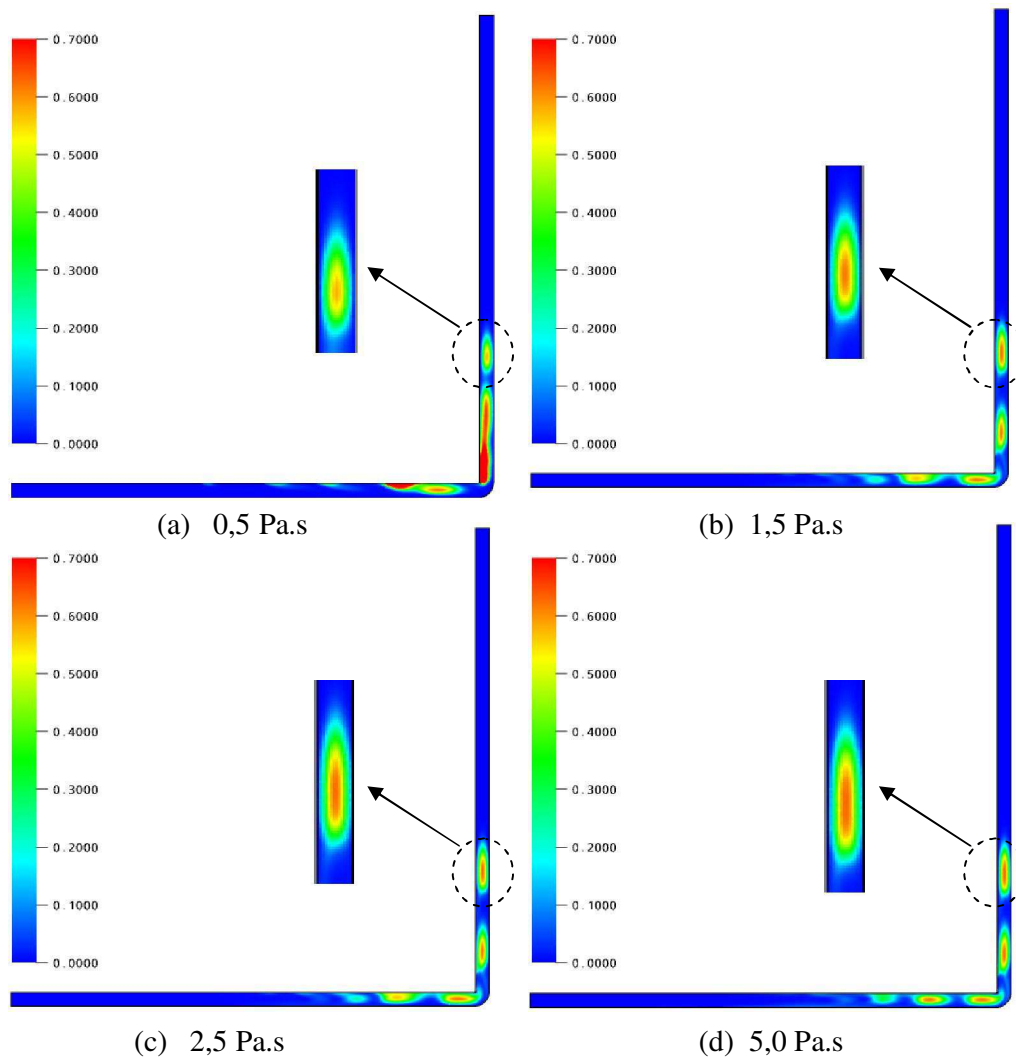


Figura 4.13 – Fração de vazios do gás para um tempo total de 1,4 s, para diferentes viscosidades (a) 0,5 Pa.s; (b) 1,5 Pa.s; (c) 2,5 Pa.s e (d) 5,0 Pa.s.

Na Figura 4.14, para um tempo total de 2 s verifica-se que as bolhas de Taylor já estão bem mais definidas. De acordo com a Figura 4.14 (a), que possui a menor densidade, foram formadas três bolhas de tamanhos variados e, notam-se pequenos rastros no duto. Já na Figura 4.14 b e c, têm-se praticamente a formação de quatro bolhas, agora com formatos bem distintas e por fim na Figura 4.14 (d), tem-se a formação de praticamente cinco bolhas distintas.

Nota-se que, quanto maior a viscosidade ocorre uma maior formação de bolhas de Taylor. Neste caso, os efeitos viscosos são mais importantes.

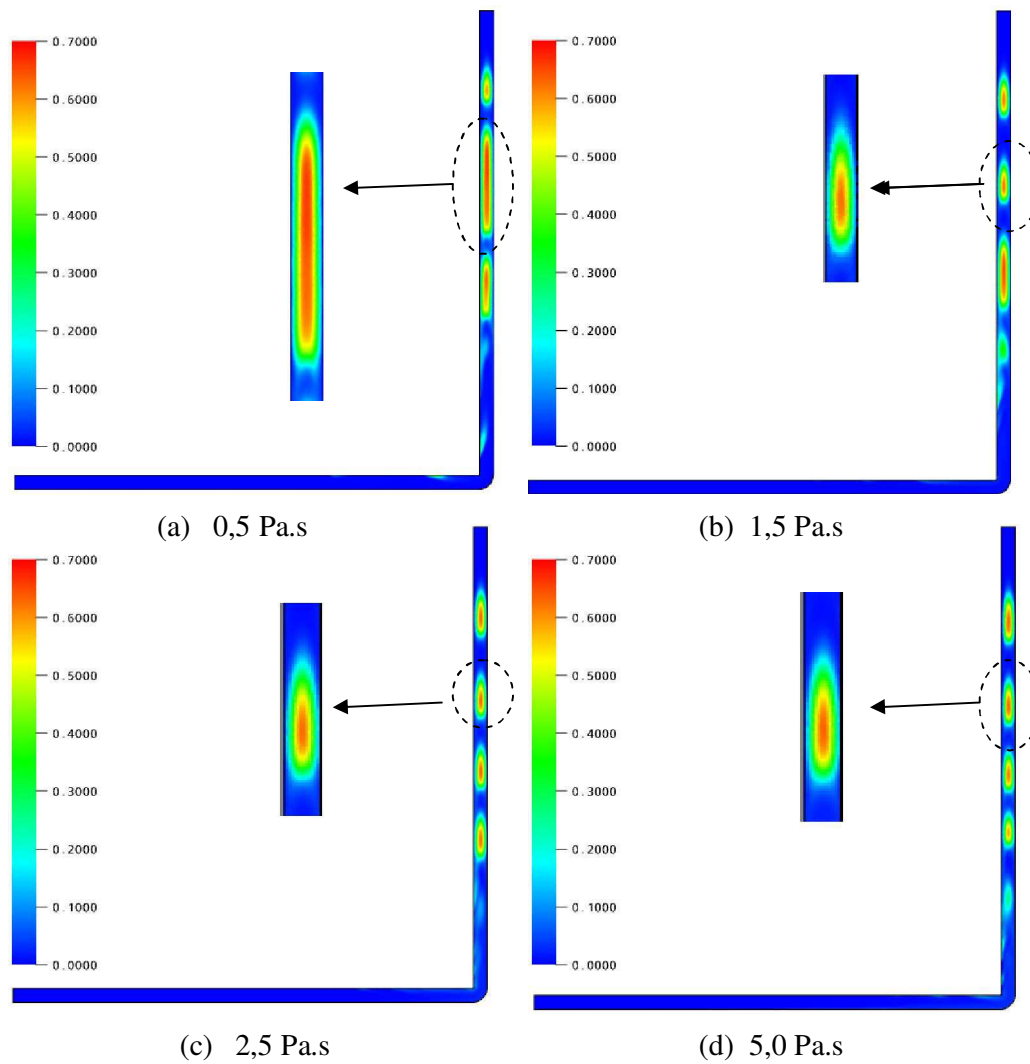


Figura 4.14 – Fração de vazios do gás para um tempo total de 2 s, para diferentes viscosidades (a) 0,5 Pa.s; (b) 1,5 Pa.s; (c) 2,5 Pa.s e (d) 5,0 Pa.s.

4.6- Variação do Diâmetro do Duto

Esta seção visa avaliar o comportamento do escoamento do gás em tubulações com diferentes diâmetros, com o intuito de analisar o formato da bolha ao longo da

tubulação. Foram estudados 4 casos, considerando o caso 4 como padrão. Os principais parâmetros estão disponíveis na Tabela 4.4. Para os casos 10 e 11 foram aumentados em 2 vezes os parâmetros referentes ao comprimento e altura do duto.

Tabela 4.4. Parâmetros dos casos de estudo com base no diâmetro do duto.

Caso estudado	Diâmetro do duto (m)	Raio do orifício de injeção do gás - Rmax (m)	Comprimento/altura (m)	Tempo de injeção do ar (s)	Velocidade do ar (m/s)	Velocidade do petróleo (m/s)	Tempo total do sistema (s)	r (cm)
Caso 4	0,003	0,0005	0,10	0,5	0,1	0,05	2,0	0,1
Caso 9	0,006	0,001	0,10	0,5	0,1	0,05	2,0	0,2
Caso 10	0,012	0,002	0,20	1,0	0,1	0,05	4,0	0,4
Caso 11	0,024	0,004	0,20	1,0	0,1	0,05	4,0	0,8

Para o caso 9, foram dobrados o diâmetro do duto para 6 mm e o raio do orifício da injeção do gás no interior do duto, com a finalidade de se obter uma quantidade de ar proporcional ao caso 4, dentro da tubulação. Nota-se, na Figura 4.15 a formação de uma grande bolha que não preenche todo o espaço relativa ao diâmetro da tubulação. Devido a diferença de densidade, a bolha desloca-se para a parte superior do duto, formando três bolhas de Taylor e um pequeno rastro de gás. Observa-se também que a bolha atinge uma altura menor se comparada com o caso 4.

A Figura 4.16 a-b ilustra o comportamento do gás escorrendo em dutos com diâmetros de 12 e 24 mm. Na Figura 4.16 a nota-se a princípio a formação de uma grande bolha que não vai se tornando uniforme com o decorrer do tempo (ver Figura 4.13 a). Na Figura 4.16 b, nota-se a formação de uma bolha com uma grande quantidade de ar, que vai modificando sua forma na parte horizontal do duto, principalmente, no local da curvatura onde esta bolha vai se deformando e alongando-se, mantendo uma quantidade considerável de gás.

Na parte vertical do duto (Figura 4. 16 b) verifica-se o início da formação de uma bolha com forma de boné.

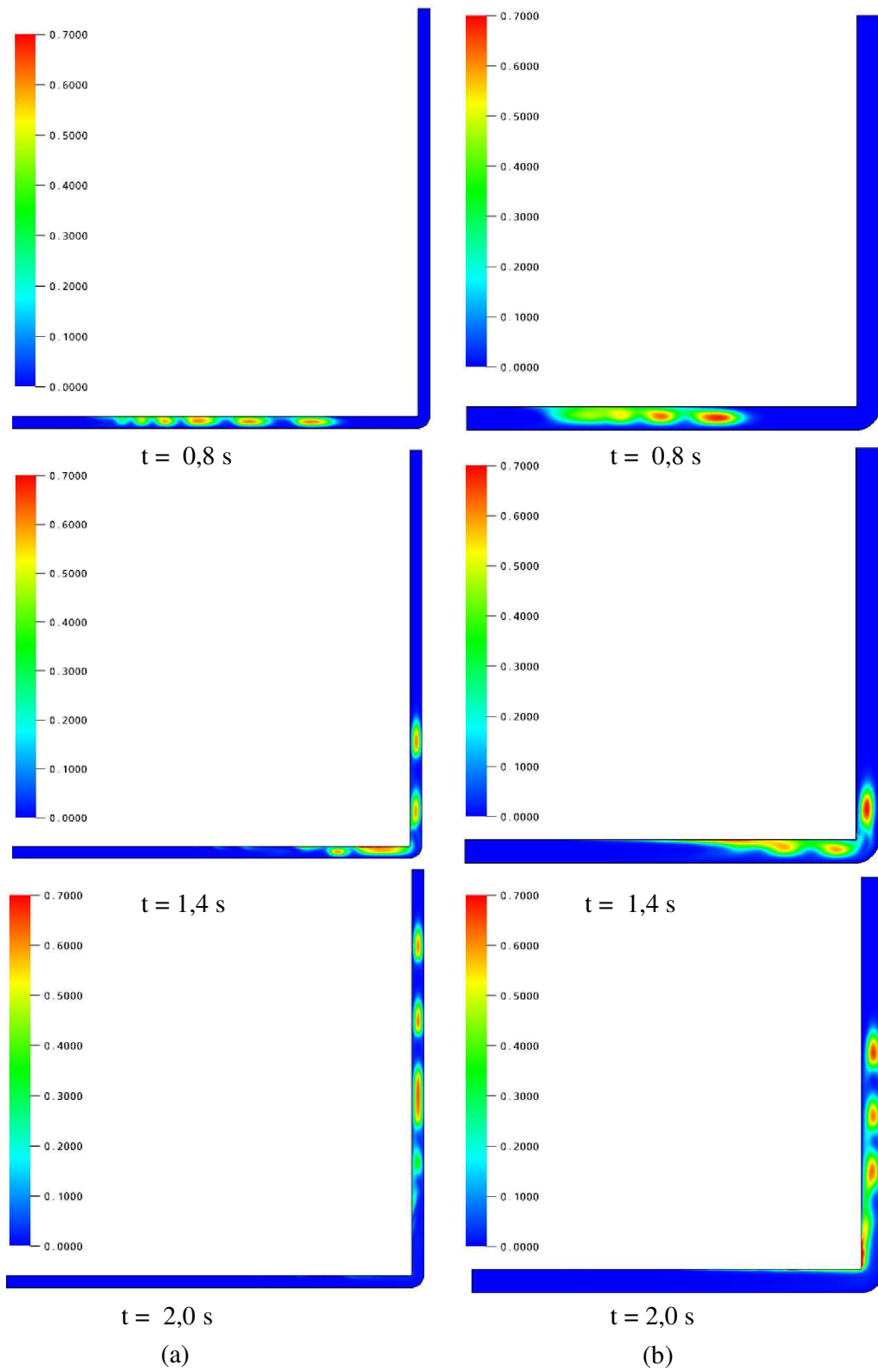


Figura 4.15 – Fração de vazios do gás no duto com diâmetro de 3 mm (a) e 6 mm (b), em diferentes tempos de processo: 0,8 s; 1,4 s e 2,0 s.

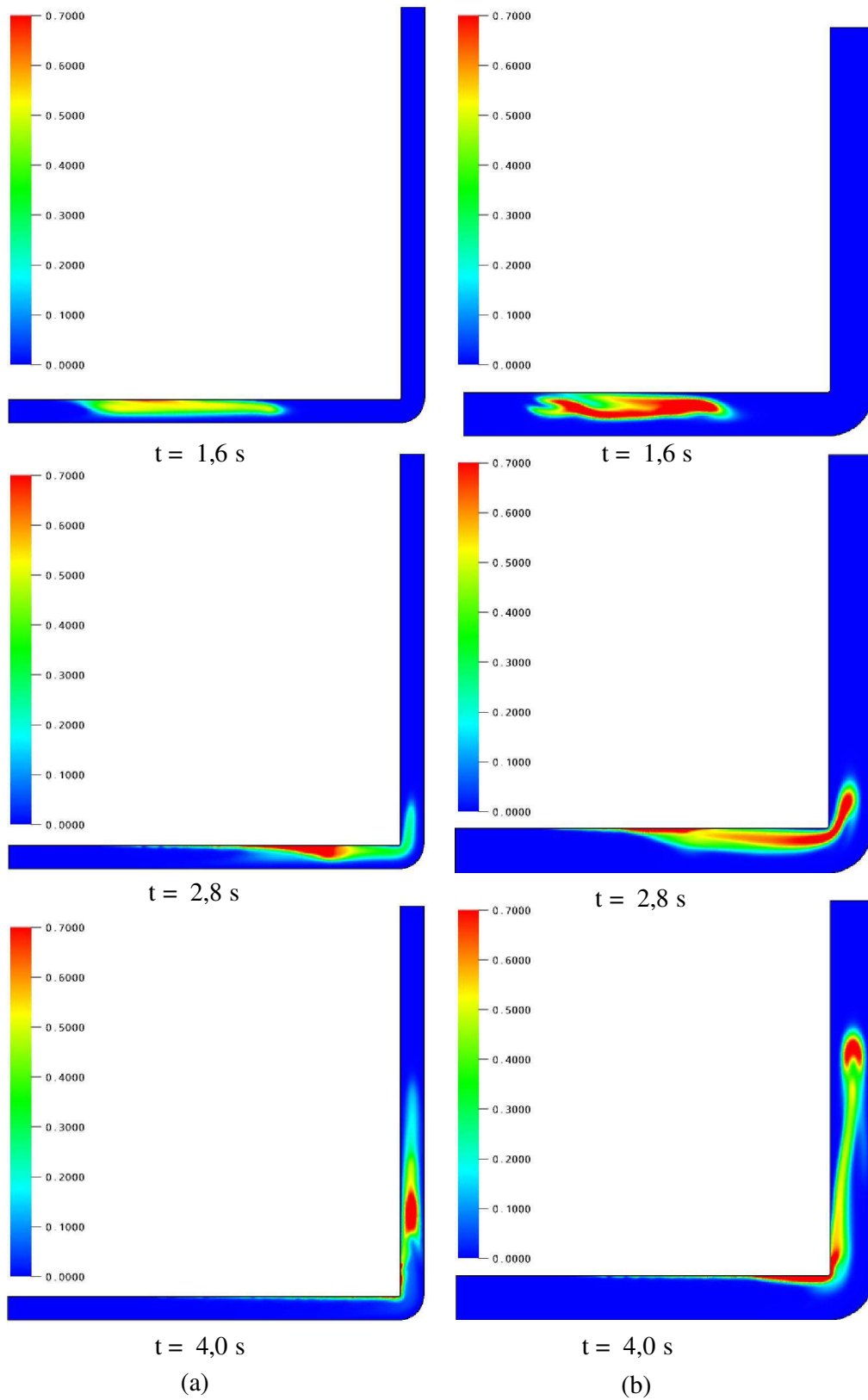


Figura 4.16 – Fração de vazios do gás no duto com diâmetro de 12 mm (a) e 24 mm (b), em diferentes tempos de processos: 1,6 s; 2,8 s e 4,0 s.

4.7- Análise Quantitativa das Frações de Gás e Óleo

Com a finalidade de avaliar a variação da fração de gás no sentido radial da bolha de Taylor, foi representada graficamente a evolução dos perfis da componente axial da fração volumétrica de gás em função da posição radial, r , para os dutos horizontal e vertical e na curvatura do mesmo, tendo como referência o caso 2. Na horizontal e, para um tempo de 0,4 s, destacam-se 6 posições distintas, que podem ser observadas na Figura 4.17 (a) por meio de linhas na cor amarela que abrangem o diâmetro do duto. Para cada linha no referido local é avaliado os perfis de fração de gás. A Figura 4.17 (a) é uma ampliação da Figura 4.3 (b). Os valores com relação à fração volumétrica que passam por estas linhas foram avaliadas em três partes distintas da bolha (L8, L7 e L11) e em outras 3 fora da bolha (L9, L10 e L12) conforme ilustra a Figura 4.17 (a).

Destaca-se a posição onde o raio é igual a zero (a parte central da tubulação), local que ocorre a fração máxima de gás na bolha dado pela linha L7. Para as linhas L8 e L11, nas extremidades da bolha, tem-se uma diminuição significativa de gás, (conforme pode-se ver na Figura 4.17 (b)). A Figura 4.17 (c) representa a fração de ar nas proximidades da bolha de Taylor. Observa-se uma mínima quantidade de gás fora da bolha na sua parte superior, onde o raio está positivo em 0,002 m, o que indica que pequenas bolhas estão se desprendendo da bolha principal.

Na Figura 4.18, que refere-se ao escoamento de gás no duto na vertical e no tempo de 1,0 s, foram abordadas mais 6 posições distintas (Figura 4.18 a), sendo 3 linhas dentro da bolha (L1, L2 e L5) e as outras 3 fora da bolha (L3, L4 e L6).

De acordo com a Figura 4.18 (b) os perfis (L1, L2) são semelhantes a Figura 4.17 (b), contudo há uma nova distribuição e tem-se uma melhor distribuição de ar na frente e na cauda da bolha.

Os gráficos na parte curvada semelhante a (Figura 4.19) mostram-se a Figura 4.17, porém a região da máxima fração volumétrica de gás é assimétrica, devido aos efeitos de empuxo, a gravidade e tensão viscosa.

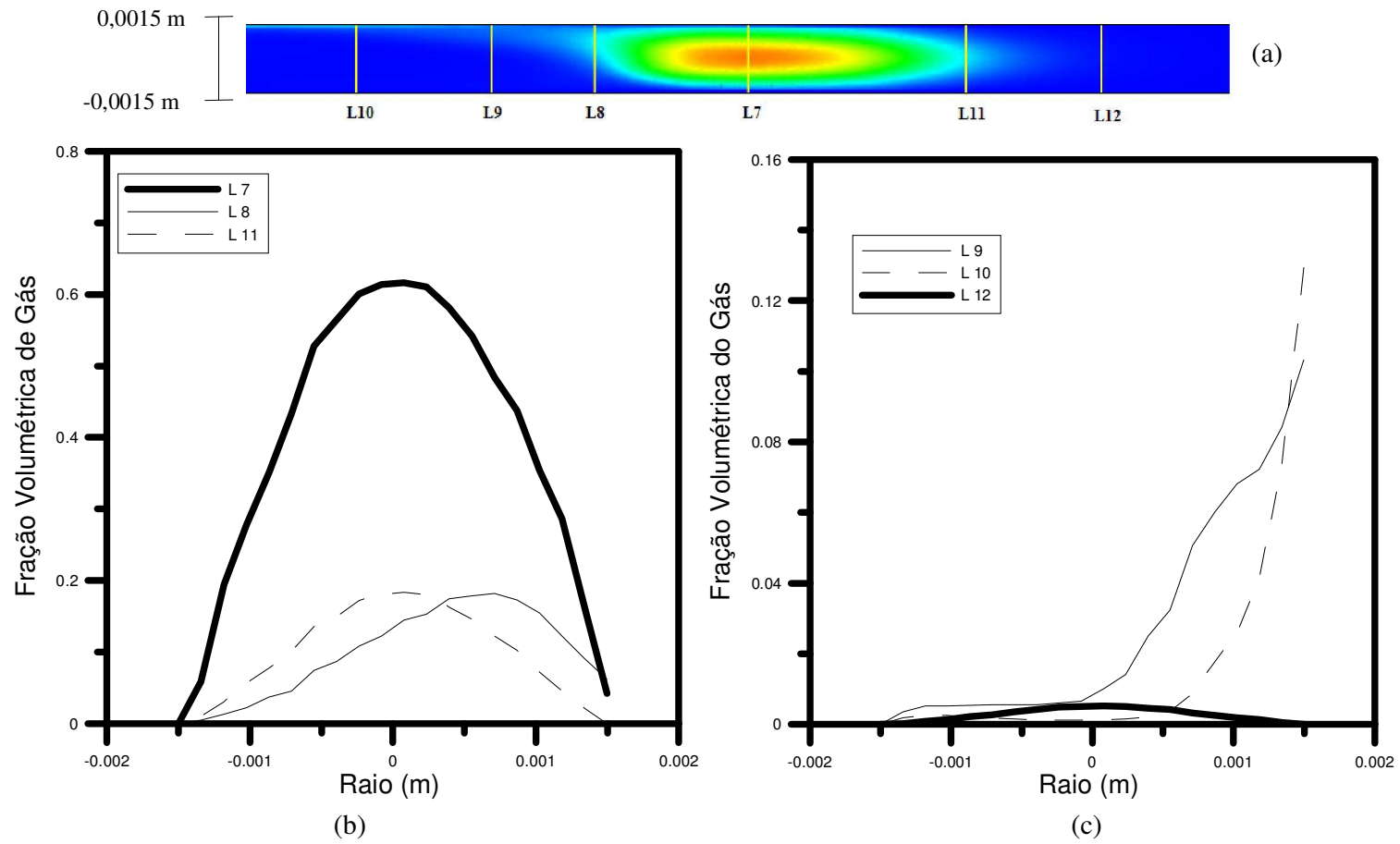


Figura 4.17 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio, na tubulação horizontal para diferentes posições dentro e fora da bolha.

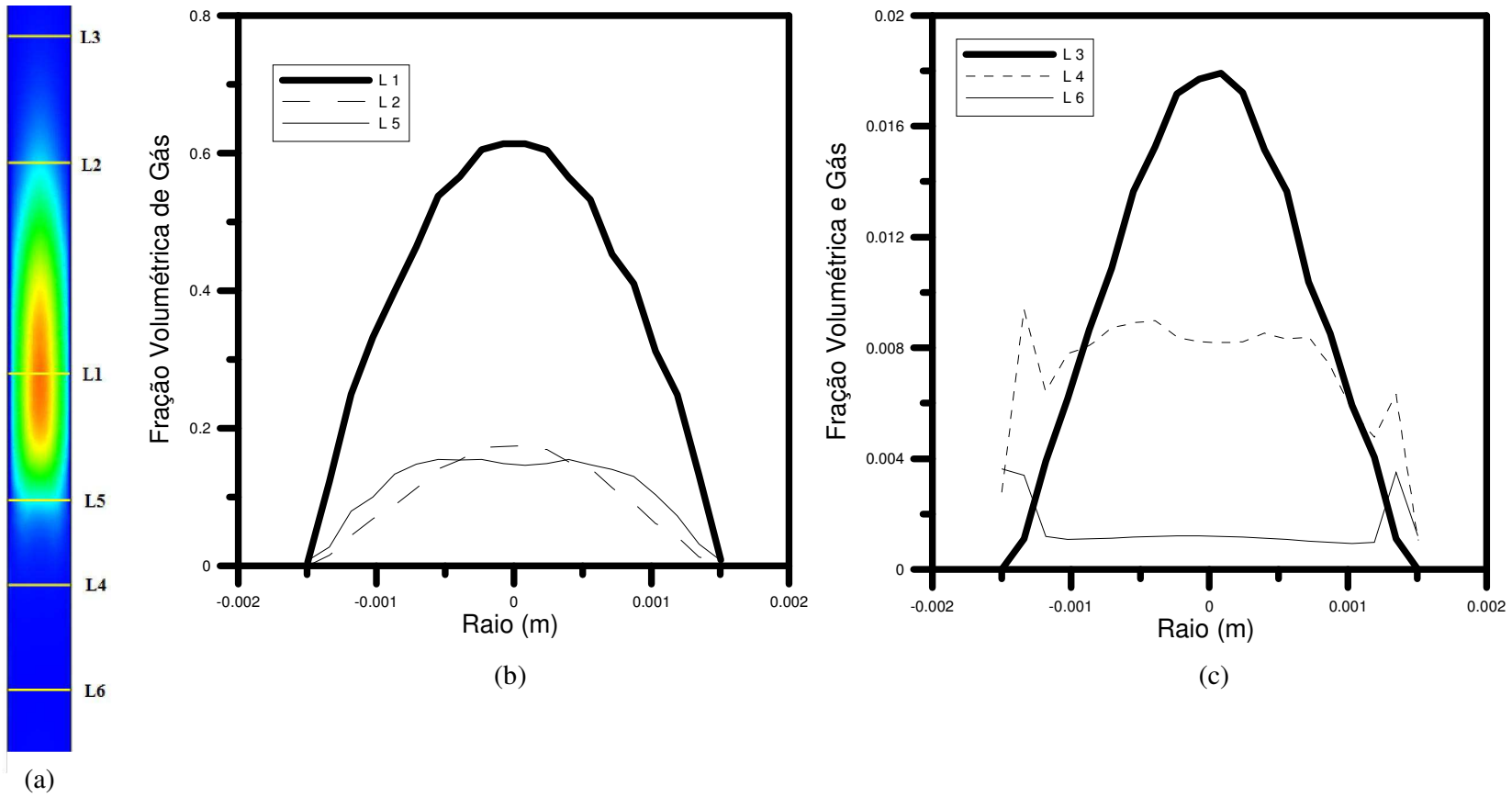


Figura 4.18 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio, na tubulação vertical para diferentes posições dentro e fora da bolha.

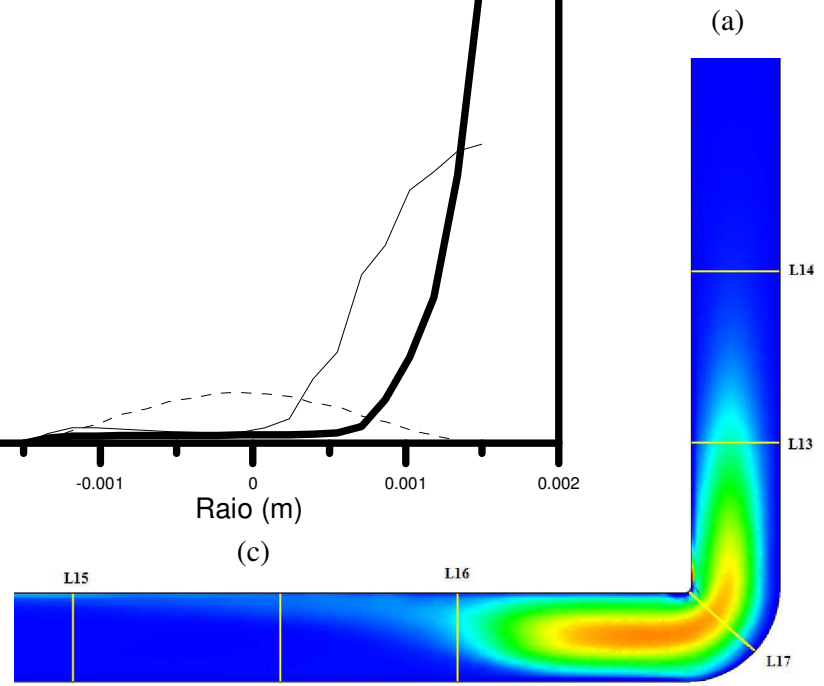
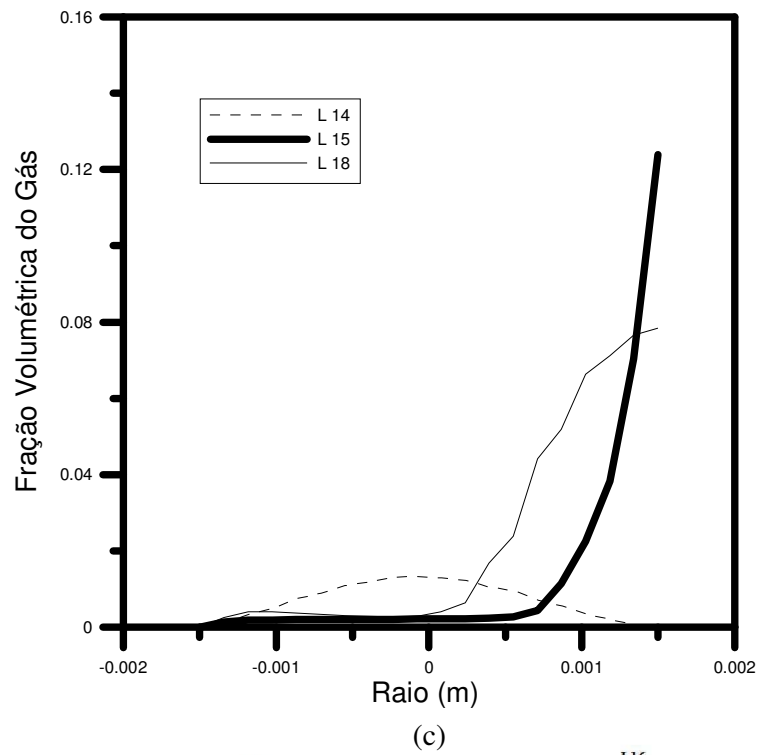
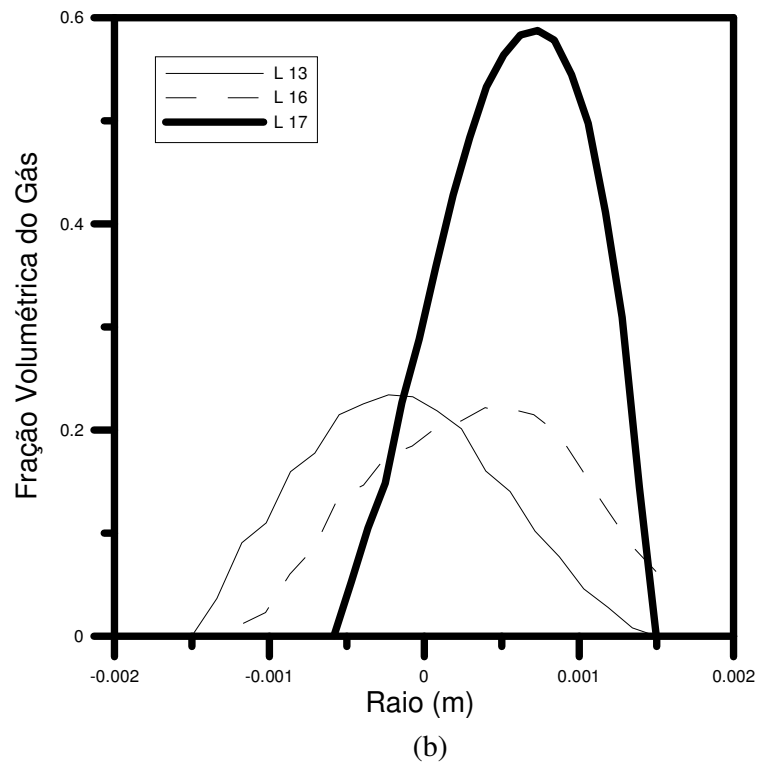


Figura 4.19 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio, na junção angular de 90° para diferentes posições dentro e fora da bolha.

A Figura 4.20 ilustra a distribuição de fração de vazios no centro da bolha, para o escoamento no duto vertical em $t = 2$ s, referente a Figura 4.5 d.

Verifica-se que a variação de ar no centro da bolha praticamente igual a quatro posições avaliadas (L1, L2, L3 e L4), com exceção a ultima bolha formada (linha L3).

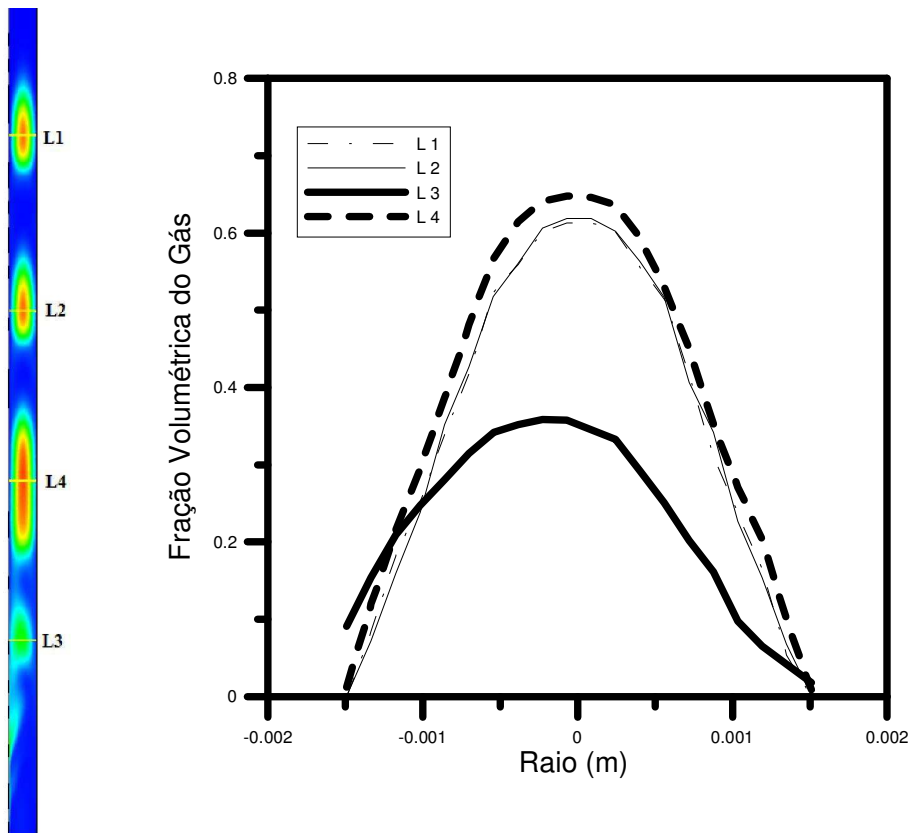


Figura 4.20 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio, na tubulação vertical para um caso com várias bolhas na sua parte central.

No sentido horizontal da tubulação, para $t = 0,8$ s e referente a Figura 4.5 b, apenas a primeira bolha da direita para a esquerda tem um comportamento semelhante aos casos da Figura 4.20, porém, as outras bolhas mostram um perfil com uma maior concentração de gás na parte superior do duto, evidenciando assimetria do escoamento.

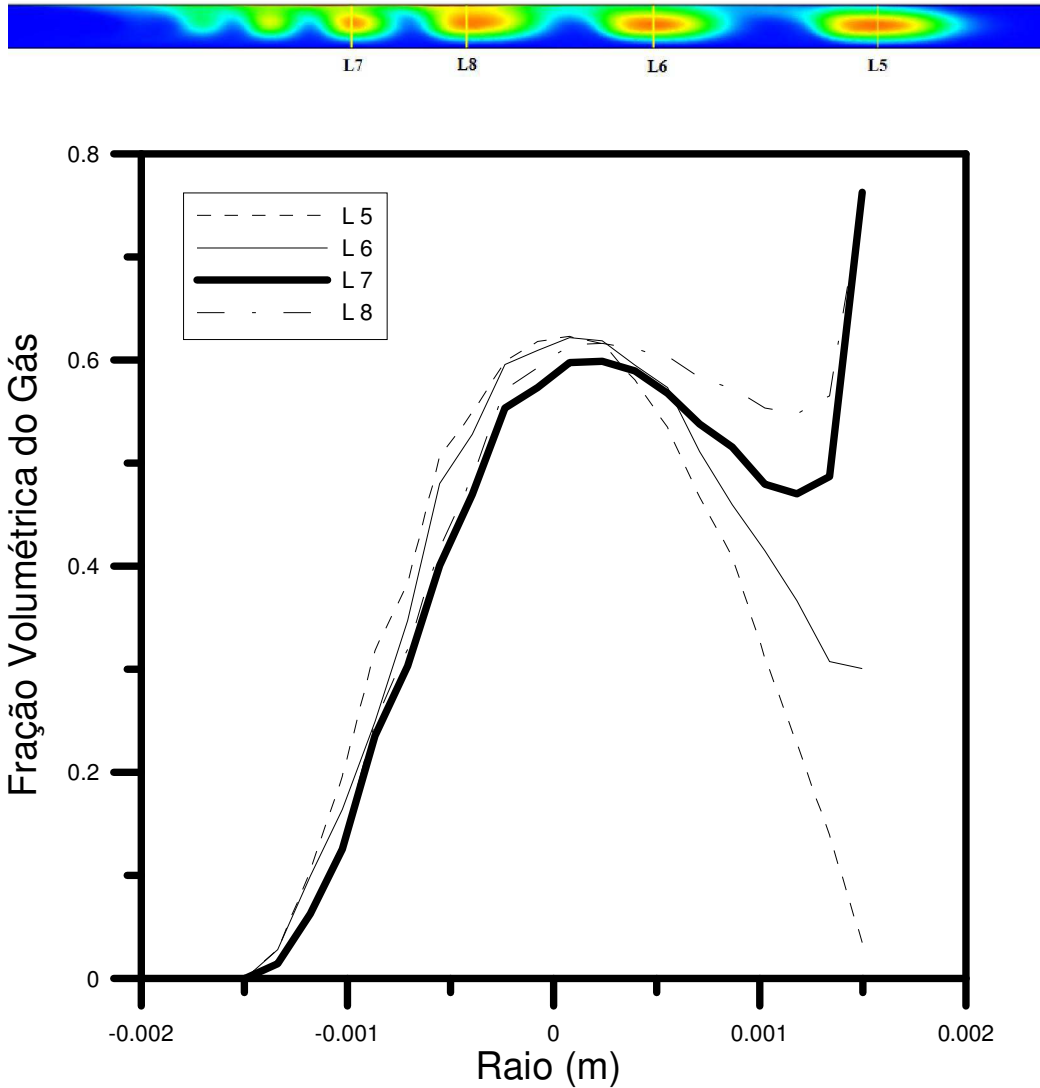


Figura 4.21 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio, na tubulação horizontal para um caso com várias bolhas na sua parte central.

Para a parte da junção angular de 90°, avaliou-se o comportamento de cada bolha ao passar pela curvatura do duto, conforme ilustra a Figura 4.22. Nota-se uma quantidade significativa de gás (em torno de 0,6) para a 1ª bolha e de aproximadamente 0,1 de gás para a última bolha, mostrando que a fração de gás no centro da bolha se mantém praticamente constante durante todo o percurso do gás na tubulação.

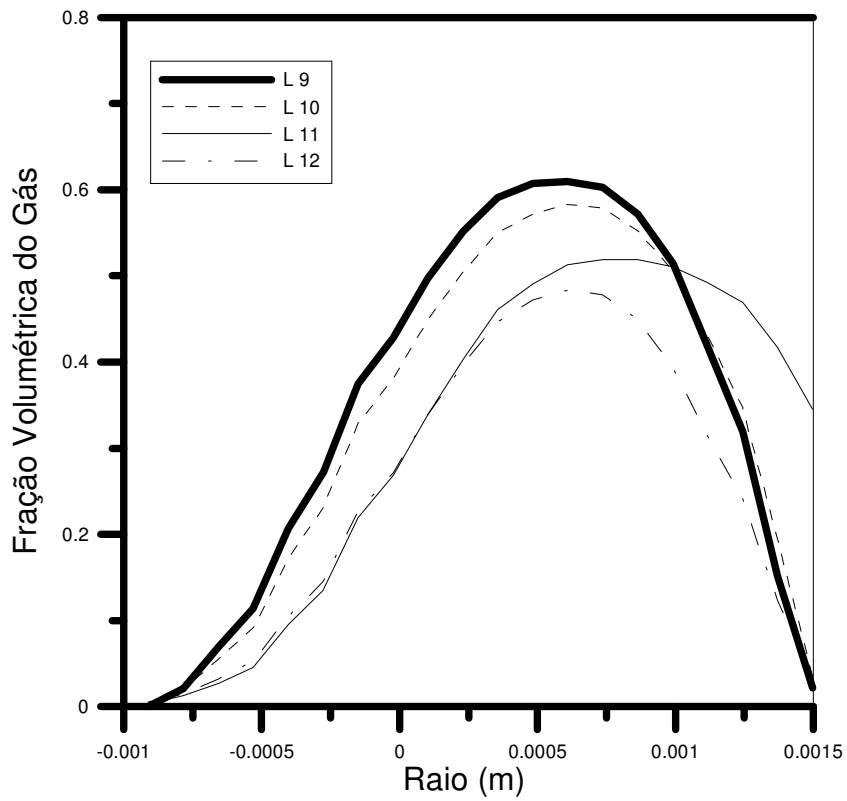
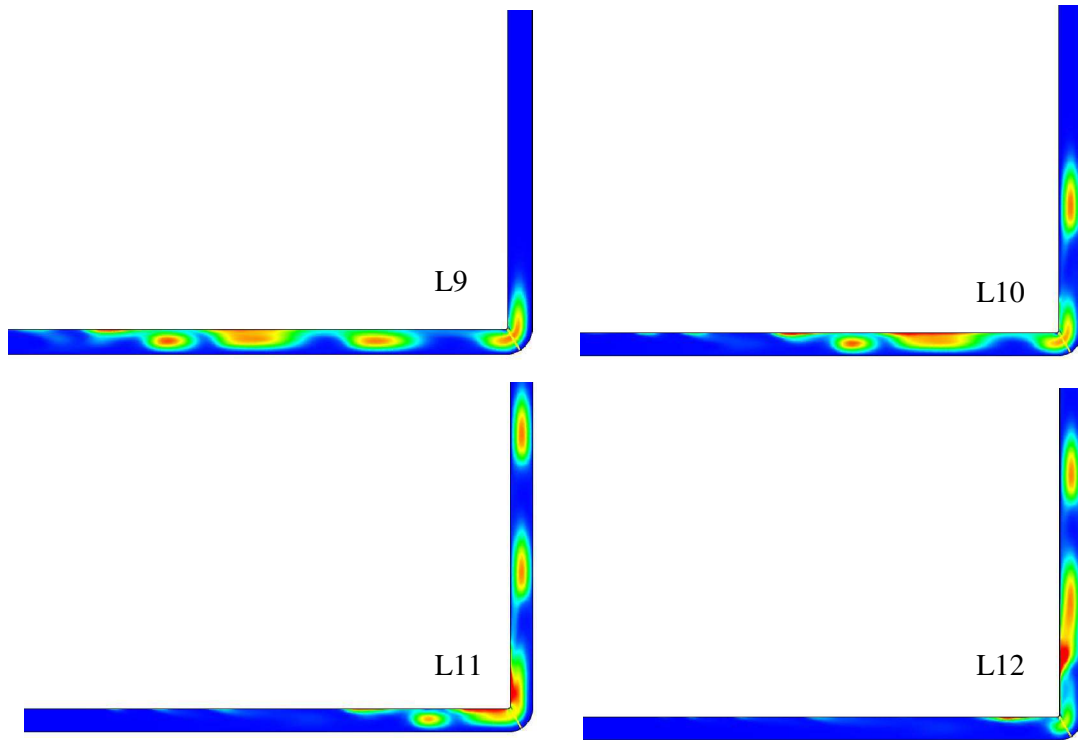


Figura 4.22 - Distribuição das frações volumétricas do ar em função do raio na curvatura do duto para um caso com várias bolhas na sua parte central.

4.8- Análise Quantitativa da Velocidade do Óleo

Outro parâmetro investigado foi o perfil de velocidade da bolha de Taylor com relação ao raio da tubulação. Na literatura o modelo teórico pode ser encontrado em BIRD *et al.* (1973), que avaliam o perfil de velocidade laminar de um fluido através de um tubo circular, utilizando coordenadas cilíndricas e, de acordo com seus resultados o perfil é dado pela equação:

$$\bar{U} = U_{\max} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (4.1)$$

onde: r é o raio qualquer posição no tubo e R é o raio interno do duto e a U_{\max} é a velocidade máxima dada por:

$$U_{\max} = 2\bar{U} \quad (4.2)$$

Para obter um perfil monofásico na tubulação onde não tivesse nenhuma influência da bolha de Taylor e um possível rastro de gás, foi avaliado um local na parte horizontal do duto da Figura 4.5 d, onde se pode notar que as bolhas de Taylor já se encontram bem distante deste ponto. A região escolhida fora aproximadamente no centro da tubulação na horizontal para não ser atingida pelos efeitos de borda, onde se traçou uma linha denominada LP, que esta situada a 0,0523 m da entrada da tubulação. Esse valor é bem superior ao comprimento de entrada hidrodinâmica deste escoamento (0,00000108 m), que é dado pela equação 4.3. Os resultados para a distribuição de velocidade na parte horizontal do duto (óleo puro escoamento monofásico), evidenciam o mesmo perfil de velocidade dado pela Equação 4.1, com uma velocidade máxima no centro do duto de aproximadamente 0,078 m/s e nas paredes da tubulação 0 m/s, que possibilitam validar os resultados obtidos neste trabalho.

$$X_{CLH} = 0.05 \text{ Re } D \quad (4.3)$$

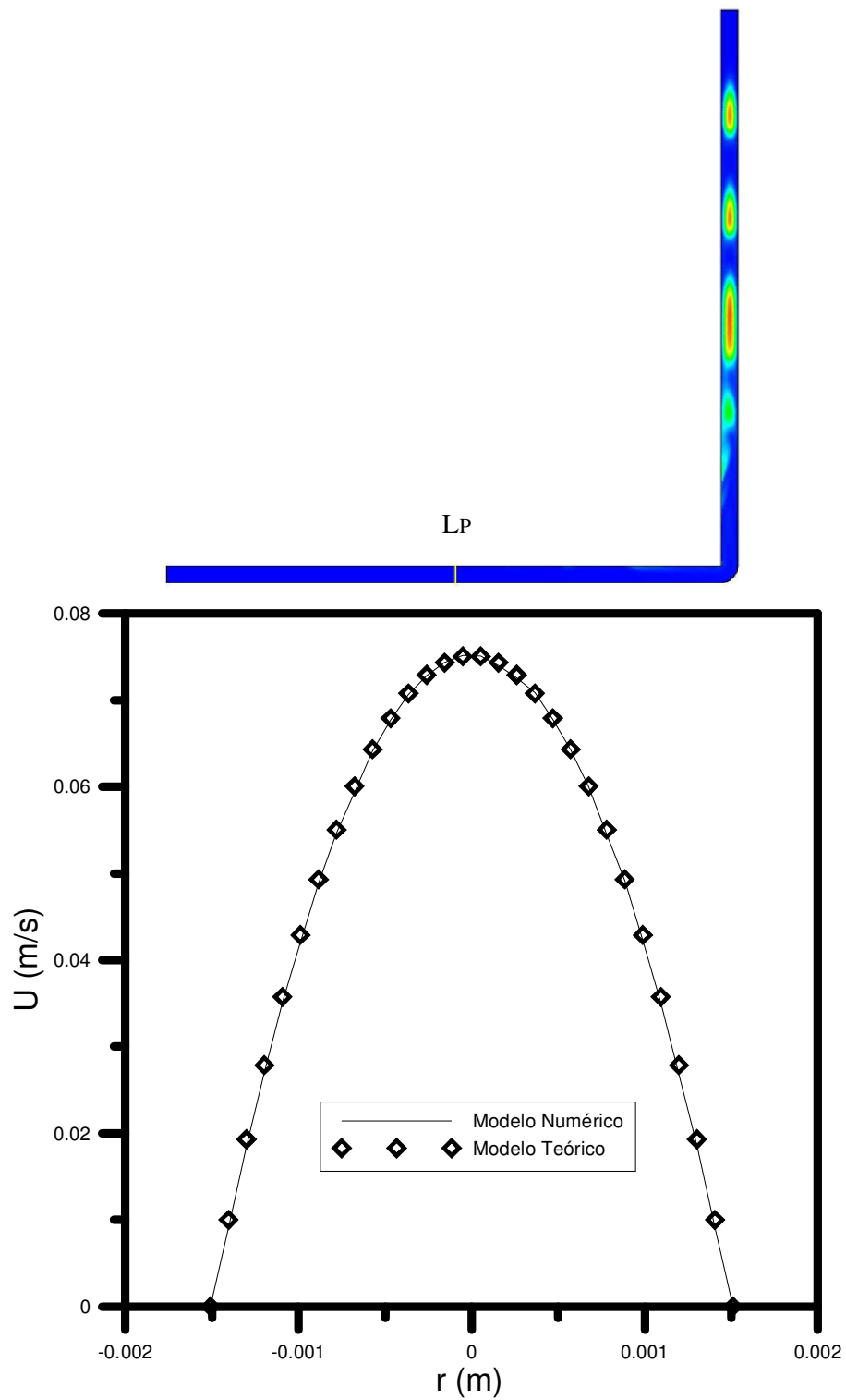


Figura 4.23 – Variação da velocidade na direção horizontal do duto (U_x) versus o raio da tubulação, avaliando-se o modelo teórico e o resultado numérico obtido neste trabalho.

Na Figura 4.24, avaliou-se o perfil de velocidade do gás e do líquido em uma mesma posição para $t = 2$ s tendo como referência a Figura 4.5 d. Observa-se que a velocidade do gás chega a aproximadamente 0,105 m/s e a do óleo 0,05 m/s, de acordo com os dados iniciais do problema (Tabela 4.1). Este resultado indica que não se tem uma bolha de Taylor, mas sim a coesão de inúmeras bolhas formando uma bolha de Taylor, uma vez que o óleo está disperso entre a bolha se locomovendo com menor velocidade. Outro resultado analisado está plotado na Figura 4.25, onde se utilizou como referência o caso 2, ver Figura 4.3 d, cujas velocidades do líquido e do gás são iguais a 0,1 m/s. Observa-se que o gás praticamente dobra de velocidade, mantendo um comportamento semelhante e mais instável ao que foi mostrado na Figura 4.24.

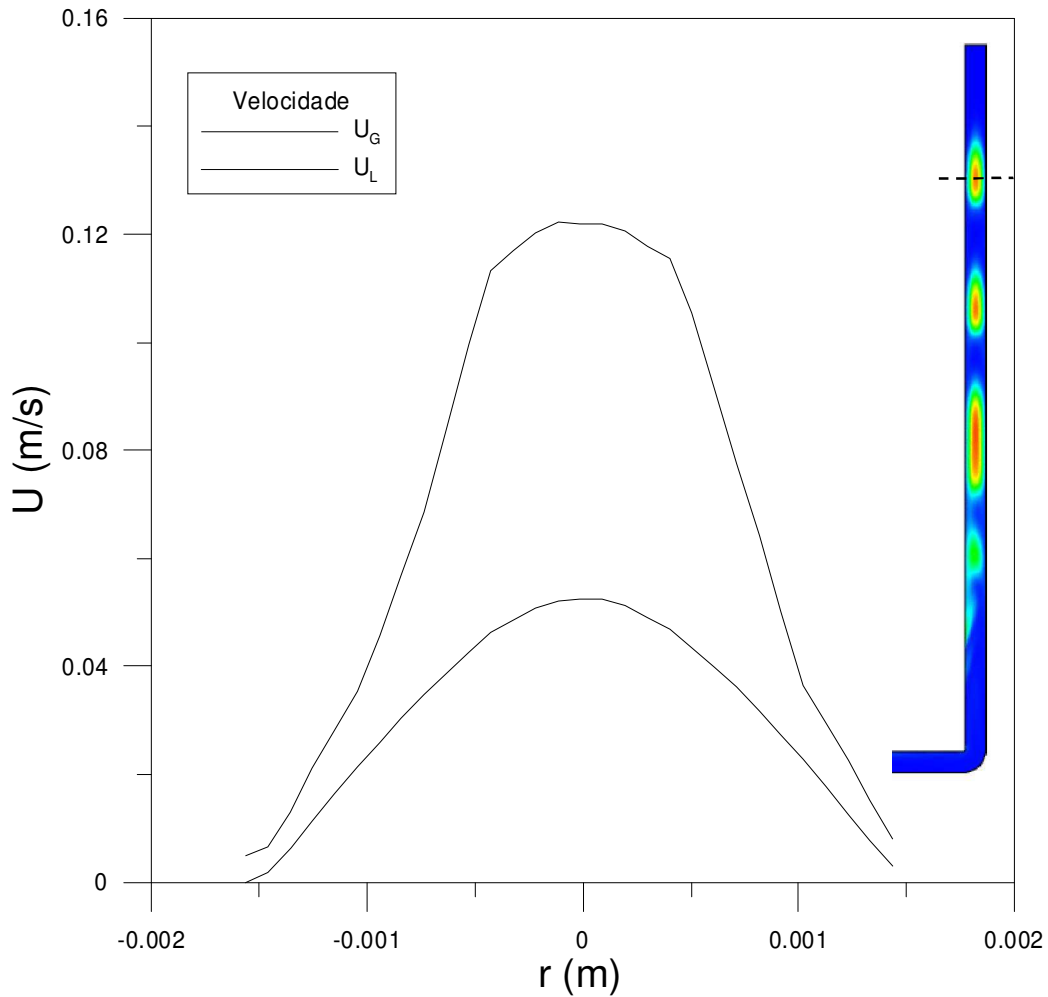


Figura 4.24 – Velocidade do gás e óleo na direção vertical do duto versus posição radial da tubulação (caso 4).

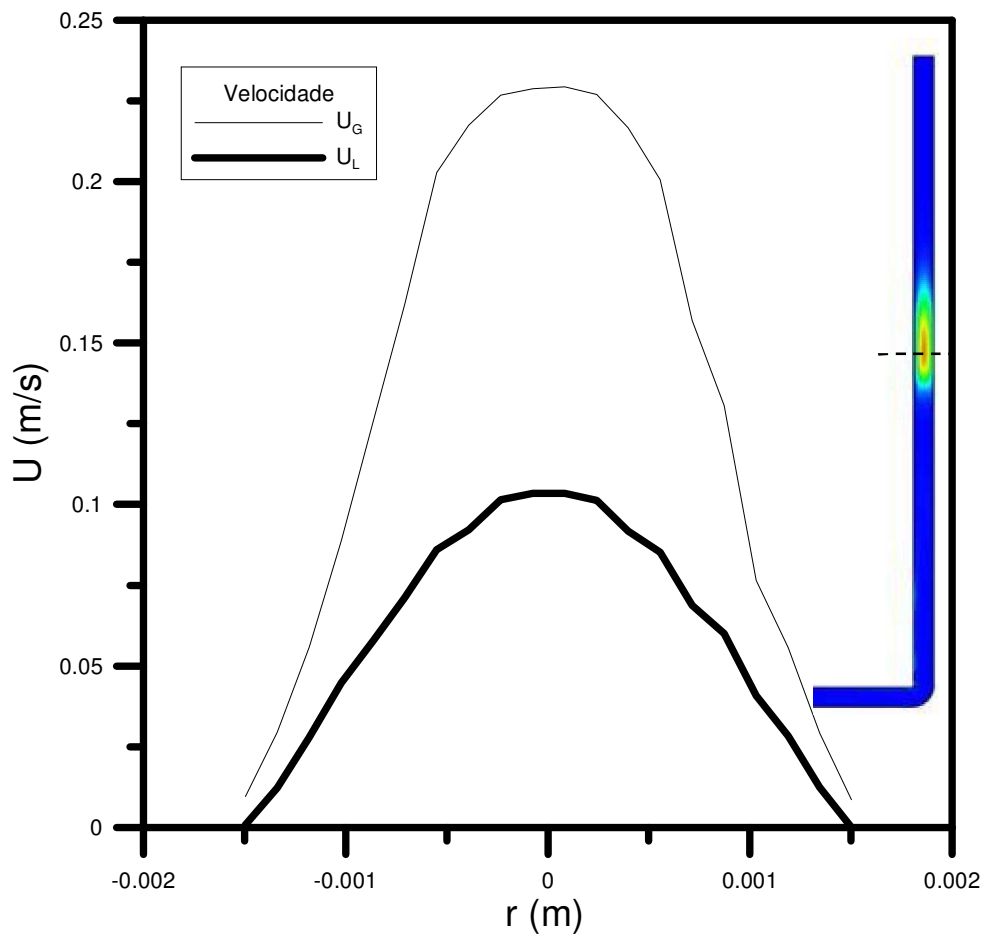


Figura 4.25 – Velocidade do gás e óleo na direção vertical do duto versus posição radial da tubulação (caso 2).

Avaliou-se o perfil de velocidade para a Figura 4.5 d, analisando a diferença entre a velocidade do gás e a do óleo, simulando o comportamento da velocidade do gás e com o líquido estagnado. Pode-se observar que a diferença entre o líquido e o gás (linha tracejada da Figura 4.26) apresenta um comportamento em que a sua velocidade é maior no centro do duto e mantém-se constante, ocorrendo um decréscimo de velocidade suavizada nas suas laterais.

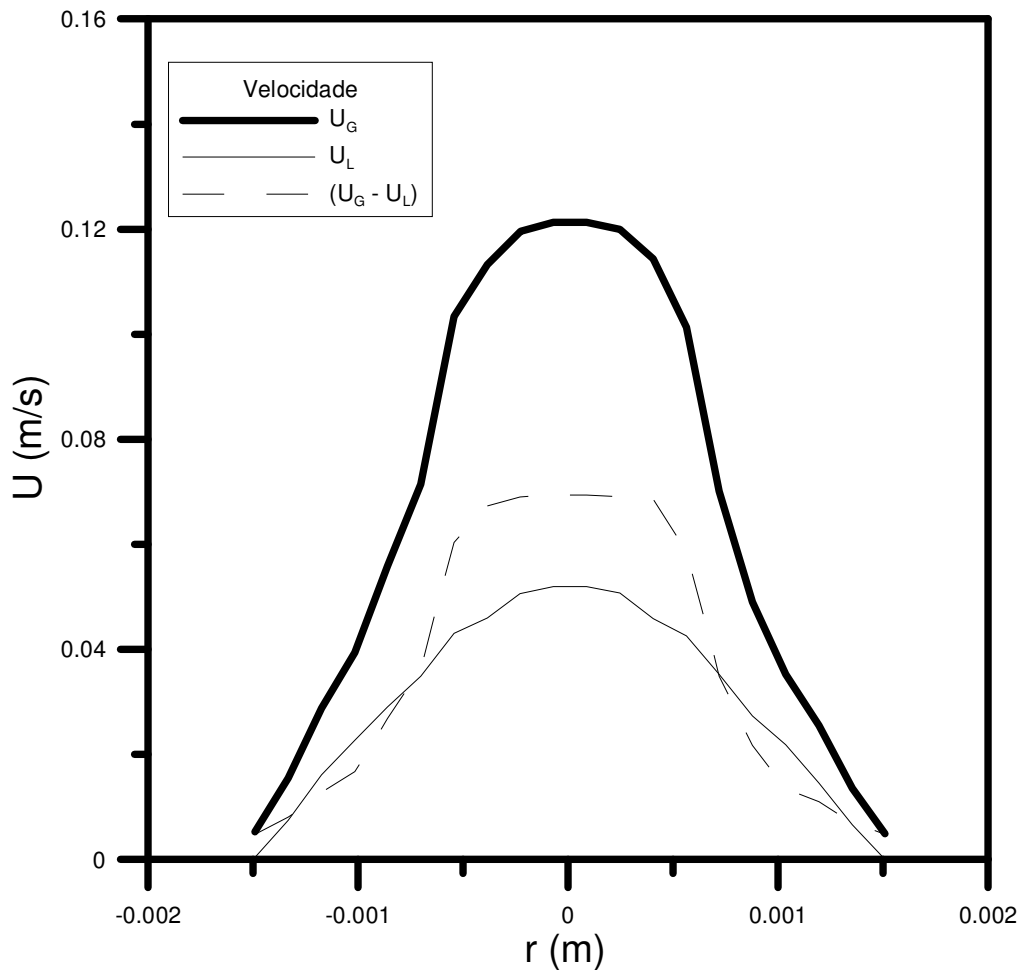
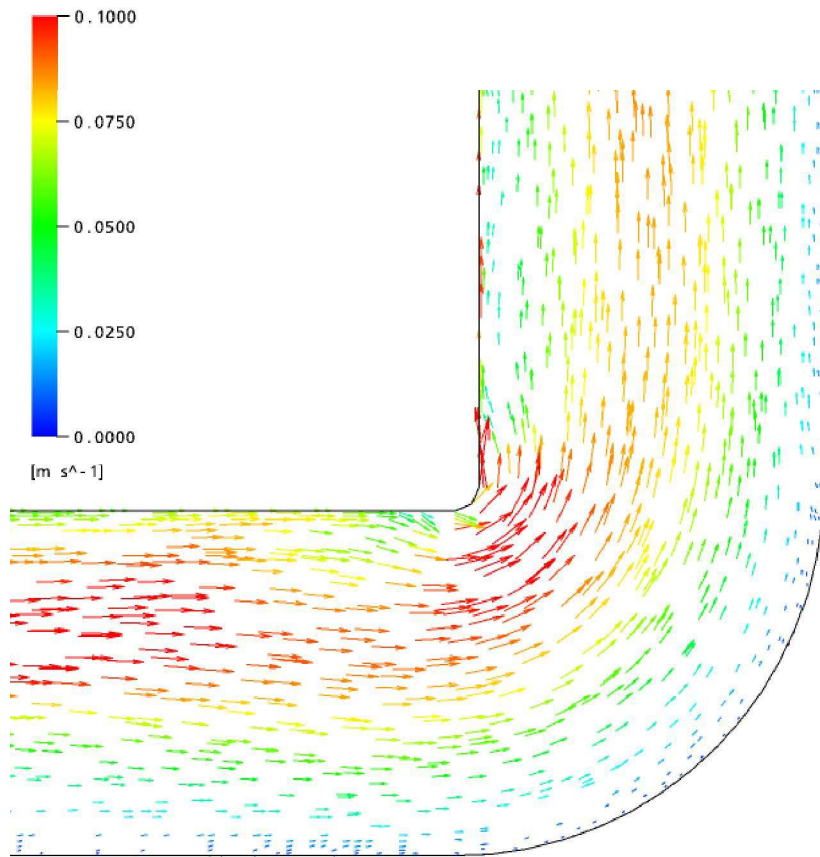


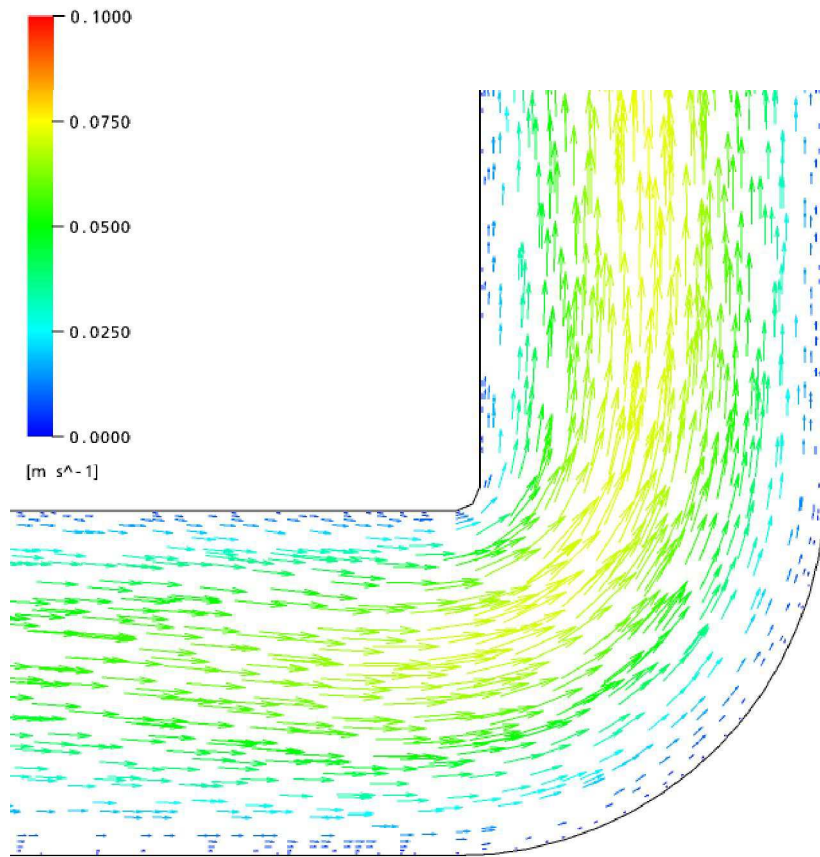
Figura 4.26 – Diferença entre as velocidades do óleo e gás na direção vertical do duto versus posição radial da tubulação (caso 4).

4.9- Análise Vetorial da Velocidade do Óleo e do Ar na Região Curvada da Tubulação

Com o intuito de caracterizar o comportamento do escoamento na junção angular de 90° no interior da tubulação, estão representados na Figura 4.27 o campo de velocidade para o ar (a) e óleo (b). A Figura 4.27 permite, de uma maneira geral, observar comportamentos semelhantes para o ar, com velocidades para o ar e óleo de 0,1 e 0,05 m/s respectivamente. É importante observar que não se forma zonas de recirculação devido a baixa velocidade dos fluidos, ocorrendo um perfil de escoamento laminar.



(a)



(b)

Figura 4.27 – Representação do campo vetorial de velocidade para o gás (a) e o óleo (b).

4.10- Análise da Velocidade do Óleo

Analisando-se a velocidade do óleo na tubulação de acordo com as Figuras 4.28 e 4.29, tem-se a locomoção do óleo com uma velocidade de aproximadamente 0,07 m/s na parte central do duto com a velocidade nas extremidades variando entre 0 e 0,035 a 0 m/s. Outra característica que pode ser visualizada seriam os espaços com uma menor velocidade no interior do duto, que são as bolhas de Taylor se locomovendo. Nota-se um pequeno filete de óleo entre as bolhas, que está com uma velocidade próxima de 0,05 m/s, o que vem a reforçar a hipótese de que as bolhas de Taylor formadas são um aglomerado de pequenas bolhas e certa quantidade de óleo dispersa no interior da bolha de Taylor (ver Figura 4.26).

4.11- Análise do Perfil de Pressão

Verificou-se a variação da pressão entre a parte inicial e final do duto, para tubulações com diferentes diâmetros, com o objetivo de analisar como a queda de pressão influencia o escoamento. Os resultados podem ser vistos na Tabela 4.5.

Tabela 4.5 Dados característicos da variação da Pressão com relação ao tempo.

Diâmetro do duto							
3 mm (Caso 4)		6 mm (Caso 9)		12 mm (Caso 10)		24 mm (Caso 11)	
t (s)	P (Pa)	t (s)	P (Pa)	t (s)	P (Pa)	t (s)	P (Pa)
0,4	23660	0,4	6159	0,8	3130	0,8	799
0,8	18298	0,8	4810	1,6	2388	1,6	617
1,4	18036	1,4	4577	2,8	2173	2,8	478
2,0	17266	2,0	4393	4,0	1935	4,0	258

Conforme pode ser visto na Tabela 4.5, à medida que o diâmetro da tubulação vai aumentando, vai ocorrendo uma diminuição significativa da variação de pressão dentro da tubulação (Figuras 4.30 a 4.33). Isto se deve ao fato de ter uma variação da área da tubulação, mantendo a mesma vazão para todos os casos (ver Tabela 4.4). Além disso, fixado o diâmetro do tubo, aumentando-se o tempo de injeção do gás reduz a perda de carga, haja visto que a quantidade de gás na tubulação aumenta.

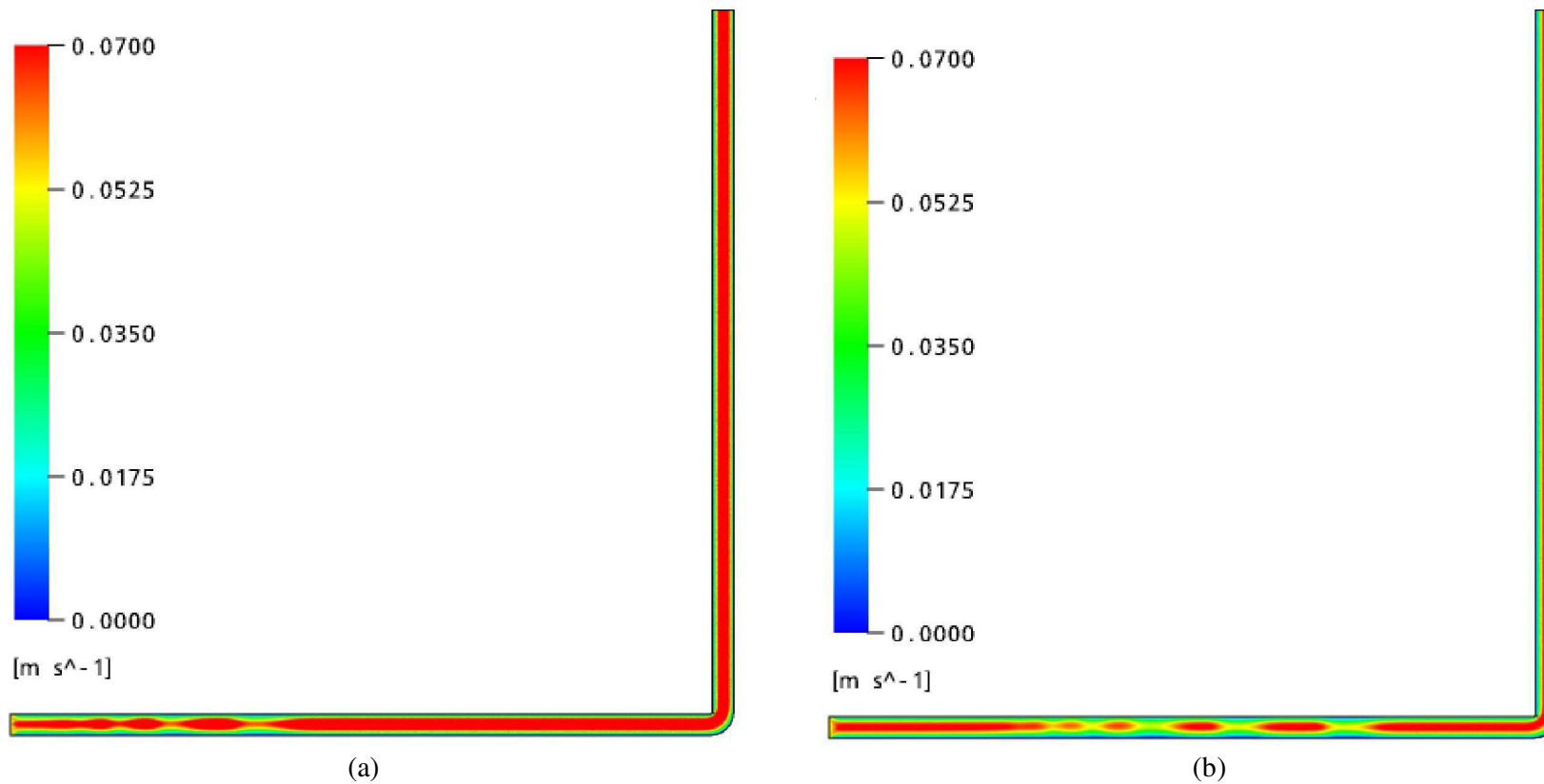


Figura 4.28 – Velocidade do óleo de acordo com os dados do caso 4 para um tempo 0,4 s e 0,8 s respectivamente.

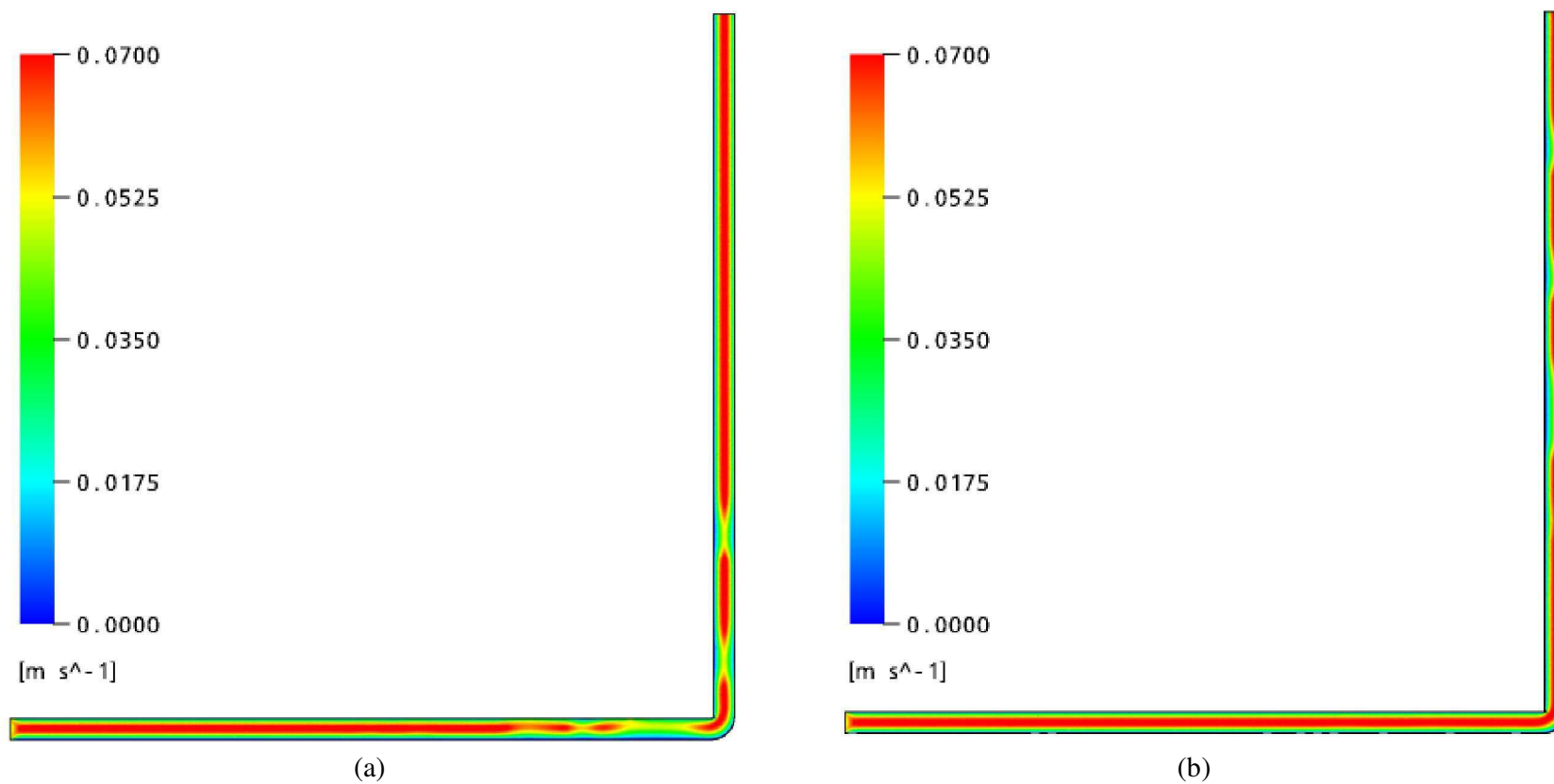


Figura 4.29 – Velocidade do óleo de acordo com os dados do caso 4 para um tempo 1,4 s e 2,0 s respectivamente.

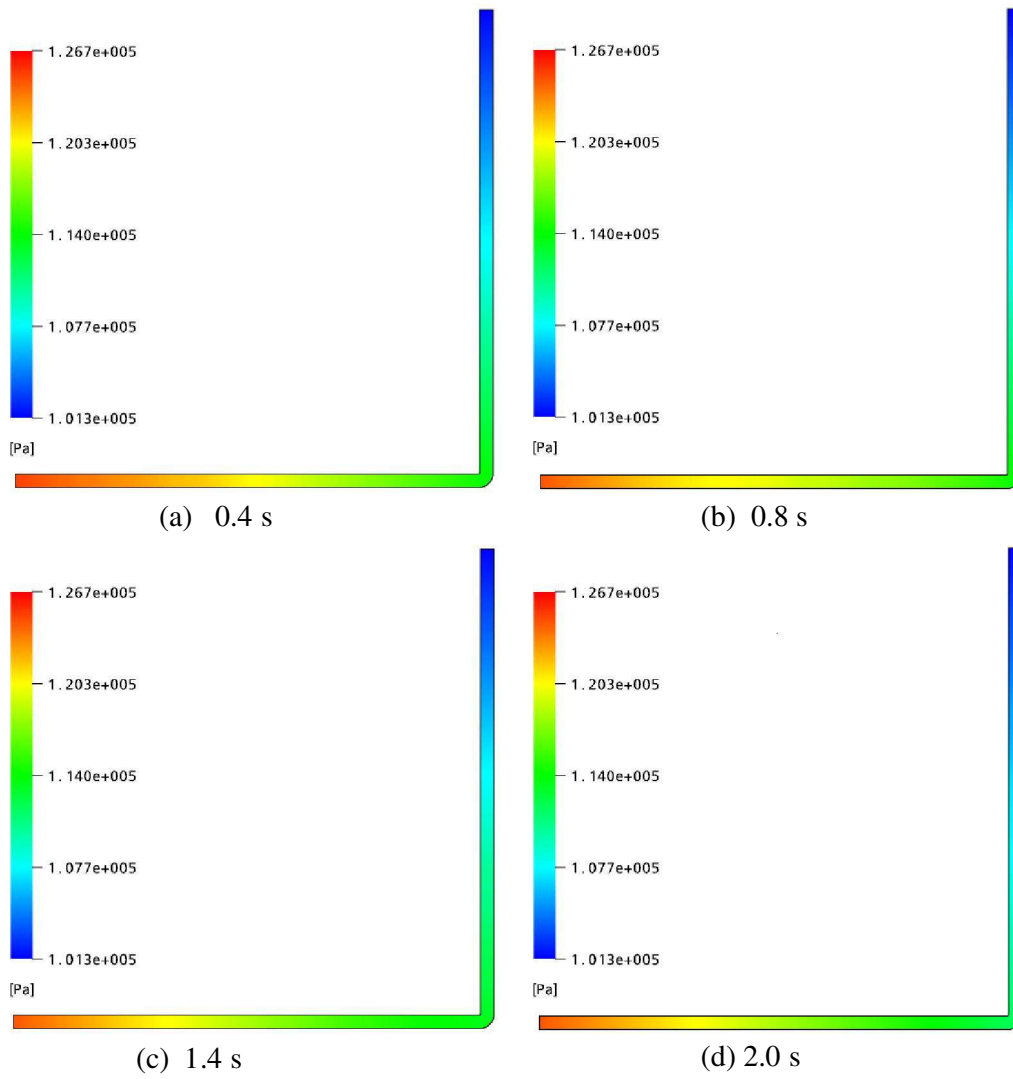


Figura 4.30 – Perfil da pressão dentro do duto para um diâmetro de 3 mm, com diferentes tempos de processo (a) 0,4 s; (b) 0,8 s; (c) 1,4 s e (d) 2 s.

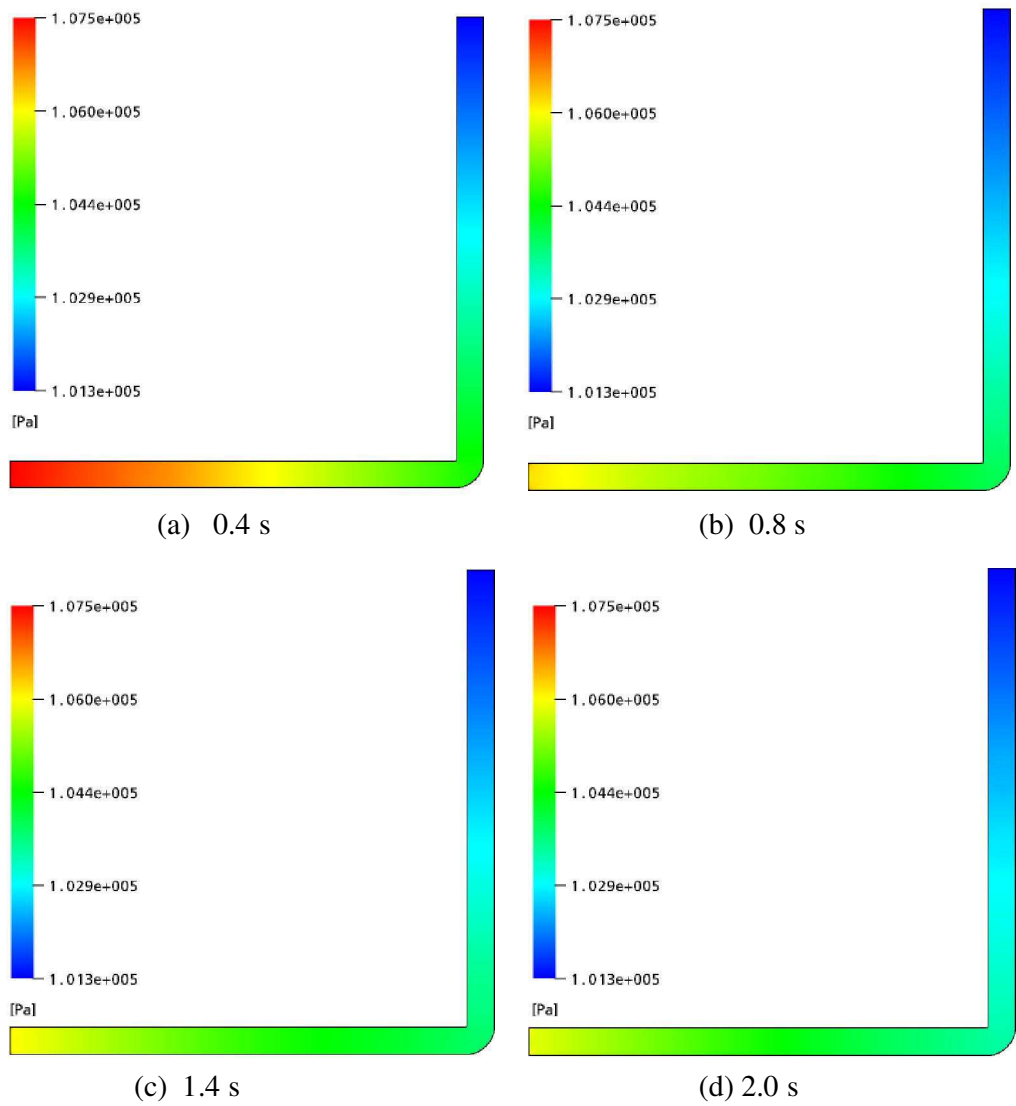


Figura 4.31 – Perfil da pressão dentro do duto para um diâmetro de 6 mm, com diferentes tempos de processo (a) 0,4 s; (b) 0,8 s; (c) 1,4 s e (d) 2 s.

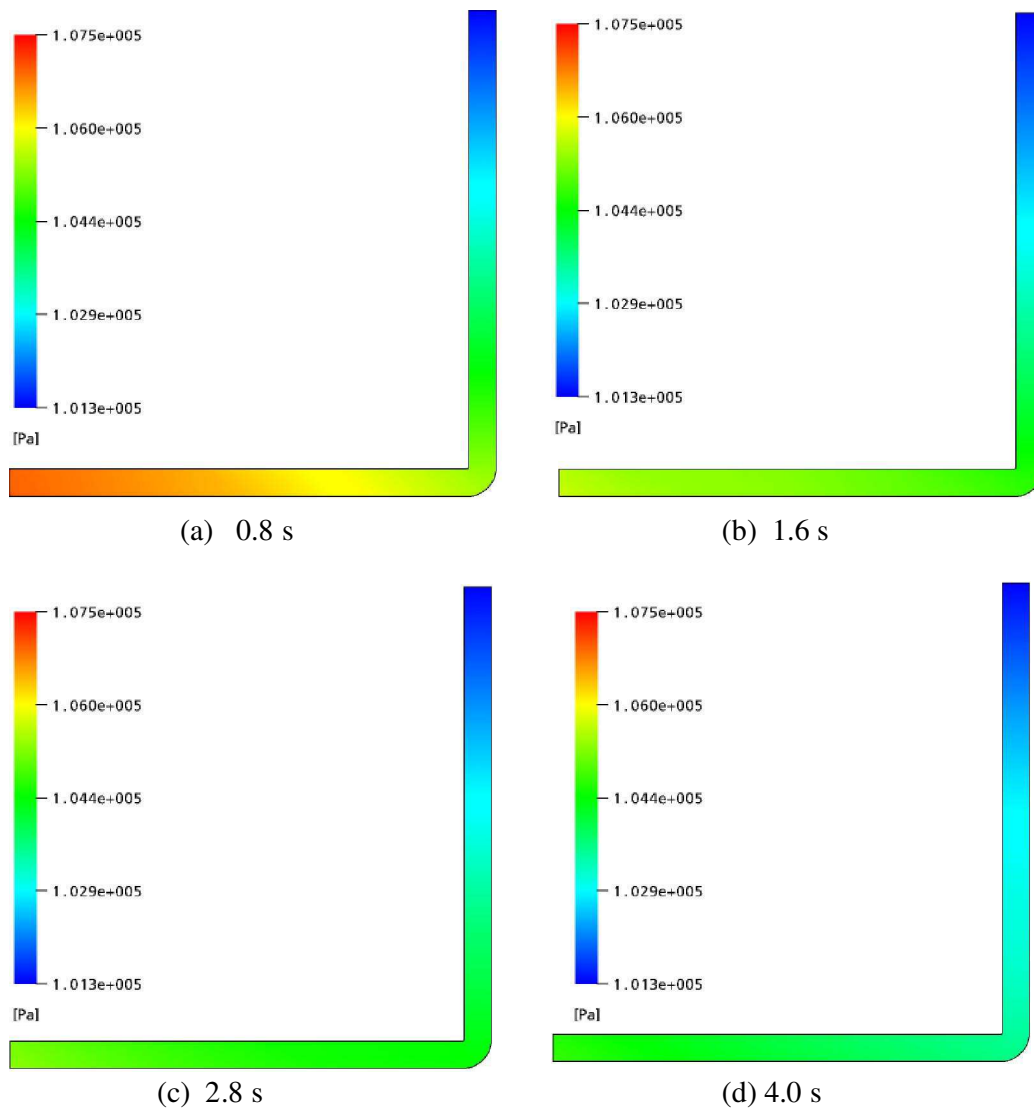


Figura 4.32 – Perfil da pressão dentro do duto para um diâmetro de 12 mm, com diferentes tempos de processo (a) 0,8 s; (b) 1,6 s; (c) 2,8 s e (d) 4 s.

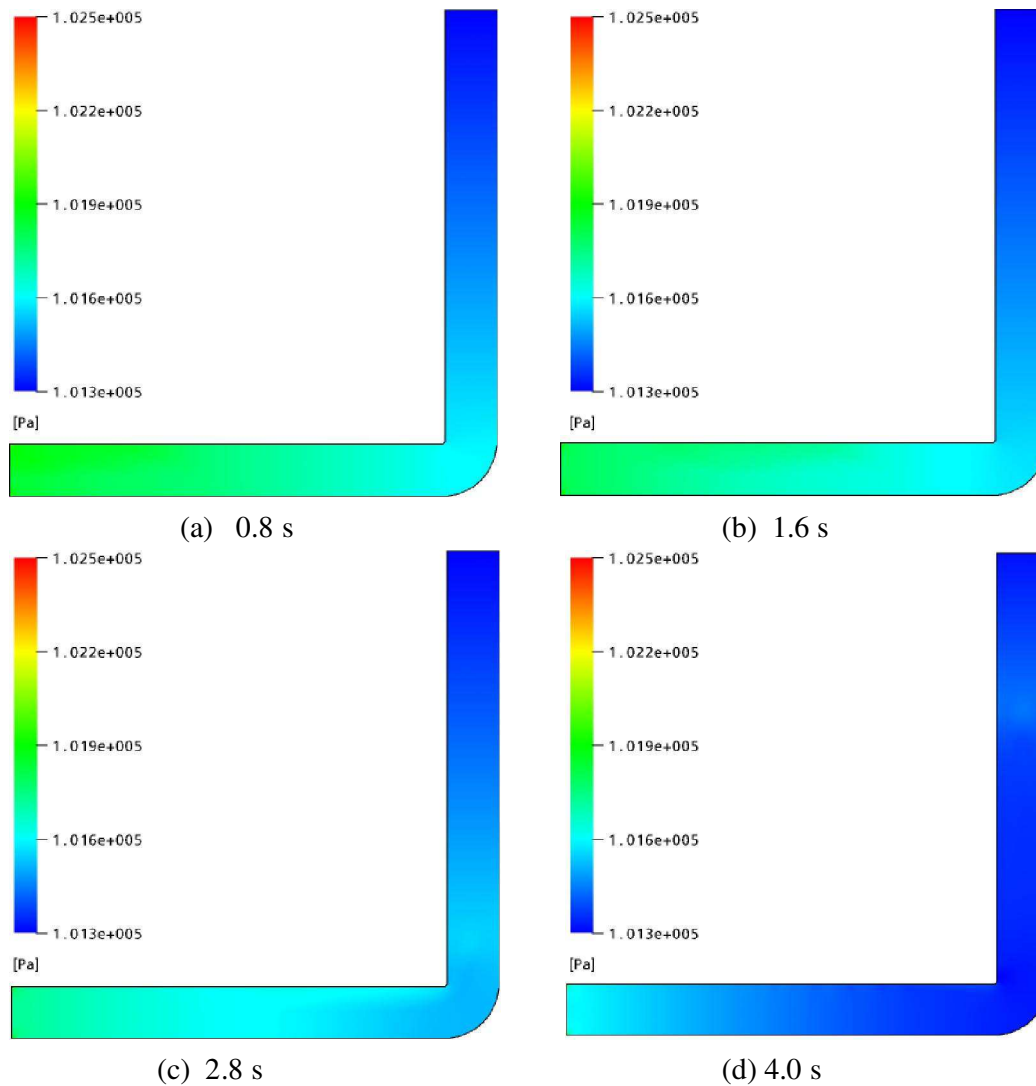


Figura 4.33 – Perfil da pressão dentro do duto para um diâmetro de 24 mm, com diferentes tempos de processo (a) 0,8 s; (b) 1,6 s; (c) 2,8 s e (d) 4 s.

4.12- Parâmetros Hidrodinâmicos

Foram avaliados alguns números adimensionais como: Froude (Fr), Eötvös (Eo), Morton (M), Capilar (Ca), Arquimedes (Ar), Reynolds (Re), Bond (Bo) e Weber (We). Estes parâmetros são definidos a seguir. A Tabela 4.6 apresenta os valores obtidos para estes parâmetros, para todos os casos estudados.

$$Fr = \frac{U_T}{\sqrt{gD(\rho_L - \rho_G) / \rho_L}} \text{ Forças inerciais pelas forças gravitacionais} \quad (4.3)$$

$$Eo = \frac{g(\rho_L - \rho_G)D^2}{\sigma} \text{ Forças de empuxo pelas forças de tensão superficial} \quad (4.4)$$

$$Ca = \frac{\mu_L U_T}{\sigma} \text{ Forças viscosas pelas forças de tensão superficial} \quad (4.5)$$

$$Bo = \frac{g(\rho_L - \rho_G)L^2}{\sigma} \text{ Forças gravitacionais pelas forças de tensão superficial} \quad (4.6)$$

$$Re = \frac{\rho_L U_L D}{\mu} \text{ Forças inerciais pelas forças viscosas} \quad (4.7)$$

$$We = \frac{\rho_L U_T^2 L}{\sigma} \text{ Forças inerciais pelas forças de tensão superficial} \quad (4.8)$$

$$M = \frac{g\mu_L^4(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^4\sigma^3} \text{ Número adimensional que relaciona forças viscosas gravitacionais pela força de inércia e empuxo} \quad (4.9)$$

$$Ar = \frac{\sigma^{3/2}\rho_L U_T}{\mu_L^2\sqrt{g(\rho_L - \rho_G)}} \text{ Número adimensional que relaciona forças de tensão superficial, de inércia e de empuxo pelas forças gravitacionais e viscosas} \quad (4.10)$$

Tabela 4.6 –Parâmetros adimensionais e velocidade terminal da bolha de Taylor para todos os casos estudados.

Casos	Ut	Re	Eo	M	Fr	Ca	Ar	Bo	We
1	0,0129	0,184	1,1588	157,1782	0,0751	169,3955	0,079763	5150,614	0,4367
2	0,0149	0,184	1,1588	157,3809	0,0872	196,6328	0,079763	5150,614	0,5884
3	0,0077	0,092	1,1588	157,3809	0,0446	100,6143	0,079763	5150,614	0,1540
4	0,0072	0,092	1,1588	157,3809	0,0419	94,52414	0,079763	5150,614	0,1359
5	0,0072	0,092	1,1588	157,3809	0,0419	94,6581	0,079763	5150,614	0,1363
6	0,0071	0,276	1,1588	1,942974	0,0416	93,8297	0,717871	5150,614	0,1339
7	0,0073	0,276	1,1588	1214,359	0,0426	96,20837	0,028715	5150,614	0,1408
8	0,0073	0,276	1,1588	19429,74	0,0431	97,20629	0,007179	5150,614	0,1438
9	0,0117	0,368	4,6355	157,3809	0,0681	153,6892	0,079763	5150,614	0,3594
10	0,0433	0,736	18,5422	157,3809	0,2525	569,3171	0,079763	5150,614	4,9323
11	0,0995	1,472	74,1688	157,3809	0,5801	1308,124	0,079763	5150,614	26,0398

Avaliando-se os parâmetros contidos na Tabela 4.6, verifica-se que:

a) Para o duto com 3 mm de diâmetro (casos 1 a 8) observa-se que:

a1) As forças de empuxo e tensão superficial são da mesma ordem de grandeza e devem ser consideradas.

a2) As forças inerciais são pequenas se comparadas às forças gravitacionais e de tensão superficial.

a3) As forças viscosas e gravitacionais são muito importantes quando comparada às forças de tensão superficial.

b) Para o duto com diâmetro superior a 3 mm (casos de 9 a 11) observa-se que:

b1) As forças de empuxo são dominantes com relação às forças de tensão superficial.

b2) As forças inerciais são pequenas se comparadas com as forças gravitacionais, exceto para o caso 11, onde elas devem ser consideradas.

b3) As forças viscosas e gravitacionais são muito superiores as forças de tensão superficial.

b4) As forças inerciais e de tensão superficial são da mesma ordem de importância.

De forma resumida pode-se concluir que as forças viscosas e gravitacionais são grandezas da mesma importância para todos os casos estudados, enquanto que a força de empuxo é importante para situações de diâmetros maiores ou iguais a 6 mm.

CAPITULO 5

CONCLUSÕES

De acordo com os resultados obtidos, pode-se concluir de maneira geral que:

- a) O formato, comprimento e velocidade da bolha de Taylor apresentaram uma dependência com o tempo de injeção e velocidade relativa entre o gás e o líquido na seção de entrada da tubulação.
- b) Quanto maior o tempo de injeção de gás maior será o comprimento da bolha de gás, fixados as velocidades das fases óleo e gás.
- c) Quanto maior a velocidade relativa entre as fases gás e líquido menor será a velocidade da bolha de Taylor, mantendo constante o tempo de injeção.
- d) Para um escoamento em duto horizontal, a bolha de gás tende a ficar numa posição assimétrica em relação ao centro do duto, sendo simétrica para um escoamento em duto vertical.
- e) O diâmetro do duto afeta a formação da bolha de Taylor. Fixado o tempo de injeção e velocidade relativa gás/óleo, quanto maior o diâmetro do duto menor será a possibilidade de formação do padrão slug (bolha de Taylor).
- f) Alterando-se o raio de curvatura da conexão angular do duto, este não interfere no formato e no desempenho fluidodinâmico da bolha de Taylor ao longo do duto, exceto na passagem da bolha pela junção, onde a mesma tende a acompanhar o formato da curvatura do duto.

- g) A viscosidade não interfere significativamente no formato da bolha de Taylor, assim como o comportamento da performance da velocidade de locomoção da bolha, contudo, a formação da bolha ocorre mais facilmente em fluidos com maior viscosidade.
- h) Observou-se uma pequena dispersão das partículas de gás para a fase contínua, o que pode estar associada ao modelo de partícula dispersa adotado no presente trabalho.
- i) A perda de pressão no duto diminui com o aumento do diâmetro do duto e quantidade de gás injetado.
- j) As forças viscosas e gravitacionais atuando na fase gás são importantes, nas condições de entrada usadas neste trabalho, contudo as forças devido ao empuxo só são importantes para situações onde o diâmetro do duto for igual ou superior a 6mm.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BERCIC, G., PINTAR, A., “The Role of Gas Bubbles and Liquid Slug Lengths on Mass Transport in the Taylor Flow through Capillaries”, *Chemical Engineering Science*, V. 52, nº 21-22, p. 3709 – 3719, 1997.

BI, Q.C; ZHAO, T. S., “Taylor Bubbles in Miniaturized Circular and Noncircular Channels”, *International Journal of Multiphase Flow*, V. 27, nº 3, p. 561 -570, 2001.

BIRD, O., STEWART, W. E., LIGHTFOOT, E. N., “Fenômenos de Transporte”, Editora Reverte S/A, Barcelona, Espanha, 1973.

BRAUNER, N.; ULLMANN, A., “Modelling of Gas Entrainment from Taylor Bubbles. Part A: Slug flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, V. 30, nº 3, p. 239–272, (2004).

BRINCO, C., home page com contextos sobre petróleo, disponível em: <<http://cristinabrinco.wikispaces.com/Petr%C3%B3leo>>, acesso em 5 de agosto de 2008.

BUGG, J. D; MACK, K; REZKALLAH, K. S.; “ A numerical Model of Taylor Bubbles Rising Through Stagnant Liquids in Vertical Tubes”, *International Journal of Multiphase Flow*, V. 24, nº 2, p. 271 - 281, (1998).

CFX-USER MANUAL. AEA Technology, United Kingdom, 1997.

CHENG, T; LIN, T., “Characteristics of Gas-Liquid Two-Phase Flow In Small Diameter Inclined Tubes”, Chemical Engineering Science, V. 56, nº 21-22, p. 6393 - 6398, 2001.

CLIFT, R., GRACE, J. R.; WEBER, M. E., “Bubbles, Drops and Particles”, Academic Press, California, Estados Unidos, 1978.

FARIAS, F. P. M; “Estudo Teórico da Termofluidodinâmica em Secadores Ciclônicos” Tese de Doutorado em Engenharia de Processos, Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, PB, Brasil, 2006.

FARIAS NETO, S. R., “Simulation Numérique de Ecoulements Annulaires Non-Etablis de Types Axial et Tourbillonnaire – Cas du Transfert de Matière”, Tese de Doutorado, Universidade de Nantes, Saint-Nazire, França, 1997.

FORTUNA, A.O., “Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos”, Editora da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2000.

HOLMAN, J. P.; “Transferência de Calor”, Editora McGraw Hill do Brasil, São paulo, 1983.

ISHII, M., ZUBER, N.; “Drag Coefficient and Relative Velocity in Bubbly, Droplet and Particulate Flow”, American Institute of Chemical Engineers (AIChE), V. 25, nº 5, p. 834 – 854, 1979

KIM, S; PARK, J. H; KOJASOY, G; KELLY, J. M; MARSHALL, S. O, “Geometric Effects of 90-degree Elbow in the Development of Interfacial Structures in Horizontal Bubbly Flow”, Nuclear Engineering and Design, V. 237, nº 21-22, p. 2105 – 2113, 2007.

KREITH, F.; “Princípios da Transmissão de Calor”, Ed. Edgard Blucher LTDA, 1977.

LIMA, M. G. S; “Estudo do Comportamento Fluidodinâmico de um Reator UASB Tratando Águas Residuárias Domésticas”, Tese de Doutorado em Engenharia de

Produção, Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande. PB, Brasil, 2008.

LUIZ, L. C.; “Visualização de Escoamentos Bifásicos em Tubulações Metálicas por Neutronografia em Tempo Real”. Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2007.

MALISKA, C. R., “Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional – Fundamentos e Coordenadas Generalizadas”, LTC – Livros Técnicos e Científicos, Editora S.A., Rio de Janeiro, 2004.

MANUAL CFX 10.0, Ansys, Harwell, UK, 2005.

MISHIMA, K.; HIKIBI, T., “Some Characteristics of Air-Water Two-Phase Flow in Small Diameter Vertical Tubes”, International Journal of Multiphase Flow, V. 22, nº 4, p. 703 - 712, 1996.

NIGMATULIN, T. R; BONETTO, F. J., “Shape of Taylor Bubbles in Vertical Tubes”, Heat Mass Transfer, V. 24, nº 8, p. 1177-1185, 1997.

PALADINO, E. E., “Estudo do Escoamento Multifásico em Medidores de Vazão do tipo Pressão Diferencial”, Tese de Doutorado em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina – SC, 2005.

PALL CORPORATION. Disponível em:< http://www.pall.com/chemical_42684.asp>, acesso em 5 de agosto de 2008.

PATANKAR, S. V., “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, USA, 1980.

PINTAR, A; BERCIC, G., “The Role of Gas Bubbles and Liquid Slug Lengths on Mass Transport in the Taylor Flow Through Capillaries”, Chemical Engineering Science, V. 52, nº 21-22, p. 3709 - 3719, 1997.

PINTO, A. M. F. R; PINHEIRO, M. N. C.; CAMPOS, J. B, “On the Interaction of Taylor Bubbles Rising in Two-Phase Co-current Slug Flow in Vertical Columns: Turbulent Wakes”, *Experimental Fluids*, V. 31, p. 644 - 652, 2001.

PINTO, A. M. F. R; CAMPOS, J. B. L. M; “Coalescence of two Gas Slugs Rising in a Vertical Column of Liquid”, *Chemical Engineering Science* , V. 48, p. 45 - 54, 1996.

PLESSET, M. S “On the Stability of Fluid Flows with Spherical Symmetry”, *Journal of Applied Physics*, 1954.

PODOWSKI, M. Z, “CFD Modelling of Two-Phase Flow and Heat Transfer”. Relatório interno, CMR – Center of Multiphase Research – Rensselaer Polytecnic Institute, Troy, NY 12180, USA, 1999.

QIAN, D; LAWAL, A, “Numerical Study on Gas and Liquid Slugs for Taylor Flow in a T- junction Microchannel”, *Chemical Engineering Science*, V. 61, nº 23, p. 7609 - 7625, 2006.

RANADE, V.V, “Computational Flow Modeling for Chemical Reactor Engineering – Process Systems Engineering Series”, V. 5, Academic Press, Pune, India, 2002.

SALMAN, W; GAVRIILIDIS, A e ANGELI, P, “A Model for Predicting Axial Mixing During Gas-Liquid Taylor Flow in Microchannels at Low Bodenstein Numbers”, *Chemical Engineering Journal*, V. 101 , nº 1-3, p. 391 – 396, 2004.

SCHILLER, L., NAUMANN, Z. “Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftbereitung. Vereines Deutscher Ingenieure. V. 77, p. 318-320, 1933, *apud* Manual CFX 10.0. Ansys, Harwell, UK, (2005).

TAHA, T.; CUI, Z. F., “CFD Modelling of Slug Flow in Vertical Tubes”, *Chemical Engineering Science*, V. 61, nº 2, p. 676 - 687, 2006.

TAITEL, Y; BORNEA, D; DUKLER, R, A.; “Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes”, American Institute of Chemical Engineers (AIChE) v. 26, p. 345 – 354, 1979.

TOMIYAMA, A; NAKAHARA, Y; ADACHI, Y; HOSOKAWA, S.; “Shapes and Rising Velocities of Single Bubbles Rising through an Inner Subchannel”, Journal of Nuclear Science and Technology, V. 40, p. 136 – 142, 2003.

WALLIS, G. B., “One Dimensional Two-Phase Flow”, Ed. McGraw Hill, Nova York, Estados Unidos, 1969.

WHITE, E. T.; BEARDMORE, R. H., “The Velocity of Rise of Single Cylindrical Air Bubbles Through Liquid Contained in Vertical Tubes”, Chemical Engineering Science, V. 17, nº 5, p. 351- 361, 1962.

YOSHIZAWA, C. J.,”Estudos De Modelos Para A Forma Das Bolhas em um escoamento Intermitente Padrão Golfadas” Dissertação de Mestrado em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental – Área Mecânica dos Fluidos Computacional, Universidade Federal do Paraná, Curitiba, PR, Brasil, 2006.

YU, Z.; HEMMINGER, O.; SHIH FAN, L., “Experiment and Lattice Boltzmann Simulation of Two-Phase Gas-Liquid Flows in Microchannels”, Chemical Engineering Science, V 62, nº 24, P. 7172-7183, 2007.

ZHENG, D.; HE, X.; CHE, D., “CFD Simulations of Hydrodynamic Characteristics in a Gas-Liquid Vertical Upward Slug Flow”, International Journal of Heat and Mass Transfer, V. 50, p. 4151-4165, 2007.

ANEXOS

ANEXO 1

Comprimento e largura da bolha durante o escoamento

CASO 1						
	(cm)	1ª Bolha	2ª Bolha	3ª Bolha	4ª Bolha	Rastro
0,03 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
0,4 s	Comprimento	0,5466	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2466	-----	-----	-----	-----
0,6 s	Comprimento	0,5330	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2242	-----	-----	-----	-----
0,8 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
1,0 s	Comprimento	0,5240	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2329	-----	-----	-----	-----
1,4 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
2,0 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----

CASO 2						
	(cm)	1ª Bolha	2ª Bolha	3ª Bolha	4ª Bolha	Rastro
0,03 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
0,4 s	Comprimento	1,6796	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2603	-----	-----	-----	-----
0,6 s	Comprimento	1,6351	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2507	-----	-----	-----	-----
0,8 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
1,0 s	Comprimento	1,6151	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2787	-----	-----	-----	-----
1,4 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
2,0 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----

CASO 3						
	(cm)	1ª Bolha	2ª Bolha	3ª Bolha	4ª Bolha	Rastro
0,03 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
0,4 s	Comprimento	0,9530	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2715	-----	-----	-----	-----
0,6 s	Comprimento	0,9657	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2696	-----	-----	-----	-----
0,8 s	Comprimento	0,9525	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2708	-----	-----	-----	-----
1,0 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
1,4 s	Comprimento	1,0519	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2719	-----	-----	-----	-----
2,0 s	Comprimento	1,1192	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2720	-----	-----	-----	-----

CASO 4						
	(cm)	1ª Bolha	2ª Bolha	3ª Bolha	4ª Bolha	Rastro
0,03 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
0,4 s	Comprimento	6,1756	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2753	-----	-----	-----	-----
0,6 s	Comprimento	7,8764	-----	-----	-----	-----
	Largura	0,2730	-----	-----	-----	-----
0,8 s	Comprimento	2,7987	3,9613	-----	-----	0,3361
	Largura	0,2798	0,2410	-----	-----	0,1890
1,0 s	Comprimento	3,0067	4,9089	-----	-----	-----
	Largura	0,2914	0,2752	-----	-----	-----
1,4 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
2,0 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----

CASO 5						
	(cm)	1ª Bolha	2ª Bolha	3ª Bolha	4ª Bolha	Rastro
0,03 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
0,4 s	Comprimento	1,2628	-----	-----	-----	2,8641
	Largura	0,2539	-----	-----	-----	0,27452
0,6 s	Comprimento	1,1876	0,9108	-----	-----	2,7333
	Largura	0,2491	0,2629	-----	-----	0,2491
0,8 s	Comprimento	1,1003	0,9480	0,8858	-----	1,4808
	Largura	0,2491	0,2491	0,2490	-----	0,2422
1,0 s	Comprimento	-----	-----	-----	-----	-----
	Largura	-----	-----	-----	-----	-----
1,4 s	Comprimento	1,0269	0,9586	1,4346	0,5496	0,6141
	Largura	0,2688	0,2421	0,2451	0,2451	0,0774
2,0 s	Comprimento	0,9598	0,9624	1,6513	0,5831	0,5644
	Largura	0,2710	0,2684	0,2735	0,2375	0,1255

ANEXO 2

Parâmetros usados no aplicativo computacional CFX versão 10.0

MATERIAL: Air at 25 C

Material Description = Air at 25 C and 1 atm (dry)

Material Group = Air Data, Constant Property Gases

Option = Pure Substance

Thermodynamic State = Gas

PROPERTIES:

Option = General Material

Thermal Expansivity = 0.003356 [K⁻¹]

ABSORPTION COEFFICIENT:

Absorption Coefficient = 0.01 [m⁻¹]

Option = Value

END

DYNAMIC VISCOSITY:

Dynamic Viscosity = 1.831E-05 [kg m⁻¹ s⁻¹]

Option = Value

END

EQUATION OF STATE:

Density = 1.185 [kg m⁻³]

Molar Mass = 28.96 [kg kmol⁻¹]

Option = Value

END

REFRACTIVE INDEX:

Option = Value

Refractive Index = 1.0 [m m⁻¹]

END

SCATTERING COEFFICIENT:

Option = Value

Scattering Coefficient = 0.0 [m⁻¹]

END

SPECIFIC HEAT CAPACITY:

Option = Value

Reference Pressure = 1 [atm]

Reference Specific Enthalpy = 0. [J/kg]

Reference Specific Entropy = 0. [J/kg/K]

Reference Temperature = 25 [C]

Specific Heat Capacity = 1.0044E+03 [J kg⁻¹ K⁻¹]

Specific Heat Type = Constant Pressure

END

THERMAL CONDUCTIVITY:

Option = Value

Thermal Conductivity = 2.61E-02 [W m⁻¹ K⁻¹]

END

END

END

MATERIAL: Oleo

Material Group = Constant Property Liquids

Option = Pure Substance

Thermodynamic State = Liquid

PROPERTIES:

Option = General Material

DYNAMIC VISCOSITY:

Dynamic Viscosity = 1.5 [kg m⁻¹ s⁻¹]

Option = Value

END

EQUATION OF STATE:

Density = 920 [kg m⁻³]

Molar Mass = 92.09 [kg kmol⁻¹]

Option = Value

END

SPECIFIC HEAT CAPACITY:

Option = Value

Reference Pressure = 1 [atm]

Reference Specific Enthalpy = 0 [J kg⁻¹]

Reference Specific Entropy = 0 [J kg⁻¹ K⁻¹]

Reference Temperature = 25 [C]

Specific Heat Capacity = 2400 [J kg⁻¹ K⁻¹]

Specific Heat Type = Constant Pressure

END

THERMAL CONDUCTIVITY:

Option = Value

Thermal Conductivity = 0.27 [W m⁻¹ K⁻¹]

END

END

END

END

PARTITIONER STEP CONTROL:

Multidomain Option = Independent Partitioning

Runtime Priority = Standard

MEMORY CONTROL:

Memory Allocation Factor = 1.0

END

PARTITIONING TYPE:

MeTiS Type = k-way

Option = MeTiS

Partition Size Rule = Automatic

END

END

COORD FRAME: Coordenadas
Axis 3 Point = 1 [m], 0 [m], 0 [m]
Coord Frame Type = Cylindrical
Option = Axis Points
Origin Point = 0.0[m],0.0[m],0.0[m]
Plane 13 Point = 0 [m], 0 [m], 1 [m]
Reference Coord Frame = Coord 0
END

DOMAIN: Dominio
Coord Frame = Coordenadas
Domain Type = Fluid
Fluids List = Air at 25 C,Oleo
Location = Assembly

BOUNDARY: Entrada

Boundary Type = INLET

Coord Frame = Coordenadas

Location = Entrada

BOUNDARY CONDITIONS:

FLOW REGIME:

Option = Subsonic

END

MASS AND MOMENTUM:

Option = Fluid Velocity

END

END

FLUID: Air at 25 C

BOUNDARY CONDITIONS:

VELOCITY:

Option = Cylindrical Velocity Components

Velocity Axial Component = Wprof(Wmax,raio,Rmax,t,Tinj)

Velocity Theta Component = 0 [m s⁻¹]

Velocity r Component = 0 [m s⁻¹]

AXIS DEFINITION:

Option = Coordinate Axis

Rotation Axis = Coordenadas.3

END

END

VOLUME FRACTION:

Option = Value

Volume Fraction = FVolum(raio,Rmax,t,Tinj)

END

END

END

FLUID: Oleo

BOUNDARY CONDITIONS:

VELOCITY:

Option = Cylindrical Velocity Components

Velocity Axial Component = 0.05 [m s⁻¹]

Velocity Theta Component = 0 [m s⁻¹]

Velocity r Component = 0 [m s⁻¹]

AXIS DEFINITION:

Option = Coordinate Axis

Rotation Axis = Coordenadas.3

END

END

VOLUME FRACTION:

Option = Value

Volume Fraction = FVOleo

END

END

END

END

BOUNDARY: Saida

Boundary Type = OUTLET

Coord Frame = Coordenadas

Location = Saida

BOUNDARY CONDITIONS:

FLOW REGIME:

Option = Subsonic

END

MASS AND MOMENTUM:

Option = Average Static Pressure

Relative Pressure = 101325 [Pa]

END

PRESSURE AVERAGING:

Option = Average Over Whole Outlet

END

END

END

BOUNDARY: Parede

Boundary Type = WALL

Coord Frame = Coordenadas

Location = Parede

FLUID: Air at 25 C

BOUNDARY CONDITIONS:

WALL INFLUENCE ON FLOW:

Option = Free Slip

END

END

END

FLUID: Oleo

BOUNDARY CONDITIONS:

WALL INFLUENCE ON FLOW:

Option = No Slip

END

END

END

WALL CONTACT MODEL:
Option = Use Volume Fraction
END
END

BOUNDARY: Simetria1
Boundary Type = SYMMETRY
Location = Simetria1
END

BOUNDARY: Simetria2
Boundary Type = SYMMETRY
Location = Simetria2
END

DOMAIN MODELS:
BUOYANCY MODEL:
Buoyancy Reference Density = 998 [kg m⁻³]
Gravity X Component = -9.81 [m s⁻²]
Gravity Y Component = 0 [m s⁻²]
Gravity Z Component = 0 [m s⁻²]
Option = Buoyant
BUOYANCY REFERENCE LOCATION:
Option = Automatic
END
END
DOMAIN MOTION:
Option = Stationary
END
MESH DEFORMATION:
Option = None
END
REFERENCE PRESSURE:
Reference Pressure = 101325 [Pa]
END
END
FLUID: Air at 25 C

FLUID MODELS:

FLUID BUOYANCY MODEL:
Option = Density Difference
END
MORPHOLOGY:
Maximum Packing = 1
Mean Diameter = 0.0016 [m]
Minimum Volume Fraction = 1e-15
Option = Dispersed Fluid
END
END

END
FLUID: Oleo
FLUID MODELS:
FLUID BUOYANCY MODEL:
Option = Non Buoyant
END
MORPHOLOGY:
Option = Continuous Fluid
END
END
END
FLUID MODELS:
COMBUSTION MODEL:
Option = None
END
HEAT TRANSFER MODEL:
Homogeneous Model = False
Option = None
END
THERMAL RADIATION MODEL:
Option = None
END
TURBULENCE MODEL:
Homogeneous Model = False
Option = Laminar
END
END
FLUID PAIR: Air at 25 C | Oleo
Surface Tension Coefficient = 0.07 [N m⁻¹]
INTERPHASE TRANSFER MODEL:
Option = Particle Model
END
MASS TRANSFER:
Option = None
END
MOMENTUM TRANSFER:
DRAG FORCE:
Option = Grace
Volume Fraction Correction Exponent = 4
END
LIFT FORCE:
Option = None
END
VIRTUAL MASS FORCE:
Option = None
END
WALL LUBRICATION FORCE:
Option = None
END
END

END
MULTIPHASE MODELS:
Homogeneous Model = False
FREE SURFACE MODEL:
Option = None
END
END
END

INITIALISATION:

Coord Frame = Coordenadas
Option = Automatic
FLUID: Air at 25 C
INITIAL CONDITIONS:
Velocity Type = Cylindrical
CYLINDRICAL VELOCITY COMPONENTS:
Option = Automatic with Value
Velocity Axial Component = 0 [m s⁻¹]
Velocity Theta Component = 0 [m s⁻¹]
Velocity r Component = 0 [m s⁻¹]
AXIS DEFINITION:
Option = Coordinate Axis
Rotation Axis = Coordenadas.3
END
END
VOLUME FRACTION:
Option = Automatic with Value
Volume Fraction = 0
END
END
END
FLUID: Oleo
INITIAL CONDITIONS:
Velocity Type = Cylindrical
CYLINDRICAL VELOCITY COMPONENTS:
Option = Automatic with Value
Velocity Axial Component = 0.05 [m s⁻¹]
Velocity Theta Component = 0 [m s⁻¹]
Velocity r Component = 0 [m s⁻¹]
AXIS DEFINITION:
Option = Coordinate Axis
Rotation Axis = Coordenadas.3
END
END
VOLUME FRACTION:
Option = Automatic with Value
Volume Fraction = 1
END
END

END
INITIAL CONDITIONS:
STATIC PRESSURE:
Option = Automatic
END
END
END

OUTPUT CONTROL:

RESULTS:
File Compression Level = Default
Option = Standard
END
TRANSIENT RESULTS: Transient Results 1
File Compression Level = Default
Include Mesh = No
Option = Selected Variables
Output Variables List = Absolute Pressure,Air at 25 C.Specific \
Volume,Air at 25 C.Superficial Velocity,Air at 25 C.Velocity,Air at \
25 C.Volume Fraction,Dynamic Viscosity,Oleo.Specific \
Volume,Oleo.Superficial Velocity,Oleo.Velocity,Oleo.Volume \
Fraction,Pressure,Total Pressure,Velocity,Wall Shear
Time Interval = 0.005 [s]
END
END

SIMULATION TYPE:

Option = Transient
INITIAL TIME:
Option = Value
Time = 0 [s]
END
TIME DURATION:
Option = Total Time
Total Time = 1 [s], 2 [s], 4 [s]
END
TIME STEPS:
Option = Timesteps for the Run
Timesteps for the Run = 0.01 [s]
END
END

SOLVER CONTROL:

ADVECTION SCHEME:
Option = High Resolution
END
CONVERGENCE CONTROL:

Maximum Number of Coefficient Loops = 3
Timescale Control = Coefficient Loops
END
CONVERGENCE CRITERIA:
Residual Target = 1.E-4
Residual Type = RMS
END
INTERPOLATION SCHEME:
Pressure Interpolation Type = Trilinear
Velocity Interpolation Type = Trilinear
END
TRANSIENT SCHEME:
Option = Second Order Backward Euler
END
END
END
COMMAND FILE:
Version = 10.0
Results Version = 10.0
END

EXPERT PARAMETERS:

build artificial wall = f
relax mass = 0.75
solve volfr = t
transient initialisation override = t
END

EXPRESSIONS:

$T_{inj} = 0.5 \text{ [s]}$
 $raio = \sqrt{x^2 + y^2}$
 $R_{max} = 0.0005 \text{ [m]}$
 $FVO_{leo} = 1 - FVolum(raio, R_{max}, t, T_{inj})$
 $W_{max} = 0.1 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$
END
END

SOLUTION UNITS:

Angle Units = [rad]
Length Units = [m]
Mass Units = [kg]
Solid Angle Units = [sr]
Temperature Units = [K]
Time Units = [s]
END

USER ROUTINE DEFINITIONS:

USER ROUTINE: Wprof
Calling Name = Inlet_Velocity
Library Name = Pipe_Inlet
Library Path = D:/luis/Tinj_05_inj_menor
Option = User CEL Function
END
USER ROUTINE: FVolum
Calling Name = inlet_fracao
Library Name = Fracao
Library Path = D:/luis/Tinj_05_inj_menor
Option = User CEL Function
END
END

LIBRARY:

CEL:
FUNCTION: Wprof
Argument Units = [m s⁻¹],[m],[m],[s],[s]
Option = User Function
Result Units = [m s⁻¹]
User Routine Name = Wprof
END
FUNCTION: FVolum
Argument Units = [m],[m],[s],[s]
Option = User Function
Result Units = []
User Routine Name = FVolum
END

RUN DEFINITION:

Definition File = D:/Tinj_05_inj_menor/malha_2Cilindrica_velo_05.def
Interpolate Initial Values = Off
Run Mode = Full
END
SOLVER STEP CONTROL:
Runtime Priority = Standard
EXECUTABLE SELECTION:
Double Precision = On
END
MEMORY CONTROL:
Memory Allocation Factor = 1.0
END
PARALLEL ENVIRONMENT:
Number of Processes = 1
Start Method = Serial
END
END
END