

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR LUIZ EDUARDO
MELO LIMA E APROVADA
PELA COMISSÃO JULGADORA EM 13.07.2011

ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Luiz Eduardo Melo Lima

Análise do Modelo de Mistura Aplicado em Escoamentos Isotérmicos Gás-Líquido

Campinas, 2011

102/2011

Luiz Eduardo Melo Lima

Análise do Modelo de Mistura Aplicado em Escoamentos Isotérmicos Gás-Líquido

Tese apresentada ao Curso de Doutorado da Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Estadual de Campinas, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Eugenio Spano Rosa

Campinas

2011

i

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE - UNICAMP

L628a Lima, Luiz Eduardo Melo
 Análise do modelo de mistura aplicado em escoamentos isotérmicos gás-líquido / Luiz Eduardo Melo
 Lima – Campinas, SP: [s.n.], 2011.

 Orientador: Eugenio Spano Rosa.
 Tese de Doutorado – Universidade Estadual de
 Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

 1. Escoamento bifásico. 2. Tubulações - Dinâmica dos fluidos. 3. Indústria petrolífera. I. Rosa, Eugenio Spano. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

Título em Inglês:	Analysis of mixture model applied in gas-liquid isothermals flows
Palavras-Chave em Inglês:	Two-phase flows; Pipe-fluid dynamics; Mixture model; Petroleum industry.
Área de Concentração:	Térmica e Fluidos
Titulação:	Doutor em Engenharia Mecânica
Banca Examinadora:	Marcos Akira d'Ávila, Rogerio Gonçalves dos Santos, Geraldo Afonso Spinelli Martins Ribeiro e Oscar Maurício Hernandez Rodriguez.
Data da Defesa:	13/07/2011
Programa de Pós-Graduação:	Engenharia Mecânica

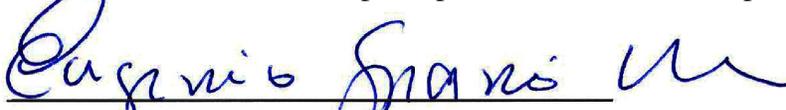
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE DOUTORADO

**Análise do Modelo de Mistura Aplicado em
Escoamentos Isotérmicos Gás-Líquido**

Autor: Luiz Eduardo Melo Lima
Orientador: Prof. Dr. Eugenio Spano Rosa

A Banca Examinadora composta pelos membros abaixo aprovou esta Tese:



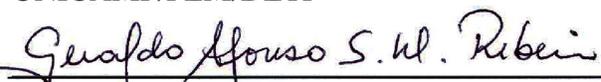
Prof. Dr. Eugenio Spano Rosa, Presidente
UNICAMP/FEM/DE



Prof. Dr. Marcos Akira d'Ávila
UNICAMP/FEM/DEMA



Prof. Dr. Rogério Gonçalves dos Santos
UNICAMP/FEM/DETF



Prof. Dr. Geraldo Afonso Spinelli Martins Ribeiro
PETROBRAS



Prof. Dr. Oscar Maurício Hernandez Rodriguez
EESC-USP/SEM

Campinas, 13 de Julho de 2011

Dedico este trabalho a meus pais, a minha irmã, a minha namorada e a todos meus amigos.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus, agradeço pela vida e pelo livre arbítrio, bem como a Nossa Senhora, agradeço pela sua intercessão na minha vida.

A PETROBRAS e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), agradeço pelo suporte financeiro à realização deste trabalho.

Ao Prof. Eugênio Spanó Rosa, agradeço pela orientação e incentivos apresentados durante a realização do trabalho, bem como pela amizade cultivada.

A minha mãe, Maria José, a meu pai, José Carlos, e a minha irmã, Juciana, agradeço pelas inúmeras contribuições, incentivos, carinho e apoio, fundamentais ao meu crescimento pessoal e profissional.

A minha namorada Fernanda Cristina, agradeço por todo seu incentivo, carinho e amor, sempre me auxiliando nos momentos difíceis.

Aos professores, funcionários e colegas da Universidade Estadual de Campinas, agradeço pelos agradáveis momentos de descontração, conhecimentos compartilhados e amizade dedicada.

Enfim, a todos os amigos e familiares, agradeço pelo apoio e incentivo.

*A imaginação é mais importante que a ciência,
porque a ciência é limitada, ao passo que a
imaginação abrange o mundo inteiro.*

ALBERT EINSTEIN

RESUMO

Escoamentos gás-líquido são frequentemente encontrados na natureza, bem como em diversas aplicações industriais. Na área de produção de petróleo, por exemplo, em sistemas de elevação natural ou artificial (*gas-lift* contínuo ou intermitente), gás e óleo escoam simultaneamente em tubulações. A previsão de escoamentos gás-líquido torna-se necessária à viabilidade técnica-econômica de muitos processos industriais, por exemplo, na indústria de petróleo devido ao aumento do consumo mundial de combustíveis e a descoberta de novos campos petrolíferos. Em escoamentos gás-líquido, as fases se distribuem espacialmente e temporalmente ao longo da tubulação dependendo das vazões, propriedades físicas das fases e das características da tubulação, entre outros parâmetros. A combinação destes fatores gera diversos padrões de escoamento gás-líquido que podem ser agrupados em três classes principais: disperso, separado e intermitente. Os principais objetivos deste trabalho são o desenvolvimento e a análise de uma modelagem unidimensional em regime permanente, baseada no modelo de mistura, que permita a simulação de escoamentos isotérmicos gás-líquido em tubulações com seção transversal circular constante, considerando a fenomenologia envolvida nestes escoamentos. Dentre as contribuições obtidas com a realização deste trabalho destacam-se: a identificação das vantagens e limitações do modelo; as análises de suas formulações, dos parâmetros de fechamento e de sensibilidade às variáveis relacionadas aos padrões; a proposição de um método de solução para um modelo fenomenológico de força de atrito na parede, aplicável aos diversos padrões de escoamento gás-líquido. Os resultados do modelo de mistura foram comparados contra dados experimentais do gradiente de pressão de escoamento nos padrões disperso, separado e intermitente, em diversas inclinações de tubo. Além disto, foram realizadas análises envolvendo transição de padrão de escoamento num tubo vertical. Os resultados obtidos demonstraram que o modelo de mistura captura de forma satisfatória o gradiente de pressão para os diversos padrões de escoamento gás-líquido, num único algoritmo de integração.

Palavras-Chave: Escoamento bifásico; Tubulações - Dinâmica dos fluidos; Indústria petrolífera.

ABSTRACT

Gas-liquid flows are often found in nature as well as in various industrial applications. In the oil production, for example, in natural or artificial lift systems (continuous or intermittent gas-lift), gas and oil flow simultaneously in pipes. The prediction of gas-liquid behavior becomes necessary for technical and economic viability of many industrial processes, for example, the oil industry due to the increase of world oil consumption and the discovery of new oilfields. In gas-liquid flow, the phases are distributed spatially and temporally along the pipe depending on the flow rate, phase's physical properties and pipe characteristics, among other parameters. The combination of these factors creates different gas-liquid flow patterns that can be grouped into three main classes: dispersed, separated and intermittent. The main objectives of this work are the development and analysis of a steady one-dimensional modeling, based on the mixture model, which allows the simulation of isothermal gas-liquid flow in pipes with constant circular cross section, considering the phenomenology involved in these flows. Among the contributions obtained in this work stand out: to identify the advantages and limitations of the model; the analysis of their formulations, closing parameters and sensibility to variables related to the patterns; to propose a solution method for a phenomenological model of the wall friction force, applied to the different gas-liquid flow patterns. The mixture model results were compared against pressure gradient experimental data from flow in the dispersed, separated and intermittent patterns, in different pipe inclinations. In addition, it was performed an analysis of the flow pattern transition in a vertical pipe. The results showed that the mixture model captures satisfactorily the pressure gradient for different gas-liquid flow patterns, in a single integration algorithm.

Keywords: Two-phase flows; Pipe-fluid dynamics; Mixture model; Petroleum industry.

LISTA DE FIGURAS

1.1	Classificação dos padrões de escoamento gás-líquido.	2
1.2	Representação esquemática dos padrões de escoamento gás-líquido em linhas horizontais.	3
1.3	Representação esquemática dos padrões de escoamento gás-líquido em linhas verticais.	4
1.4	Imagens dos padrões de escoamento gás-líquido em linhas verticais. Da esquerda para direita têm-se: bolhas distorcidas, capa esférica, golfadas, golfadas instáveis, semianular e anular.	5
1.5	Representação esquemática da produção e transporte de petróleo.	8
3.1	Modelagem de escoamentos multifásicos.	25
4.1	Escoamento de bolhas dispersas e suas variáveis.	34
4.2	Escoamento estratificado e suas variáveis.	37
4.3	Escoamento anular e suas variáveis.	38
4.4	Perfis das correlações para E_D com $P = 1$ atm, num tubo vertical com $D = 26$ mm.	41
4.5	Escoamento de golfadas e suas variáveis em linhas horizontais a inclinadas.	44
4.6	Escoamento de golfadas e suas variáveis em linhas verticais.	45
4.7	Perfis das correlações para f com $J_L = 1$ m/s e $P = 1$ atm, num tubo com $D = 26$ mm.	48
4.8	Perfis das correlações para R_S com $J_L = 1$ m/s e $P = 1$ atm, num tubo com $D = 26$ mm.	50
5.1	Esquema de integração do modelo de mistura.	54
5.2	Fluxograma de solução do modelo de α	59
5.3	Representação do modelo de viscosidade de mistura.	61
5.4	Fluxograma de solução do modelo de \mathcal{T}_w	63
5.5	Fluxograma global de solução do modelo de mistura.	65
6.1	Representação esquemática do circuito horizontal.	72
6.2	Representação esquemática do circuito com inclinação variável.	73
6.3	Imagens da treliça articulada nas inclinações de 0° , 45° e 90°	74
6.4	Pontos da Tabela 6.3 no mapa de padrões horizontal de Taitel e Dukler (1976).	81
6.5	Pontos da Tabela 6.4 no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).	82

7.1	Erro relativo do gradiente de pressão para escoamento monofásico de água ascendente, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$	84
7.2	Análise de sensibilidade para escoamento intermitente nas inclinações 0° e 90°	87
7.3	Análise de sensibilidade para escoamento intermitente nas inclinações de 15° a 75°	88
7.4	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento disperso ascendente, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 2 obtida pelo autor, da grade 8 obtida por Bueno (2010) e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008).	90
7.5	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento estratificado ondulado, num tubo horizontal com $D = 38$ mm e $L = 82D$, referentes aos pontos da grade 10 obtida por Torres (1992).	92
7.6	Formas para representação da interface em escoamento estratificado horizontal.	92
7.7	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamentos semianular e anular, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 2 obtida pelo autor e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008).	93
7.8	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamentos semianular e anular, num tubo vertical com $D = 32$ mm e $L = 39D$, referentes aos pontos da grade 11 obtida por Owen (1986).	94
7.9	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo horizontal com $D = 26$ mm e $L = 324D$, referentes aos pontos da grade 1 obtida pelo autor.	96
7.10	Análise das incertezas do gradiente de pressão no escoamento intermitente horizontal.	97
7.11	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 15° com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 3 obtida por Bueno (2010).	99
7.12	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 30° com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 4 obtida por Bueno (2010).	99
7.13	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 45° com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 5 obtida por Bueno (2010).	100

7.14	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 60° com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 6 obtida por Bueno (2010).	100
7.15	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 75° com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 7 obtida por Bueno (2010).	101
7.16	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 2 obtida pelo autor, da grade 8 obtida por Bueno (2010) e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008). . .	102
7.17	Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo vertical com $D = 32$ mm e $L = 39D$, referentes aos pontos da grade 11 obtida por Owen (1986).	103
7.18	Transição de padrões de escoamento devido ao aumento do J_G , num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 2 obtida pelo autor (*).	105
7.19	Transição entre padrões de escoamento devido ao aumento do J_G , num tubo vertical com $D = 32$ mm e $L = 39D$, referentes aos pontos da grade 11 obtida por Owen (1986).	106
7.20	Representação esquemática das linhas verticais em função da velocidade superficial de líquido para escoamento com transição de padrão devido à diminuição da pressão.	107
7.21	Estimativas das propriedades de um escoamento com transição de padrão devido à expansão do gás pela queda de pressão ao longo de um tubo vertical com $D = 26$ mm.	109
7.22	Estimativas das propriedades de um escoamento com transição de padrão devido à expansão do gás pela queda de pressão ao longo de um tubo vertical com $D = 78$ mm.	110
A.1	Pontos da Tabela A.1 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).	134
A.2	Pontos da Tabela A.2 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).	135
A.3	Pontos da Tabela A.3 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).	136
A.4	Pontos da Tabela A.4 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).	137
A.5	Pontos da Tabela A.5 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).	138
A.6	Pontos da Tabela A.6 no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).	139
A.7	Pontos da Tabela A.7 no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).	141
A.8	Diagrama esquemático da tubulação bifásica (cotas em mm).	142
A.9	Pontos da Tabela A.8 no mapa de padrões horizontal de Taitel e Dukler (1976).	145

A.10 Diagrama esquemático da plataforma vertical de testes Harwell LOTUS.	146
A.11 Pontos da Tabela A.9 no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).	147

LISTA DE TABELAS

3.1	Parâmetros das equações gerais de conservação dos modelos.	30
4.1	Definições para $C_{0,B}$ e $C_{\infty,B}$ das bolhas dispersas em função do regime.	35
4.2	Propriedades geométricas para interfaces plana e concêntrica.	39
4.3	Correlações para estimativa da fração de arraste de gotículas E_D	40
4.4	Definições para $C_{0,T}$ e $C_{\infty,T}$ da bolha alongada em regime turbulento.	46
4.5	Definições para $C_{0,B}$ e $C_{\infty,B}$ das bolhas dispersas no pistão de líquido.	46
4.6	Correlações para estimativa da frequência da célula unitária f	48
4.7	Correlações para estimativa da fração de líquido no pistão R_S	49
5.1	Parâmetros da relação de deslizamento e da velocidade da bolha alongada.	57
5.2	Definições para C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$ em função do padrão de escoamento.	59
5.3	Valores do coeficiente de ajuste de Chisholm.	62
5.4	Definições de propriedades das fases, regiões do escoamento e mistura.	64
6.1	Propriedades dos fluidos à 101 325 Pa e 298 K.	77
6.2	Grades de pontos experimentais utilizadas neste trabalho.	78
6.3	Pontos experimentais da grade 1, sendo $D = 26$ mm, $L = 324D$ e $\theta = 0^\circ$	79
6.4	Pontos experimentais da grade 2, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 90^\circ$	80
7.1	Gradiente de pressão analítico para escoamento monofásico de água ascendente, com pressão na seção de saída de 1 atm, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$	84
7.2	Valores percentuais de $ \delta_{R,(\Delta P/L)} $ em função das correlações de E_D , resultantes dos pontos experimentais da grade 2 obtida pelo autor e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008).	86
7.3	Valores percentuais de $ \delta_{R,(\Delta P/L)} $ em função das correlações de E_D , resultantes dos pontos experimentais da grade 11 obtida por Owen (1986).	86
A.1	Pontos experimentais da grade 3, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 15^\circ$	134
A.2	Pontos experimentais da grade 4, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 30^\circ$	135
A.3	Pontos experimentais da grade 5, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 45^\circ$	136

A.4	Pontos experimentais da grade 6, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 60^\circ$	137
A.5	Pontos experimentais da grade 7, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 75^\circ$	138
A.6	Pontos experimentais da grade 8, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 90^\circ$	139
A.7	Pontos experimentais da grade 9, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 90^\circ$	140
A.8	Pontos experimentais da grade 10, sendo $D = 38$ mm, $L = 82D$ e $\theta = 0^\circ$	143
A.9	Pontos experimentais da grade 11, sendo $D = 32$ mm, $L = 39D$ e $\theta = 90^\circ$	143

LISTA DE ALGORITMOS

4.1	Determinação da fração de líquido e do regime das bolhas dispersas.	36
4.2	Determinação da espessura de filme de líquido para escoamento separado.	43
4.3	Determinação do perfil de filme de líquido para escoamento intermitente.	52
5.1	Solução global do modelo de mistura.	66
5.2	Procedimento de identificação do padrão de escoamento gás-líquido.	67
5.3	Determinação de α e \mathcal{T}_W para escoamento disperso.	68
5.4	Determinação de α e \mathcal{T}_W para escoamento separado.	68
5.5	Determinação de α e \mathcal{T}_W para escoamento intermitente.	69

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

Abreviaturas

abs.	absoluto
atr.	atrito
crít.	crítico
cte.	constante
disp.	disperso
eq.	equação
esp.	específico
fenom.	fenomenológico
homog.	homogêneo
inter.	intermitente
líq.	líquido
máx.	máximo
mín.	mínimo
monof.	monofásico
n.	número
separ.	separado

Siglas

2PFG	Grupo de Escoamento Bifásico, do inglês <i>Two Phase Flow Group</i>
AN	anular, do inglês <i>annular</i>
BU	bolhas, do inglês <i>bubbles</i>
CT	critério de transição
DB	bolhas distorcidas, do inglês <i>distorted bubbles</i>
DE	Departamento de Energia
DF	escoamento disperso, do inglês <i>dispersed flow</i>
DR	gotas, do inglês <i>drops</i>
EB	bolha alongada, do inglês <i>elongated bubble</i>
FEM	Faculdade de Engenharia Mecânica
IF	escoamento intermitente, do inglês <i>intermittent flow</i>
IFP	Instituto Francês de Petróleo, do francês <i>Institut Français du Pétrole</i>

PL	pistonado, do inglês <i>plug</i>
SA	semianular, do inglês <i>semi-annular</i>
SC	capa esférica, do inglês <i>spherical cap</i>
SF	escoamento separado, do inglês <i>separated flow</i>
SL	golfadas, do inglês <i>slug</i>
SS	estratificado liso, do inglês <i>stratified smooth</i>
ST	estratificado, do inglês <i>stratified</i>
SW	estratificado ondulado, do inglês <i>stratified wavy</i>
UB	bolhas uniformes, do inglês <i>uniforms bubbles</i>
UNICAMP	Universidade Estadual de Campinas
US	golfadas instáveis, do inglês <i>unstable slug</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Latinas

A	área	[m ²]
C_0	parâmetro de distribuição	
C_V	coeficiente de covariância da velocidade	
D	diâmetro	[m]
E_D	fração de arraste de gotículas (<i>entrainment fraction</i>)	
E_o	número de Eötvös	
F_I	força de arrasto interfacial por unidade de volume	[N/m ³]
Fr	número de Froude	
G	fluxo mássico	[kg/(m ² ·s)]
g	aceleração gravitacional	[m/s ²]
H	altura ou espessura	[m]
J	velocidade superficial ou fluxo volumétrico	[m/s]
L	comprimento	[m]
M_I	termo das forças interfaciais por unidade de volume	[N/m ³]
Mo	número de Morton	
N_μ	número de viscosidade	
P	pressão	[N/m ²]
Q	vazão volumétrica	[m ³ /s]
R	fração de líquido	
Re	número de Reynolds	
$R_{esp.}$	constante específica do gás	[J/(kg·K)]
S	perímetro	[m]
T	temperatura	[K]
t	tempo	[s]
\mathcal{T}_I	força de atrito interfacial por unidade de volume	[N/m ³]
\mathcal{T}_W	força de atrito na parede por unidade de volume	[N/m ³]
U	velocidade absoluta	[m/s]
V	velocidade relativa	[m/s]
W	vazão mássica	[kg/s]

We	número de Weber	
z	coordenada axial	[m]

Letras Gregas

α	fração da fase	
χ	parâmetro de Lockhart e Martinelli	
δ	espessura de filme de líquido adimensional	
ϵ	incerteza de uma grandeza	
ε	rugosidade absoluta	[m]
Γ	vazão mássica por unidade de volume devido à mudança de fase	[kg/(m ³ ·s)]
κ	coeficiente de ajuste de Chisholm	
λ	ângulo formado pela interface plana	[rad]
μ	viscosidade cinemática	[kg/(m·s)]
Φ	multiplicador bifásico	
π	constante circular	[rad]
ρ	massa específica	[kg/m ³]
σ	tensão superficial gás-líquido	[N/m]
τ_I	tensão de cisalhamento interfacial	[N/m ²]
τ_W	tensão de cisalhamento na parede	[N/m ²]
θ	ângulo de inclinação	[rad]
ς	desvio padrão	
ξ	parâmetro adimensional	

Sobrescritos

*	adimensional ou modificado
monof.	monofásico
—	média
saída	saída (condição de contorno)

Subscritos

0	referência
B	bolhas dispersas
C	corrente gasosa no escoamento separado
crít.	crítico

D	gotículas dispersas
esp.	específico
F	filme de líquido
G	gás
i	vizinhança i
I	interfacial
∞	meio contínuo estagnado
J	centro de volume da mistura
j	j -ésimo
k	fase
k, i	da fase k em relação à vizinhança i
L	líquido
máx.	máximo
mín.	mínimo
R	relativo
S	corrente líquida no escoamento disperso
T	bolha alongada
W	parede

Notações

Ψ	grandeza genérica
$\Delta\Psi$	diferença ou incremento
$\langle\Psi\rangle, \Psi$	média na seção transversal
$\langle\langle\Psi_k\rangle\rangle, (\Psi_k)_\alpha$	média na seção transversal ponderada
X	grandeza medida

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Fundamentos de Escoamentos Multifásicos	1
1.1.1	Padrões de Escoamento Gás-Líquido	2
1.2	Motivação	8
1.3	Objetivos	10
1.4	Organização do Texto	12
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	13
2.1	Histórico do Modelo de Mistura	14
2.2	Trabalhos Relacionados ao Modelo de Mistura	15
3	MODELO DE MISTURA	21
3.1	Definições de Variáveis e suas Relações Cinemáticas	21
3.2	Formulação das Equações	24
3.2.1	Modelo de Dois Fluidos 1D	26
3.2.2	Modelo de Fases Separadas 1D em Regime Permanente	27
3.2.3	Modelo de Mistura 1D em Regime Permanente	28
3.2.4	Modelo Homogêneo 1D em Regime Permanente	29
3.2.5	Forma Geral para Representação dos Modelos	29
3.3	Formulações do Modelo de Mistura: TACITE vs. <i>Drift-Flux</i>	30
3.4	Parâmetros de Fechamento do Modelo de Mistura	31
4	PROPRIEDADES RELACIONADAS AOS PADRÕES DE ESCOAMENTO	33
4.1	Escoamento Disperso	33
4.2	Escoamento Separado	36
4.2.1	Fração de Arraste de Gotículas	39
4.2.2	Modelo de Espessura Filme de Líquido	42
4.3	Escoamento Intermitente	44
4.3.1	Fator de Intermitência e Frequência da Célula Unitária	47

4.3.2	Fração de Líquido no Pistão	49
4.3.3	Modelo de perfil de Filme de Líquido	51
5	PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO DO MODELO DE MISTURA	53
5.1	Modelo de Fração de Gás	55
5.1.1	Definições para C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$ em Escoamento Disperso	55
5.1.2	Definições para C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$ em Escoamento Separado	55
5.1.3	Definições para C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$ em Escoamento Intermitente	57
5.1.4	Solução do Modelo de Fração de Gás	59
5.2	Modelo de Força de Atrito na Parede	60
5.2.1	Método 1 - Fenomenológico	60
5.2.2	Método 2 - Homogêneo	61
5.2.3	Método 3 - Empírico - Correlações de Lockhart-Martinelli	62
5.2.4	Solução do Modelo de Força de Atrito na Parede	63
5.3	Solução do Modelo de Mistura em Função do Padrão de Escoamento	65
5.4	Comentários sobre a Solução dos Modelos de Fases Separadas e Homogêneo	69
6	APARATOS EXPERIMENTAIS E TÉCNICAS DE MEDIÇÃO	71
6.1	Circuito Horizontal	71
6.2	Circuito com Inclinação Variável	73
6.3	Técnicas de Medição e Instrumentação	74
6.4	Análises de Incertezas	75
6.5	Propriedades dos Fluidos	77
6.6	Grades de Pontos Experimentais	77
6.6.1	Dados Experimentais Obtidos neste Trabalho	78
7	ANÁLISE DOS RESULTADOS	83
7.1	Análise do Passo de Integração	83
7.2	Análise de Sensibilidade do Modelo em Relação às Correlações	85
7.2.1	Análise de Sensibilidade para Escoamento Separado	85
7.2.2	Análise de Sensibilidade para Escoamento Intermitente	87
7.3	Análise do Desvio Relativo do Gradiente de Pressão para Escoamento Disperso	89

7.4	Análise do Desvio Relativo do Gradiente de Pressão para Escoamento Separado . . .	91
7.4.1	Escoamento Estratificado Horizontal	91
7.4.2	Escoamento Anular Vertical	93
7.5	Análise do Desvio Relativo do Gradiente de Pressão para Escoamento Intermitente	95
7.5.1	Escoamento Intermitente Horizontal	95
7.5.2	Escoamento Intermitente em Linhas Inclinadas	98
7.5.3	Escoamento Intermitente Vertical	101
7.5.4	Comentários sobre a Análise para Escoamento Intermitente	103
7.6	Análise das Transições de Padrões de Escoamento	104
7.6.1	Transição Devido ao Aumento da Velocidade Superficial de Gás	105
7.6.2	Transição Devido à Diminuição da Pressão ao Longo de um Tubo	107
8	CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	113
8.1	Conclusões Obtidas neste Trabalho	113
8.2	Sugestões para Trabalhos Futuros	117
	REFERÊNCIAS	119
	APÊNDICE A - DADOS EXPERIMENTAIS COMPLEMENTARES	133
A.1	Dados Experimentais Obtidos por Bueno (2010)	133
A.2	Dados Experimentais Obtidos por Rosa e Mastelari (2008)	140
A.3	Dados Experimentais Obtidos por Torres (1992)	142
A.4	Dados Experimentais Obtidos por Owen (1986)	143

1 INTRODUÇÃO

1.1 Fundamentos de Escoamentos Multifásicos

Na termodinâmica clássica, a fase de uma substância pura é definida como “um estado macroscópico da matéria, com estrutura física e composição química homogêneas”. Deste modo, um sólido, um líquido ou um gás constituem as fases de uma substância. O escoamento simultâneo de duas ou mais fases é denominado escoamento multifásico.

O termo multicomponente é às vezes utilizado para descrever escoamentos nos quais as fases não consistem da mesma substância química. Por exemplo, escoamento de vapor d’água e água é dito bifásico, enquanto que escoamento de ar e água é dito bicomponente. Alguns escoamentos bicomponentes consistem de uma única fase (por exemplo, líquida), mas são frequentemente chamados de escoamentos bifásicos devido à imiscibilidade dos componentes presentes. Desde que as formulações matemáticas que descrevem escoamentos bifásicos ou bicomponentes sejam idênticas, qualquer uma das duas definições pode ser utilizada (WALLIS, 1969).

Escoamento multifásico é o termo geral usado para se referir a qualquer escoamento de fluido com mais de uma fase ou componente presente, excluindo aqueles casos em que os componentes estão misturados em nível molecular. O escoamento bifásico é o caso mais simples e sua análise constitui um desafio devido à complexidade dos fenômenos físicos envolvidos.

Além das classificações normalmente adotadas para escoamentos monofásicos, ou seja, de acordo com a geometria na qual o fluido escoar (por exemplo, uma tubulação com seção quadrada ou circular), e de acordo com o seu regime (se laminar ou turbulento), os escoamentos gás-líquido são classificados de acordo com padrões de escoamento apresentados pela mistura bifásica. Estes padrões constituem-se de diferentes geometrias ou estruturas internas, que são dependentes das vazões, das propriedades das fases e das características da tubulação. Além disto, a existência de interfaces entre as fases, introduzindo as chamadas condições de salto (que descrevem as transferências de massa, de quantidade de movimento e de energia entre as fases) e descontinuidades nas propriedades locais, são outras características peculiares destes escoamentos.

1.1.1 Padrões de Escoamento Gás-Líquido

O desenvolvimento de modelos para representação de escoamentos gás-líquido em tubulações requer o conhecimento da distribuição espacial das fases. Isto é, a forma como as forças interfaciais atuam no escoamento está relacionada com a distribuição espacial das fases, sua forma e densidade de área superficial (ISHII; HIBIKI, 2006). Deste modo, espera-se que variações na distribuição espacial das fases influenciem as forças interfaciais que devem ser capturadas pelos modelos. Usualmente, a informação relativa à distribuição espacial das fases é dada, de forma qualitativa, por meio da classificação em padrões de escoamento.

Em escoamentos gás-líquido, as fases se distribuem espacialmente e temporalmente ao longo da tubulação dependendo das vazões, propriedades físicas das fases e das características da tubulação, entre outros parâmetros. A combinação destes fatores gera diversos padrões de escoamento gás-líquido que podem ser agrupados em três classes principais: disperso, separado e intermitente. Estas três classes principais podem ser subclassificados conforme fluxograma apresentado na Figura 1.1. As descrições destas subclassificações são apresentadas na sequência.

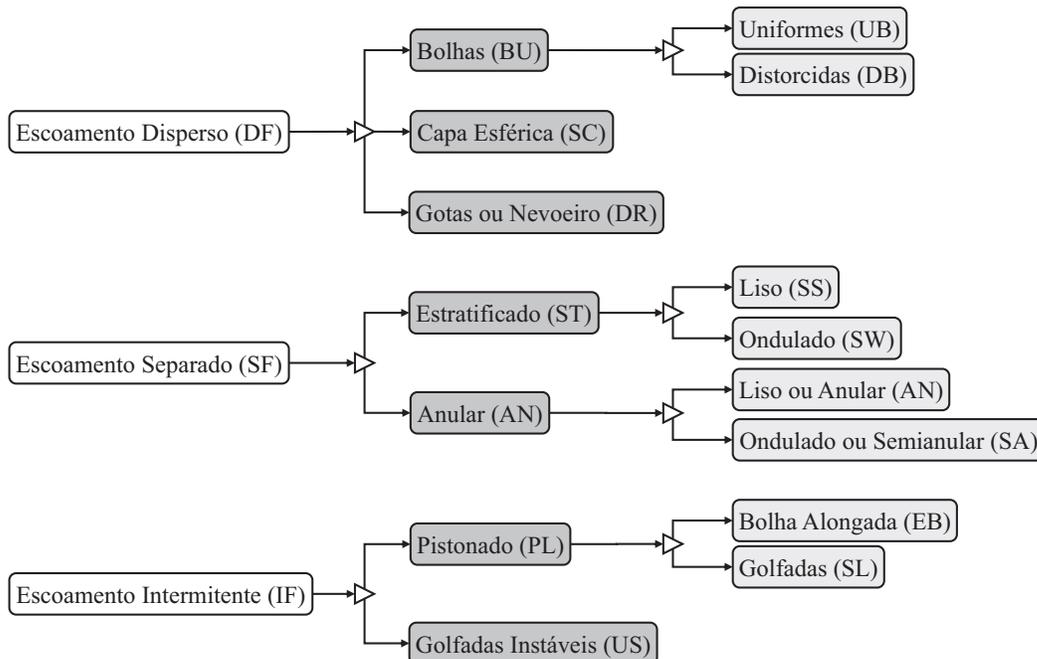


Figura 1.1 - Classificação dos padrões de escoamento gás-líquido.

Esta classificação adotada é simples, pois mantém apenas três padrões primários (disperso, separado e intermitente), cuja compreensão é quase que intuitiva. Por outro lado, também é detalhista no sentido de identificar os respectivos subpadrões. Em escoamentos horizontais e quase horizontais pode-se também empregar estes três padrões, entretanto, costuma-se subclassificá-los seguindo a proposição de Taitel e Dukler (1976) em seis padrões: bolhas, bolha alongada, golfadas, estratificado liso, estratificado ondulado e anular. Na Figura 1.2 são apresentadas as representações dos padrões de escoamento gás-líquido em linhas horizontais. O padrão semianular, apresentado na Figura 1.2, constitui uma transição para o padrão anular (SHOHAM, 2006).

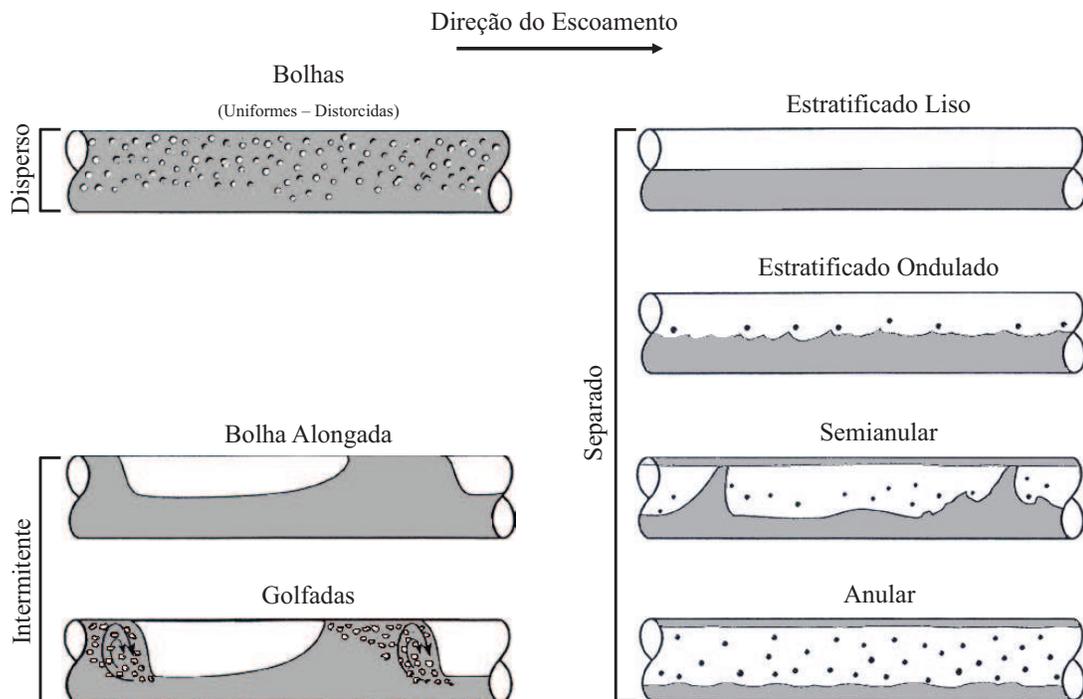


Figura 1.2 - Representação esquemática dos padrões de escoamento gás-líquido em linhas horizontais.
 Fonte: Adaptado de Shoham (2006).

No caso de escoamentos verticais, utiliza-se frequentemente a classificação dos padrões de acordo com as definições de Taitel et al. (1980) em cinco padrões: bolhas uniformes, bolhas distorcidas, golfadas, agitado e anular. Além destes, pode-se ainda identificar o padrão gotas, frequentemente denominado de nevoeiro, subsequente ao padrão anular quando a fase líquida se encontra completamente atomizada (BRENNEN, 2005). Na Figura 1.3 são apresentadas as representações dos padrões de escoamento gás-líquido em linhas verticais.

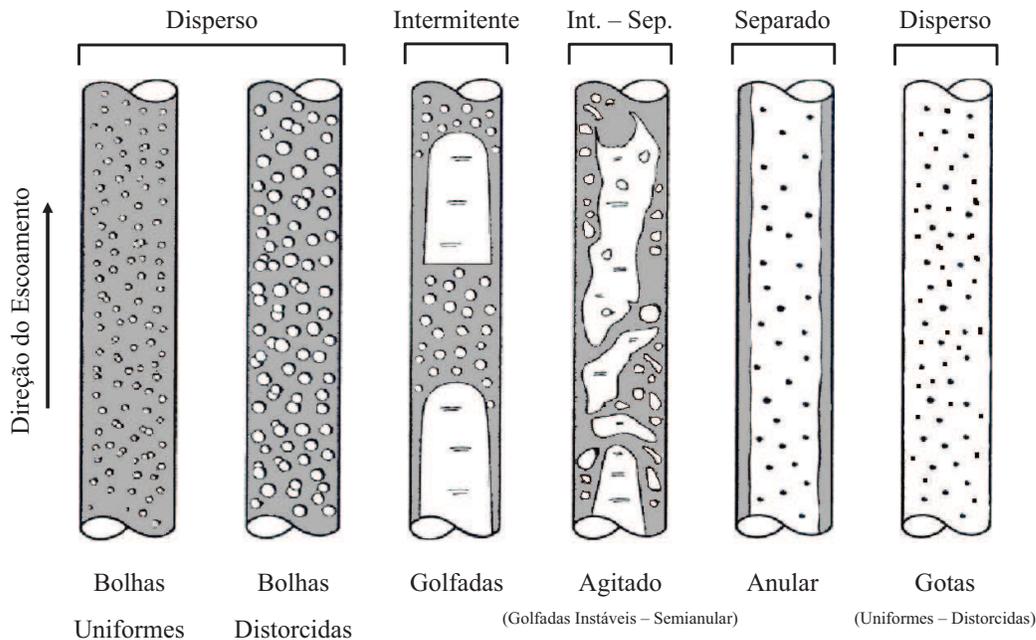


Figura 1.3 - Representação esquemática dos padrões de escoamento gás-líquido em linhas verticais.
 Fonte: Adaptado de Shoham (2006).

Para escoamentos gás-líquido em linhas inclinadas, a classificação dos padrões de escoamento gás-líquido pode ser realizada com base nos critérios de transição propostos por Barnea et al. (1985 apud SHOHAM, 2006). Estes critérios de transição constituem modificações realizadas naqueles definidos para escoamento vertical por Taitel et al. (1980) e são válidos para uma faixa de inclinação variando de 10° a 90° , em relação a horizontal.

Estas classificações apresentadas são normalmente baseadas em características visuais do escoamento, vide Figura 1.4, mas nem sempre são adequadas para uma classificação definitiva de um determinado padrão, pois dependem da definição de critérios adicionais, por exemplo, se o regime é laminar ou turbulento e das magnitudes das forças atuando no escoamento (WALLIS, 1969). Geralmente, além da inspeção visual, outros meios são utilizados para o reconhecimento dos padrões de escoamento gás-líquido, como por exemplo, análises espectrais dos sinais das pressões ou das frações volumétricas, conforme realizado por Corrêa (2009) e Rosa et al. (2010), principalmente em circunstâncias em que a informação visual é difícil de obter (JONES; ZUBER, 1974).

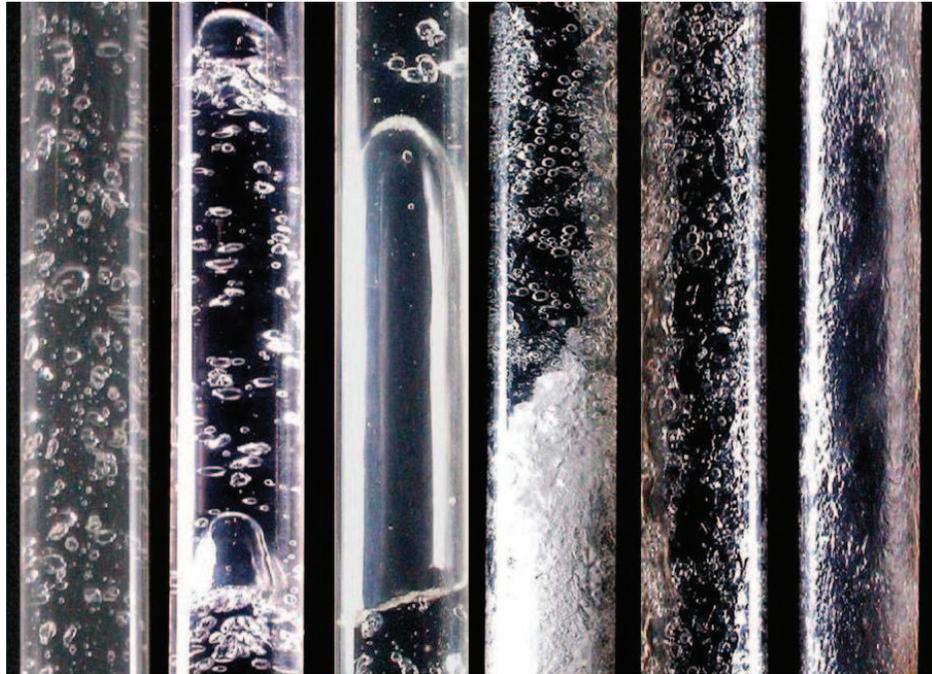


Figura 1.4 - Imagens dos padrões de escoamento gás-líquido em linhas verticais. Da esquerda para direita têm-se: bolhas distorcidas, capa esférica, golfadas, golfadas instáveis, semianular e anular.
Fonte: Rosa et al. (2010).

Descrição do Escoamento Disperso

O escoamento com fase dispersa, ou simplesmente escoamento disperso, é aquele em que uma fase ou componente está distribuído na forma de inúmeras bolhas, gotas ou partículas numa fase contínua. Por sua vez, o escoamento disperso é subclassificado em: bolhas uniformes, bolhas distorcidas, capa esférica e gotas.

O padrão bolhas uniformes (UB), do inglês *uniforms bubbles*, representam distribuições de bolhas monodispersas com tamanho uniforme, descrevendo trajetórias retilíneas e sem interação entre bolhas. As bolhas tendem a seguir o movimento do líquido nos arredores, muito próximo à convecção forçada (WALLIS, 1969).

O padrão bolhas distorcidas (DB), do inglês *distorted bubbles*, representa uma aglomeração (*cluster*) de bolhas que apresentam tamanhos variados, com formas não esféricas ou distorcidas, e descrevem trajetórias em ziguezague. As bolhas viajam ao longo da tubulação em formas de ondas de vazio, interagem entre si e apresentam coalescência. As formas e trajetórias das bolhas são resultantes de efeitos de tensão superficial, viscosidade, inércia e empuxo (WALLIS, 1969).

O padrão capa esférica (SC), do inglês *spherical cap*, é caracterizado por bolhas que podem tomar parcialmente ou completamente a seção transversal da tubulação na forma de uma “capa” ou “tampa” de gás. Este padrão foi originalmente descrito por Davies e Taylor (1950) e constitui uma transição do disperso para o intermitente, desde que uma bolha que vem atrás alcança a outra que está à sua frente para formar uma bolha de maior comprimento até que, eventualmente, seja formada uma bolha alongada (frequentemente denominada de bolha de Taylor). Usualmente, capa esférica está agrupada junto com bolhas distorcidas como proposto por Taitel et al. (1980).

O padrão gotas (DR), do inglês *drops*, tem um comportamento bastante similar ao de bolhas. As diferenças qualitativas entre gotas e bolhas são mais evidentes quando as diferenças entre massas específicas dos componentes são grandes, por exemplo, em sistemas gás-líquido a baixa pressão. Ao contrário de bolhas, gotas demoram muito tempo para se adaptarem ao movimento do gás nos arredores (WALLIS, 1969).

Descrição do Escoamento Separado

O escoamento com fases separadas, ou simplesmente escoamento separado, é aquele em que cada fase tem uma corrente de fluxo contínuo escoando concorrentemente, separadas por uma interface. Por sua vez, o escoamento separado pode ser subclassificado em: estratificado liso, estratificado ondulado, semianular e anular.

O padrão estratificado liso (SS), do inglês *stratified smooth*, é caracterizado por um filme de líquido escoando na porção inferior da tubulação e uma corrente gasosa escoando na porção superior, devido à diferença entre massas específicas. Este padrão é observado quando se tem baixas vazões de gás e líquido, tal que as ondulações na superfície do filme de líquido são imperceptíveis e a interface é considerada aproximadamente plana.

O padrão estratificado ondulado (SW), do inglês *stratified wavy*, é caracterizado pela formação de ondas (bidimensionais, tridimensionais regulares, tridimensionais irregulares e de perturbação), associadas às características operacionais e físicas do sistema. Em função destas ondas na interface, o filme de líquido pode começar a escalar a parede da tubulação, surgindo então o conceito de distribuição circunferencial de filme.

O padrão anular (AN), do inglês *annular*, é caracterizado por um filme de líquido escoando na periferia em contato com a parede da tubulação e um núcleo gasoso escoando no centro. Em escoamentos verticais este filme de líquido possui uma simetria azimutal, ou seja, o filme de líquido possui altura aproximadamente constante. Em escoamentos horizontais e inclinados, a ação do campo gravitacional faz com que a altura do filme seja maior junto à parte inferior da tubulação, gerando uma assimetria no perfil de filme de líquido.

O padrão semianular (SA), do inglês *semi-annular*, é usualmente empregado para identificar o subpadrão entre golfadas instáveis e anular, conforme apresentado por Azzopardi e Hills (2003). Ele é considerado uma forma degenerada do anular com grandes ondas interfaciais, nas quais, o filme de líquido adjacente as parede pode apresentar mudança de direção.

Descrição do Escoamento Intermitente

O escoamento intermitente é caracterizado pela alternância, ou intermitência, de unidades características que se repetem ao longo do tubo, com uma determinada frequência. Estas unidades são normalmente constituídas por uma região de escoamento disperso, seguida de uma região de escoamento separado. Deste modo, o escoamento intermitente pode ser considerado como uma combinação destes dois padrões. Por sua vez, o escoamento intermitente pode ser subclassificado em: golfadas e golfadas instáveis.

O padrão golfadas (SL), do inglês *slug*, é caracterizado por uma sucessão de pistões de líquido aerados, seguidos por bolhas de gás alongadas que escoam paralelas a um filme de líquido. Usualmente, golfadas é também denominado de pistonado (PL), do inglês *plug*, apesar que para escoamentos horizontais, alguns autores fazem uma distinção entre pistonado e golfadas de acordo com a forma da cauda da bolha (RUDER; HANRATTY, 1990; FAGUNDES NETTO et al., 1999). Quando o pistão de líquido é não aerado, este padrão de escoamento é usualmente denominado de bolha alongada (EB), do inglês *elongated bubble*.

O padrão golfadas instáveis (US), do inglês *unstable slug*, teve esta designação proposta por Costigan e Whalley (1997) como sendo um subpadrão que sucede golfadas quando a vazão de gás aumenta. Um dos primeiros a distinguir dois subpadrões no agitado foram Hewitt e Jayanti (1993),

que propuseram os nomes *churn-slug* e *churn-annular* para representar as transições entre golfadas e anular. O pistão de líquido é bastante aerado, de modo que sua integridade é constantemente rompida pelo fluxo de gás, de tal forma que o movimento relativo entre as massas de gás e de líquido torna-se caótico (ROSA et al., 2010).

1.2 Motivação

Escoamentos multifásicos são frequentemente encontrados na natureza (sangue escoando nas veias e artérias, tempestades de areia, chuva, etc.), assim como em diversas aplicações industriais (caldeiras, condensadores, evaporadores, plantas de destilação, reatores nucleares, reatores químicos, dentre outros). Na indústria de petróleo, por exemplo, uma mistura de gás e óleo é retirada do solo e transportada através de tubulações. Devido às modernas técnicas de perfuração, estas tubulações podem ser construídas em toda a gama de orientações de horizontal a vertical, vide Figura 1.5 (AZZOPARDI, 2006). A viabilidade econômica, os riscos ambientais e de segurança, a otimização de processos e a descoberta de novos cenários são aspectos que tem levado à busca de um maior entendimento dos escoamentos multifásicos.

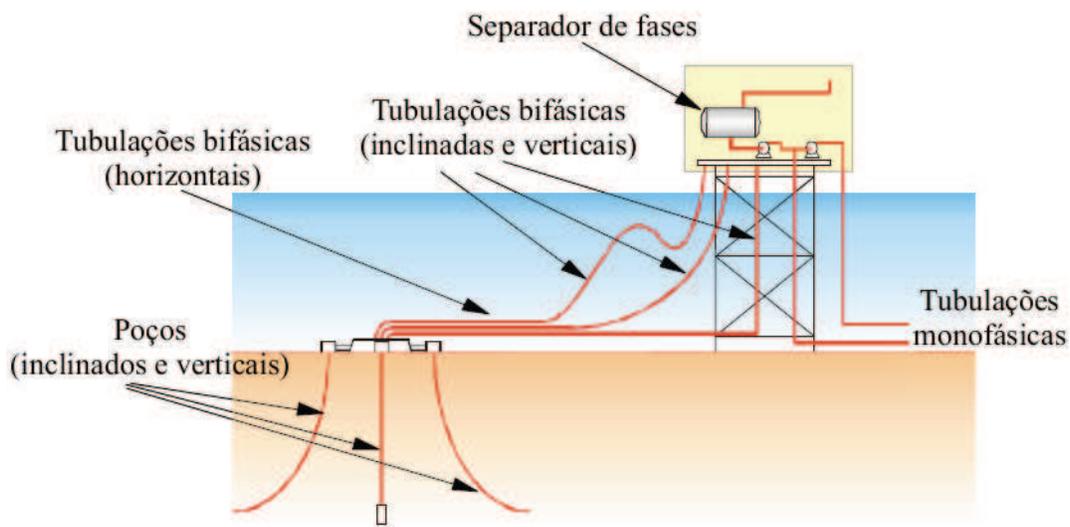


Figura 1.5 - Representação esquemática da produção e transporte de petróleo.
Fonte: Adaptado de Azzopardi (2006).

Escoamentos multifásicos obedecem às leis básicas da mecânica dos fluidos, sendo que as equações são mais complexas do que as dos escoamentos monofásicos. A previsão do comportamento de escoamentos multifásicos envolve o desenvolvimento de modelos para sua representação. Existem três formas em que tal modelagem pode ser explorada:

- teoricamente, utilizando equações matemáticas e modelos físicos representativos;
- computacionalmente, utilizando a capacidade de processamento dos computadores modernos para resolver as equações de conservação;
- experimentalmente, utilizando modelos em escala laboratorial equipados com instrumentação adequada.

A modelagem experimental é frequentemente limitada pelas condições de laboratório e faixa de operação da instrumentação. Em muitos casos, o modelo de laboratório possui uma escala muito diferente do protótipo, sendo necessário um modelo teórico e/ou computacional confiável para uma extrapolação para escala do protótipo. Por outro lado, a complexidade do escoamento é um dos fatores que dificulta o desenvolvimento de modelos teóricos e/ou computacionais, tal que o uso de simplificações torna-se necessário à solução de problemas envolvendo escoamentos multifásicos (BRENNEN, 2005). Por exemplo, o uso de formulação unidimensional em problemas de escoamento bifásico em tubulações é bastante satisfatório, uma vez que as variações na direção axial são mais significativas que as variações nas demais coordenadas.

Modelos computacionais vêm sendo desenvolvidos ao longo dos últimos anos para permitir a análise de escoamentos gás-líquido em tubulações. Muitos simuladores comerciais estão baseados em formulações unidimensionais, em regime permanente ou transiente, de modelos como o de dois fluidos e o de mistura. Estes modelos são obtidos a partir de processos de média permitindo soluções menos dispendiosas computacionalmente que a solução direta das equações de conservação como é feita em muitos problemas de engenharia. Segundo Bratland (2009), existem atualmente 13 códigos comerciais disponíveis que lidam com escoamentos em regime permanente, dentre os quais 2 deles lidam também com escoamentos em regime transiente, a saber: OLGA (BENDIKSEN et al.; BENDIKSEN et al., 1986, 1991 apud SHOHAM, 2006) e TACITE (PAUCHON et al., 1993; PAUCHON; DHULESIA, 1994). Mais recentemente, o código comercial LedaFlow (DANIELSON et al., 2005; DANIELSON et al., 2011) avança com a inclusão de modelos multidimensionais em regime permanente e transiente. Os simuladores comerciais são construídos a partir de códigos computacionais fechados, ou seja, não se tem total conhecimento de quais correlações ou modelos

físicos são empregados na sua construção e quais são as suas limitações, o que pode gerar certa insegurança na aplicação em novos problemas e a obtenção de resultados insatisfatórios.

1.3 Objetivos

Os principais objetivos deste trabalho são o desenvolvimento e a análise de uma modelagem unidimensional em regime permanente, baseada no modelo de mistura, que permita a simulação de escoamentos isotérmicos gás-líquido em tubulações com seção transversal circular constante, considerando a fenomenologia envolvida nestes escoamentos.

O modelo desenvolvido neste trabalho é implementado em um código computacional próprio, escrito em linguagem de programação Fortran, e validado através da comparação dos resultados obtidos com medições experimentais do gradiente de pressão. As principais características consideradas na formulação e implementação computacional deste modelo são:

- a hipótese de escoamento isotérmico unidimensional em regime permanente, permitindo uma maior simplificação na implementação do modelo;
- a inclinação da tubulação variando de horizontal a vertical, influenciando a magnitude das forças atuantes no escoamento;
- as características dos padrões de escoamento gás-líquido, influenciando a distribuição das fases na seção transversal da tubulação.

Diversos problemas envolvendo escoamentos gás-líquido só apresentam solução conhecida e/ou confiável considerando uma abordagem simplificada. Portanto, as simplificações adotadas na formulação do modelo de mistura desenvolvida neste trabalho têm a finalidade de reduzir o número de equações para fechamento dos modelos matemáticos que expressam os fenômenos físicos, bem como diminuir a complexidade relacionada à descrição da forma e do movimento das interfaces gás-líquido e suas interações. Utilizando esta abordagem simplificada, é possível adquirir uma sólida base de conhecimento sobre o comportamento de escoamentos gás-líquido.

Deste modo, além da obtenção de uma maior compreensão a respeito da formulação, das hipóteses simplificadoras e dos termos constituintes das equações do modelo de mistura, as principais contribuições esperadas com a realização deste trabalho são:

- identificar as principais vantagens relacionadas à aplicação do modelo de mistura na modelagem e simulação de escoamentos gás-líquido;
- identificar a formulação do modelo de mistura que apresenta mais vantagens: em termos de variáveis primitivas ou em termos de variáveis de mistura;
- identificar os parâmetros necessários ao fechamento das equações do modelo de mistura e sua dependência com os padrões de escoamento: a fração de gás e a força de atrito na parede por unidade de volume da mistura;
- analisar os submodelos para determinação da fração de gás, levando em consideração o padrão de escoamento;
- identificar a abordagem mais adequada e precisa para determinação da fração de gás no escoamento separado: baseada num balanço de forças das fases ou baseada numa relação cinemática;
- analisar os submodelos para determinação da força de atrito na parede por unidade de volume da mistura, levando em consideração o padrão de escoamento;
- propor um método de solução para o submodelo fenomenológico de força de atrito na parede por unidade de volume da mistura, dependente do padrão de escoamento;
- desenvolver um algoritmo de solução para o modelo de mistura, bem como algoritmos complementares para identificação do padrão de escoamento e determinação dos parâmetros de fechamento em função do padrão de escoamento;
- analisar a sensibilidade do modelo de mistura aos diversos submodelos para determinação de variáveis relacionadas aos padrões de escoamento;
- comparar os resultados do modelo de mistura com os do modelo homogêneo, para escoamento disperso, e com os do modelo de fases separadas, para escoamento separado;
- comparar os resultados do modelo de mistura para escoamento intermitente considerando os submodelos de força de atrito na parede: fenomenológico e homogêneo;
- analisar a sensibilidade do modelo de mistura às transições de padrões de escoamento devido à variação da vazão de gás e à variação da pressão.

Uma vez realizado o levantamento de toda esta base de conhecimento, é possível ampliar as aplicações do modelo desenvolvido para resolver problemas mais complexos, por exemplo, problemas em regime transiente, através da inclusão dos termos adequados nas equações do modelo e definição de uma metodologia apropriada para solução destas equações.

1.4 Organização do Texto

A estrutura desta tese está constituída de oito capítulos organizados da seguinte forma:

1. Introdução - São apresentados fundamentos de escoamentos multifásicos, incluindo a classificação dos padrões, seguido da motivação e dos objetivos do trabalho.
2. Revisão bibliográfica - São apresentados: uma breve descrição, um breve histórico sobre o desenvolvimento e uma visão geral a respeito dos trabalhos envolvendo o desenvolvimento e a utilização do modelo de mistura.
3. Modelo de mistura - É apresentada a formulação unidimensional em regime permanente e isotérmica do modelo de mistura aplicado em escoamentos gás-líquido, em tubulações com seção transversal circular constante. Adicionalmente, são apresentadas também as formulações dos modelos de fases separadas e homogêneo.
4. Propriedades relacionadas aos padrões de escoamento - São apresentadas as definições de propriedades geométricas, velocidades e propriedades de transporte, relacionadas aos padrões de escoamentos gás-líquido: disperso, separado e intermitente.
5. Procedimento de solução do modelo de mistura - É apresentado o procedimento de solução do modelo de mistura, aplicado em escoamentos isotérmicos gás-líquido em regime permanente, e dos submodelos para fração de gás e força de atrito na parede por unidade de volume, incluindo os respectivos algoritmos de solução.
6. Aparatos experimentais e técnicas de medição - São apresentadas as descrições dos aparatos experimentais, as técnicas de medição e as análises de incertezas das grandezas mensuradas utilizando estes aparatos experimentais.
7. Análise dos resultados - São apresentadas as análises: de sensibilidade do modelo de mistura, dos resultados numéricos contra os dados experimentais do gradiente de pressão para escoamentos dispersos, separados e intermitentes, em diferentes inclinações do tubo, e das transições de padrões de escoamento.
8. Conclusões e sugestões para trabalhos futuros - São apresentadas as conclusões obtidas com a realização deste trabalho, ressaltando as principais contribuições, seguida pelas sugestões para realização de trabalhos futuros relacionados ao tema.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Esta revisão bibliográfica está dividida em duas partes: um breve histórico sobre o desenvolvimento do modelo de mistura e uma visão geral a respeito dos principais trabalhos que forneceram contribuições no desenvolvimento e aplicação deste modelo. Inicialmente, apresenta-se uma breve descrição a respeito do modelo de mistura.

No modelo de mistura, as variáveis primitivas do escoamento são expressas em termos de uma mistura pseudohomogênea, mesmo que as fases escoando não constituam efetivamente uma mistura homogênea, devido à existência de movimento relativo entre elas. As equações de conservação do modelo de mistura são obtidas somando-se termo a termo as equações de conservação do modelo de dois fluidos, e recorrendo-se às condições de salto na interface (forma como são tratadas as transferências interfaciais). A identidade de cada fase é preservada através de um termo relacionado à velocidade de difusão da fase nas equações do modelo, motivo pelo qual, é muitas vezes conhecido por modelo de difusão, em analogia a teoria de difusão molecular dos gases (WALLIS, 1969). Este termo relacionado à velocidade de difusão da fase aparece como um termo convectivo adicional, que deve ser constituído de forma a contemplar efeitos de transferência interfacial que foram suprimidos quando os termos análogos das equações para as fases foram somados. Uma das grandes vantagens do modelo de mistura é ser relativamente mais simples que o modelo de dois fluidos, entretanto, requer a definição deste termo convectivo adicional.

O modelo de mistura é também frequentemente denominado de modelo de deslizamento, quando o termo que preserva a identidade das fases é formulado em termos da velocidade de deslizamento, definida em base volumétrica, ao invés da velocidade de difusão, definida em base mássica. Segundo Ishii (1975 apud ISHII; HIBIKI, 2006), esta formulação é de grande importância uma vez que: “a velocidade relativa entre as fases depende das forças que atuam na interface e, conseqüentemente, da forma geométrica da interface. Conseqüentemente, espera-se que a velocidade relativa entre as fases varie sempre que a forma geométrica da interface variar”.

2.1 Histórico do Modelo de Mistura

O desenvolvimento do modelo de mistura iniciou-se a partir da obtenção de modelos baseados em aspectos cinemáticos do escoamento. Estes modelos cinemáticos forneceram, progressivamente, melhores relações para representação das variáveis do escoamento, a saber: o modelo de Bankoff (1960), o modelo de Griffith e Wallis (1961) e o modelo de Zuber e Findlay (1965).

No modelo de Bankoff (1960 apud FRANÇA, 2007), admitiu-se igualdade das velocidades do gás e do líquido, em termos locais, e que tanto as velocidades do gás e do líquido quanto a fração de gás local têm uma certa distribuição na seção transversal da tubulação. Por consequência, as variáveis médias do escoamento (velocidades do gás e do líquido e fração de gás) são obtidas a partir da integração de seus respectivos valores locais, na seção transversal da tubulação.

No modelo de Griffith e Wallis (1961 apud FRANÇA, 2007), não foi admitido qualquer distribuição das propriedades locais das fases na seção transversal da tubulação, isto é, as variáveis locais foram consideradas uniformemente distribuídas. Entretanto, foi considerado que as fases têm movimento relativo para formulação deste modelo.

Posteriormente, Zuber e Findlay (1965) propuseram um modelo em que as restrições postuladas por Bankoff (1960) e Griffith e Wallis (1961) foram eliminadas. Para formulação deste modelo, Zuber e Findlay (1965) representaram as variáveis locais do escoamento em termos médios, considerando a distribuição das fases na seção transversal e o movimento relativo entre as fases. A principal contribuição deste modelo está relacionada à definição da lei cinemática de deslizamento ou relação de Zuber e Findlay, que tem sido amplamente utilizada como base dos modelos de mistura desenvolvidos desde então.

O modelo *drift-flux* Ishii (1975 apud ISHII; HIBIKI, 2006) é uma das versões mais conhecidas do modelo de mistura. Este modelo pode ser expresso em termos das velocidades de difusão das fases, ou seja, as velocidades das fases com relação à velocidade do centro de massa da mistura, ou ainda, em termos das velocidades de deslizamento das fases, ou seja, as velocidades das fases com relação à velocidade do centro de volume da mistura.

Uma forma alternativa do modelo de mistura, introduzida por Pauchon et al. (1993), propõe equações de conservação de massa para cada fase e de quantidade de movimento da mistura em termos das variáveis primitivas do escoamento, ao invés de utilizar as propriedades da mistura e

a velocidade de difusão. Esta forma alternativa foi implementada em um código, pelo Instituto Francês de Petróleo (IFP), do francês *Institut Français du Pétrole*, para o estudo de escoamentos bifásicos em regime permanente e transiente em tubulações e denominada modelo TACITE.

2.2 Trabalhos Relacionados ao Modelo de Mistura

Baseado nos trabalhos de Zuber e Findlay (1965), Ishii (1975) e Ishii et al. (1976), Ishii (1977) derivou equações constitutivas para fechamento da lei cinemática de deslizamento do modelo *drift-flux* levando em consideração a geometria interfacial, forças de campo, tensões de cisalhamento e transferência de quantidade de movimento interfacial. Os resultados obtidos utilizando estas equações constitutivas foram comparados com uma extensa base de dados experimentais para a velocidade do gás, obtidas sob condições variadas, nos padrões bolhas dispersas, golfadas e anular, apresentando uma concordância satisfatória. Este trabalho constitui uma das mais relevantes contribuições de Ishii (1977) para a definição de equações constitutivas no modelo *drift-flux*.

Pauchon et al. (1993) apresentaram uma visão geral, incluindo as equações de transporte, equações de fechamento e algoritmo de solução, a respeito do modelo TACITE, uma das versões do modelo de mistura unidimensional em regime transiente e permanente. Este modelo unificado emprega um grande número de equações de fechamento e permite capturar, em quaisquer diâmetros e inclinações de linha, o comportamento de escoamentos nos padrões: disperso, separado e intermitente. O desempenho deste modelo foi verificado utilizando um grande número de dados experimentais de campo, com inclinação variando de -3° a 90° em relação a horizontal, nos diversos padrões de escoamento em regime permanente, e apresentou uma satisfatória concordância nos resultados. No modelo TACITE, a força de atrito na parede por unidade de volume é tratada utilizando um modelo fenomenológico, apesar disto, não foram apresentados detalhes a respeito da solução deste modelo fenomenológico, nem das variáveis envolvidas nesta solução.

Manninen et al. (1996) apresentaram uma revisão a respeito da derivação, hipóteses simplificadoras e fechamento das equações do modelo de mistura na sua forma tridimensional, seguindo as definições de Ishii (1975). A partir desta revisão, eles verificaram que o modelo de mistura deve produzir resultados mais satisfatórios quando as fases estão fortemente acopladas, por exemplo,

em cenários onde a diferença entre as massas específicas das fases é grande. Porém, exige a definição de equações constitutivas apropriadas. Eles também observaram que por apresentar uma formulação mais simples e com um menor número de equações, o modelo de mistura reduz o custo computacional, principalmente em aplicações onde este custo é um fator decisivo. Apesar disto, eles constataram que um dos pontos fracos do modelo está relacionado com a definição de equações constitutivas para as tensões da mistura. Eles também apresentaram uma breve revisão das aplicações do modelo de mistura da literatura, dentre as quais, destacam-se as relacionadas à aplicação da formulação unidimensional em tubulações (SAKAGUCHI et al., 1987; KIM; DOSTER, 1991; FRANÇA; LAHEY JR., 1992; SORIA; LASA, 1992; BROCKMEIER et al., 1995). Por fim, eles apresentaram uma revisão a respeito dos modelos para escoamento multifásico em códigos comerciais (PHOENICS, FLUENT e CFX), destacando a implementação de uma formulação do modelo de mistura no PHOENICS, denominado de modelo de deslizamento algébrico.

Apesar das equações constitutivas definidas por Ishii (1977) terem sido validadas para uma ampla faixa de condições experimentais, Hibiki e Ishii (2003a) discutem sobre a validade destas equações constitutivas em condições extremas, por exemplo, em altas vazões de líquido e em condições de microgravidade, onde os efeitos da tensão de cisalhamento sobre a velocidade relativa entre fases podem se tornar significativos. Baseados nisto, eles propuseram uma derivação mais rigorosa destas equações constitutivas levando em consideração a tensão de cisalhamento na parede. Estas novas equações constitutivas foram comparadas com duas bases de dados experimentais no padrão bolhas dispersas com altas vazões de líquido, apresentando uma boa concordância. Devido à escassez de dados com altas vazões de líquido nos padrões golfadas e anular, eles não realizaram comparações com as equações constitutivas destes padrões.

Hibiki e Ishii (2003b) realizaram uma abrangente revisão de modo a resumir o conhecimento até então das características do escoamento bifásico vertical em tubos de grande diâmetro, utilizadas no desenvolvimento do modelo *drift-flux*. Os resultados obtidos com este modelo foram comparados com dados experimentais existentes em diversas condições experimentais, tais como: diâmetros de tubo (0,102 m a 0,480 m), comprimentos de tubo ($4,2D$ a $108D$), pressões (0,1 MPa a 1,5 MPa), velocidades da mistura (0,03 m/s a 6,1 m/s), métodos de injeção de bolhas (tubo de teste com ou sem uma seção horizontal) e fluidos (ar-água, nitrogênio-água e vapor-água). Eles observaram que a recirculação de líquido próximo do misturador, devido ao aumento do diâmetro do tubo, pode afetar o perfil de velocidade do líquido e promover a formação dos padrões capa esférica

ou golfada, e que as características do escoamento são influenciadas pelo padrão de escoamento na seção de entrada do tubo (bolhas dispersas ou capa esférica ou golfada).

Goda et al. (2003) reuniram uma extensa base de dados, próprios e de outros autores, de escoamentos bifásicos descendentes verticais de ar e água, em tubos com diâmetro interno variando de 16 mm a 102,3 mm e pressão na linha de 0,1 MPa a 1,5 MPa. Esta base de dados foi reunida para permitir a avaliação de equações constitutivas para a velocidade do gás desenvolvida por eles e por outros autores, nos padrões de escoamentos bolhas dispersas, golfadas e anular. Estas equações constitutivas são utilizadas no modelo de mistura para definição da lei cinemática de deslizamento. Os resultados obtidos pela equação constitutiva desenvolvida por eles foram comparados com os resultados experimentais para velocidade do gás e apresentaram uma concordância satisfatória com um desvio relativo médio de 15,4 %.

Lima e Rosa (2008b) utilizaram o modelo de mistura unidimensional em regime permanente, na forma *drift-flux* (ISHII, 1975), para determinar o gradiente de pressão em escoamento intermitente ascendente vertical de ar e água, num tubo de 26 mm de diâmetro interno. Nesta análise, a força de atrito na parede por unidade de volume da mistura foi estimada considerando somente a contribuição do pistão de líquido. Apesar do uso desta aproximação, eles obtiveram estimativas do gradiente de pressão com boa concordância em relação à seus dados experimentais, uma vez que o termo hidrostático é dominante na determinação do gradiente de pressão em escoamentos verticais no padrão intermitente, desde que a razão gás-líquido não seja muito alta.

Posteriormente, Lima e Rosa (2008a) realizaram uma análise comparativa do desempenho das formulações do modelo de mistura: *drift-flux* (ISHII, 1975) e TACITE (PAUCHON et al., 1993). Eles utilizaram os dados experimentais do gradiente de pressão em escoamento intermitente ascendente vertical de ar e água, obtidos por Lima e Rosa (2008b), para comparação entre os resultados obtidos por estas duas formulações. Eles constataram que as duas formulações forneceram praticamente o mesmo resultado, sendo que na formulação TACITE, o número de etapas de cálculo é menor que na formulação *drift-flux*, constituindo uma vantagem na implementação computacional para aplicações em regime transiente.

Lima e Rosa (2009) estenderam a aplicação do trabalho de Lima e Rosa (2008b) para escoamentos intermitentes horizontais. Neste cenário, a força gravitacional não atua, o gradiente de pressão é definido pelas forças de atrito atuando nas paredes. Para representar com precisão as forças de atrito na parede no modelo de mistura torna-se necessário reconhecer a natureza intermitente do

escoamento e considerar tanto as forças de atrito na parede devido ao pistão de líquido, bem como as forças de atrito na parede devido ao filme líquido e bolha de gás alongada. A contribuição deste trabalho esta relacionada à utilização de um submodelo para a estimativa da força de atrito baseado no conceito de célula unitária proposto por Wallis (1969). Os resultados obtidos por este modelo foram comparados com dados experimentais obtidos em uma linha horizontal para um escoamento intermitente de ar e água, num tubo de 26 mm de diâmetro interno e comprimento de aproximadamente $900D$, apresentando uma boa concordância. Eles observaram que as diferenças entre os valores numéricos e experimentais estão relacionados às incertezas nas medições experimentais e nas estimativas dos parâmetros de fechamento.

Segundo Schlegel et al. (2010), um dos principais pontos fracos do modelo de mistura é a falta de equações constitutivas bem desenvolvidas para a lei cinemática de deslizamento em tubos de grande diâmetro, especialmente quando a fração de gás é alta. Deste modo, eles propõem novas equações constitutivas, baseadas em estudos anteriores (HIBIKI; ISHII, 2003b; SCHLEGEL et al., 2009). A avaliação destas novas correlações é realizada através da comparação dos resultados com uma base de dados experimentais, constituída pelos dados de Hibiki e Ishii (2003b) e de Schlegel et al. (2009), juntamente com dados adicionais obtidos em tubos com diâmetros 0,15 m e 0,20 m. Uma ampla faixa de condições de fluxo foi utilizada na realização destes experimentos, em particular, destaca-se o conjunto de dados para frações de gás variando de 0,4 a 0,85, para a qual há poucos dados disponíveis na literatura. Os resultados obtidos utilizando as novas equações constitutivas para a lei cinemática de deslizamento apresentaram uma boa concordância com os dados experimentais.

Lima e Rosa (2010) apresentaram uma análise comparativa do desempenho dos modelos de fases separadas e de mistura na determinação do gradiente de pressão em escoamento vertical ascendente concorrente de ar e água no padrão anular, num tubo de 26 mm de diâmetro interno. Os principais pontos de discussão desta análise foram: a determinação da fração gás e a determinação da fração de arraste de gotículas pelo núcleo gasoso. Eles constataram que a estimativa da fração de gás realizada por um modelo baseado no balanço de forças das fases produz resultados mais satisfatórios que a estimativa da fração de gás realizada por um modelo baseado na lei cinemática de deslizamento que utiliza as definições de Ishii et al. (1976). Além disto, uma análise das correlações para estimativa da fração de arraste de gotículas pelo núcleo gasoso mostrou que a correlação proposta por Sawant et al. (2009) apresentou os melhores resultados na estimativa do gradiente de

pressão. Por fim, eles verificaram que os modelos de fases separadas e de mistura apresentaram resultados praticamente idênticos, desde que a correlação para estimativa da fração de arraste de gotículas seja a mesma e o modelo para fração de gás no modelo de mistura esteja baseada no balanço de forças das fases, como é feito no modelo de fases separadas.

Lima e Rosa (2011) apresentaram uma análise da influência do movimento relativo entre as fases em escoamentos verticais ascendentes de ar e água no padrão disperso. Esta análise foi realizada através da comparação do desempenho dos modelos de mistura e homogêneo na determinação do gradiente de pressão, num tubo de 26 mm de diâmetro interno. A partir do seu conjunto de dados experimentais, eles constataram que o modelo de mistura, por considerar a velocidade relativa entre as fases, apresentou melhores resultados na estimativa do gradiente de pressão do que o modelo homogêneo, que não considera esta velocidade relativa entre as fases. O modelo homogêneo é uma ferramenta mais simples para estimar o gradiente de pressão, com relativa precisão, em escoamentos de bolhas dispersas, desde que a velocidade relativa entre as fases seja pequena. No entanto, o modelo de mistura é uma ferramenta mais abrangente, usado em muitos simuladores comerciais, que permite a simulação de escoamentos gás-líquido nos diferentes padrões de escoamento, uma vez que os parâmetros de fechamento do modelo sejam adequadamente modelados.

Com o intuito de enfatizar os aspectos físicos e matemáticos objetivando aplicações em escoamentos multifásicos, Rosa (2011) apresentou uma extensa revisão dos modelos de dois fluidos e de mistura tridimensionais em regime transiente, seguindo as definições de Ishii (1975). Esta revisão abrange, de forma detalhada, os processos de média baseados no tempo, volume e conjunto, necessários à formulação destes modelos, bem como as simplificações para seus respectivos casos particulares: o modelo de fases separadas e o modelo homogêneo. Ele também apresentou as definições dos processos de média na seção transversal utilizados para derivação das equações unidimensionais destes modelos. As formulações do modelo de mistura apresentadas por ele incluem a forma *drift-flux* (ISHII, 1975) e a forma TACITE (PAUCHON et al., 1993). Além disto, ele apresentou também uma extensa discussão a respeito das equações de fechamento para a lei cinemática de deslizamento, levando em conta o padrão de escoamento no modelo de mistura.

A determinação da vazão e da queda de pressão ao longo de um tubo constitui um parâmetro importante para viabilidade técnico-econômica em diversas aplicações industriais. A literatura relacionada às aplicações do modelo de mistura na determinação do gradiente de pressão é relativamente escassa. Muitos dos trabalhos estão relacionados à definição de equações constitutivas

para lei cinemática de deslizamento em condições variadas, permitindo a realização de estimativas mais precisas da fração de gás. Por outro lado, se tem pouco conhecimento a respeito de trabalhos que envolvam a definição de um submodelo fenomenológico para determinação da força de atrito na parede por unidade de volume no modelo de mistura, visto que a distribuição das fases no escoamento pode influenciar significativamente as estimativas da força de atrito. Além disto, as aplicações quase sempre estão limitadas a um determinado padrão de escoamento. Com o intuito de aplicar o modelo de mistura na área de produção de óleo cru, é apresentada neste trabalho uma discussão mais abrangente a respeito da formulação do modelo de mistura, das definições dos parâmetros de fechamento e de como estes parâmetros são influenciados pelo padrão de escoamento e pela inclinação do tubo.

3 MODELO DE MISTURA

Este capítulo constitui uma revisão a respeito da formulação unidimensional em regime permanente e isotérmica do modelo de mistura para escoamentos gás-líquido, em tubulações com seção transversal circular constante. Nesta formulação, obtida a partir do modelo de dois fluidos unidimensional, considera-se ainda, escoamento sem mudança de fase e que os efeitos de tensão superficial são desprezíveis, tal que as pressões das fases são iguais. Adicionalmente, é apresentada também uma breve revisão das formulações dos modelos de fases separadas e homogêneo.

O modelo de mistura é uma simplificação do modelo de dois fluidos que resulta da aplicação do conceito de mistura em um escoamento bifásico, isto é, os componentes da mistura são tratados como um único fluido com características reológicas específicas. As equações de transporte do modelo podem ser expressas em termos das propriedades das fases ou em termos das propriedades da mistura e da velocidade relativa entre as fases.

Um aspecto importante do modelo de mistura é a redução no número de equações de transporte necessárias à formulação, em comparação com o modelo de dois fluidos. Outro aspecto importante é a simplificação dos termos de transferência interfacial, através das condições de salto na interface, que descrevem as transferências de massa e de quantidade de movimento entre as fases.

Entretanto, há duas indeterminações no modelo de mistura: uma relativa à fração de gás e outra, de forma implícita, nos termos que envolvem as tensões da mistura. Portanto, tornam-se necessários a introdução de modelos para determinação destes parâmetros de fechamento, que por sua vez, dependem do padrão de escoamento: disperso, separado ou intermitente.

3.1 Definições de Variáveis e suas Relações Cinemáticas

Para maior clareza e concisão, torna-se necessário definir algumas variáveis e suas relações cinemáticas. Seja k uma fase, gás G ou líquido L, as variáveis médias na seção transversal da tubulação, de diâmetro interno D , que representam propriedades das fases ou da mistura no escoamento gás-líquido, são definidas segundo Ishii (1975 apud ISHII; HIBIKI, 2006):

- **Fração da Fase α_k** - É definida pela razão entre a área ocupada pela fase A_k e a área da seção transversal da tubulação, $A = \pi D^2/4$:

$$\alpha_k = A_k/A. \quad (3.1)$$

Para simplificar a notação, considera-se $\alpha = \alpha_G$ e $1-\alpha = \alpha_L$, uma vez que $\alpha_G + \alpha_L = 1$.

- **Massa Específica da Mistura ρ** - As massas específicas de cada fase, ρ_G e ρ_L , são consideradas constantes na seção transversal da tubulação. Esta hipótese é válida desde que o gradiente de pressão na seção transversal da tubulação seja relativamente pequeno, como por exemplo, em escoamentos em tubulações com seção transversal constante. Deste modo, a massa específica da mistura é definida pelo somatório das massas específicas das fases ponderadas pelas suas respectivas frações:

$$\rho = \alpha \rho_G + (1 - \alpha) \rho_L. \quad (3.2)$$

Ao longo da tubulação, enquanto que o líquido, por ser incompressível, apresenta massa específica constante, a massa específica do gás é determinada utilizando a lei de gás ideal para escoamento isotérmico, isto é, $\rho_G = P / (R_{\text{esp.}} T_0)$. Sendo $P = P_k$ a pressão da mistura, $R_{\text{esp.}}$ a constante específica do gás e T_0 a temperatura do escoamento.

- **Velocidade da Fase $(U_k)_\alpha$** - É definida pela razão entre a vazão volumétrica da fase Q_k e área ocupada pela fase A_k :

$$(U_k)_\alpha = Q_k/A_k \equiv Q_k / (\alpha_k A). \quad (3.3)$$

- **Velocidade Relativa entre as Fases V_R** - É definida pela diferença entre as velocidades do gás e do líquido:

$$V_R = (U_G)_\alpha - (U_L)_\alpha. \quad (3.4)$$

- **Velocidade Superficial da Fase J_k** - Também denominada de fluxo volumétrico da fase, é equivalente à velocidade que a fase possuiria se ela estivesse escoando sozinha na tubulação, sendo definida pela razão entre a vazão volumétrica da fase Q_k e a área da seção transversal da tubulação A :

$$J_k = Q_k/A \equiv \alpha_k (U_k)_\alpha. \quad (3.5)$$

- **Velocidade Superficial da Mistura J** - Corresponde a velocidade do centro de volume da mistura e é definida pelo somatório das velocidades superficiais das fases:

$$J = J_G + J_L \equiv \alpha (U_G)_\alpha + (1 - \alpha) (U_L)_\alpha . \quad (3.6)$$

- **Velocidade da Mistura U** - Corresponde a velocidade do centro de massa da mistura e é determinada através da conservação de fluxo mássico da mistura, ou seja, o fluxo mássico da mistura é igual ao somatório dos fluxos mássicos das fases, tal que:

$$U = [\alpha \rho_G (U_G)_\alpha + (1 - \alpha) \rho_L (U_L)_\alpha] / \rho . \quad (3.7)$$

- **Lei Cinemática de Deslizamento** - É definida pela razão entre a velocidade superficial da fase, geralmente a gasosa, e a fração desta fase (ZUBER; FINDLAY, 1965):

$$J_G / \alpha \equiv (U_G)_\alpha = C_0 J + (V_{G,J})_\alpha . \quad (3.8)$$

O parâmetro de distribuição C_0 expressa a influência da distribuição das fases e a velocidade de deslizamento local $(V_{G,J})_\alpha$ expressa a magnitude do movimento relativo entre as fases. Estes parâmetros dependem do padrão do escoamento e podem ser determinados por correlações experimentais ou ainda através de modelos mecanicistas.

- **Velocidade de Deslizamento Média $V_{G,J}$** - É definida pela diferença entre a velocidade da fase e a velocidade do centro de volume da mistura:

$$V_{G,J} = (U_G)_\alpha - J \equiv (1 - \alpha) V_R \equiv (C_0 - 1) J + (V_{G,J})_\alpha . \quad (3.9)$$

- **Relações Cinemáticas entre as Velocidades** - A partir das definições das Equações 3.6, 3.7 e 3.9, é possível obter duas importantes identidades cinemáticas, que por sua vez, permitem obter uma terceira identidade. Estas três identidades definem as velocidades das fases e a velocidade superficial da mistura, respectivamente, em função da velocidade da mistura e da velocidade de deslizamento média:

$$(U_G)_\alpha = U + (\rho_L / \rho) V_{G,J} , \quad (3.10)$$

$$(U_L)_\alpha = U - [\alpha / (1 - \alpha)] (\rho_G / \rho) V_{G,J} , \quad (3.11)$$

$$J = U + \alpha (\Delta \rho / \rho) V_{G,J} , \quad (3.12)$$

sendo $\Delta \rho = \rho_L - \rho_G$ a diferença entre as massas específicas do líquido e do gás.

3.2 Formulação das Equações

Escoamentos multifásicos são intrinsecamente transientes. Considerando uma abordagem euleriana, as fases podem se suceder num certo ponto fixo no espaço, por exemplo, com frequência elevada e em geral de forma não determinística. Deste modo, a topologia instantânea das fases no campo de escoamento altera-se continuamente. Entretanto, do ponto de vista prático de engenharia, deseja-se obter os efeitos médios das grandezas, num período de tempo muito superior aos períodos característicos de variação das fases neste ponto do espaço (ISHII; HIBIKI, 2006).

A formulação das equações de conservação e das condições de salto na interface, em termos médios, resulta da aplicação de uma média, temporal ou volumétrica ou de conjunto, às equações instantâneas. Estas, por sua vez, são resultantes da formulação da equação geral diferencial de campo. Drew e Passman (1998) apresentam as definições destas equações médias, envolvendo conceitos de mecânica do contínuo e a aplicação de processos de média.

O modelo de dois fluidos (ISHII, 1975; ISHII; MISHIMA, 1984) é a formulação macroscópica mais detalhada e precisa da termo-fluido dinâmica de escoamentos bifásicos. Na realidade, é atualmente denominado modelo de multfluidos, já que não restringe a representação dos campos do escoamento a duas fases somente. As equações de conservação são formuladas para todas as fases ou componentes presentes, e se acoplam através das condições de salto na interface, que expressam os processos de transferência que ocorrem na interface. A existência dos termos de transferência interfacial é uma das características mais importantes desta formulação. Estes termos são determinados por relações de fechamento que devem ser modeladas com precisão. No entanto, devido às dificuldades relacionadas às medições e modelagem, relações de fechamento confiáveis e precisas para os termos de transferência interfacial não estão totalmente desenvolvidas.

As aplicações do modelo de dois fluidos envolvem fenômenos transientes, propagação de ondas e mudanças de padrão de escoamentos, em cenários de fraco acoplamento entre as fases, ou seja, a inércia de cada fase pode mudar rapidamente. Entretanto, se as fases são fortemente acopladas, a aplicação deste modelo vem acompanhada de instabilidades, resultantes de equações constitutivas complexas, que limitam seu uso em casos práticos desta natureza.

Por utilizar uma formulação mais geral, o modelo de dois fluidos permite a obtenção de modelos mais simples para representação do escoamento multifásico, através do uso de hipóte-

ses simplificadoras: o modelo de fases separadas, o modelo de mistura ou o modelo homogêneo, conforme representado na Figura 3.1.

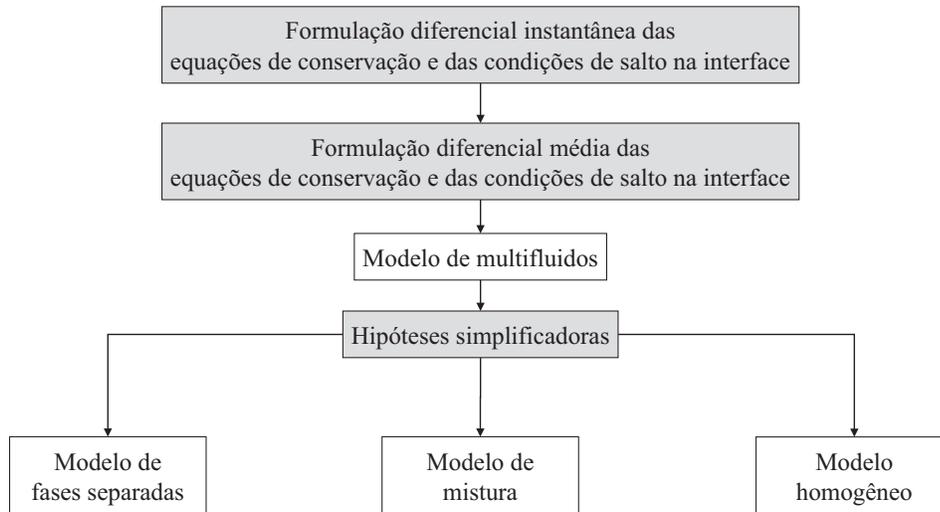


Figura 3.1 - Modelagem de escoamentos multifásicos.
Fonte: Adaptado de França (2007).

No modelo de fases separadas, as fases mantêm sua identidade no escoamento através de uma interface de separação que, frequentemente, é considerada plana. Esta hipótese permite a simplificação dos termos de transferência interfacial, por consequência, os melhores resultados são obtidos quando este modelo é aplicado em escoamentos separados. No modelo de mistura, as variáveis primitivas do escoamento são expressas em termos de variáveis de mistura, permitindo a simplificação dos termos de transferência interfacial, mas mantendo a interação entre as fases através do movimento relativo. A priori, o modelo de mistura pode ser aplicado em escoamentos misturados (disperso ou intermitente), mas é possível estender sua aplicação a escoamentos separados, utilizando equações de fechamento adequadas. O modelo homogêneo é semelhante ao modelo de mistura, mas não considera a existência de movimento relativo entre as fases, portanto, suas melhores aplicações são em escoamentos homogêneos com baixas velocidades relativas.

Na sequência é apresentada, de forma simplificada, a formulação unidimensional em regime permanente e isotérmico das equações de conservação dos modelos de fases separadas, de mistura e homogêneo, partindo da formulação do modelo de dois fluidos unidimensional, conforme descrito por Ishii (1975 apud ISHII; HIBIKI, 2006), que por sua vez, é obtida a partir das equações de transporte tridimensionais, expressas em termos médios.

3.2.1 Modelo de Dois Fluidos 1D

A formulação unidimensional do modelo de dois fluidos é obtida a partir da aplicação de processos de média na seção transversal da tubulação sobre as equações na forma tridimensional. Seja Ψ uma grandeza genérica, os processos de média simples e ponderada pela fração da fase α_k na seção transversal de área A desta grandeza genérica são definidos pelas seguintes equações:

$$\langle \Psi \rangle = (1/A) \int \Psi \, dA, \quad (3.13)$$

$$\langle \langle \Psi_k \rangle \rangle = \frac{(1/A) \int \alpha_k \Psi_k \, dA}{(1/A) \int \alpha_k \, dA} = \frac{\langle \alpha_k \Psi_k \rangle}{\langle \alpha_k \rangle}. \quad (3.14)$$

Uma vez que os processos de média simples e ponderada na seção transversal da tubulação, Equações 3.13 e 3.14, estão implícitos na presente formulação unidimensional, suas representações estão simplificadas ao longo do texto por $\langle \Psi \rangle = \Psi$ e $\langle \langle \Psi_k \rangle \rangle = (\Psi_k)_\alpha$.

Seja k uma fase, gás G ou líquido L, a equação de conservação de massa de uma fase, na forma unidimensional, é definida por:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha_k \rho_k (U_k)_\alpha] = \Gamma_k, \quad (3.15)$$

sendo t a variável temporal, z a coordenada axial e Γ_k a vazão mássica por unidade de volume devido à mudança de fase (termo de transferência interfacial).

A equação de conservação de quantidade de movimento de uma fase, na forma unidimensional, é definida por:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\alpha_k \rho_k (U_k)_\alpha] + \frac{\partial}{\partial z} [C_{V,k} \alpha_k \rho_k (U_k)_\alpha^2] = -\alpha_k \frac{\partial P}{\partial z} - \mathcal{T}_{W,k} - \alpha_k \rho_k g \sin(\theta) - M_{I,k}, \quad (3.16)$$

sendo $\mathcal{T}_{W,k}$ a força de atrito na parede por unidade de volume da fase, g a aceleração gravitacional e θ o ângulo de inclinação da tubulação.

O coeficiente de covariância da velocidade da fase $C_{V,k}$, presente na Equação 3.16, é resultante da aplicação dos processos de média na seção transversal da tubulação na equação de conservação de quantidade de movimento da fase. Por definição, é a razão entre a média ponderada do quadrado da velocidade da fase e o quadrado da média ponderada da velocidade da fase:

$$C_{V,k} = \frac{\langle \alpha_k U_k U_k \rangle}{\langle \alpha_k \rangle \langle \langle U_k \rangle \rangle \langle \langle U_k \rangle \rangle} \equiv \frac{\langle \langle U_k U_k \rangle \rangle}{\langle \langle U_k \rangle \rangle \langle \langle U_k \rangle \rangle} \equiv \frac{(U_k U_k)_\alpha}{(U_k)_\alpha (U_k)_\alpha}. \quad (3.17)$$

Para escoamentos em regime turbulento os perfis de velocidade e concentração são aproximadamente planos, tal que o coeficiente de covariância da velocidade da fase é aproximadamente igual à unidade, $C_{V,k} \cong 1$. Portanto, este coeficiente é omitido das equações de conservação de quantidade de movimento, nas formulações dos modelos definidas na sequência.

O termo das forças interfaciais por unidade de volume da fase $M_{I,k}$ é definido por:

$$M_{I,k} = - (P_{I,k} - P) \frac{\partial \alpha_k}{\partial z} + \mathcal{T}_{I,k} - F_{I,k} - (V_{k,I})_\alpha \Gamma_k. \quad (3.18)$$

Os termos do lado direito da Equação 3.18 correspondem às variações de quantidade de movimento devido aos efeitos que atuam na interface gás-líquido: a pressão, a tensão de cisalhamento, o arrasto e a mudança de fase, respectivamente. Além destes, outros efeitos podem ser considerados.

As seguintes condições de salto na interface são definidas para os termos de transferência interfacial de massa e de quantidade de movimento:

$$\begin{aligned} \Gamma_G + \Gamma_L &= 0, \\ \mathcal{T}_{I,G} + \mathcal{T}_{I,L} &= 0, \\ F_{I,G} + F_{I,L} &= 0, \\ (V_{G,I})_\alpha \Gamma_G + (V_{L,I})_\alpha \Gamma_L &= 0. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Além disto, considerando que as forças relativas aos termos de tensão superficial sejam desprezíveis, o termo de variação de pressão atuando na interface da Equação 3.18 é aproximadamente nulo, $(P_{I,k} - P)(\partial \alpha_k / \partial z) \cong 0$, tal que:

$$M_{I,G} + M_{I,L} = 0. \quad (3.20)$$

3.2.2 Modelo de Fases Separadas 1D em Regime Permanente

O modelo de fases separadas constitui uma simplificação do modelo de dois fluidos quando aplicado aos escoamentos separados (estratificado e anular). A hipótese da existência de uma interface de separação aproximadamente plana simplifica os termos de transferência interfacial. Para uma interface plana, ou se as ondulações na interface tiverem um comportamento periódico e não houver separação do escoamento nas cristas nem nos vales da interface, é esperado que $F_{I,k} \cong 0$

e $(P_{I,k} - P) (\partial\alpha_k/\partial z) \cong 0$. Em regime permanente, $\partial/\partial t = 0$, e na ausência de transferência de massa, $\Gamma_k = 0$, a equação de conservação de massa de uma fase k , gás G ou líquido L, definida na Equação 3.15, se reduz à:

$$\frac{d}{dz} [\alpha_k \rho_k (U_k)_\alpha] = 0. \quad (3.21)$$

E, a equação de conservação de quantidade de movimento de uma fase k , definida na Equação 3.16, se reduz à:

$$\frac{d}{dz} [\alpha_k \rho_k (U_k)_\alpha^2] = -\alpha_k \frac{dP}{dz} - \mathcal{T}_{W,k} - \alpha_k \rho_k g \sin(\theta) - \mathcal{T}_{I,k}. \quad (3.22)$$

Frequentemente, o termo de aceleração, lado esquerdo da Equação 3.22, é considerado desprezível, tal que:

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{\mathcal{T}_{W,k} + \mathcal{T}_{I,k}}{\alpha_k} - \rho_k g \sin(\theta). \quad (3.23)$$

A Equação 3.23 é semelhante à forma introduzida nos modelos propostos por Taitel e Dukler (1976), para escoamento estratificado, e por Alves et al. (1991), para escoamento anular.

3.2.3 Modelo de Mistura 1D em Regime Permanente

No modelo de mistura unidimensional, a equação de conservação de massa para uma fase k , gás G ou líquido L, é obtida a partir da Equação 3.15, considerando as hipóteses de regime permanente e escoamento sem mudança de fase, $\partial/\partial t = 0$ e $\Gamma_k = 0$, resultando na Equação 3.21.

A equação de conservação de quantidade de movimento da mistura é obtida somando as equações de conservação de quantidade de movimento de cada fase do modelo de dois fluidos, Equação 3.16, utilizando a relação resultante das condições de salto na interface, Equação 3.20, a condição de saturação, $\alpha_G + \alpha_L = 1$, e as hipóteses simplificadoras, $\partial/\partial t = 0$ e $\Gamma_k = 0$. Por fim, agrupando os termos com gradiente na direção axial, a equação de quantidade de movimento da mistura, escrita em termos das velocidades das fases, $(U_G)_\alpha$ e $(U_L)_\alpha$, é definida por:

$$\frac{d}{dz} [P + \alpha \rho_G (U_G)_\alpha^2 + (1 - \alpha) \rho_L (U_L)_\alpha^2] = -\mathcal{T}_W - \rho g \sin(\theta), \quad (3.24)$$

sendo $\mathcal{T}_W = \mathcal{T}_{W,G} + \mathcal{T}_{W,L}$ a força de atrito na parede por unidade de volume da mistura e ρ a massa específica da mistura, definida pela Equação 3.2. Substituindo as Equações 3.10 e 3.11 na Equação 3.24, utilizando as Equações 3.4 e 3.9, é possível expressar a equação de conservação de quantidade de movimento em termos das velocidades de mistura U e de deslizamento média $V_{G,J}$:

$$\frac{d}{dz} \left(P + \rho U^2 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{\rho_G \rho_L}{\rho} V_{G,J}^2 \right) = -\mathcal{T}_W - \rho g \sin(\theta). \quad (3.25)$$

O coeficiente de covariância da velocidade da mistura C_V , que deveria estar multiplicando U e $V_{G,J}$, é também omitido da Equação 3.25, uma vez que para escoamentos em regime turbulento, $C_{V,k} \cong 1$, e, por consequência, $C_V = [\alpha \rho_G C_{V,G} + (1-\alpha) \rho_L C_{V,L}] / \rho \cong 1$.

3.2.4 Modelo Homogêneo 1D em Regime Permanente

O modelo homogêneo é uma simplificação do modelo de dois fluidos, semelhante ao modelo de mistura, que despreza a existência de gradientes de velocidade ou de concentração na seção transversal da tubulação, $C_0 = 1$, e considerada a velocidade relativa como nula, tal que $(V_{G,J})_\alpha = V_{G,J} = 0$. Assim, as velocidades das fases e da mistura são exatamente iguais à velocidade superficial da mistura, $(U_G)_\alpha = (U_L)_\alpha = U = J$. Portanto, as equações de conservação de massa da fase k , gás G ou líquido L, e de quantidade de movimento da mistura são definidas por:

$$\frac{d}{dz} [\alpha_k \rho_k J] = 0, \quad (3.26)$$

$$\frac{d}{dz} (P + \rho J^2) = -\mathcal{T}_W - \rho g \sin(\theta). \quad (3.27)$$

3.2.5 Forma Geral para Representação dos Modelos

Os modelos de fases separadas, Equações 3.21 e 3.23, de mistura, Equações 3.21 e 3.24, e homogêneo, Equações 3.26 e 3.27, são simplificações do modelo de dois fluidos. Portanto, é

possível definir uma forma geral de representação das equações de conservação que permita a implementação computacional simultânea destes modelos. Deste modo, a forma geral da equação de conservação de massa é definida por:

$$\frac{d\Psi_1}{dz} = 0, \quad (3.28)$$

e, a forma geral da equação de conservação de quantidade de movimento é definida por:

$$\frac{d\Psi_2}{dz} = -\Psi_3 - \Psi_4 g \sin(\theta), \quad (3.29)$$

sendo que Ψ_1 a Ψ_4 são parâmetros definidos de acordo com a Tabela 3.1 para cada um dos modelos de escoamento gás-líquido definidos anteriormente.

Tabela 3.1 - Parâmetros das equações gerais de conservação dos modelos.

Modelo	Ψ_1	Ψ_2	Ψ_3	Ψ_4
Fases separadas	$\alpha_k \rho_k (U_k)_\alpha$	P	$(\mathcal{T}_{W,k} + \mathcal{T}_{L,k}) / \alpha_k$	ρ_k
Mistura	$\alpha_k \rho_k (U_k)_\alpha$	$P + \alpha \rho_G (U_G)_\alpha^2 + (1 - \alpha) \rho_L (U_L)_\alpha^2$	\mathcal{T}_W	ρ
Homogêneo	$\alpha_k \rho_k J$	$P + \rho J^2$	\mathcal{T}_W	ρ

Sendo: k representa uma fase, gás G ou líquido L.

3.3 Formulações do Modelo de Mistura: TACITE vs. *Drift-Flux*

A Equação 3.24 é a forma adotada por Pauchon et al. (1993) no modelo TACITE. A Equação 3.25 é semelhante à introduzida por Ishii (1975) no modelo *drift-flux*, cujo nome vem do fato de se expressar o fluxo relativo de massa em termos de volume. As equações de conservação de quantidade de movimento apresentadas em 3.24 e 3.25 são linearmente dependentes e transmitem a mesma informação. Dando sequência à discussão apresentada por Lima e Rosa (2008a) para escoamento intermitente, foi constatado neste trabalho que a implementação computacional do modelo de mistura, para os padrões disperso, separado e intermitente, é mais simples de ser realizada utilizando a forma expressa na Equação 3.24, isto é, em termos das velocidades das fases. Esta escolha elimina a necessidade de definição de uma variável e pode ser facilmente aplicado aos diversos padrões. Em vista disto, a formulação do modelo de mistura expressa pela Equação 3.24 é adotada como plataforma de trabalho, neste estudo.

3.4 Parâmetros de Fechamento do Modelo de Mistura

Analisando a formulação do modelo de mistura na forma TACITE, Equações 3.21 e 3.24, juntamente com as definições apresentadas na Seção 3.1, é possível observar que para o sistema formado por 3 equações neste modelo, existem 5 variáveis a determinar: P , $(U_G)_\alpha$, $(U_L)_\alpha$, α e \mathcal{T}_W . A pressão da mistura P é a variável a ser determinada pelo modelo e as velocidades das fases, $(U_G)_\alpha$ e $(U_L)_\alpha$, são determinadas pela Equação 3.3. Portanto, torna-se necessário a determinação da fração de gás α e da força de atrito na parede por unidade de volume da mistura \mathcal{T}_W , que por sua vez, dependem do padrão de escoamento.

4 PROPRIEDADES RELACIONADAS AOS PADRÕES DE ESCOAMENTO

Neste capítulo são definidas propriedades geométricas, velocidades e propriedades de transporte, relacionadas aos padrões de escoamentos gás-líquido: disperso, separado e intermitente. A definição destas propriedades torna-se importante para determinação dos parâmetros de fechamento do modelo de mistura, considerando as características de cada padrão.

4.1 Escoamento Disperso

O escoamento com fase dispersa, ou simplesmente disperso, é aquele em que uma fase ou componente está distribuído na forma de inúmeras bolhas, gotas ou partículas numa fase contínua. Na Figura 4.1 é apresentada uma representação esquemática do escoamento de bolhas dispersas, num tubo com diâmetro D , perímetro S , área A e comprimento L , e suas variáveis: o diâmetro das bolhas dispersas D_B , a área ocupada pelas bolhas dispersas A_B , a área ocupada pelo líquido A_S , a velocidade das bolhas dispersas U_B , a velocidade do líquido U_S , a velocidade da mistura J , a fração volumétrica de líquido R_S e a tensão de cisalhamento da mistura na parede $\tau_{W,S}$.

O diâmetro das bolhas dispersas D_B depende fortemente do seu processo de formação, das propriedades de transporte e das velocidades superficiais das fases. Entretanto, o valor máximo que o diâmetro das bolhas dispersas pode assumir é o diâmetro crítico $D_{B,crit.}$, acima do qual as forças de tensão superficial não conseguem manter a forma da bolha e as taxas de colisão e coalescência de bolhas são altas. Isto é, se $D_B > D_{B,crit.}$, as bolhas dispersas se deformam e podem se aglomerar para formar uma bolha alongada (muitas vezes denominada bolha de Taylor), além disto, em escoamentos horizontais a quase horizontais, devido a efeitos de empuxo, as bolhas dispersas tendem a se aglomerar na parede superior do tubo formando uma bolha alongada, resultando num escoamento de golfadas. O valor de $D_{B,crit.}$ é definido por Taitel e Dukler (1976) para escoamentos horizontais ou quase horizontais, baseado num balanço entre turbulência e forças de empuxo, assim como, por Taitel et al. (1980) e Barnea et al. (1985) para escoamentos verticais, baseado num balanço entre turbulência e forças de tensão superficial (SHOHAM, 2006):

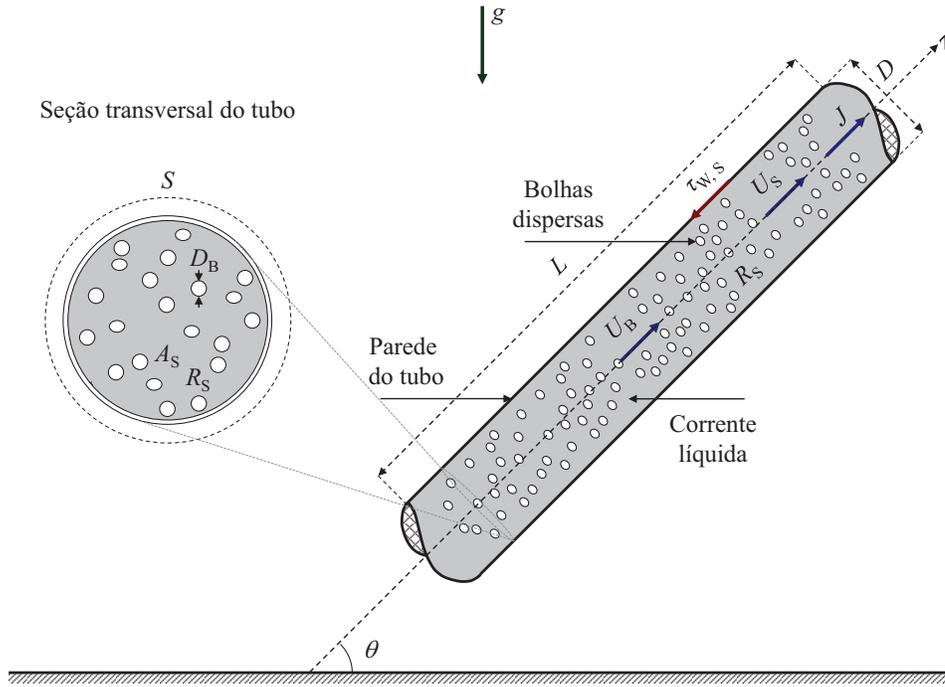


Figura 4.1 - Escoamento de bolhas dispersas e suas variáveis.

$$D_{B,\text{crít.}} = \begin{cases} 0,375 D C_{f,S} Fr^2 / \cos(\theta) & , \text{ se horizontal ou quase horizontal,} \\ 1,265 D Eo^{-1/2} & , \text{ se vertical,} \end{cases} \quad (4.1)$$

sendo $C_{f,S}$ o fator de atrito da mistura, definido pela Equação 5.30 no Capítulo 5, $Fr = J / (\Delta\rho g D / \rho_L)^{1/2}$ o número de Froude, J a velocidade superficial da mistura, definida pela Equação 3.6, $Eo = \Delta\rho g D^2 / \sigma$ o número de Eötvös e σ a tensão superficial gás-líquido.

A partir do balanço volumétrico, a velocidade da fase líquida, $(U_L)_\alpha \equiv U_S$, é definida em função da velocidade superficial da mistura J e da velocidade das bolhas dispersas U_B :

$$U_S = [J - (1 - R_S) U_B] / R_S. \quad (4.2)$$

A velocidade da fase gasosa $(U_G)_\alpha$ corresponde a velocidade das bolhas dispersas U_B . O modelo para U_B segue a proposição de Nicklin (1962), que presume que as bolhas se deslocam com a velocidade superficial da mistura J , acrescida da velocidade de deslizamento local $V_{\infty,B}$, ou seja, a velocidade das bolhas dispersas escoando em líquido estagnado (meio contínuo):

$$U_B = C_{0,B} J + V_{\infty,B}, \quad (4.3)$$

sendo $V_{\infty,B} = C_{\infty,B} (\Delta\rho g D / \rho_L)^{1/2}$.

Para bolhas dispersas, o parâmetro de distribuição $C_{0,B}$ e a velocidade de deslizamento local adimensional $C_{\infty,B}$ são definidos de acordo com a Tabela 4.1, considerando o regime das bolhas dispersas, que resultam de efeitos de tensão superficial, viscosidade, inércia e empuxo (ISHII, 1975 apud ISHII; HIBIKI, 2006).

Tabela 4.1 - Definições para $C_{0,B}$ e $C_{\infty,B}$ das bolhas dispersas em função do regime.

Regime	$C_{0,B}$	$C_{\infty,B}$		Critério
Agitado	$1,0 + 0,2 \left(1 - \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} \right) \text{sen}^2(\theta)$	$\sqrt{2} R_S^n \text{Eo}^{-1/4} \text{sen}(\theta)$	$n = 0$	CT1
Distorcido			$n = 7/4$	CT2
Esférico		$\frac{21,6 \mu_L}{\rho_L D_B} \left[\frac{\psi^{4/3} (1 + \psi) R_S^3}{1 + \psi R_S^{9/7}} \right] \left(\frac{\rho_L}{\Delta \rho g D} \right)^{1/2}$		

Sendo: $\psi = 0,55[(1 + 0,01 D_B^{*3})^{4/7} - 1]^{3/4}$ é um parâmetro dependente do diâmetro das bolhas dispersas;

Critério de Transição 1 (CT1) $\Leftarrow \text{We}_B < 8$ e $R_S \leq 0,7$;

Critério de Transição 2 (CT2) $\Leftarrow \text{We}_B < 8$ e $\text{Mo}^{1/4} < 36\sqrt{2}[(1 + 0,1\text{Re}_B^{3/4})/\text{Re}_B^2]$;

Critério de Transição 3 (CT3) $\Leftarrow \text{We}_B < 8$ e $1 < \text{Re}_B < 1000$;

$D_B^* = D_B(\Delta \rho \rho_L g / \mu_L^2)^{1/3}$ é o diâmetro das bolhas dispersas adimensional;

$\text{We}_B = \rho_G(U_B - U_S)^2 D_B / \sigma$ é o número de Weber das bolhas dispersas;

$\text{Mo} = (g \Delta \rho \mu_L^4) / (\rho_L^2 \sigma^3)$ é o número de Morton;

$\text{Re}_B = \rho_L |U_B - U_S| D_B / \mu_L$ é o número de Reynolds das bolhas dispersas.

No escoamento disperso, a massa específica, $\rho_S \equiv \rho$, e a viscosidade (discutida na Subseção 5.2.2), $\mu_S \equiv \mu$, são definidas em termos das propriedades da mistura:

$$\rho_S = (1 - R_S) \rho_G + R_S \rho_L, \quad (4.4)$$

$$\mu_S = (1 - R_S) \mu_G + R_S \mu_L. \quad (4.5)$$

As propriedades relacionadas ao escoamento disperso, definidas nas Equações 4.2 a 4.5, são dependentes da fração volumétrica de líquido R_S , por definição, é a razão entre o volume ocupado pelo líquido e o volume total, expressa por:

$$R_S = (1/L) \int_0^L (A_S/A) dz, \quad (4.6)$$

mas, por outro lado, pode ser relacionada à fração volumétrica de gás pela condição de saturação, $R_S = 1 - \alpha_B \equiv 1 - \alpha$, tal que utilizando a Equação 5.7 do Capítulo 5, é possível obter:

$$f(R_S) = 1 - R_S - J_G / (C_{0,B} J + V_{\infty,B}) = 0, \quad (4.7)$$

sendo $f(R_S)$ uma função implícita de R_S , visto que $V_{\infty,B}$ é dependente de R_S , conforme Tabela 4.1. Portanto, a Equação 4.7 é resolvida iterativamente utilizando um método de solução de equações

algébricas não lineares, por exemplo, o método da secante (PRESS et al., 1992), a cada passo de integração Δz do modelo de mistura, de modo a determinar R_S e as demais variáveis relacionadas, de acordo com o Algoritmo 4.1.

Algoritmo 4.1 Determinação da fração de líquido e do regime das bolhas dispersas.

inserir $J_G, J, \rho_G, \rho_L, \mu_G, \mu_L, \sigma, D$ e θ

1. calcular $Eo = \Delta\rho g D^2/\sigma$
 2. determinar D_B utilizando a Equação 4.1
 3. determinar $C_{0,B}$ de acordo com a Tabela 4.1
 4. utilizar $V_{\infty,B}(R_S)$ para regime agitado de acordo com a Tabela 4.1 (hipótese inicial)
 5. determinar R_S e $V_{\infty,B}(R_S)$ através da solução iterativa da função implícita $f(R_S)$, Equação 4.7
 6. determinar U_S e U_B utilizando as Equações 4.2 e 4.3
 7. calcular $We_B = \rho_G(U_B - U_S)^2 D_B/\sigma$
 8. **se** $We_B > 8$ **então**
 9. **se** $R_S \leq 0,7$ **então**
 10. regime agitado!
 11. **senão,**
 12. utilizar $V_{\infty,B}(R_S)$ para regime distorcido de acordo com a Tabela 4.1
 13. repetir etapas 5 a 6
 14. calcular $Mo = (g \Delta\rho \mu_L^4)/(\rho_L^2 \sigma^3)$ e $Re_B = \rho_L |U_B - U_S| D_B/\mu_L$
 15. **se** $Mo^{1/4} < 36\sqrt{2}[(1 + 0,1Re_B^{3/4})/Re_B^2]$ **então**
 16. regime distorcido!
 17. **senão,**
 18. utilizar $V_{\infty,B}(R_S)$ para regime esférico de acordo com a Tabela 4.1
 19. repetir etapas 5 a 6
 20. recalcular $Re_B = \rho_L |U_B - U_S| D_B/\mu_L$
 21. **se** $1 < Re_B < 1000$ **então**
 22. regime esférico!
 23. **finaliza se**
 24. **finaliza se**
 25. **finaliza se**
 26. **senão,**
 27. transição para intermitente!
 28. **finaliza se**
 29. **retorna** $C_{0,B}, V_{\infty,B}, R_S$ e o regime das bolhas dispersas
-

4.2 escoamento Separado

Considera-se que no escoamento com fases separadas, ou simplesmente separado, cada fase tem uma corrente de fluxo contínuo escoando concorrentemente, separadas por uma interface. A

depender da geometria da interface, classifica-se em estratificado ou anular, podendo ocorrer à dispersão de uma fase na outra devido aos fenômenos de deposição e de atomização.

No escoamento estratificado, Figura 4.2, a fase líquida escoar com velocidade U_F na porção inferior da tubulação, sob forma de um filme com interface plana de espessura H_F e fração R_F , e a fase gasosa escoar com velocidade U_C na porção superior. Ambas as fases, gasosa e líquida, exercem tensões de cisalhamento na parede da tubulação, $\tau_{W,C}$ e $\tau_{W,F}$, respectivamente. A interface, sob ação de uma tensão interfacial τ_I , é lisa em tubulações horizontais ou levemente inclinadas com baixas velocidades. À medida que a inclinação ou a velocidade superficial de gás aumenta, a interface lisa torna-se ondulada e o filme de líquido começa a escalar em torno da parede da tubulação, gerando uma distribuição circunferencial de filme. A partir daí, um aumento na velocidade superficial de gás pode causar o fechamento do filme, caracterizando o escoamento anular com gotas eventualmente sendo arrastadas da superfície do filme, passando a escoar dispersas no núcleo gasoso. Este filme anular é mais espesso na geratriz inferior devido à ação da gravidade (TORRES, 1992).

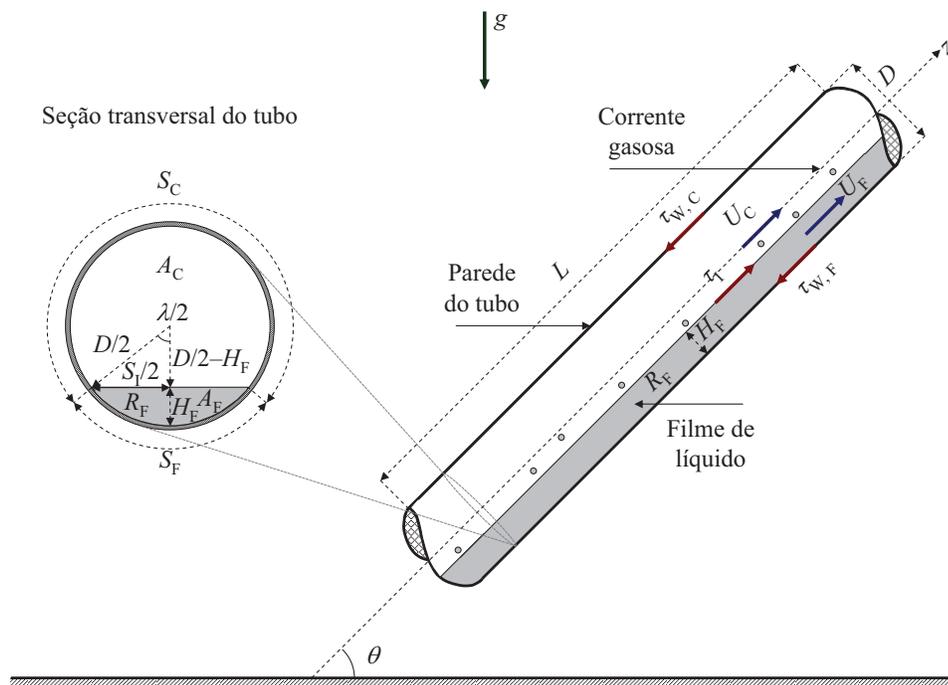


Figura 4.2 - Escoamento estratificado e suas variáveis.

No escoamento anular, Figura 4.3, o núcleo gasoso escoar no centro do tubo com velocidade U_C , muito superior à velocidade do filme de líquido U_F , que possui uma interface concêntrica de

espessura H_F e fração R_F . Este filme de líquido escoar na periferia em contato com a parede da tubulação, exercendo uma tensão de cisalhamento $\tau_{W,F}$, e em contato com o núcleo gasoso central, sob ação de uma tensão interfacial τ_I . R_D e E_D correspondem à fração volumétrica de gotículas no núcleo gasoso e à fração de arraste de gotículas (*entrainment fraction*), cujas definições são dadas pelas Equações 4.12 e 4.13, respectivamente.

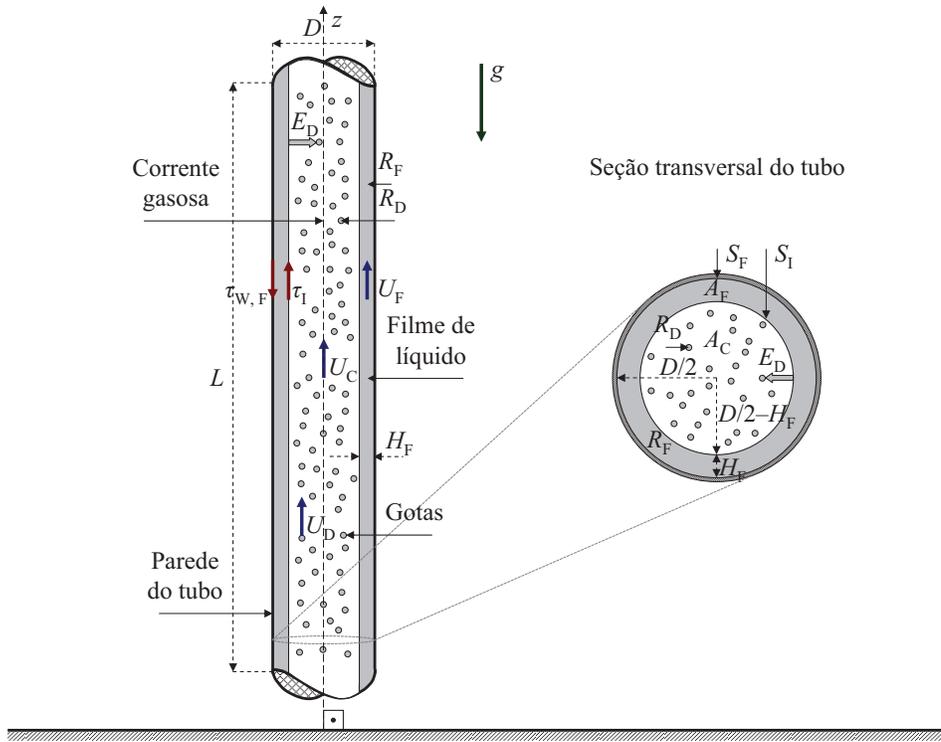


Figura 4.3 - Escoamento anular e suas variáveis.

Os perímetros da tubulação molhados pelas fases, S_C e S_F , o perímetro interfacial S_I , as áreas ocupadas pelas fases, A_C e A_F , os diâmetros hidráulicos das fases, D_C e D_F , e a fração de filme de líquido R_F são avaliados através das propriedades geométricas das interfaces, plana ou concêntrica, conforme Tabela 4.2.

A velocidade do núcleo gasoso U_C é equivalente à $(U_G)_\alpha$ e a velocidade do filme de líquido U_F é equivalente à $(U_L)_\alpha$. Considerando o núcleo gasoso uma mistura homogênea sem deslizamento entre o gás e as gotículas, as definições de U_C e U_F são obtidas a partir dos balanços volumétricos de gás e de líquido, considerando a fração de arraste de gotículas E_D :

$$U_C = (J_G + E_D J_L) / (1 - R_F), \quad (4.8)$$

$$U_F = (J_L - E_D J_L) / R_F. \quad (4.9)$$

Tabela 4.2 - Propriedades geométricas para interfaces plana e concêntrica.

Propriedade geométrica	Forma da interface	
	Plana	Concêntrica
S_C	$D (\pi - \lambda/2)$	0
S_F	$D \lambda/2$	πD
S_I	$D \text{sen} (\lambda/2)$	$\pi D (1 - 2 \delta)$
A_C	$D^2 [2\pi - \lambda + \text{sen} (\lambda)] / 8$	$\pi D^2 (1 - 2 \delta)^2 / 4$
A_F	$D^2 [\lambda - \text{sen} (\lambda)] / 8$	$\pi D^2 \delta (1 - \delta)$
D_C	$D \left\{ 1 + \frac{\text{sen} (\lambda/2) - \text{sen} (\lambda) / 2}{2 [2\pi - \lambda + \text{sen} (\lambda)]} \right\}^{-1}$	$D (1 - 2 \delta)$
D_F	$D [1 - \text{sen} (\lambda) / \lambda]$	$D [4 \delta (1 - \delta)]$
R_F	$[\lambda - \text{sen} (\lambda)] / (2 \pi)$	$4 \delta (1 - \delta)$

Sendo: $\lambda = 2 \cos^{-1} (1 - 2 \delta)$ é o ângulo formado pela interface plana;
 $\delta = H_F/D$ é a espessura de filme de líquido adimensional;
 $0 < \delta < 1$, se interface plana;
 $0 < \delta < 1/2$, se interface concêntrica.

A massa específica e a viscosidade do filme correspondem às do líquido, tal que $\rho_F = \rho_L$ e $\mu_F = \mu_L$. E, a massa específica e a viscosidade do núcleo gasoso, ρ_C e μ_C , são definidas por:

$$\rho_C = (1 - R_D)\rho_G + R_D \rho_L, \quad (4.10)$$

$$\mu_C = (1 - R_D)\mu_G + R_D \mu_L. \quad (4.11)$$

A fração de gotículas no núcleo gasoso R_D é definida em função da fração de arraste de gotículas E_D por:

$$R_D = E_D J_L / (J_G + E_D J_L). \quad (4.12)$$

As propriedades relacionadas ao escoamento separado, definidas nas Equações 4.8 a 4.12, são dependentes da fração de arraste de gotículas E_D e da fração de filme de líquido R_F , sendo que este último depende da espessura de filme de líquido H_F , conforme Tabela 4.2.

4.2.1 Fração de Arraste de Gotículas

A fração de arraste de gotículas E_D (*Entrainment Fraction*) é definida pela razão entre a vazão mássica de líquido que é arrastada pelo núcleo gasoso da superfície do filme de líquido sob a forma de gotículas W_D e a vazão mássica total de líquido W_L :

$$E_D = W_D/W_L \equiv W_D/(W_D + W_F) \equiv 1 - W_F/(W_D + W_F). \quad (4.13)$$

A vazão mássica de gotículas dispersas na corrente gasosa resulta de um balanço entre as taxas de atomização e de deposição de gotículas na superfície do filme de líquido que escoia junto à parede. O processo de atomização é controlado pelo cisalhamento na interface entre o núcleo gasoso e o filme de líquido. O processo de deposição é controlado pela velocidade terminal das gotículas em baixas velocidades de gás e pelo transporte turbulento em altas velocidades de gás. As taxas de atomização e deposição podem ser definidas a partir de um balanço de massa no filme de líquido. Há grande dificuldade na modelagem das taxas de atomização e de deposição, pois os fenômenos são complexos e envolvem diversos processos. Os modelos teóricos ainda são rudimentares e a grande maioria das correlações são empíricas e dimensionais.

Em regime permanente e distante do local de formação do filme, as taxas de atomização e deposição são aproximadamente iguais, tal que a fração de arraste de gotículas é localmente uniforme (em equilíbrio), podendo ser estimada através de correlações obtidas de ajustes empíricos e/ou baseadas em modelos simplificados. Entretanto, estas correlações sofrem da imprecisão dos dados experimentais e da falta de um modelo físico consistente para sua representação. As correlações para estimativa da fração de arraste de gotículas geralmente dependem do diâmetro da tubulação, da distância da região de entrada, da velocidade superficial do gás, da tensão superficial, da massa específica do gás e da vazão mássica de líquido, e muitas vezes são expressas em termos de números adimensionais. Na Tabela 4.3 são apresentadas algumas destas correlações para a fração de arraste de gotículas.

Tabela 4.3 - Correlações para estimativa da fração de arraste de gotículas E_D .

Autor	E_D	Eq.
Wallis (1969)	$1 - \exp \left[-0,125 \left(10^4 J_G \mu_G (\rho_G/\rho_L)^{1/2} / \sigma - 1,5 \right) \right]$	(4.13a)
Oliemans et al. (1986)	$10^{-2,52} \rho_G^{1,18} \rho_L^{1,08} \mu_G^{0,28} \mu_L^{0,27} J_G^{1,44} J_L^{0,7} \sigma^{-1,8} g^{0,46} D^{1,72} (1 - E_D)$	(4.13b)
Ishii e Mishima (1989)	$\tanh \left(7,25 \times 10^{-7} \text{Re}_L^{1/4} \text{We}_1^{5/4} \right)$	(4.13c)
Sawant et al. (2008)	$(1 - \text{Re}_{L,\text{mín.}}/\text{Re}_L) \tanh \left[2,31 \times 10^{-4} \text{Re}_L^{-0,35} (\text{We}^*)^{5/4} \right]$	(4.13d)
Sawant et al. (2009)	$(1 - \text{Re}_{L,\text{mín.}}^*/\text{Re}_L) \tanh \left[2,31 \times 10^{-4} \text{Re}_L^{-0,35} (\text{We}^{**})^{5/4} \right]$	(4.13e)

Sendo: $\text{Re}_L = \rho_L J_L D / \mu_L$ é o número de Reynolds do líquido;

$\text{Re}_{L,\text{mín.}} = 250 \ln(\text{Re}_L) - 1265$ é o número de Reynolds do líquido mínimo;

$\text{Re}_{L,\text{mín.}}^* = 13 N_\mu^{-1/2} + 0,3(\text{Re}_L - 13 N_\mu^{-1/2})^{0,95}$ é o n. de Reynolds do líq. mín. modificado;

$N_\mu = \mu_L / [\rho_L^2 \sigma^3 / (\Delta \rho g)]^{1/4}$ é o número de viscosidade;

$\text{We}^* = (\rho_G J_G^2 D / \sigma)(\Delta \rho / \rho_G)^{1/3}$ e $\text{We}^{**} = \text{We}^* (\Delta \rho / \rho_G)^{-1/12}$ são os n. de Weber modificados.

Na Figura 4.4 são apresentados os perfis das correlações para estimativa da fração de arraste de gotículas, definidas na Tabela 4.3, em função da velocidade superficial de gás, variando a velocidade superficial de líquido de 0,1 m/s a 2 m/s, a uma pressão de 1 atm num tubo vertical de 26 mm de diâmetro interno. A correlação de Wallis (1969), Equação 4.13a, independe da velocidade superficial de líquido J_L e nas demais correlações os valores de E_D diminuem com o aumento de J_L . A correlação de Oliemans et al. (1986), Equação 4.13b, é a que apresenta os maiores valores de E_D , mesmo para menores valores de J_G . As correlações de Ishii e Mishima (1989), Sawant et al. (2008) e Sawant et al. (2009) (Equações 4.13c, 4.13d e 4.13e) apresentam perfis semelhantes, decrescendo o valor de E_D da 4.13c para 4.13e. A correlação 4.13c é a única que chega a valores de E_D próximos à unidade para maiores valores de J_G . O aumento do valor da pressão tende aumentar os valores de E_D devido ao aumento na massa específica do gás, principalmente para menores valores de J_G . O grande número de parâmetros necessários à determinação de E_D , a escassez de dados experimentais e a grande dificuldade de obtenção destes dados em condições variadas, tais como pressão e diâmetros de tubulação, fazem com que as correlações para E_D sejam limitadas.

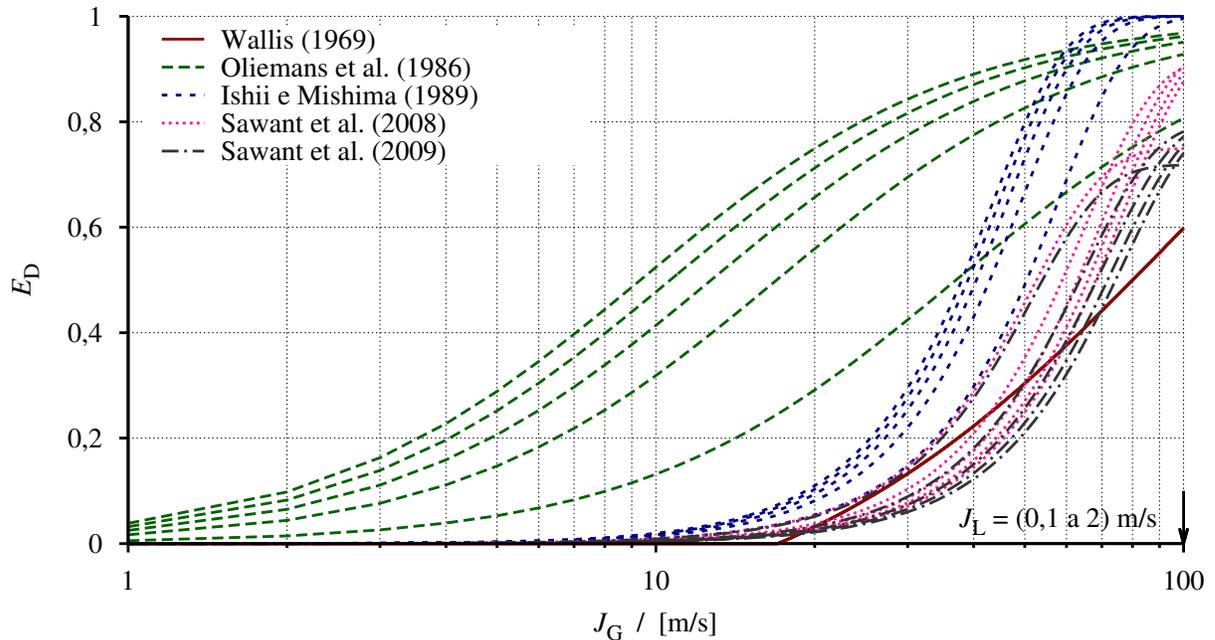


Figura 4.4 - Perfis das correlações para E_D com $P = 1$ atm, num tubo vertical com $D = 26$ mm.

Uma análise do desempenho das correlações da Tabela 4.3 no modelo de mistura é apresentada na Seção 7.2, para os casos de escoamento anular simulados na Seção 7.4.

4.2.2 Modelo de Espessura Filme de Líquido

Na formulação TACITE, Equação 3.24, o modelo para determinação da espessura de filme de líquido H_F e, por consequência, da fração de filme de líquido R_F e das demais propriedades relacionadas, é obtido a partir da conservação de quantidade de movimento no modelo de fases separadas, Equação 3.22, subtraindo a equação para o núcleo gasoso da equação para o filme de líquido, de modo eliminar o gradiente de pressão. Deste modo, é possível obter após rearranjo:

$$f_1(H_F) = \frac{\tau_{W,F} S_F}{A} - \left(\frac{R_F}{1 - R_F} \right) \frac{\tau_{W,C} S_C}{A} - \left(\frac{1}{1 - R_F} \right) \frac{\tau_I S_I}{A} + R_F \Delta\rho g \sin(\theta) = 0, \quad (4.14)$$

sendo $f_1(H_F)$ uma função implícita de H_F obtida a partir do balanço de forças e $\Delta\rho = \rho_F - \rho_C$ a diferença entre as massas específicas do filme de líquido e do núcleo gasoso.

As tensões de cisalhamento na parede do núcleo gasoso $\tau_{W,C}$ e do filme de líquido $\tau_{W,F}$ são definidas pela Equação 5.29 no Capítulo 5 e a tensão de cisalhamento interfacial τ_I é definida utilizando a velocidade relativa entre o núcleo gasoso e o filme de líquido:

$$\tau_I = C_{f,I} \rho_C (U_C - U_F) |U_C - U_F| / 2. \quad (4.15)$$

Neste trabalho, o fator de atrito interfacial $C_{f,I}$ é estimado através da correlação proposta por Wallis (1969), para interface concêntrica, e das correlações propostas por Cohen e Hanratty; Hart et al. (1968, 1989 apud TORRES, 1992), para interface plana:

$$C_{f,I} = \begin{cases} C_{f,C}^* (1 + 300 \delta) , & \text{se interface concêntrica,} \\ 0,014 , & \text{se interface plana e } J_G \leq 15, \\ 0,0625 [\log(15/\text{Re}_C + 2,3 \delta/3,715)]^{-2} , & \text{se interface plana e } J_G > 15, \end{cases} \quad (4.16)$$

sendo $C_{f,C}^* = C_{f,C}$ o fator de atrito do núcleo gasoso e Re_C o número de Reynolds do núcleo gasoso, cujas definições são dadas pelas Equações 5.30 e 5.31 no Capítulo 5, respectivamente.

Na formulação *drift-flux*, Equação 3.25, o modelo para determinação da espessura de filme de líquido H_F e, por consequência, da fração de filme de líquido R_F e das demais propriedades relacionadas, é obtido a partir da relação entre a fração de gás α e as frações de filme de líquido R_F e de gotículas no núcleo gasoso R_D :

$$\alpha = (1 - R_D) (1 - R_F) , \quad (4.17)$$

tal que após rearranjo e substituindo a definição de α , Equação 5.7 do Capítulo 5, é possível obter:

$$f_2(H_F) = (1 - R_D)(1 - R_F) - J_G / [C_0 J + (V_{G,J})_\alpha] = 0. \quad (4.18)$$

sendo $f_2(H_F)$ uma função implícita de H_F obtida a partir das relações entre α , R_F e R_D .

A principal vantagem da solução da Equação 4.14 é a possibilidade de se determinar α utilizando a Equação 4.17, uma vez conhecido o valor de R_F , determinado em função de H_F obtido da solução da Equação 4.14, e do valor de R_D , determinado em função de E_D . Do contrário, a Equação 4.18 depende da determinação dos valores de C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$, cujas definições são apresentadas na Subseção 5.1.2, para determinação do valor de H_F e, por consequência, do valor de R_F .

A Equação 4.14 ou 4.18 é resolvida iterativamente utilizando um método de solução de equações algébricas não lineares, por exemplo, o método da secante (PRESS et al., 1992), a cada passo de integração Δz do modelo de mistura, de modo a determinar H_F e as demais variáveis relacionadas, de acordo com o Algoritmo 4.2.

Algoritmo 4.2 Determinação da espessura de filme de líquido para escoamento separado.

inserir $J_G, J_L, J, \rho_C, \rho_F, \mu_C, \mu_F, D, A, \theta$ e ε

1. **se** o modelo de espessura de filme de líquido for baseado no balanço de forças **então**
 2. determinar H_F através da solução iterativa da função implícita $f_1(H_F)$, Equação 4.14, tal que:
 3. **enquanto** ocorrer o processo iterativo de solução de $f_1(H_F)$, ou seja, se $f_1(H_F) >$ tolerância **faça**
 4. determinar S_C, S_F, S_I, D_C, D_F e R_F utilizando a Tabela 4.2
 5. determinar U_C e U_F utilizando as Equações 4.8 e 4.9
 6. determinar Re_C e Re_F utilizando a Equação 5.31
 7. determinar $C_{f,C}$ e $C_{f,F}$ utilizando a Equação 5.30; determinar $C_{f,I}$ utilizando a Equação 4.16
 8. determinar $\tau_{W,C}$ e $\tau_{W,F}$ utilizando a Equação 5.29; determinar τ_I utilizando a Equação 4.15
 9. utilizar $A, \theta, R_F, S_F, S_C, S_I, \tau_{W,F}, \tau_{W,C}$ e τ_I para calcular $f_1(H_F)$
 10. **finaliza enquanto**
 11. determinar α utilizando a Equação 4.17
 12. **senão, se** o modelo de espessura de filme de líquido for baseado na lei cinemática de deslizamento **então**
 13. determinar H_F através da solução iterativa da função implícita $f_2(H_F)$, Equação 4.18, tal que:
 14. **enquanto** ocorrer o processo iterativo de solução de $f_2(H_F)$, ou seja, se $f_2(H_F) >$ tolerância **faça**
 15. determinar C_0 utilizando Equação 5.9 e atribuir $(V_{G,J})_\alpha = 0$, de acordo com a Subseção 5.1.2
 16. determinar R_F utilizando a Tabela 4.2
 17. utilizar $J_G, J, C_0, (V_{G,J})_\alpha, R_D$ e R_F para calcular $f_2(H_F)$
 18. **finaliza enquanto**
 19. determinar α utilizando a Equação 5.7
 20. repetir etapas 4 a 6
 21. determinar $C_{f,C}$ e $C_{f,F}$ utilizando a Equação 5.30
 22. determinar $\tau_{W,C}$ e $\tau_{W,F}$ utilizando a Equação 5.29
 23. **finaliza se**
 24. **retorna** $\alpha, R_F, S_F, S_C, \tau_{W,F}$ e $\tau_{W,C}$
-

4.3 escoamento Intermitente

O escoamento intermitente é caracterizado pela alternância, ou intermitência, de unidades características que se repetem ao longo do escoamento, com uma determinada frequência. Estas unidades são normalmente constituídas por uma região de escoamento disperso (pistão de líquido aerado), seguida por uma região de escoamento separado (bolha alongada e filme de líquido), portanto, o escoamento intermitente pode ser considerado como uma combinação destes dois padrões. As Figuras 4.5 e 4.6 apresentam representações esquemáticas do escoamento de golfadas de líquido e suas variáveis, em linhas horizontais a inclinadas e verticais, respectivamente.

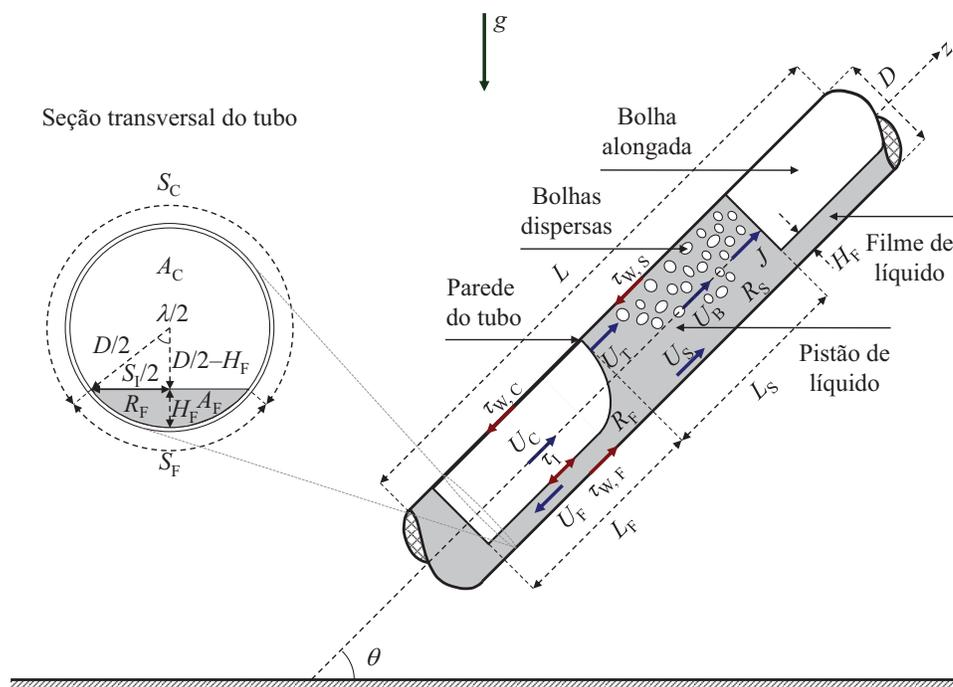


Figura 4.5 - Escoamento de golfadas e suas variáveis em linhas horizontais a inclinadas.

As propriedades do escoamento de golfadas são determinadas utilizando o conceito de célula unitária proposto por Wallis (1969). O pistão de líquido aerado de velocidade J e de comprimento L_S é seguido por uma bolha alongada de velocidade U_T . A velocidade do líquido no pistão, de fração de líquido R_S , corresponde a U_S e as bolhas dispersas se deslocam com velocidade U_B . O filme de líquido possui comprimento L_F e fração R_F .

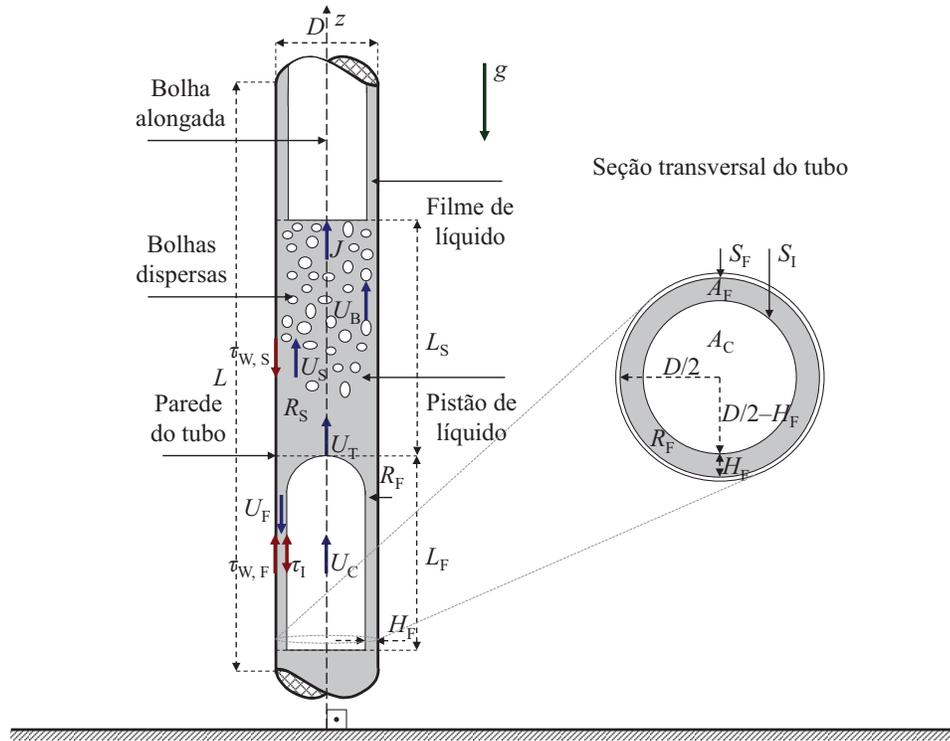


Figura 4.6 - Escoamento de golfadas e suas variáveis em linhas verticais.

Em linhas horizontais e inclinadas a interface é considerada plana, vide Figura 4.5, e em linhas verticais a interface é considerada concêntrica, vide Figura 4.6, semelhante ao escoamento separado. Deste modo, os perímetros da tubulação molhados pelas fases, S_C e S_F , o perímetro interfacial S_I , as áreas ocupadas pelas fases, A_C e A_F , os diâmetros hidráulicos das fases, D_C e D_F , e a fração de filme de líquido R_F são avaliados através das propriedades geométricas das interfaces, plana ou concêntrica, conforme Tabela 4.2.

A velocidade do líquido no pistão U_S é definida pela Equação 4.2. Aplicando os balanços volumétricos das fases numa célula unitária, é possível expressar a velocidade do gás na bolha alongada U_C e a velocidade do filme de líquido U_F em termos de J , U_T , U_B , R_F e R_S , de acordo com as definições apresentadas por Taitel e Barnea (1990):

$$U_C = [(R_S - R_F) U_T - (1 - R_S) U_B] / (1 - R_F), \quad (4.19)$$

$$U_F = [J + (R_F - R_S) U_T - (1 - R_S) U_B] / R_F, \quad (4.20)$$

sendo que U_T é a velocidade de translação da bolha alongada determinada pela lei cinemática proposta por Nicklin (1962):

$$U_T = C_{0,T} J + V_{\infty,T}. \quad (4.21)$$

O primeiro termo do lado direito da Equação 4.21 é a componente de velocidade devido ao transporte da mistura. O parâmetro de distribuição $C_{0,T}$ é aproximadamente igual à razão entre a velocidade máxima e a velocidade média do líquido à frente da bolha alongada, porém, afastado do nariz da bolha, ou seja, $C_{0,T} \cong U_{\text{máx.}}/\bar{U}$ (POLONSKY et al., 1999). O segundo termo expressa a velocidade de deslizamento local da bolha alongada devido à força de empuxo, ou seja, a velocidade da bolha alongada escoando em líquido estagnado $V_{\infty,T} = C_{\infty,T} (\Delta\rho g D/\rho_L)^{1/2}$.

Para a bolha alongada, o parâmetro de distribuição $C_{0,T}$ e a velocidade de deslizamento local adimensional $C_{\infty,T}$ são dependentes da inclinação da tubulação e dos seguintes grupos adimensionais: Reynolds, Froude, Eötvös (FABRE; LINÉ, 1992). Para regime turbulento, é possível obter expressões para $C_{0,T}$ e $C_{\infty,T}$, incluindo os efeitos da inclinação da tubulação e dos grupos adimensionais Froude e Eötvös, combinando os resultados experimentais de Bendiksen (1984) e Weber (1981), conforme apresentado na Tabela 4.4.

Tabela 4.4 - Definições para $C_{0,T}$ e $C_{\infty,T}$ da bolha alongada em regime turbulento.

$C_{0,T}$	$C_{\infty,T}$	Critério
$1,0 + 0,2 \sin^2(\theta)$	$\left(0,542 - \frac{1,76}{\text{Eo}^{0,56}}\right) \cos(\theta) + \frac{0,345 \sin(\theta)}{(1 + 3805 \text{Eo}^{-3,06})^{0,58}}$	$\text{Fr} < 3,5$
1,2	$\frac{0,345 \sin(\theta)}{(1 + 3805 \text{Eo}^{-3,06})^{0,58}}$	$\text{Fr} \geq 3,5$

Sendo: $\text{Fr} = J/(\Delta\rho g D/\rho_L)^{1/2}$ é o número de Froude.

No pistão de líquido, a velocidade das bolhas dispersas U_B é definida pela Equação 4.3 e o diâmetro destas bolhas dispersas são frequentemente maiores que o diâmetro crítico definido pela Equação 4.1. Deste modo, o parâmetro de distribuição $C_{0,B}$ e a velocidade de deslizamento local adimensional $C_{\infty,B}$ são independentes do diâmetro das bolhas dispersas e seguem as definições propostas por Harmathy (1960) para os regimes agitado e distorcido, considerando uma correção relacionada à inclinação do tubo (BARNEA et al., 1985 apud TAITEL; BARNEA, 1990), conforme definido na Tabela 4.5:

Tabela 4.5 - Definições para $C_{0,B}$ e $C_{\infty,B}$ das bolhas dispersas no pistão de líquido.

Regime	$C_{0,B}$	$C_{\infty,B}$	n
Agitado	$1,0 + 0,2 \sin^2(\theta)$	$1,54 R_S^n \text{Eo}^{-1/4} \sin(\theta)$	0
Distorcido			7/4

As massas específicas e viscosidades são definidas por $\rho_C = \rho_G$ e $\mu_C = \mu_G$, para a bolha alongada, por $\rho_F = \rho_L$ e $\mu_F = \mu_L$, para o filme de líquido, e pelas Equações 4.4 e 4.5, para o pistão de líquido aerado.

As propriedades do escoamento intermitente, definidas anteriormente, mostram uma dependência com a fração de líquido no pistão R_S e a fração de filme de líquido R_F , portanto, torna-se necessário a definição destes parâmetros. Além disto, é apresentada na sequência a definição do fator de intermitência, um parâmetro característico deste padrão de escoamento.

4.3.1 Fator de Intermitência e Frequência da Célula Unitária

O fator de intermitência β é definido como a fração de tempos ou de comprimentos das regiões que constituem o escoamento intermitente (região da bolha alongada mais filme de líquido e região do pistão de líquido aerado), mas pode se expresso em termos da velocidade da bolha alongada U_T e da frequência da célula unitária f :

$$\beta = L_F / (L_F + L_S) = L_F / (U_T / f). \quad (4.22)$$

Por definição, a frequência da célula unitária f é a razão entre a velocidade de translação da bolha alongada U_T pelo comprimento da célula unitária $L_F + L_S$:

$$f = U_T / (L_F + L_S). \quad (4.23)$$

A maioria das correlações para estimativa da frequência da célula unitária f baseia-se em medições experimentais, o que muitas vezes restringe a sua utilização, sendo expressas em função das velocidades superficiais das fases e das propriedades de transporte dos fluidos, considerando a inclinação da tubulação, bem como efeitos de tensão superficial, viscosidade e gravitacional, através de números adimensionais. Na Tabela 4.6 são apresentadas algumas destas correlações para estimativa de f . As correlações 4.23a, 4.23b e 4.23c são definidas para tubulações horizontais, $\theta = 0^\circ$, a correlação 4.23d é definida para tubulações com $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ e a correlação 4.23e é definida para tubulações verticais, $\theta = 90^\circ$. Além destas, outras correlações podem ser encontradas na literatura (TRONCONI, 1990; HILL; WOOD, 1990; HILL; WOOD, 1994).

Tabela 4.6 - Correlações para estimativa da frequência da célula unitária f .

Autor	f /[Hz]	Eq.
Gregory e Scott (1969)	$0,026 [J_L (19,75/J + J) (gD)]^{6/5}$	(4.23a)
Greskovich e Shrier (1972)	$0,026 [(J_L/J) (2,02/D + Fr^2 \Delta\rho/\rho_L)]^{6/5}$	(4.23b)
Heywood e Richardson (1979)	$0,0434 [(J_L/J) (2,02/D + Fr^2 \Delta\rho/\rho_L)]^{1,02}$	(4.23c)
Zabaras (2000)	$0,026 [0,836 + 2,75 \text{sen}^{1/4}(\theta)] [J_L (19,75/J + J) (gD)]^{6/5}$	(4.23d)
Sakaguchi (2001)	$[16100 \eta \text{Re}^{1,61} (D/J) / (Fr^{1,445} \text{Eo}^{0,564}) + 0,087]^{-1}$	(4.23e)

Sendo: $\eta = (J_G/J)^{1,38} (J_L/J)^{-0,166} (\rho_G/\rho_L)^{3,04} (\mu_G/\mu_L)^{0,333} (\Delta\rho/\rho_L)^{-0,158}$.

Na Figura 4.7 são apresentados os perfis das correlações para estimativa da frequência da célula unitária, definidas na Tabela 4.6, em função da velocidade superficial de gás, para uma velocidade superficial de líquido de 1 m/s, a uma pressão de 1 atm num tubo de 26 mm de diâmetro interno. As correlações 4.23a e 4.23b são idênticas e as correlações 4.23c e 4.23d apresentam valores de f próximos às duas primeiras correlações, definidas para $\theta = 0^\circ$. À medida que a inclinação aumenta, a correlação 4.23d tende a valores de f próximos a correlação 4.23e, definida para $\theta = 90^\circ$, que apresenta os maiores valores para f . As curvaturas apresentadas pelas correlações 4.23a a 4.23d correspondem à região de transição de intermitente para separado.

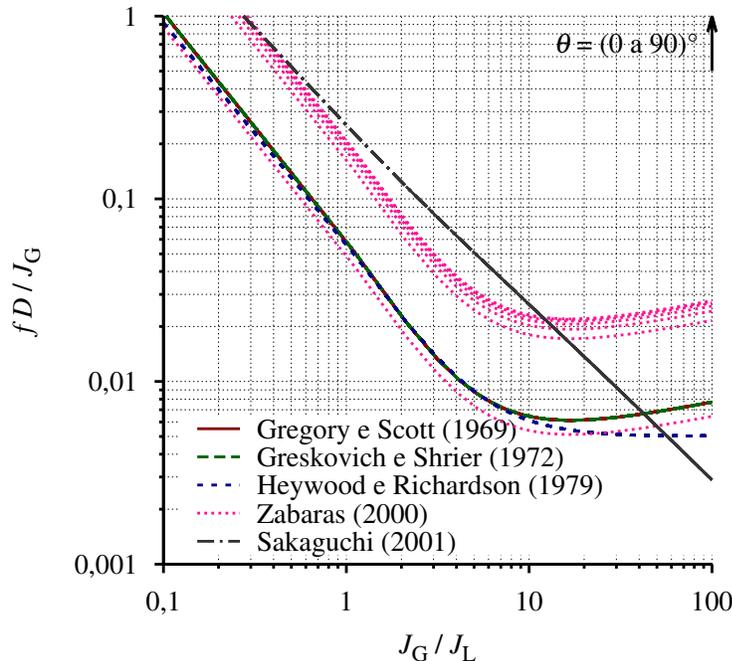


Figura 4.7 - Perfis das correlações para f com $J_L = 1$ m/s e $P = 1$ atm, num tubo com $D = 26$ mm.

Uma análise do desempenho das correlações da Tabela 4.6 no modelo de mistura é apresentada na Seção 7.2, para os casos de escoamento de golfadas simulados na Seção 7.5.

4.3.2 Fração de Líquido no Pistão

O processo de aeração do pistão de líquido é um fenômeno complexo cujos esforços de compreensão e modelagem ainda estão em estágios iniciais. Tentativas de modelagem normalmente dividem o pistão de líquido em duas regiões: a esteira da bolha alongada e o corpo do pistão de líquido, para representar melhor os fenômenos associados ao escoamento em cada região. O trabalho de Guet et al. (2006) apresenta uma proposta original de modelagem destes fenômenos, mas exige a solução de onze equações simultaneamente. A fração de líquido no pistão R_S é, por definição, a razão entre o volume ocupado pelo líquido e o volume total ocupado pelo pistão:

$$R_S = (1/L_S) \int_0^{L_S} (A_S/A) dz_S. \quad (4.24)$$

A fração de líquido no pistão é frequentemente determinada a partir de correlações, obtidas de dados experimentais, que desprezam todas as distribuições, radial e axial, de líquido no pistão e expressam R_S como um valor médio para todo o pistão, basicamente, em função da velocidade superficial da mistura J . Gregory et al. (1978) propuseram uma correlação para R_S que do ponto de vista dimensional, não é consistente. Ela utiliza apenas a velocidade superficial da mistura J para estimar R_S . Posteriormente, Malnes (1982), utilizando os dados experimentais de Gregory et al. (1978) propuseram uma correlação dimensionalmente consistente incluindo as propriedades dos fluidos, velocidades e o diâmetro interno da tubulação. Desde então, Ferschneider (1983), Barnea e Brauner (1985), Andreussi et al. (1993), Marcano et al. (1998), Gomez et al. (2000), Abdul-Majeed (2000) e Zhang et al. (2003) propuseram correlações com base em novos dados experimentais. Algumas destas correlações são apresentadas na Tabela 4.7, definidas para tubulações horizontais, com exceção da proposta por Gomez et al. (2000), definida para $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$.

Tabela 4.7 - Correlações para estimativa da fração de líquido no pistão R_S .

Autor	R_S	Eq.
Gregory et al. (1978)	$\left[1 + (J/8,66)^{1,39}\right]^{-1}$	(4.24a)
Malnes (1982)	$1 - \left\{1 + \left[83 (Eo \Delta\rho/\rho_L)^{-1/4} / Fr\right]\right\}^{-1}$	(4.24b)
Barnea e Brauner (1985)	$1 - \left(0,402 Fr^{6/5} Eo^{0,1} C_{f,S}^{2/5} - 0,175\right)^2$	(4.24c)
Marcano et al. (1998)	$(1,001 + 0,0179 J + 0,0011 J^2)^{-1}$	(4.24d)
Gomez et al. (2000)	$\exp\left[-(2,48 \times 10^{-6} Re + 0,45 \theta)\right]$	(4.24e)

Sendo: $C_{f,S}$ é o fator de atrito do pistão, definido pela Equação 5.30 no Capítulo 5.

Na Figura 4.8 são apresentados os perfis das correlações para estimativa da fração de líquido no pistão, definidas na Tabela 4.6, em função da velocidade superficial de gás, para uma velocidade superficial de líquido de 1 m/s, a uma pressão de 1 atm num tubo de 26 mm de diâmetro interno. A correlação de Gomez et al. (2000), Equação 4.24e, é a única que considera a inclinação do tubo, apesar disto, esta correlação apresenta baixos valores para R_S a medida que a inclinação do tubo aumenta, mesmo para menores velocidades superficiais de gás J_G . A correlação de Barnea e Brauner (1985), Equação 4.24c, é a única obtida a partir de um modelo mecanicista, mas apresenta valores de R_S próximos à unidade para menores valores de J_G e nulo para maiores valores de J_G . Para escoamentos verticais, mesmo para menores valores de J_G , o pistão tende a ser bastante aerado, o que implica em $R_S < 1$. Além disto, o mínimo valor de R_S para que não ocorra a coalescência de bolhas dispersas e o consequente rompimento do pistão, é de 0,48, correspondendo ao máximo empacotamento de bolhas dispersas (BARNEA et al., 1985).

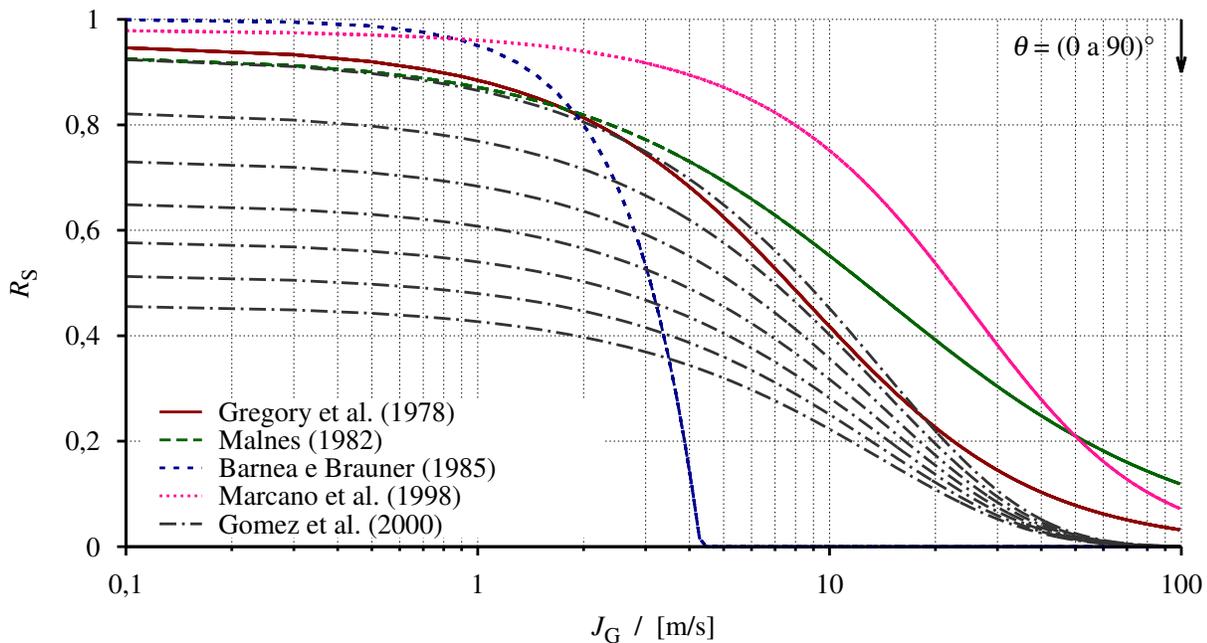


Figura 4.8 - Perfis das correlações para R_S com $J_L = 1$ m/s e $P = 1$ atm, num tubo com $D = 26$ mm.

Uma análise do desempenho das correlações da Tabela 4.7 no modelo de mistura é apresentada na Seção 7.2, para os casos de escoamento de golfadas simulados na Seção 7.5.

4.3.3 Modelo de perfil de Filme de Líquido

É possível desenvolver um modelo unidimensional para descrever o perfil de filme de líquido a partir do modelo de dois fluidos aplicado a um escoamento de fases separadas. Neste trabalho utiliza-se o modelo de filme de Taitel e Barnea (1990), que incorpora todos os termos das equações de quantidade de movimento das fases, para determinação da espessura de filme e variáveis relacionadas. Uma revisão incluindo seis diferentes modelos de filme e detalhes do processo de integração são apresentados por Mazza et al. (2010). Considerando que a pressão é a mesma para ambas as fases na região do filme, pode-se mostrar que a taxa de variação da espessura do filme de líquido H_F com o deslocamento axial z_F é definida por:

$$\frac{dH_F}{dz_F} = \frac{\frac{\tau_{W,F} S_F}{A} - \left(\frac{R_F}{1-R_F}\right) \frac{\tau_{W,C} S_C}{A} - \left(\frac{1}{1-R_F}\right) \frac{\tau_I S_I}{A} + R_F \Delta\rho g \sin(\theta)}{R_F \Delta\rho g \cos(\theta) - \left[\rho_F (U_F - U_T)^2 + \left(\frac{R_F}{1-R_F}\right) \rho_C (U_C - U_T)^2\right] \frac{S_I}{A}}. \quad (4.25)$$

Na região em que a espessura de filme H_F não varia significativamente com o deslocamento axial z_F , ou seja, $dH_F/dz_F \rightarrow 0$, a Equação 4.25 simplifica para Equação 4.14, permitindo estimar a espessura de equilíbrio para o filme de líquido.

As tensões de cisalhamento na parede da bolha alongada $\tau_{W,C}$ e do filme de líquido $\tau_{W,F}$ são definidas pela Equação 5.29 no Capítulo 5. A tensão de cisalhamento interfacial τ_I é definida pela Equação 4.15, utilizando o fator de atrito interfacial $C_{f,I}$, definido na Equação 4.16, que considera um fator de atrito da bolha alongada constante, $C_{f,C}^* = 0,005$. A integração da Equação 4.25 determina a espessura do filme em cada posição z_F , até que $L_F = \sum z_F$ satisfaça o balanço volumétrico de gás definido por:

$$J_G = (1 - R_S) U_B + (R_S - \overline{R_F}) L_F f, \quad (4.26)$$

sendo $\overline{R_F} = (1/L_F) \int_0^{L_F} R_F dz_F$ a fração de filme de líquido média e o comprimento do pistão de líquido L_S pode ser determinado rearranjando a Equação 4.23, tal que:

$$L_S = U_T/f - L_F. \quad (4.27)$$

A Equação 4.25 é resolvida na saída do tubo (condição de contorno) de modo a determinar H_F e as demais variáveis relacionadas, de acordo com o Algoritmo 4.3. Em cada passo de inte-

gração Δz do modelo de mistura, considera-se a redução de volume da bolha alongada devido ao aumento da pressão. Assim, as variáveis necessárias para a estimativa da força de atrito na parede por unidade de volume são avaliadas da seguinte forma: $L_S = L_S^{\text{saída}}$, $L_F = L_F^{\text{saída}} P^{\text{saída}}/P(z)$, $\beta = L_F(z)/[L_F(z) + L_S]$, $\mathcal{T}_{W,C} = \mathcal{T}_{W,C}^{\text{saída}}$ e $\mathcal{T}_{W,F} = \mathcal{T}_{W,F}^{\text{saída}}$.

Algoritmo 4.3 Determinação do perfil de filme de líquido para escoamento intermitente.

inserir $J_G, J, \rho_C, \rho_F, \mu_C, \mu_F, D, A, \theta, \varepsilon, f, R_S, U_T$ e U_B

1. atribuir $L_F \equiv z_F = 0$ e $\Delta H_F \leq 10^{-3}$
 2. **se** $R_S < 1$ **então**
 3. considerar $R_F = R_S$ e calcular implicitamente $H_F = H_F(R_F)$, de acordo com a Tabela 4.2
 4. **senão**,
 5. calcular $H_F = D - \Delta H_F$
 6. **finaliza se**
 7. determinar S_C, S_F, S_I, D_C, D_F e R_F utilizando a Tabela 4.2
 8. determinar U_C e U_F utilizando as Equações 4.19 e 4.20, respectivamente
 9. determinar Re_C e Re_F utilizando a Equação 5.31
 10. determinar $C_{f,C}$ e $C_{f,F}$ utilizando a Equação 5.30; determinar $C_{f,I}$ utilizando a Equação 4.16
 11. determinar $\tau_{W,C}$ e $\tau_{W,F}$ utilizando a Equação 5.29; determinar τ_I utilizando a Equação 4.15
 12. determinar $\mathcal{T}_{W,C}$ e $\mathcal{T}_{W,F}$ utilizando a Equação 5.28
 13. determinar dH_F/dz_F utilizando a Equação 4.25
 14. **para todos** Ψ , sendo $\Psi \equiv H_F, R_F, \mathcal{T}_{W,C}$ ou $\mathcal{T}_{W,F}$, **faça**
 15. atribuir $\bar{\Psi} = \Psi$
 16. **finaliza para**
 17. **se** $dH_F/dz_F \geq 0$ **então**
 18. atribuir $H_F = H_F - \Delta H_F$ e retornar à etapa 7
 19. **senão**,
 20. **enquanto** $J_G \geq (1 - R_S) U_B + (R_S - \bar{R}_F) L_F f$ **faça**
 21. atualizar passo de integração $H_F = H_F - \Delta H_F$
 22. calcular $z_F = z_F + \Delta H_F / (dH_F/dz_F)$ e atribuir $L_F = z_F$
 23. repetir etapas 7 a 13
 24. **para todos** Ψ , sendo $\Psi \equiv H_F, R_F, \mathcal{T}_{W,C}$ ou $\mathcal{T}_{W,F}$, **faça**
 25. calcular $\bar{\Psi} = [\bar{\Psi} + \Psi \Delta H_F / (dH_F/dz_F)] / L_F$
 26. **finaliza para**
 27. **finaliza enquanto**
 28. **para todos** Ψ , tal que $\Psi = H_F, R_F, \mathcal{T}_{W,C}$ ou $\mathcal{T}_{W,F}$, **faça**
 29. atribuir $\Psi = \bar{\Psi}$
 30. **finaliza para**
 31. calcular L_S utilizando a Equação 4.27
 32. **finaliza se**
 33. **retorna** $L_F, L_S, \mathcal{T}_{W,C}$ e $\mathcal{T}_{W,F}$
-

5 PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO DO MODELO DE MISTURA

Neste capítulo é apresentado o procedimento de solução do modelo de mistura aplicado em escoamentos isotérmicos gás-líquido em regime permanente.

Em regime permanente, as equações de conservação de massa das fases, Equação 3.21, implicam que o fluxo mássico de cada fase G_k seja constante ao longo do tubo, isto é:

$$\alpha_k \rho_k (U_k)_\alpha \equiv \rho_k J_k \equiv G_k = \text{cte.} \quad (5.1)$$

Por sua vez, a equação de conservação de quantidade de movimento da mistura, Equação 3.24, é reduzida para uma equação diferencial ordinária não homogênea:

$$\frac{d}{dz} [\Psi(z)] = -\mathcal{T}_W(z) - \rho(z) g \sin(\theta), \quad (5.2)$$

sendo que a variável de integração $\Psi(z) = P(z) + G_G (U_G(z))_\alpha + G_L (U_L(z))_\alpha$ é uma função implícita de $P(z)$. A partir das Equações 3.2 e 3.3, é possível mostrar que as variáveis $\rho(z)$, $(U_G(z))_\alpha$ e $(U_L(z))_\alpha$, presentes na Equação 5.2, apresentam dependência com $P(z)$ da seguinte forma:

$$\rho(z) = \alpha(z) \rho_G(L) [P(z)/P(L)] + [1 - \alpha(z)] \rho_L. \quad (5.3)$$

$$(U_G(z))_\alpha = J_G(L) [P(L)/P(z)] / \alpha(z), \quad (5.4)$$

$$(U_L(z))_\alpha = J_L / [1 - \alpha(z)], \quad (5.5)$$

sendo L a posição na seção de saída do tubo onde as variáveis são conhecidas (condições de contorno), vide Figura 5.1. Deste modo, a solução da Equação 5.2 fica condicionada à determinação de equações constitutivas para $\alpha(z)$ e $\mathcal{T}_W(z)$, que por sua vez, dependem do padrão de escoamento. Estas equações constitutivas, assim como as classificações dos padrões, estão frequentemente relacionadas às velocidades superficiais das fases, propriedades de transporte e características do tubo, portanto, $\alpha(z)$ e $\mathcal{T}_W(z)$ também apresentam dependência com $P(z)$.

A Equação 5.2 é integrada numericamente utilizando uma rotina Runge-Kutta de quarta ordem (PRESS et al., 1992), escrita em linguagem de programação Fortran. A coordenada z corresponde à distância axial a partir da entrada. Um tamanho de passo de integração Δz equivalente a um diâmetro de tubo demonstra ser o bastante para resolver $\Psi(z)$ com quatro dígitos decimais. A variável $P(z)$ é determinada através da solução iterativa da equação implícita $f(P)$, definida por:

$$f(P) = P + G_G (U_G)_\alpha + G_L (U_L)_\alpha - \Psi = 0, \quad (5.6)$$

cuja solução pode ser obtida utilizando um método de solução de equações algébricas não lineares, por exemplo, o método da secante (PRESS et al., 1992), a cada passo de integração Δz .

O procedimento de solução está representado esquematicamente na Figura 5.1, onde estão indicados a equação a ser integrada e seus parâmetros de fechamento, $\alpha(z)$ e $\mathcal{T}_W(z)$. A marcha de integração começa na saída do tubo, onde as condições de contorno são conhecidas.

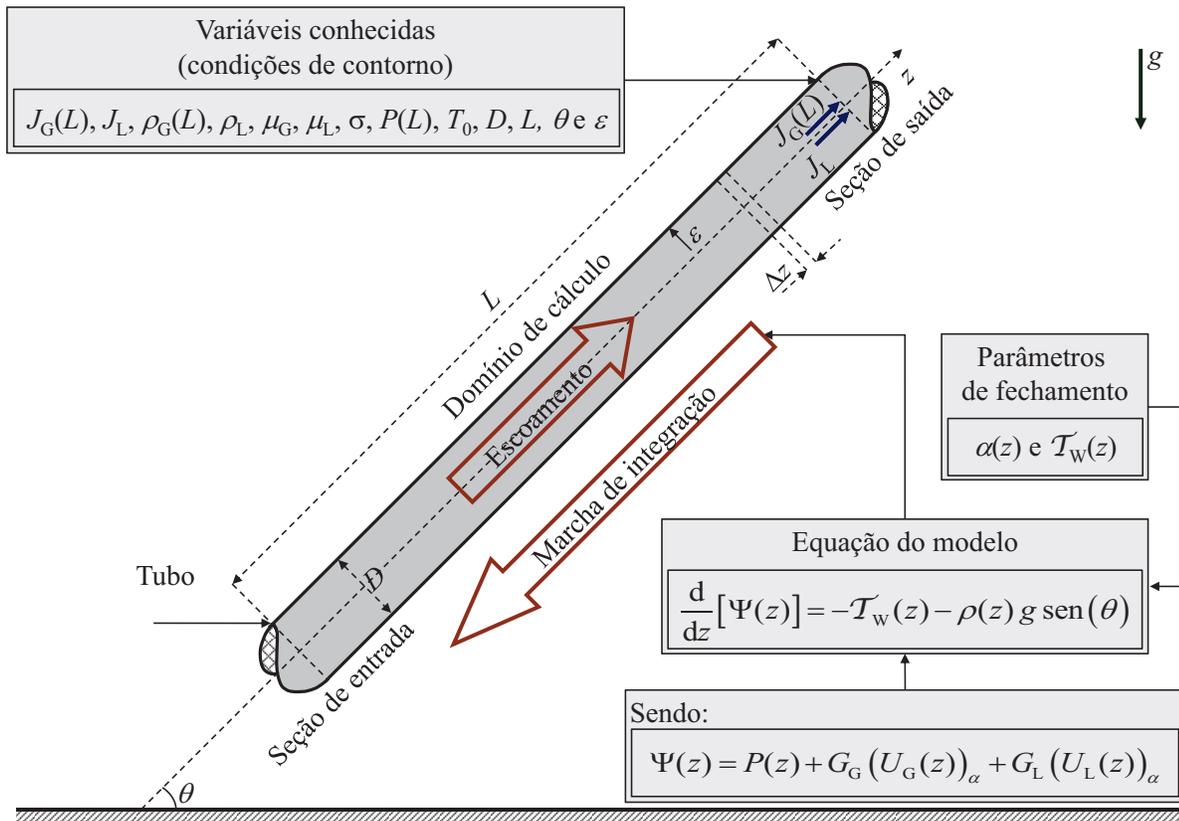


Figura 5.1 - Esquema de integração do modelo de mistura.

As condições de contorno do problema são: as velocidades superficiais, de gás J_G e de líquido J_L , e a pressão da mistura P . Além disto, é necessário conhecer a temperatura do escoamento T_0 , as propriedades físicas das fases (massas específicas, viscosidades e tensão superficial: $\rho_G, \rho_L, \mu_G, \mu_L$ e σ) e as características do tubo (diâmetro D , comprimento L , ângulo de inclinação θ e rugosidade absoluta ϵ). Normalmente estes valores são conhecidos ou podem ser obtidos em algum ponto do domínio de cálculo, por exemplo, na saída do tubo.

Nas próximas seções são descritos os modelos de fração de gás $\alpha(z)$ e de força de atrito na parede por unidade de volume da mistura $\mathcal{T}_w(z)$ em função do padrão de escoamento.

5.1 Modelo de Fração de Gás

O modelo de fração de gás α é obtido a partir do rearranjo da lei cinemática de deslizamento proposta por Zuber e Findlay (1965), Equação 3.8, tal que:

$$\alpha = J_G / (U_G)_\alpha \equiv J_G / [C_0 J + (V_{G,J})_\alpha]. \quad (5.7)$$

O parâmetro de distribuição $C_0 = \langle \alpha J \rangle / (\langle \alpha \rangle \langle J \rangle)$ expressa a influência da distribuição das fases. A velocidade de deslizamento local $(V_{G,J})_\alpha = \langle \alpha V_{G,J} \rangle / \langle \alpha \rangle$ expressa a magnitude do movimento relativo entre as fases. Estes parâmetros são definidos na sequência em função do padrão de escoamento: disperso, separado ou intermitente.

5.1.1 Definições para C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$ em Escoamento Disperso

Para escoamento disperso, as definições do parâmetro de distribuição C_0 e da velocidade de deslizamento local $(V_{G,J})_\alpha$ correspondem aos valores definidos para as bolhas dispersas, $C_0 \equiv C_{0,B}$ e $(V_{G,J})_\alpha \equiv V_{\infty,B} = C_{\infty,B} (\Delta\rho g D / \rho_L)^{1/2}$, visto que $(U_G)_\alpha \equiv U_B$. As definições para $C_{0,B}$ e $C_{\infty,B}$ estão apresentadas na Tabela 4.1.

5.1.2 Definições para C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$ em Escoamento Separado

A partir de uma análise de filmes finos, utilizando a Equação 4.14 e as definições da velocidade de deslizamento e da tensão interfacial, Equações 3.9 e 4.15, respectivamente, Ishii et al.

(1976) desenvolveram um modelo de velocidade de deslizamento média para escoamento anular vertical sem gotículas no núcleo gasoso. Posteriormente, Ishii (1977) introduziu uma modificação neste modelo, levando em consideração a fração de gotículas no núcleo gasoso. Segundo Ishii e Hibiki (2006): “A equação obtida não tem uma forma simples, no entanto, para a maioria dos casos práticos, pode ser aproximada por uma função linear de J ”.

$$V_{G,J} \cong \frac{R_F \left\{ J + [(\Delta\rho g D / \rho_F) (3 \pi D R_F / S_F - 4 \delta) / (6 C_{f,F})]^{1/2} \right\}}{(1 - R_F) + [(C_{f,I} / C_{f,F}) (\rho_C / \rho_F) (S_I / S_F) / (1 - R_F)]^{1/2}}. \quad (5.8)$$

A velocidade de deslizamento local é equivalente à velocidade de uma fase escoando num meio contínuo estagnado, portanto, a definição deste parâmetro torna-se inconsistente em escoamentos separados, visto que as duas fases escoam como correntes de fluxo contínuas separadas por uma interface definida. Além disto, se gotículas de líquido são arrastadas pelo núcleo gasoso ou pequenas bolhas de gás são arrastadas pelo filme de líquido, Hibiki e Ishii (2003a) definem que a velocidade de deslizamento local é aproximadamente nula, $(V_{G,J})_\alpha \approx 0$. Desde que $(V_{G,J})_\alpha = 0$, é possível definir o parâmetro de distribuição C_0 comparando as Equações 3.9 e 5.8:

$$C_0 = 1 + \frac{R_F \left\{ 1 + [(3 \pi D R_F / S_F - 4 \delta) / (6 C_{f,F})]^{1/2} / Fr \right\}}{(1 - R_F) + [(C_{f,I} / C_{f,F}) (\rho_C / \rho_F) (S_I / S_F) / (1 - R_F)]^{1/2}}, \quad (5.9)$$

Considerando as fases escoando em regime turbulento, Ishii et al. (1976) propõem um fator de atrito na parede constante, $C_{f,k} = 0,005$ para $Re_k \geq 2300$, sendo $k = C$ ou F . Além disto, para filmes finos $R_F \cong 4\delta$, sendo δ a espessura de filme. Deste modo, substituindo as definições das propriedades geométricas, Tabela 4.2, e do fator de atrito interfacial, Equação 4.16, na Equação 5.9, é possível expressar o parâmetro C_0 , para escoamento anular em linhas verticais, semelhante à forma apresentada por Hibiki e Ishii (2003a):

$$C_0 = 1 + \frac{[R_F / (1 - R_F)] \left[1 + (R_F / 0,015)^{1/2} / Fr \right]}{1 + \left[(1 + 75R_F) (\rho_C / \rho_F) / (1 - R_F)^{5/2} \right]^{1/2}}. \quad (5.10)$$

Para escoamento estratificado, não se tem conhecimento dos parâmetros de fechamento C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$. Além disto, a utilização destas definições para estimativa de α a partir da solução da Equação 4.18, no escoamento anular, não produz resultados tão satisfatórios quanto os resultados obtidos a partir da solução da Equação 4.14, válida para estratificado e anular, juntamente com a relação entre α , R_F e R_D , Equação 4.17, conforme análise apresentada na Subseção 7.2.1.

5.1.3 Definições para C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$ em Escoamento Intermitente

Até o momento, há pouca informação a respeito de como a relação de deslizamento e a velocidade de translação da bolha alongada estão correlacionadas. Do ponto de vista teórico, uma comparação entre estas relações cinemáticas revela que a relação de deslizamento, Equação 3.8, e a velocidade de translação da bolha alongada, Equação 4.21, são similares. Ambas dependem da velocidade superficial da mistura e de dois parâmetros, no entanto, a natureza destes parâmetros é distinta nestas relações cinemáticas. Na Tabela 5.1 são apresentadas as definições dos parâmetros para a relação de deslizamento J_G/α e para a velocidade de translação da bolha alongada U_T .

Tabela 5.1 - Parâmetros da relação de deslizamento e da velocidade da bolha alongada.

Relação	Parâmetro de distribuição	Velocidade de deslizamento local
$J_G/\alpha = C_0 J + (V_{G,J})_\alpha$	$C_0 = \langle \alpha J \rangle / (\langle \alpha \rangle \langle J \rangle)$	$(V_{G,J})_\alpha = \langle \alpha V_{G,J} \rangle / \langle \alpha \rangle$
$U_T = C_{0,T} J + V_{\infty,T}$	$C_{0,T} \cong U_{\text{máx.}} / \bar{U}$	$V_{\infty,T} = C_{\infty,T} (g D \Delta\rho / \rho_L)^{1/2}$

Apesar destas diferenças, é comum empregar os parâmetros da velocidade de translação da bolha alongada na relação de deslizamento quando os efeitos viscosos são desprezíveis, de acordo com Griffith e Wallis; Nicklin (1961, 1962 apud ZUBER; FINDLAY, 1965).

O objetivo desta seção é relacionar J_G/α com U_T e identificar em quais situações podem ser empregados os parâmetros de U_T em J_G/α . A obtenção de uma expressão analítica para realizar uma comparação entre estas duas relações começa a partir da fração de vazios na célula unitária, definida por Taitel e Barnea (1990):

$$\alpha = [J_G + (1 - R_S)(U_T - U_B)] / U_T. \quad (5.11)$$

Multiplicando o inverso da Equação 5.11 pela razão J_G/U_T obtém-se a razão entre a relação de deslizamento e a velocidade de translação da bolha alongada:

$$\frac{J_G/\alpha}{U_T} = \frac{1}{1 + (1 - R_S)(U_T - U_B) / J_G}. \quad (5.12)$$

Observando a Equação 5.12, é possível constatar que se o pistão de líquido for não aerado, $R_S = 1$, implica em $(J_G/\alpha) / U_T = 1$. Ou seja, nesta condição as definições dos parâmetros são coincidentes! Por outro lado, se $R_S < 1$, a razão definida na Equação 5.12 deve ser menor que a unidade, $(J_G/\alpha) / U_T < 1$, visto que é pouco provável que $U_T < U_B$ em escoamentos ascendentes.

Fazendo $\xi = (1 - R_S)(U_T - U_B)/J_G$ e substituindo as definições de U_B e U_T , Equações 4.3 e 4.21, obtém-se uma definição para o parâmetro ξ em termos de parâmetros adimensionais:

$$\xi = \frac{1 - R_S}{J_G/J} \left[(C_{0,T} - C_{0,B}) + \frac{1}{Fr} (C_{\infty,T} - C_{\infty,B}) \right], \quad (5.13)$$

Considerando casos em que $\xi \ll 1$, a Equação 5.12 pode ser simplificada para:

$$\frac{J_G/\alpha}{U_T} \cong 1 - \xi + O(\xi^2), \quad (5.14)$$

e substituindo a definição de ξ , Equação 5.13, na Equação 5.14, obtém-se uma expressão para estimativa da razão entre a relação de deslizamento e a velocidade da bolha alongada:

$$\frac{J_G/\alpha}{U_T} \cong 1 - \frac{1 - R_S}{J_G/J} \left[(C_{0,T} - C_{0,B}) + \frac{1}{Fr} (C_{\infty,T} - C_{\infty,B}) \right] + O(\xi^2). \quad (5.15)$$

Da Tabela 4.4, se $Fr < 3,5$ implica em $C_{0,T} = C_{0,B}$, tal que a Equação 5.15 se reduz à:

$$\frac{J_G/\alpha}{U_T} \cong 1 - \frac{1 - R_S}{J_G/J} \left(\frac{C_{\infty,T} - C_{\infty,B}}{Fr} \right) + O(\xi^2). \quad (5.16)$$

e, se escoamento horizontal implica em $C_{\infty,B} = 0$, tal que a Equação 5.16 se reduz à:

$$\frac{J_G/\alpha}{U_T} \cong 1 - \frac{1 - R_S}{J_G/J} \left(\frac{C_{\infty,T}}{Fr} \right) + O(\xi^2). \quad (5.17)$$

Se escoamento horizontal com $Fr \geq 3,5$ implica em $C_{0,T} - C_{0,B} = 0,2$ e $C_{\infty,T} = C_{\infty,B} = 0$, tal que a Equação 5.15 se reduz à:

$$\frac{J_G/\alpha}{U_T} \cong 1 - 0,2 \frac{1 - R_S}{J_G/J} + O(\xi^2). \quad (5.18)$$

Se escoamento vertical implica em $C_{0,T} = C_{0,B}$, tal que a Equação 5.15 se reduz à:

$$\frac{J_G/\alpha}{U_T} \cong 1 - \frac{1 - R_S}{J_G/J} \left(\frac{C_{\infty,T} - C_{\infty,B}}{Fr} \right) + O(\xi^2). \quad (5.19)$$

e, se $Fr \gg 1$ resulta em $(J_G/\alpha)/U_T \approx 1$.

A análise da Equação 5.15 não é simples, visto que os parâmetros $C_{0,T}$, $C_{0,B}$, $C_{\infty,T}$ e $C_{\infty,B}$ dependem da inclinação do tubo e de efeitos expressos através de números adimensionais. Diante do número limitado de situações nas quais $(J_G/\alpha)/U_T \cong 1$ e na falta de dados precisos para determinação dos parâmetros que definem a relação de deslizamento, empregam-se os parâmetros que definem a velocidade de translação da bolha alongada, ou seja, $C_0 \equiv C_{0,T}$ e $(V_{G,J})_\alpha \equiv V_{\infty,T} = C_{\infty,T} (g D \Delta\rho/\rho_L)^{1/2}$. As definições para $C_{0,T}$ e $C_{\infty,T}$ estão apresentadas na Tabela 4.4.

5.1.4 Solução do Modelo de Fração de Gás

Na Figura 5.2 é apresentado um fluxograma simplificado da solução do modelo de fração de gás em função dos padrões de escoamento: disperso, separado e intermitente.

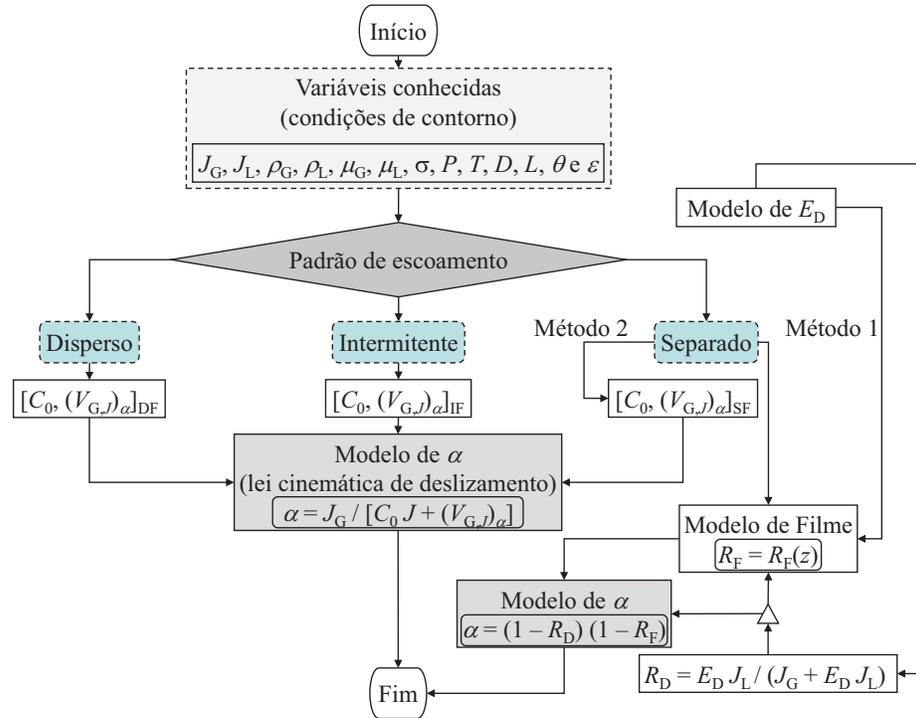


Figura 5.2 - Fluxograma de solução do modelo de α .

A partir das condições de contorno e das variáveis conhecidas do problema, o padrão de escoamento é determinado por uma rotina baseada nos critérios de transição, descrito na Seção 5.3. Em seguida, o parâmetro de distribuição C_0 e a velocidade de deslizamento local $(V_{G,J})_\alpha$ são definidos em função do padrão de escoamento, de acordo com a Tabela 5.2. Por fim, a fração de gás α é determinada pelo modelo baseado na lei cinemática de deslizamento, Equação 5.7.

Tabela 5.2 - Definições para C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$ em função do padrão de escoamento.

Padrão	C_0	$(V_{G,J})_\alpha$
Disperso	$C_{0,B}$	$V_{\infty,B}$
Separado ¹	$1 + \frac{R_F \left\{ 1 + [(3\pi D R_F / S_F - 4\delta) / (6 C_{f,F})]^{1/2} / Fr \right\}}{(1 - R_F) + [(C_{f,I} / C_{f,F}) (\rho_C / \rho_F) (S_I / S_F) / (1 - R_F)]^{1/2}}$	0
Intermitente	$C_{0,T}$	$V_{\infty,B}$

¹ Definido somente para escoamento anular.

Para escoamento separado, o método 2 da Figura 5.2 constitui um ajuste, utilizando os parâmetros C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$, para satisfazer o balanço de forças do método 1. Portanto, não produz resultados tão satisfatórios quanto o método 1, conforme análise apresentada na Subseção 7.2.1. Além disto, o método 2 tem uso limitado para escoamento anular vertical. Deste modo, recomenda-se obter a solução do modelo de fração de gás α através do método 1 da Figura 5.2.

5.2 Modelo de Força de Atrito na Parede

A força de atrito na parede por unidade de volume da mistura é, por definição, o somatório das forças de atrito por unidade de volume de cada fase em contato com a parede. A forma de contato das fases com a parede do tubo depende do padrão de escoamento. Portanto, são apresentadas a seguir 3 métodos para determinação deste parâmetro: fenomenológico, homogêneo e empírico.

5.2.1 Método 1 - Fenomenológico

No modelo fenomenológico, considera-se a classificação dos padrões em: disperso, separado e intermitente. No primeiro, uma corrente líquida aerada está em contato com a parede do tubo, vide Figura 4.1. No segundo, um filme de líquido e, se este filme for estratificado, uma corrente gasosa estão em contato com a parede do tubo, vide Figuras 4.2 e 4.3. O terceiro constitui uma combinação dos dois primeiros, vide Figuras 4.5 e 4.6. Esta classificação permite a definição de um modelo para \mathcal{T}_W semelhante ao proposto por Pauchon et al. (1993) no modelo TACITE:

$$\mathcal{T}_W = \beta (\mathcal{T}_{W,C} + \mathcal{T}_{W,F}) + (1 - \beta) \mathcal{T}_{W,S}, \quad (5.20)$$

sendo $\mathcal{T}_{W,C}$ e $\mathcal{T}_{W,F}$ as forças de atrito na parede por unidade de volume da corrente gasosa e do filme de líquido, escoamento separado, e $\mathcal{T}_{W,S}$ a força de atrito na parede por unidade de volume da corrente líquida aerada, escoamento disperso. O fator de intermitência é definido por $\beta = 0$, se escoamento disperso, $\beta = 1$, se escoamento separado, ou $0 < \beta < 1$, se escoamento intermitente.

5.2.2 Método 2 - Homogêneo

Neste modelo, considera-se uma mistura homogênea, empregando a definição de uma viscosidade de mistura e realizando a aplicação direta dos fatores de atrito monofásicos. Assim, \mathcal{T}_W passa a ser definida através da tensão de cisalhamento da mistura τ_W multiplicada pela razão entre o perímetro S e a área da seção transversal do tubo A :

$$\mathcal{T}_W = \tau_W S/A = 2 C_f \rho J^2/D, \quad (5.21)$$

sendo C_f o fator de atrito da mistura, definido pela Equação 5.30, em função do número de Reynolds da mistura Re , definido pela Equação 5.31.

No modelo homogêneo, apesar de não considerar o padrão de escoamento, é necessário determinar a fração de gás α , que por sua vez, depende do padrão de escoamento, conforme observado na Seção 5.1, para calcular a massa específica ρ e a viscosidade μ da mistura.

A viscosidade da mistura μ pode ser estimada por várias correlações baseadas no conceito de uma viscosidade aparente (WALLIS, 1969), apesar disto, constitui um dos pontos fracos do modelo homogêneo de força de atrito na parede. Einstein (1906) propôs uma correlação para viscosidade de uma suspensão infinitamente diluída de esferas sólidas, válida somente para baixas concentrações. Posteriormente, Frankel e Acrivos (1967) estenderam a correlação de Einstein para um limite máximo de concentração. Diversos modelos para viscosidade da mistura têm sido desenvolvidos, aplicáveis a toda faixa de concentrações, por exemplo, o modelo de Dukler et al. (1964), utilizado ao longo deste trabalho:

$$\mu = \alpha \mu_G + (1 - \alpha) \mu_L. \quad (5.22)$$

Há certo grau de empirismo no emprego de modelos para a viscosidade da mistura μ . A proposição apresentada na Equação 5.22 torna-se exata somente se o gás e o líquido escoarem em “pacotes” isolados na seção de tubulação, como sugere a representação na Figura 5.3.



Figura 5.3 - Representação do modelo de viscosidade de mistura.

5.2.3 Método 3 - Empírico - Correlações de Lockhart-Martinelli

O emprego das correlações de Lockhart e Martinelli (1949) constitui uma forma alternativa para a determinação da força de atrito na parede por unidade de volume \mathcal{T}_w . Estas correlações são simples de aplicar, pois não necessitam de nenhuma informação a respeito do padrão de escoamento ou da fração de gás, porém não são muito precisas (CROWE, 2006). A força de atrito na parede por unidade de volume \mathcal{T}_w é calculada utilizando um multiplicador bifásico da fase Φ_k^2 e a força de atrito na parede por unidade de volume de um escoamento monofásico da fase $\mathcal{T}_{w,k}^{\text{monof.}}$:

$$\mathcal{T}_w = \mathcal{T}_{w,k} = \Phi_k^2 \mathcal{T}_{w,k}^{\text{monof.}} \quad (5.23)$$

Os multiplicadores bifásicos para o gás G e para o líquido L são definidos por:

$$\Phi_G^2 = 1 + \kappa \chi + \kappa \chi^2, \quad (5.24)$$

$$\Phi_L^2 = 1 + \kappa \chi^{-1} + \kappa \chi^{-2}, \quad (5.25)$$

sendo χ o parâmetro de Lockhart e Martinelli, definido por:

$$\chi = \left(\mathcal{T}_{w,L}^{\text{monof.}} / \mathcal{T}_{w,G}^{\text{monof.}} \right)^{1/2}, \quad (5.26)$$

e κ é um coeficiente de ajuste dos dados experimentais de Lockhart e Martinelli proposto por Chisholm (1967), definido de acordo com a Tabela 5.3.

Tabela 5.3 - Valores do coeficiente de ajuste de Chisholm.

Gás	Líquido	κ
Laminar	Laminar	5
Laminar	Turbulento	10
Turbulento	Laminar	12
Turbulento	Turbulento	20

Além da força de atrito na parede por unidade de volume \mathcal{T}_w , é possível estimar também a fração de gás α utilizando a correlação proposta por Chisholm (1967):

$$\alpha = \left(1 + \chi^{4/5} \right)^{-0,378}. \quad (5.27)$$

As correlações de Lockhart e Martinelli (1949) são uma das mais antigas correlações empíricas para estimativa da força de atrito na parede por unidade de volume \mathcal{T}_w .

5.2.4 Solução do Modelo de Força de Atrito na Parede

Neste trabalho, a solução do modelo de força de atrito na parede por unidade de volume foi obtida através do método 1 (fenomenológico) ou do método 2 (homogêneo), conforme Figura 5.4. O método 1 requer o conhecimento de como e qual a proporção das fases que estão em contato com a parede. Este método está diretamente relacionado ao padrão de escoamento e requer um modelo que capture a influência das fases. Portanto, espera-se que este método seja mais complexo que os outros dois, porém, deve fornecer mais generalização e precisão para estimativa de \mathcal{T}_W . O método 2 não requer o conhecimento do padrão de escoamento explicitamente, propondo um modelo para \mathcal{T}_W baseado no conceito de mistura homogênea e, portanto, exige a definição de propriedades de mistura, ρ e μ . Desconsiderado nesta análise, o método 3 (empírico) não requer o conhecimento do padrão e realiza a estimativa de \mathcal{T}_W através de correlações experimentais.

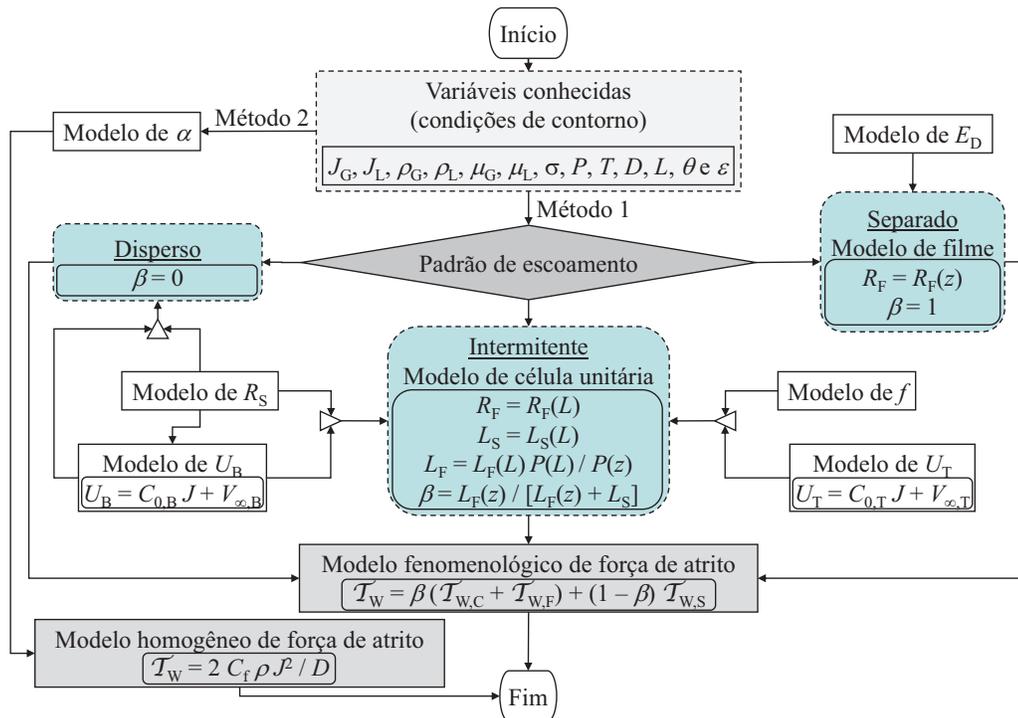


Figura 5.4 - Fluxograma de solução do modelo de \mathcal{T}_W .

De acordo com a Figura 5.4, o método 1 exige a utilização de submodelos para os padrões separado e intermitente, definidos nas Subseções 4.2 e 4.3. Para o padrão disperso, este método depende de R_S que é determinado em função de α , conforme Seção 4.1.

A força de atrito na parede por unidade de volume é definida para cada fase k em cada região do escoamento, no método 1, ou para mistura, no método 2, por:

$$\mathcal{T}_{W,k} = \tau_{W,k} S_k / A. \quad (5.28)$$

A tensão de cisalhamento na parede utiliza o fator de atrito de Fanning:

$$\tau_{W,k} = C_{f,k} \rho_k V_k |V_k| / 2, \quad (5.29)$$

sendo $C_{f,k}$ o fator de atrito calculado pela fórmula explícita de Haaland (1983) com erro de 2 % em relação à correlação de Colebrook-White:

$$C_{f,k} = \left\{ -3,6 \log \left[\left(\frac{\varepsilon}{3,7 D_k} \right)^{1,11} + 6,9 / \text{Re}_k \right] \right\}^{-2}, \quad (5.30)$$

sendo ε a rugosidade absoluta do tubo. O número de Reynolds é definido por:

$$\text{Re}_k = \rho_k V_k D_k / \mu_k. \quad (5.31)$$

As definições das propriedades geométricas e de transporte das fases nas regiões do escoamento e da mistura são apresentadas na Tabela 5.4.

Tabela 5.4 - Definições de propriedades das fases, regiões do escoamento e mistura.

Fase	k	D_k	S_k	ρ_k	μ_k	V_k
Gás no escoamento separado ¹	C	$D_C = 4 A_C / (S_C + S_I)$	S_C	ρ_C	μ_C	U_C
Líquido sob forma de filme	F	$D_F = 4 A_F / S_F$	S_F	ρ_F	μ_F	U_F
Líquido no escoamento disperso ²	S	D	S	ρ_S	μ_S	J
Mistura		D	S	ρ	μ	J

¹ Corrente gasosa com gotículas ou bolha alongada.

² Corrente líquida aerada ou pistão de líquido aerado.

Para escoamento disperso, as definições dos modelos fenomenológico e homogêneo são coincidentes, visto que este padrão de escoamento constitui efetivamente uma mistura. Para escoamento separado, a aplicação do modelo homogêneo torna-se inconsistente, visto que o escoamento possui regiões distintas devido à separação das fases por uma interface definida. Para escoamento intermitente, o modelo homogêneo tende a fornecer resultados mais satisfatórios à medida que a fração de gás diminua, por outro lado, o modelo fenomenológico apresenta uma representação mais fisicamente realista do escoamento, portanto, deve fornecer melhores resultados na estimativa da força de atrito na parede por unidade de volume da mistura. Além disto, o modelo fenomenológico constitui um método aplicável em todos os padrões de escoamento.

5.3 Solução do Modelo de Mistura em Função do Padrão de escoamento

Nesta seção é apresentado o procedimento de solução do modelo de mistura e seus acoplamentos com os parâmetros de fechamento na forma de algoritmos, em função dos padrões de escoamento gás-líquido: disperso, separado e intermitente.

No Algoritmo 5.1 é apresentado o procedimento global de solução do modelo de mistura. Este algoritmo principal requer informação a respeito da identificação do padrão de escoamento, Algoritmo 5.2, e das estimativas de α e \mathcal{T}_w para os padrões de escoamento disperso, separado e intermitente, Algoritmos 5.3, 5.4 e 5.5, respectivamente, conforme Figura 5.5.

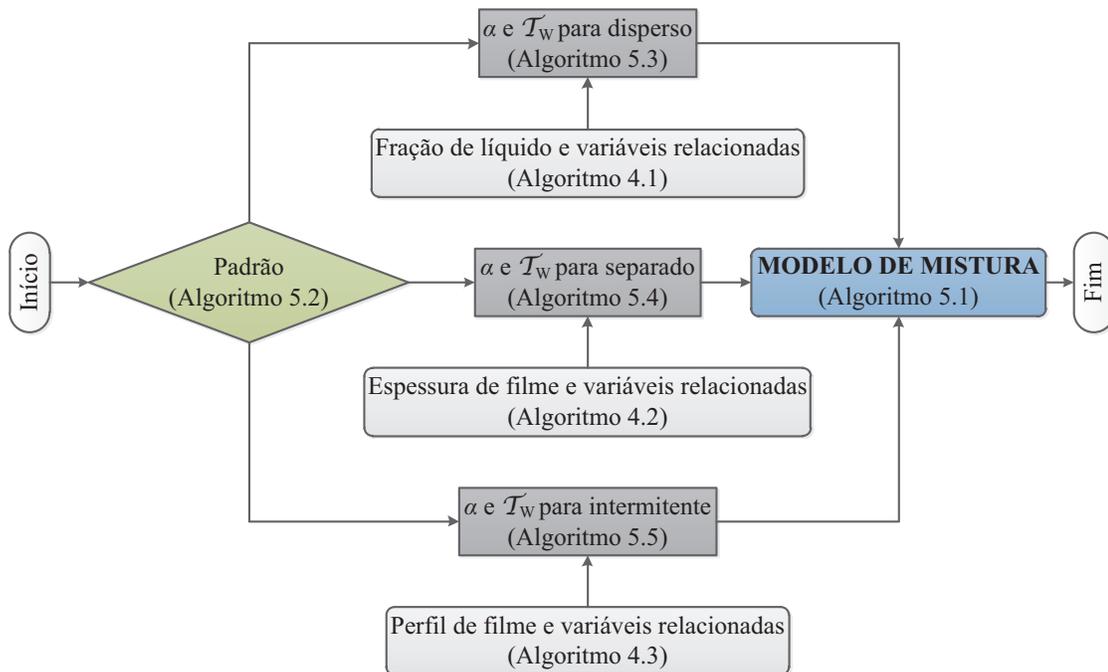


Figura 5.5 - Fluxograma global de solução do modelo de mistura.

A identificação do padrão de escoamento gás-líquido está baseada nos critérios de transição propostos por Taitel e Dukler (1976), válidas para a faixa $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$, e nas modificações proposta por Barnea et al. (1985) no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980), válidas para a faixa $10^\circ < \theta \leq 90^\circ$. Uma discussão mais detalhada a respeito destes critérios de transição de padrões de escoamento gás-líquido é apresentada por Shoham (2006). No Algoritmo 5.2, estes critérios de transição são apresentados de uma forma mais sucinta.

Algoritmo 5.1 Solução global do modelo de mistura.

inserir $J_G(L), J_L, P(L), T_0, \rho_L, \mu_G, \mu_L, \sigma, D, L, \theta$ e ε

1. atribuir $z = L$ e $\Delta z = D$; calcular $S = \pi D$ e $A = \pi D^2/4$; determinar $J(L)$ utilizando a Equação 3.6
2. calcular $\rho_G(L) = P(L)/(R_{\text{esp.}} T_0)$, de acordo com a lei de gás ideal para escoamento isotérmico
3. calcular $G_G = \rho_G(L) J_G(L)$ e $G_L = \rho_L J_L$, de acordo com a Equação 5.1

requer rotina para identificação do padrão de escoamento, de acordo com o Algoritmo 5.2

4. **se** escoamento disperso **então**
 5. determinar $\alpha(L)$ e $\mathcal{T}_W(L)$ utilizando o Algoritmo 5.3
 6. **senão, se** escoamento separado **então**
 7. determinar $\alpha(L)$ e $\mathcal{T}_W(L)$ utilizando o Algoritmo 5.4
 8. **senão, se** escoamento intermitente **então**
 9. determinar $\alpha(L)$ e $\mathcal{T}_W(L)$ utilizando o Algoritmo 5.5
 10. **finaliza se**
 11. determinar $(U_G(L))_\alpha$ e $(U_L(L))_\alpha$ utilizando a Equação 3.3
 12. calcular $\Psi(L) = P(L) + G_G (U_G(L))_\alpha + G_L (U_L(L))_\alpha$
 13. determinar $\rho(L)$ utilizando a Equação 3.2 e determinar $d[\Psi(L)]/dz$ utilizando a Equação 5.2
 14. **enquanto** $z > 0$ **faça**
 15. atualizar passo de integração $z = z - \Delta z$
 16. determinar $\Psi(z)$ utilizando uma rotina Runge-Kutta para resolver a Equação 5.2
 17. resolver iterativamente a função implícita $f(P) = P + G_G (U_G)_\alpha + G_L (U_L)_\alpha - \Psi = 0$, para determinar $P(z)$ no ponto z , visto que $(U_G)_\alpha$ e $(U_L)_\alpha$ são variáveis implícitas de P , tal que:
 18. **enquanto** ocorrer o processo iterativo de solução de $f(P)$, ou seja, se $f(P) >$ tolerância **faça**
 19. calcular $\rho_G(z) = P(z)/(R_{\text{esp.}} T_0)$, de acordo com a lei de gás ideal para escoamento isotérmico
 20. calcular $J_G(z) = G_G/\rho_G(z)$, de acordo com a Equação 5.1
 21. determinar $J(z)$ utilizando a Equação 3.6
 22. **se** escoamento disperso **então**
 23. determinar $\alpha(z)$ utilizando o Algoritmo 5.3
 24. **senão, se** escoamento separado **então**
 25. determinar $\alpha(z)$ utilizando o Algoritmo 5.4
 26. **senão, se** escoamento intermitente **então**
 27. determinar $\alpha(z)$ utilizando o Algoritmo 5.5
 28. **finaliza se**
 29. determinar $(U_G(z))_\alpha$ e $(U_L(z))_\alpha$ utilizando a Equação 3.3, para calcular $f(P)$
 30. **finaliza enquanto**
 31. **retorna** $P(z), \rho_G(z), J_G(z), J(z), \alpha(z), (U_G(z))_\alpha$ e $(U_L(z))_\alpha$
 32. **se** escoamento disperso **então**
 33. determinar $\mathcal{T}_W(z)$ utilizando o Algoritmo 5.3
 34. **senão, se** escoamento separado **então**
 35. determinar $\mathcal{T}_W(z)$ utilizando o Algoritmo 5.4
 36. **senão, se** escoamento intermitente **então**
 37. determinar $\mathcal{T}_W(z)$ utilizando o Algoritmo 5.5
 38. **finaliza se**
 39. determinar $\rho(z)$ utilizando a Equação 3.2 e determinar $d[\Psi(z)]/dz$ utilizando a Equação 5.2
- requer** rotina para identificação do padrão de escoamento, de acordo com o Algoritmo 5.2
40. **finaliza enquanto**
 41. **retorna** $\Delta P/L = [P(0) - P(L)]/L$
-

Algoritmo 5.2 Procedimento de identificação do padrão de escoamento gás-líquido.

inserir $J_G, J_L, J, \rho_G, \rho_L, \mu_G, \mu_L, \sigma, D, L, S, A, \theta$ e ε

1. **se** $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ (TAITEL; DUKLER, 1976 apud SHOHAM, 2006) **então**
 2. atribuir $E_D = 0, R_D = 0, \rho_C = \rho_G, \rho_F = \rho_L, \mu_C = \mu_G$ e $\mu_F = \mu_L$
 3. determinar H_F, R_F e S_I utilizando o Algoritmo 4.2 e calcular $\delta = H_F/D$
 4. **se** $J_G < (1 - \delta)[(1 - R_F)^3 A \Delta \rho g \cos(\theta) / (\rho_G S_I)]^{1/2}$ **então**
 5. **se** $J_G < 2(1 - R_F)[R_F \mu_L \Delta \rho g \cos(\theta) / (0,01 \rho_G \rho_L J_L)]^{1/2}$ **então**
 6. escoamento estratificado liso (separado)!
 7. **senão,**
 8. escoamento estratificado ondulado (separado)!
 9. **finaliza se**
 10. **senão, se** $\delta \leq 0,35$ **então**
 11. escoamento anular (separado)!
 12. **senão,**
 13. determinar $C_{0,B}, V_{\infty,B}$ e R_S utilizando o Algoritmo 4.1
 14. atribuir $C_0 = C_{0,B}$ e $(V_{G,J})_\alpha = V_{\infty,B}$, para determinar α utilizando a Equação 5.7 ou $\alpha = 1 - R_S$
 15. determinar ρ_S e μ_S utilizando as Equações 4.4 e 4.5
 16. determinar Re_S utilizando a Equação 5.31 e determinar $C_{f,S}$ utilizando a Equação 5.30
 17. **se** $J_L \geq 2 R_S [(1 - R_S) A \Delta \rho g \cos(\theta) / (\rho_L S_I C_{f,S})]^{1/2}$ **então**
 18. escoamento de bolhas (disperso)!
 19. **senão,**
 20. escoamento de golfadas (intermitente)!
 21. **finaliza se**
 22. **finaliza se**
 23. **senão, se** $10^\circ < \theta \leq 90^\circ$ (BARNEA et al., 1985 apud SHOHAM, 2006) **então**
 24. determinar iterativamente o valor de $J_{L,crit.}$ pela solução da equação implícita $f(J_{L,crit.})$, sendo:
 - $f(J_{L,crit.}) = J_G/J - (0,402 Fr^{6/5} Eo^{0,1} C_f^{2/5} - 0,175)^2 = 0$
 - $J = J_G + J_{L,crit.}$, $Fr = J / (\Delta \rho g D / \rho_L)^{1/2}$ e $Eo = \Delta \rho g D^2 / \sigma$
 - C_f é determinado utilizando a Equação 5.30 em função do $Re = \rho_L J D / \mu_L$
 25. **se** $J_G \geq 3,1 [\Delta \rho \sigma g \sin(\theta)]^{1/4} / \rho_G^{1/2}$ **então**
 26. escoamento anular (separado)!
 27. **senão, se** $J_G/J > 0,52$ e $J_L \geq 0,48 J_G/0,52$ **então**
 28. escoamento de bolhas uniformes (disperso)!
 29. **senão, se** $J_G/J \leq 0,52$ e $J_L \geq J_{L,crit.}$ **então**
 30. escoamento de bolhas uniformes (disperso)!
 31. **senão, se** $\theta > 60^\circ$ e $J_L \geq 3 J_G - 1,15 (\Delta \rho \sigma g / \rho_L^2)^{1/4} \sin(\theta)$ **então**
 32. escoamento de bolhas distorcidas (disperso)!
 33. **senão, se** $J_{L,crit.} < J_L < 0,48 J_G/0,52$ **então**
 34. escoamento semianular (separado)!
 35. **senão, se** $\theta > 70^\circ$ e $J_L \geq \sqrt{g D} [(L/D)/40,6 - 0,22] - J_G$ **então**
 36. escoamento de golfadas instáveis (intermitente)!
 37. **senão,**
 38. escoamento de golfadas (intermitente)!
 39. **finaliza se**
 40. **finaliza se**
 41. **retorna** padrão de escoamento
-

No Algoritmo 5.3 é apresentado o procedimento de solução dos parâmetros de fechamento α e \mathcal{T}_W para escoamento disperso. Neste algoritmo secundário, torna-se necessário a utilização do Algoritmo 4.1 para determinação da fração volumétrica de líquido R_S , dos parâmetros $C_{0,B}$ e $V_{\infty,B}$ e identificação do regime das bolhas dispersas.

Algoritmo 5.3 Determinação de α e \mathcal{T}_W para escoamento disperso.

inserir $J_G, J, \rho_G, \rho_L, \mu_G, \mu_L, \sigma, D, S, \theta$ e ε

1. determinar $C_{0,B}, V_{\infty,B}$ e R_S utilizando o Algoritmo 4.1
2. atribuir $C_0 = C_{0,B}$ e $(V_{G,J})_\alpha = V_{\infty,B}$, para determinar α utilizando a Equação 5.7 ou $\alpha = 1 - R_S$
3. determinar ρ_S e μ_S utilizando as Equações 4.4 e 4.5
4. determinar Re_S utilizando a Equação 5.31
5. determinar $C_{f,S}$ utilizando a Equação 5.30
6. determinar $\tau_{W,S}$ utilizando a Equação 5.29
7. determinar $\mathcal{T}_{W,S}$ utilizando a Equação 5.28

requer $\beta = 0$, tal que:

8. calcular $\mathcal{T}_W = \mathcal{T}_{W,S}$, de acordo com a Equação 5.20
 9. **retorna** α e \mathcal{T}_W
-

No Algoritmo 5.4 é apresentado o procedimento numérico de solução dos parâmetros de fechamento α e \mathcal{T}_W para escoamento separado. Neste algoritmo secundário, torna-se necessário a utilização do Algoritmo 4.2 para determinação da espessura de filme de líquido H_F e demais variáveis correlacionadas.

Algoritmo 5.4 Determinação de α e \mathcal{T}_W para escoamento separado.

inserir $J_G, J_L, J, \rho_G, \rho_L, \mu_G, \mu_L, \sigma, D, A, \theta$ e ε

1. determinar E_D utilizando a Equação 4.13(a, b, c, d ou e) da Tabela 4.3
2. determinar R_D utilizando a Equação 4.12
3. atribuir $\rho_F = \rho_L$ e $\mu_F = \mu_L$, de acordo com a Seção 4.2
4. determinar ρ_C e μ_C utilizando as Equações 4.10 e 4.11
5. determinar $\alpha, R_F, S_F, S_C, \tau_{W,F}$ e $\tau_{W,C}$ utilizando o Algoritmo 4.2
6. determinar $\mathcal{T}_{W,C}$ e $\mathcal{T}_{W,F}$ utilizando a Equação 5.28

requer $\beta = 1$, tal que:

7. calcular $\mathcal{T}_W = \mathcal{T}_{W,C} + \mathcal{T}_{W,F}$, de acordo com a Equação 5.20
 8. **retorna** α e \mathcal{T}_W
-

No Algoritmo 5.5 é apresentado o procedimento numérico de solução dos parâmetros de fechamento α e \mathcal{T}_W para escoamento intermitente. Neste algoritmo secundário, torna-se necessário a utilização do Algoritmo 4.3 para determinação do perfil de filme de líquido e demais variáveis correlacionadas.

Algoritmo 5.5 Determinação de α e \mathcal{T}_W para escoamento intermitente.

inserir $J_G, J_L, J, \rho_G, \rho_L, \mu_G, \mu_L, \sigma, D, L, S, A, \theta$ e ε

1. atribuir $\rho_C = \rho_G, \rho_F = \rho_L, \mu_C = \mu_G$ e $\mu_F = \mu_L$, de acordo com a Seção 4.3
 2. determinar f utilizando a Equação 4.23(a, b, c, d ou e) da Tabela 4.6
 3. determinar R_S utilizando a Equação 4.24(a, b, c, d ou e) da Tabela 4.7
 4. determinar $C_{0,T}$ e $V_{\infty,T}$ utilizando a Tabela 4.4, para determinar U_T utilizando a Equação 4.21
 5. determinar $C_{0,B}$ e $V_{\infty,B}$ utilizando a Tabela 4.5, para determinar U_B utilizando a Equação 4.3
 6. atribuir $C_0 = C_{0,T}$ e $(V_{G,J})_\alpha = V_{\infty,T}$, para determinar α utilizando a Equação 5.7
 7. **se** $z = L$ **então**
 8. determinar $L_F, L_S, \mathcal{T}_{W,C}$ e $\mathcal{T}_{W,F}$ utilizando o Algoritmo 4.3
 9. **finaliza se**
 10. determinar ρ_S e μ_S utilizando as Equações 4.4 e 4.5
 11. determinar Re_S utilizando a Equação 5.31
 12. determinar $C_{f,S}$ utilizando a Equação 5.30
 13. determinar $\tau_{W,S}$ utilizando a Equação 5.29
 14. determinar $\mathcal{T}_{W,S}$ utilizando a Equação 5.28
- requer** $\beta = [L_F P(L)/P(z)]/[L_F P(L)/P(z) + L_S]$, tal que:
15. calcular $\mathcal{T}_W = \beta (\mathcal{T}_{W,C} + \mathcal{T}_{W,F}) + (1 - \beta) \mathcal{T}_{W,S}$, de acordo com a Equação 5.20
 16. **retorna** α e \mathcal{T}_W
-

5.4 Comentários sobre a Solução dos Modelos de Fases Separadas e Homogêneo

Conforme discutido na Subseção 3.2.5, é possível utilizar uma forma geral de representação das equações de conservação que permita a implementação computacional simultânea dos modelos de fases separadas e homogêneo, no algoritmo de solução desenvolvido para o modelo de mistura. Para isto, os termos das equações que representam cada um destes modelos, apresentados na Tabela 3.1, devem ser adequadamente selecionados durante o procedimento de solução.

6 APARATOS EXPERIMENTAIS E TÉCNICAS DE MEDIÇÃO

Neste capítulo são apresentadas as descrições dos aparatos experimentais utilizados para realização de medições do gradiente de pressão, necessários à verificação dos resultados obtidos pelo modelo de mistura, aplicado em escoamentos isotérmicos gás-líquido, analisado neste trabalho. Além disto, são apresentadas também as técnicas de medição e as análises de incertezas das grandezas mensuradas utilizando estes aparatos experimentais.

As medições do gradiente de pressão são realizadas utilizando dois aparatos experimentais: um circuito horizontal e um circuito com inclinação variável. No primeiro são realizadas medições em escoamentos intermitentes na horizontal ($\theta = 0^\circ$). No segundo são realizadas medições em escoamentos dispersos, separados e intermitentes, com a linha inclinada na vertical ($\theta = 90^\circ$). Ambos circuitos estão instalados no Laboratório do Grupo de Escoamento Bifásico (2PFG) da Faculdade de Engenharia Mecânica (FEM) na Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP).

6.1 Circuito Horizontal

O circuito horizontal, apresentado na Figura 6.1, é dividido em três partes: uma linha de suprimento de gás, uma linha de suprimento de líquido e uma linha de escoamento gás-líquido correspondendo à seção de testes.

A linha de gás é alimentada por até três compressores em paralelo, que podem fornecer uma vazão volumétrica máxima de $9,914 \times 10^{-2} \text{ Nm}^3/\text{s}$ a uma pressão entre 8 bar e 10 bar. O gás é descarregado na linha passando por um filtro e por uma válvula reguladora de pressão. A pressão manométrica e a temperatura desta linha são monitoradas por um transdutor de pressão SMAR modelo LD301 e por um transdutor de temperatura SMAR modelo TT301, respectivamente, sendo que o último utiliza um termopar tipo T. Em seguida, o gás passa por um medidor constituído por um elemento de fluxo laminar Merian modelo 50MT10, que pode medir uma vazão volumétrica máxima de $4,348 \times 10^{-5} \text{ Nm}^3/\text{s}$. Por fim, o gás que passa pelo medidor de vazão é conduzido ao misturador gás-líquido (DUARTE, 2007; BUENO, 2010).

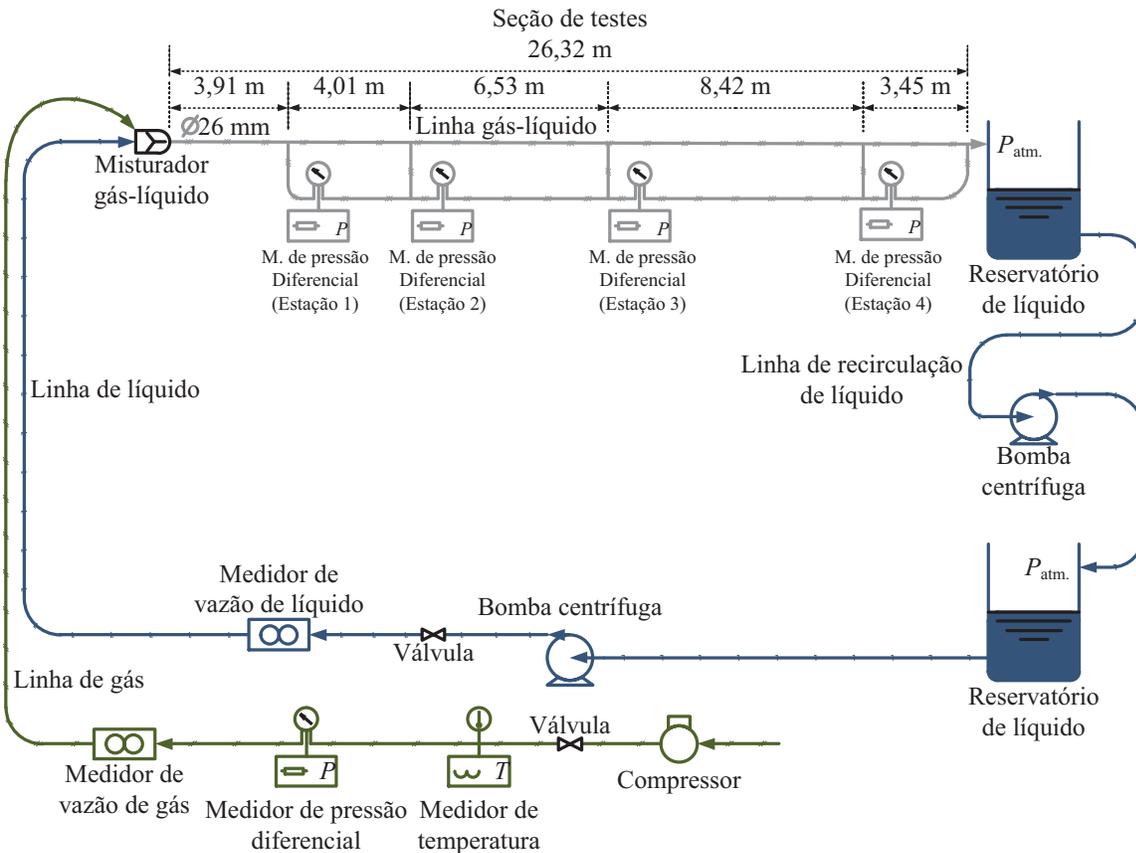


Figura 6.1 - Representação esquemática do circuito horizontal.

A linha de líquido é composta por um conjunto de dois tanques de armazenamento dispostos em série, com capacidade de 3 m^3 cada. O líquido armazenado no último tanque é bombeado por até duas bombas dispostas em paralelo, que podem fornecer uma vazão volumétrica máxima de $1,25 \times 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}$ a uma pressão de $30 \text{ mH}_2\text{O}$. Depois de bombeado, o líquido passa por um filtro e em seguida através de um medidor de vazão mássica do tipo Coriolis da Metroval modelo RHM15. O valor desejado da vazão é obtido através do controle da rotação da bomba centrífuga, utilizando um inversor de frequência que controla o motor elétrico que aciona a bomba. Por fim, o líquido chega até misturador gás-líquido (DUARTE, 2007; BUENO, 2010).

A seção de testes é constituída de um tubo liso de acrílico transparente com 26 mm de diâmetro interno D e comprimento total de 26,32 m. As quatro estações de medição da seção de testes estão posicionadas em 3,91 m, 7,92 m, 14,45 m e 22,87 m à jusante do misturador gás-líquido, que por sua vez, é formado por um tubo que possui sua seção transversal dividida por uma placa, formando assim dois canais paralelos onde o superior introduz o gás e o inferior introduz o líquido.

6.2 Circuito com Inclinação Variável

Semelhante ao circuito horizontal, apresentado na Seção 6.1, o circuito com inclinação variável também é dividido em três partes. As linhas de suprimento de gás e de líquido são as mesmas utilizadas no circuito horizontal, sendo então desviadas para este aparato. A seção de testes do circuito com inclinação variável, apresentado na Figura 6.2, é constituído de um tubo liso de acrílico transparente com 26 mm de diâmetro interno D e comprimento total de 7,98 m, construído sobre uma treliça articulada, permitindo a variação da inclinação de -5° a 90° em relação à horizontal, vide Figura 6.3. A duas estações de medição da seção de testes estão posicionadas em 1,99 m e 6,68 m à jusante do misturador gás-líquido. Após a segunda estação de medição, a mistura gás-líquido percorre uma distância de 1,30 m, passando por uma mangueira flexível em U com raio de curvatura de 200 mm, sendo finalmente separada em um tubo aberto com 75 mm de diâmetro.

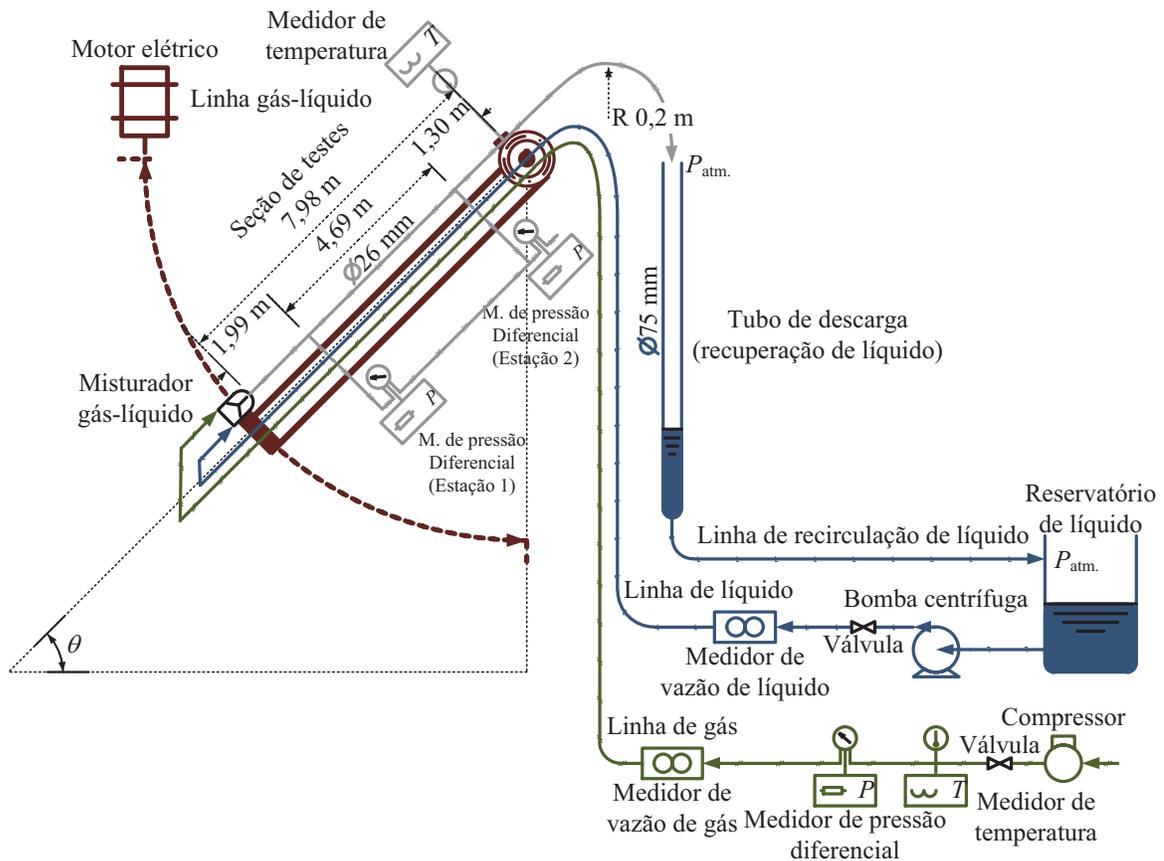


Figura 6.2 - Representação esquemática do circuito com inclinação variável.



Figura 6.3 - Imagens da treliça articulada nas inclinações de 0°, 45° e 90°.
Fonte: Bueno (2010).

6.3 Técnicas de Medição e Instrumentação

Nos dois aparatos experimentais descritos anteriormente, a instrumentação pode ser dividida em dois módulos: um para monitoramento dos fluidos e outro para monitoramento da seção de testes. O primeiro tem como principais funções controlar e monitorar as vazões de gás e de líquido que alimentam a seção de testes, enquanto que o segundo tem como função adquirir e armazenar os sinais dos transdutores de pressão na seção de testes.

No primeiro módulo de instrumentação, a medição de vazão mássica de gás é realizada por um elemento de fluxo laminar da Merian modelo 50MT10, que pode medir uma vazão volumétrica máxima de $4,348 \times 10^{-5} \text{ Nm}^3/\text{s}$ com uma incerteza nominal de $\pm 0,72\%$. Este medidor de vazão volumétrica é precedido por medidores de pressão e temperatura absolutas para determinar a massa específica do gás e, por consequência, a vazão mássica de gás. A medição de vazão mássica de lí-

quido é realizada por um medidor tipo Coriolis da Metroval modelo RHM15, cuja faixa de medição varia de 4 kg/min a 200 kg/min com uma incerteza nominal de $\pm 0,2\%$. Neste primeiro modulo de instrumentação, também é controlada a inclinação da treliça, Figuras 6.2 e 6.3, que varia entre -5° até 90° graus em relação à horizontal, sendo que a medição da posição angular é realizada por um transferidor (*encoder*), tal que após definida uma posição angular, o sistema atua para elevar a treliça na posição angular desejada com uma incerteza de $\pm 0,5^\circ$ (BUENO, 2010).

No segundo modulo de instrumentação são realizadas as medições de pressão diferencial utilizando transdutores de pressão SMAR LD301 com uma incerteza nominal de $\pm 0,04\%$, instalados abaixo da seção de testes e conectados por mangueiras às tomadas de pressão, posicionadas nas estações de medição conforme apresentado nas Figuras 6.1 e 6.2. A diferença de pressão para uma dada estação de medida é tomada em relação à estação subsequente, sendo que para a última estação, a diferença é tomada em relação à pressão atmosférica na saída da seção de testes. Para cada um dos aparatos experimentais, os transdutores de pressão foram instalados em cada uma das estações de medição de acordo com a faixa de operação na qual as medidas foram realizadas.

6.4 Análises de Incertezas

Seja X_j uma grandeza medida, a incerteza desta grandeza ϵ_{X_j} corresponde ao valor máximo entre a incerteza nominal do instrumento e a incerteza de calibração, para uma amostra individual, ou ainda, pode ser determinada a partir do desvio padrão de uma distribuição normal, para um conjunto de medições dispersas desta grandeza medida. Seja $\Psi = \Psi(X_1, X_2, \dots, X_N)$ uma grandeza genérica determinada em função de N grandezas X_j , a incerteza desta grandeza ϵ_Ψ é definida através de uma análise de propagação de incertezas por:

$$\epsilon_\Psi = \pm \sqrt{\sum \left(\epsilon_{X_j} \frac{\partial \Psi}{\partial X_j} \right)^2}. \quad (6.1)$$

O medidor de vazão volumétrica de gás foi calibrado apresentando uma incerteza da ordem de $\pm 1,5\%$, para isto, foi utilizado um medidor padrão de vazão volumétrica de gás tipo tambor da Ritter modelo TG50/6 com incerteza nominal de $\pm 0,2\%$. O medidor de vazão mássica de líquido não foi calibrado por apresentar pouca variação nos resultados. Os transdutores de pressão foram

calibrados apresentando incertezas de calibração da ordem de $\pm 3 \text{ mmH}_2\text{O}$, para os transdutores com uma faixa operacional mais baixa, e de $\pm 13 \text{ mmH}_2\text{O}$, para os com faixa operacional mais alta, para isto, foi utilizando um manômetro de tubo em U com incerteza nominal de $\pm 0,5 \text{ mmH}_2\text{O}$.

As medições da vazão volumétrica de gás e da vazão mássica de líquido são obtidas a partir de uma amostra individual, mas, a medição da pressão diferencial é obtida da média de um conjunto de medições, adquiridas com uma frequência de 3 kHz durante um tempo de aquisição de 60 s.

As variáveis utilizadas como parâmetros de entrada no modelo de mistura são as velocidades superficiais, de gás J_G e de líquido J_L , e a pressão P . Além disto, o gradiente de pressão $\Delta P/L$ determinado experimentalmente é utilizado como parâmetro de comparação para os resultados obtidos pelo modelo de mistura. Estas grandezas são determinadas a partir de outras grandezas, portanto, suas incertezas devem ser determinadas utilizando uma análise de propagação de incertezas.

A velocidade superficial de uma fase J_k é dependente da vazão volumétrica da fase Q_k , de acordo com a Equação 3.5, portanto, a incerteza da velocidade superficial de uma fase é definida a partir da Equação 6.1 por:

$$\epsilon_{J_k} = \pm \epsilon_{Q_k}/A. \quad (6.2)$$

A incerteza da medição da pressão ϵ_P é determinada a partir do desvio padrão de uma distribuição normal ς_P , dentro de um intervalo de confiança de 95 %, tal que:

$$\epsilon_P = \pm 2\varsigma_P. \quad (6.3)$$

O gradiente de pressão $\Delta P/L$ é definido pela razão entre a diferença de pressão medida ΔP e a distância entre duas tomadas de pressão L , portanto, a incerteza do gradiente de pressão $\epsilon_{(\Delta P/L)}$ é definida a partir da Equação 6.1 por:

$$\epsilon_{(\Delta P/L)} = \pm \sqrt{(\epsilon_P/L)^2 + (\epsilon_L \Delta P/L^2)^2}, \quad (6.4)$$

sendo que a incerteza da distância entre duas tomadas de pressão ϵ_L é da ordem de $\pm 5 \text{ mm}$.

Os valores estimados para as incertezas das velocidades superficiais de gás e de líquido, da pressão absoluta e do gradiente de pressão são apresentados juntamente com os respectivos valores destas grandezas na Seção 6.6.

6.5 Propriedades dos Fluidos

Os testes foram realizados nos dois circuitos experimentais descritos anteriormente a uma pressão atmosférica média de 945 mbar e uma temperatura ambiente média de 298 K, cuja leitura é obtida do serviço de previsão do tempo do campus (disponível em <http://www.cpa.unicamp.br/>), utilizando ar e água como fluidos. Para referência, as propriedades do ar e da água na pressão atmosférica de 101 325 Pa e temperatura ambiente de 298 K são apresentadas na Tabela 6.1 e utilizadas como parâmetros de entrada nas simulações realizadas.

Tabela 6.1 - Propriedades dos fluidos à 101 325 Pa e 298 K.

Fluido	k	$\rho_k/[\text{kg}/\text{m}^3]$	$\mu_k/[\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})]$	$\sigma/[\text{N}/\text{m}]$
Ar	G	1,18	$1,84 \times 10^{-5}$	—
Água	L	997	$8,93 \times 10^{-4}$	0,072

Sendo: $R_{\text{esp.}} = 287$ é a constante específica do ar.

6.6 Grades de Pontos Experimentais

Nesta seção são apresentadas as grades de pontos experimentais utilizadas neste trabalho, cujos dados servem para introdução de condições de contorno, bem como verificação das estimativas do gradiente de pressão obtidas pelo modelo de mistura. Estes dados experimentais estão divididos em dois grupos e consistem de medições das velocidades superficiais de gás J_G e de líquido J_L , pressão absoluta P e gradiente de pressão $\Delta P/L$, juntamente com suas respectivas incertezas. O primeiro grupo é constituído de dados experimentais obtidos pelo autor, utilizando os aparatos experimentais descritos nas Seções 6.1 e 6.2. O segundo grupo é constituído de dados experimentais de outros autores. Na Tabela 6.2 é apresentada uma breve descrição destas grades de pontos experimentais contendo número, autor e características como: número de pontos por padrão de escoamento, diâmetro interno do tubo D , distância entre as tomadas de pressão L e inclinação do tubo θ . Os fluidos de trabalho utilizados para obtenção dos dados experimentais das grades descritas na Tabela 6.2 foram ar e água.

Tabela 6.2 - Grades de pontos experimentais utilizadas neste trabalho.

Grade [#]	Autor e Ano	Número de Pontos por Padrão			D [mm]	L/D [—]	θ [°]
		Disperso	Separado	Intermitente			
1	Lima (2011) (*)	-	-	25	26	324	0
2	Lima (2011) (*)	6	4	11	26	180	90
3	Bueno (2010)	-	-	10	26	180	15
7	Bueno (2010)	-	-	10	26	180	30
5	Bueno (2010)	-	-	10	26	180	45
6	Bueno (2010)	-	-	10	26	180	60
7	Bueno (2010)	-	-	10	26	180	75
8	Bueno (2010)	3	-	7	26	180	90
9	Rosa e Mastelari (2008)	14	14	7	26	180	90
10	Torres (1992)	-	10	-	38	82	0
11	Owen (1986)	-	34	14	32	39	90

(*) Dados obtidos neste trabalho.

As grades obtidas pelo autor, grades 1 e 2 da Tabela 6.2, são descritas na Subseção 6.6.1. As grades obtidas por Bueno (2010), Rosa e Mastelari (2008), Torres (1992) e Owen (1986), grades 3 a 11 da Tabela 6.2, são descritas no Apêndice A.

6.6.1 Dados Experimentais Obtidos neste Trabalho

Na Tabela 6.3 são apresentados os pontos experimentais correspondentes à grade 1. Estes pontos foram obtidos no circuito horizontal descrito na Seção 6.1. Os valores de J_G , J_L e P correspondem aos valores estimados na estação 4 e $\Delta P/L$ corresponde ao valor medido entre as estações 3 e 4, posicionadas em 14,45 m e 22,87 m à jusante do misturador gás-líquido, num tubo de 26 mm de diâmetro interno e 26,32 m de extensão. A faixa de velocidades superficiais das fases permite a ocorrência do padrão intermitente (bolha alongada (EB) e golfadas (SL)). Conforme discussão apresentada na Subseção 1.1.1, bolha alongada é uma subclassificação do padrão intermitente semelhante ao golfadas, quando o pistão de líquido é não aerado. Deste modo, os pontos de bolha alongada (EB) foram considerados como golfadas (SL) neste trabalho. Para referência, a Figura 6.4 apresenta os pontos experimentais no mapa de padrões horizontal de Taitel e Dukler (1976).

Tabela 6.3 - Pontos experimentais da grade 1, sendo $D = 26$ mm, $L = 324D$ e $\theta = 0^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	P (abs.) [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	SL	119,4	1,8	23,0	0,2	949,6	5,3	1,4	1,0
2	SL	88,6	1,3	24,0	0,2	948,9	3,2	1,3	0,7
3	SL	162,1	2,4	24,0	0,2	950,5	7,7	1,8	1,5
4	SL	41,8	0,6	30,0	0,3	948,5	1,4	1,1	0,3
5	SL	61,7	0,9	30,0	0,3	949,1	2,1	1,3	0,5
6	SL	194,3	2,9	30,0	0,3	953,3	11,0	2,6	2,3
7	SL	90,3	1,4	40,0	0,4	952,7	3,0	2,3	0,9
8	SL	119,8	1,8	41,0	0,4	954,5	4,1	3,0	1,3
9	SL	160,8	2,4	45,0	0,5	957,8	6,5	3,8	1,9
10	SL	41,7	0,6	50,0	0,5	952,3	1,2	2,2	0,4
11	SL	61,4	0,9	50,0	0,5	953,8	1,8	2,7	0,7
12	SL	182,9	2,7	51,0	0,5	961,0	8,0	4,8	2,5
13	SL	86,8	1,3	61,0	0,6	958,6	2,6	4,0	1,1
14	SL	97,5	1,5	61,0	0,6	959,5	3,2	4,4	1,4
15	SL	119,0	1,8	61,0	0,6	961,1	3,7	4,9	1,3
16	SL	161,7	2,4	61,0	0,6	964,5	5,9	5,8	1,7
17	SL	181,5	2,7	69,0	0,7	968,3	7,4	7,1	2,2
18	SL	41,4	0,6	70,0	0,7	957,6	1,2	3,7	0,4
19	SL	61,1	0,9	70,0	0,7	959,1	1,7	4,2	0,6
20	SL	113,9	1,7	84,0	0,8	970,4	3,5	7,4	0,9
21	SL	49,0	0,7	89,0	0,9	964,6	1,3	5,7	0,4
22	SL	71,3	1,1	89,0	0,9	967,4	1,8	6,5	0,5
23	SL	84,8	1,3	90,0	0,9	969,6	2,5	7,2	0,6
24	SL	41,2	0,6	91,0	0,9	963,9	1,3	5,5	0,3
25	SL	60,6	0,9	91,0	0,9	966,5	2,0	6,3	0,5

Na Tabela 6.4 são apresentados os pontos experimentais correspondentes à grade 2. Estes pontos foram obtidos no circuito com inclinação variável descrito na Seção 6.2, com a treliça posicionada em 90° em relação à horizontal. Os valores de J_G , J_L e P correspondem aos valores estimados na estação 2 e $\Delta P/L$ corresponde ao valor medido entre as estações 1 e 2, posicionadas em 1,99 m e 6,68 m à jusante do misturador gás-líquido, num tubo de 26 mm de diâmetro interno e 7,98 m de extensão. A faixa de velocidades superficiais das fases permite a ocorrência dos padrões disperso (bolhas distorcidas (DB) e bolhas uniformes (UB)), separado (semianular (SA) e anular (AN)) e intermitente (golfadas (SL) e golfadas instáveis (US)). Para referência, a Figura 6.5 apresenta os pontos experimentais no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).

Tabela 6.4 - Pontos experimentais da grade 2, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 90^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	$P(\text{abs.})$ [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	DB	12,3	0,2	60,0	0,6	1073	18	96	4
2	DB	19,6	0,3	60,0	0,6	1060	21	89	4
3	DB	21,4	0,3	118,0	1,2	883	24	98	5
4	DB	28,1	0,4	216,0	2,2	839	19	110	4
5	UB	18,9	0,3	222,0	2,2	801	21	113	4
6	UB	16,8	0,3	286,0	2,9	845	22	21	5
7	SL	20,7	0,3	29,0	0,3	1051	19	83	4
8	SL	53,0	0,8	33,0	0,3	1017	21	61	4
9	SL	246,0	3,7	35,0	0,4	980	28	35	6
10	SL	93,6	1,4	37,0	0,4	999	24	49	5
11	SL	145,0	2,2	39,0	0,4	991	24	42	5
12	SL	25,9	0,4	58,0	0,6	1057	18	87	4
13	SL	93,1	1,4	60,0	0,6	1015	19	60	4
14	SL	54,9	0,8	61,0	0,6	1032	18	72	4
15	SL	224,3	3,4	64,0	0,6	1003	22	48	5
16	US	405,6	6,1	36,0	0,4	981	27	35	6
17	US	377,5	5,7	67,0	0,7	1004	24	47	5
18	SA	1108,5	16,6	58,0	0,6	1017	39	46	8
19	AN	1908,7	28,6	23,0	0,2	990	16	34	3
20	AN	1732,5	26,0	35,0	0,4	1015	26	41	6
21	AN	2460,7	36,9	62,0	0,6	1148	67	76	14

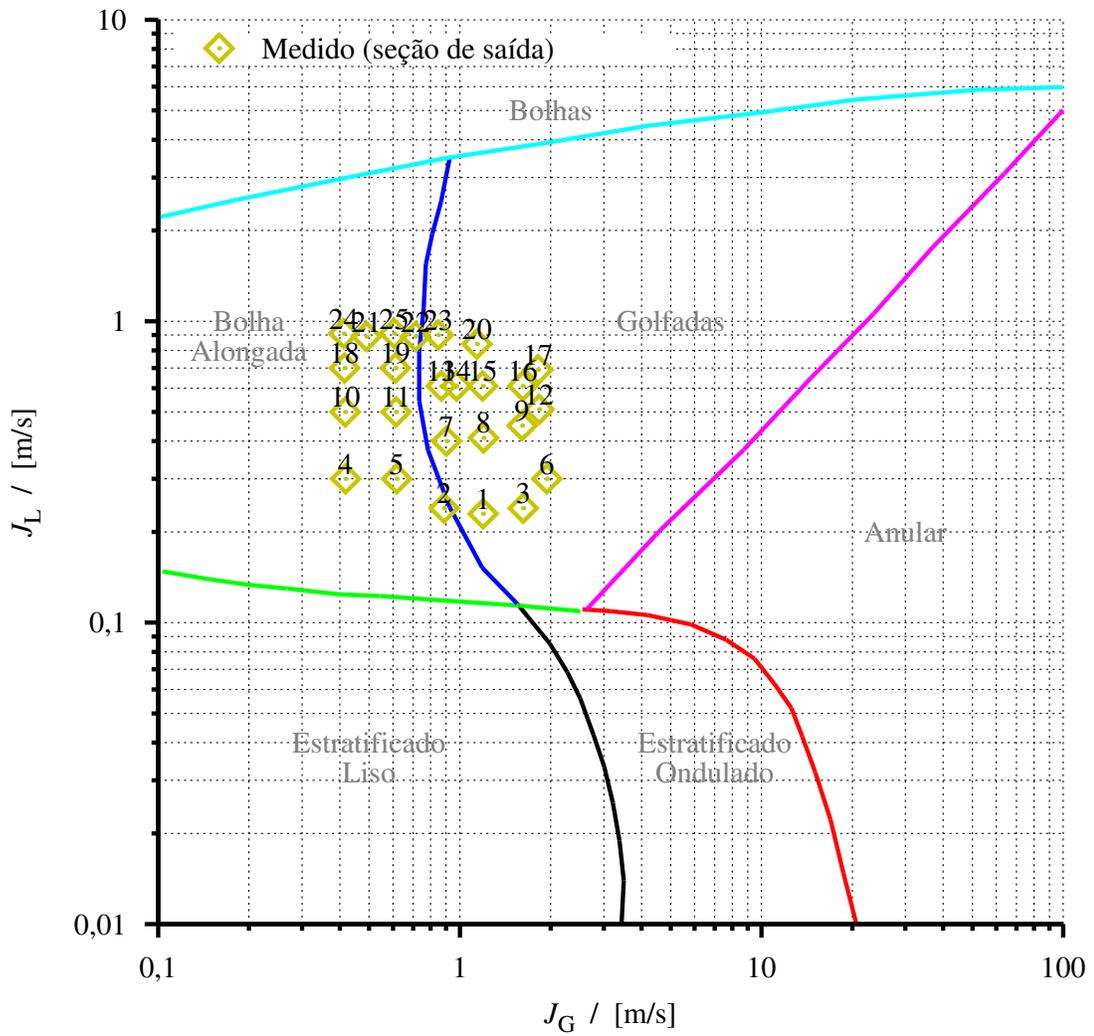


Figura 6.4 - Pontos da Tabela 6.3 no mapa de padrões horizontal de Taitel e Dukler (1976).

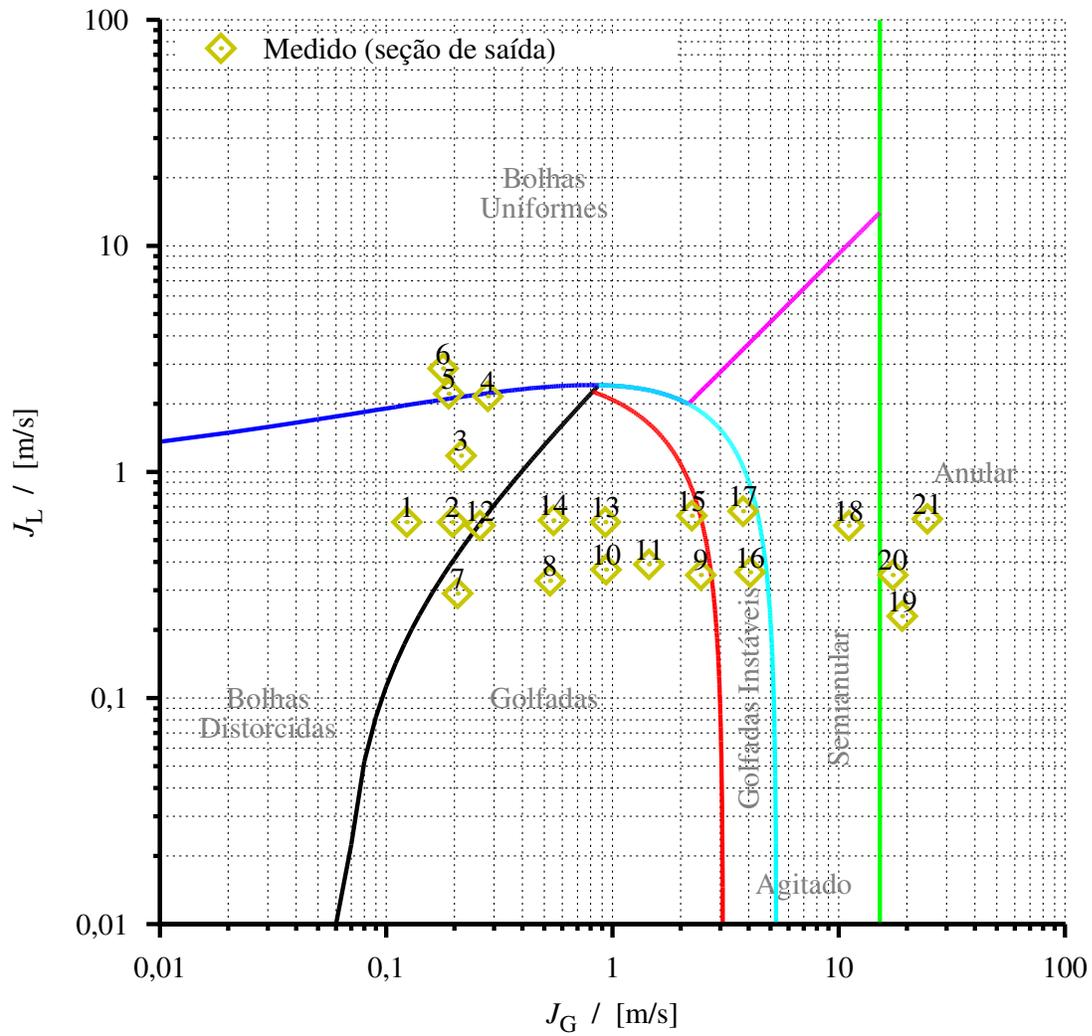


Figura 6.5 - Pontos da Tabela 6.4 no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).

7 ANÁLISE DOS RESULTADOS

Neste capítulo é apresentada a análise dos resultados obtidos pelo modelo de mistura. Inicialmente são realizadas duas análises: do passo utilizado na rotina de integração do modelo e de sensibilidade do modelo às correlações para estimativa de variáveis dos padrões separado e intermitente. Em seguida são realizadas comparações dos resultados numéricos contra dados experimentais do gradiente de pressão para casos de escoamento disperso, separado e intermitente, bem como de casos envolvendo transição de padrões de escoamento. As simulações foram realizadas num computador com 1 processador AMD Athlon XP 1800+ (1,53 GHz) e 1,5 GB de memória DDR, cujo tempo de simulação máximo foi de 30 min nos casos de transição de padrões.

A análise da precisão do modelo baseia-se no desvio relativo porcentual $\delta_{R,(\Delta P/L)}$, expresso com uma incerteza propagada pelo gradiente pressão medido $(\Delta P/L)_{\text{medido}}$ (vide Equação 6.1), e na norma deste desvio relativo $\|\delta_{R,(\Delta P/L)}\|$, para os N pontos experimentais, definidos por:

$$\delta_{R,(\Delta P/L)} = 100 [(\Delta P/L)_{\text{calculado}} - (\Delta P/L)_{\text{medido}}] / (\Delta P/L)_{\text{medido}}, \quad (7.1)$$

$$\|\delta_{R,(\Delta P/L)}\| = \sqrt{\sum \delta_{R,(\Delta P/L)}^2 / N}. \quad (7.2)$$

A escolha do gradiente de pressão $\Delta P/L$ como parâmetro de comparação permite a extrapolação dos resultados para extensões maiores que a distância entre as duas tomadas de pressão L , desde que não ocorram variações significativas nas velocidades superficiais de gás J_G e de líquido J_L .

7.1 Análise do Passo de Integração

A rotina de integração, descrita no Capítulo 5, utiliza o método de Runge-Kutta de quarta ordem. Para verificar a precisão da solução em função do passo de integração, considera-se um escoamento monofásico de água ascendente, num tubo vertical de $D = 26$ mm e $L = 180D$, tal que $\alpha = 0$ e o modelo de mistura, Equação 3.24, simplifica para o modelo homogêneo, Equação 3.27. Como o líquido é considerado incompressível, ou seja, $\rho_L = \text{cte.}$, tal que $J_L = \text{cte.}$, é possível obter da Equação 3.27 uma expressão analítica para calcular o gradiente de pressão:

$$\Delta P/L = -\rho_L (2 C_{f,L} J_L^2/D + g), \quad (7.3)$$

sendo $C_{f,L}$ o fator de atrito determinado pela Equação 5.30. Na Tabela 7.1 são apresentados alguns pontos calculados com a expressão analítica definida na Equação 7.3, para fins de referência.

Tabela 7.1 - Gradiente de pressão analítico para escoamento monofásico de água ascendente, com pressão na seção de saída de 1 atm, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$.

J_L / [m/s]	0,0	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0
$(\Delta P/L)$ / [mbar/m]	98	99	102	113	129	151	177

Na Figura 7.1, os erros relativos do gradiente de pressão $\delta_{R,(\Delta P/L)}$ foram obtidos comparando as estimativas da rotina de integração contra os valores analíticos da Tabela 7.1. Utilizando um passo de integração $\Delta z = D$, os valores numéricos convergem para os analíticos com uma norma do erro relativo de 7×10^{-9} . Este erro é menor que o máximo erro acumulado do método Runge-Kutta de quarta ordem, $O[(\Delta z)^4]$ (PRESS et al., 1992), cujo valor relativo é dado por $(\Delta z)^4/L \approx 10^{-7}$. O passo de integração $\Delta z = D$ é utilizado neste trabalho por resultar numa precisão dos cálculos dentro do erro de truncamento da máquina, utilizando precisão dupla. Além disto, para escoamentos gás-líquido no padrão intermitente, um passo de integração de até $9D$ demonstra ser suficiente para que a norma do desvio relativo do gradiente de pressão apresente uma variação inferior a 0,01 %, conforme análise realizada por Lima e Rosa (2008b).

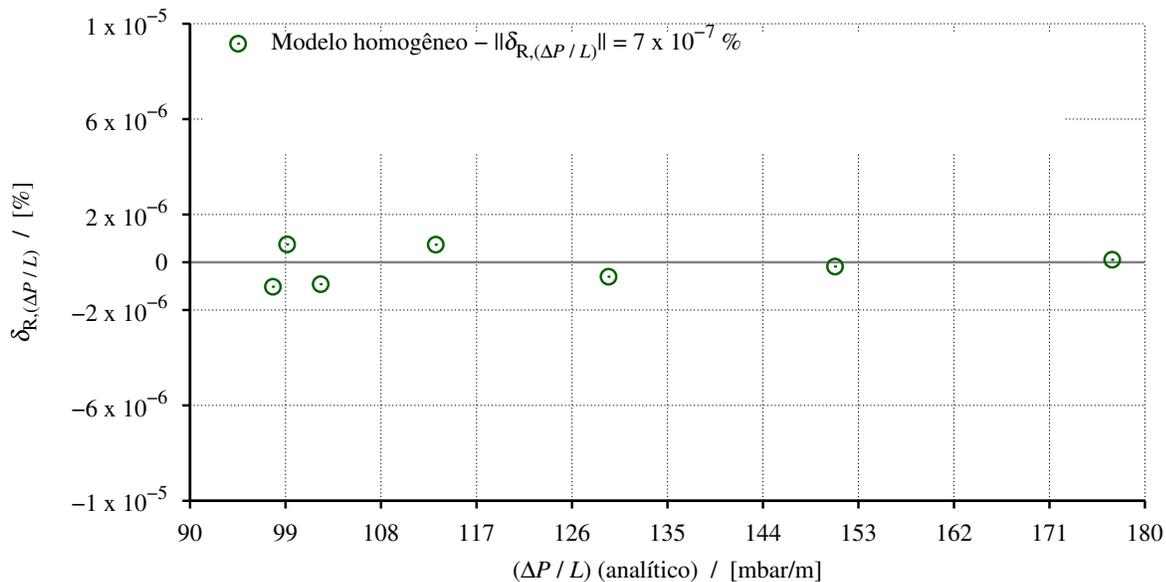


Figura 7.1 - Erro relativo do gradiente de pressão para escoamento monofásico de água ascendente, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$.

7.2 Análise de Sensibilidade do Modelo em Relação às Correlações

O modelo de mistura necessita de equações de fechamento que dependem do padrão de escoamento. Como há diferentes proposições destas equações para uma mesma variável na literatura, decidiu-se realizar uma análise de sensibilidade do modelo em relação às diferentes proposições de equações de fechamento. Para escoamento separado (anular), a sensibilidade do modelo de mistura é avaliada em termos da escolha da correlação para fração de arraste de gotículas E_D (*entrainment fraction*). Para escoamento intermitente, a sensibilidade do modelo de mistura é avaliada em termos da escolha das correlações para a frequência da célula unitária f e para a fração de líquido no pistão R_S , quando utilizado o modelo de atrito fenomenológico, descrito na Subseção 5.2.1.

7.2.1 Análise de Sensibilidade para Escoamento Separado

Nas Tabelas 7.2 e 7.3 são apresentados os valores da norma do desvio relativo do gradiente de pressão $||\delta_{R,(\Delta P/L)}||$ em função das correlações para estimativa da fração de arraste de gotículas E_D , resultantes dos pontos experimentais de escoamento anular vertical ascendente: da grade 2 obtida pelo autor (Tabela 6.4); da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008) (Tabela A.7); da grade 11 obtida por Owen (1986) (Tabela A.9). Os números 4.13(a; b; c; d; e), na segunda linha das Tabelas 7.2 e 7.3, referem-se às correlações para E_D definidas na Tabela 4.3. Foram utilizados nesta análise o modelo de fases separadas, Subseção 3.2.2, e o modelo de mistura, Subseção 3.2.3. O modelo de mistura é analisado sob duas perspectivas: (1) a fração de gás α é estimada a partir do balanço de forças de acordo com a Equação 4.17; (2) a fração de gás α é estimada a partir da lei cinemática de deslizamento de acordo com a Equação 5.7. Esta análise dos modelos de mistura (1) e (2) resulta da discussão sobre a determinação de α para escoamento separado, na Subseção 5.1.4.

Na Tabela 7.2, referente aos pontos experimentais da grade 2 obtida pelo autor e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008), os melhores resultados foram obtidos utilizando as correlações de Sawant et al. (2008), Equação 4.13d, e de Sawant et al. (2009), Equação 4.13e. Estas correlações são definidas a partir de modelos mecanicistas e levam em consideração um número de Reynolds

Tabela 7.2 - Valores percentuais de $||\delta_{R,(\Delta P/L)}||$ em função das correlações de E_D , resultantes dos pontos experimentais da grade 2 obtida pelo autor e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008).

Modelo	Correlações de E_D				
	4.13a	4.13b	4.13c	4.13d	4.13e
Fases Separadas	8,0	37,1	9,6	5,2	5,3
Mistura (1)	7,8	-	9,7	5,4	5,4
Mistura (2)	10,6	19,9	7,7	10,0	10,4

(1) α é estimada a partir do balanço de forças.

(2) α é estimada a partir da lei cinemática de deslizamento.

Tabela 7.3 - Valores percentuais de $||\delta_{R,(\Delta P/L)}||$ em função das correlações de E_D , resultantes dos pontos experimentais da grade 11 obtida por Owen (1986).

Modelo	Correlações de E_D				
	4.13a	4.13b	4.13c	4.13d	4.13e
Fases Separadas	45,5	9,5	42,7	43,5	43,3
Mistura (1)	44,8	8,1	40,8	42,2	42,2
Mistura (2)	38,4	11,8	34,4	36,0	36,2

(1) α é estimada a partir do balanço de forças.

(2) α é estimada a partir da lei cinemática de deslizamento.

mínimo para que ocorra o arraste de gotículas. Na Tabela 7.3, referente aos pontos experimentais da grade 11 obtida por Owen (1986), os melhores resultados foram obtidos utilizando a correlação de Oliemans et al. (1986), Equação 4.13b. Esta correlação constitui um ajuste de parâmetros dependente das condições operacionais. Os dados utilizados na Tabela 7.2 foram obtidos num tubo de 26 mm e pressão em torno 100 kPa e os dados utilizados na Tabela 7.3 foram obtidos num tubo de 32 mm e pressão de 240 kPa. Estas diferenças explicam o fato de uma correlação se ajustar melhor que outra para cada um dos conjuntos de dados.

Devido à grande sensibilidade do modelo de mistura em relação à pressão, nas correlações para estimativa da fração de arraste de gotículas E_D , recomenda-se a realização de futuros trabalhos experimentais para verificar a validade destas correlações em pressões mais elevadas, típicas da produção de óleo no padrão anular (0,8 MPa a 2 MPa). A priori, recomenda-se o uso da correlação de Sawant et al. (2009), Equação 4.13e, para dados à pressões mais baixas, e o uso da correlação de Oliemans et al. (1986), Equação 4.13b, para dados à pressões mais elevadas.

Os modelos de fases separadas e de mistura (1) apresentaram valores de $||\delta_{R,(\Delta P/L)}||$ muito próximos para cada uma das correlações de E_D . Mas, a correlação de Oliemans et al. (1986), Equação 4.13b, resultou na falta de convergência para alguns pontos experimentais da grade 2 obtida pelo autor e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008), quando aplicada ao modelo de mistura (1). O modelo de mistura (2) apresentou os resultados menos satisfatórios, visto que

a estimativa de α nesta formulação constitui um ajuste, utilizando a Equação 5.7 e os parâmetros C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$, para satisfazer o balanço de forças do escoamento separado, conforme discussão apresentada na Subseção 5.1.4. Portanto, recomenda-se a realização da estimativa de α obtida a partir do balanço de forças, utilizando a Equação 4.17, conforme o modelo de mistura (1).

7.2.2 Análise de Sensibilidade para Escoamento Intermitente

Nas Figuras 7.2 e 7.3 são apresentados os valores da norma do desvio relativo do gradiente de pressão $\|\delta_{R,(\Delta P/L)}\|$ para escoamento intermitente horizontal, $\theta = 0^\circ$, inclinado, $15^\circ \leq \theta \leq 75^\circ$, e vertical, $\theta = 90^\circ$, em função das correlações para frequência da célula unitária f e para fração de líquido no pistão R_S . Os dados utilizados correspondem aos das grades 1 e 2 obtidas pelo autor (Tabelas 6.3 e 6.4), das grades 3 a 8 obtidas por Bueno (2010) (Tabelas A.1 a A.6) e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008) (Tabela A.7). As correlações para f estão identificadas nas Figuras 7.2 e 7.3 pelos números das equações apresentados na Tabela 4.6. As correlações para R_S estão identificadas nas Figuras 7.2 e 7.3 pelos números das equações apresentados na Tabela 4.7. Os valores de $\|\delta_{R,(\Delta P/L)}\|$ são representados numa escala de cores, onde o tom de azul mais escuro corresponde à combinação das correlações de f e R_S que minimizam $\|\delta_{R,(\Delta P/L)}\|$.

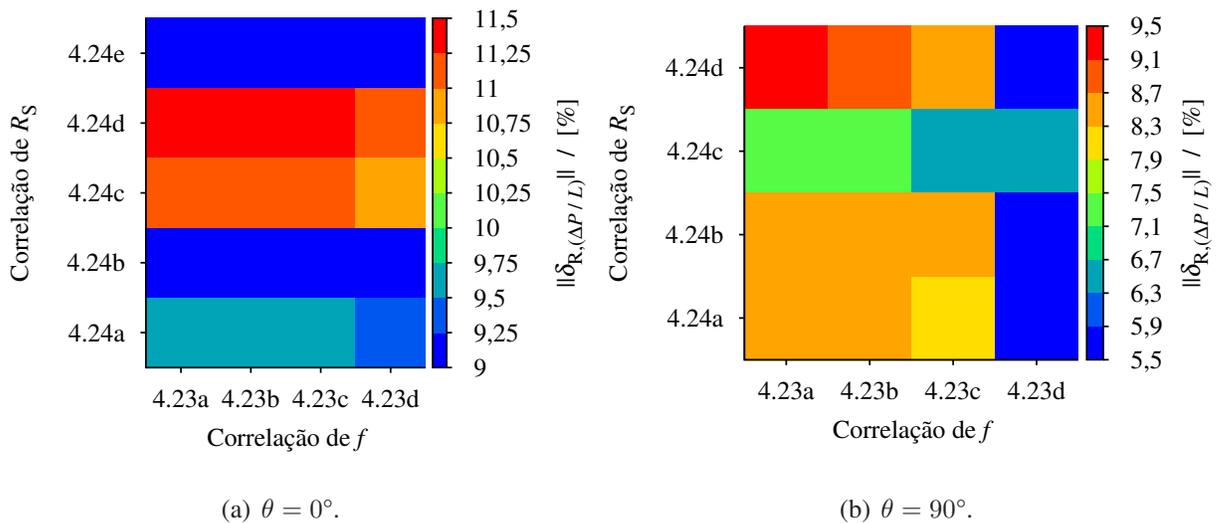
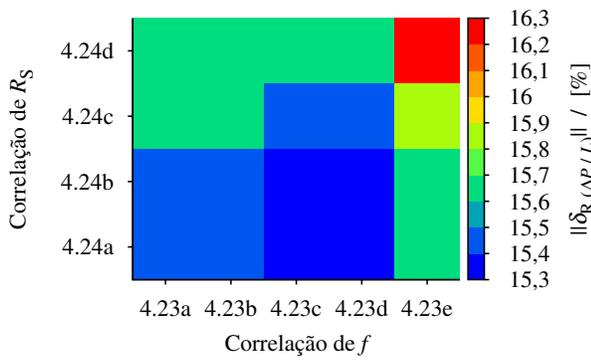
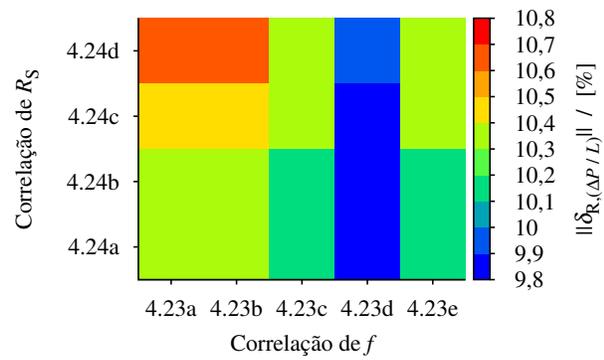


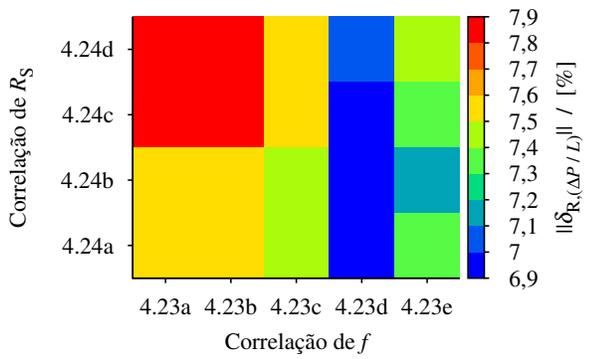
Figura 7.2 - Análise de sensibilidade para escoamento intermitente nas inclinações 0° e 90° .



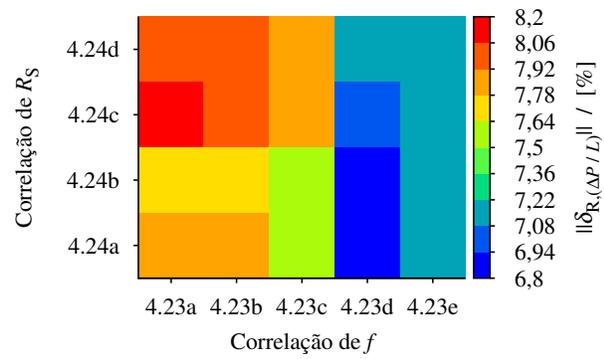
(a) $\theta = 15^\circ$.



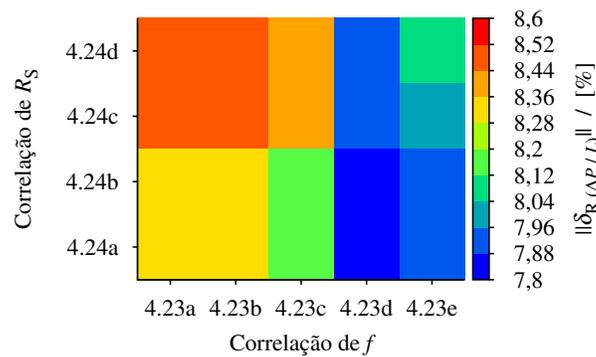
(b) $\theta = 30^\circ$.



(c) $\theta = 45^\circ$.



(d) $\theta = 60^\circ$.



(e) $\theta = 75^\circ$.

Figura 7.3 - Análise de sensibilidade para escoamento intermitente nas inclinações de 15° a 75° .

A correlação para f de Sakaguchi (2001), Equação 4.23e, resultou na falta de convergência para a inclinação de 0° , visto que foi desenvolvida para escoamento vertical e, portanto, superestima os valores de f . Esta mesma correlação, resultou na falta de convergência para a inclinação de 90° , nos pontos com J_G mais elevados, visto que o valor de f continua a diminuir com o aumento do J_G , vide Figura 4.7. A correlação para R_S de Gomez et al. (2000), Equação 4.24e, resultou na falta de convergência para as inclinações de 15° a 90° , visto que subestima os valores de R_S a medida que a inclinação aumenta, vide Figura 4.8, apesar de ser a única das correlações para R_S que leva em conta a influência da inclinação.

A análise das Figuras 7.2 e 7.3 demonstra ainda que as variações no valor de $|\delta_{R,(\Delta P/L)}|$ em função das correlações para f e para R_S são mais significativas para as inclinações 0° e 90° . Para a inclinação 0° , as variações são mais significativa em relação à escolha da correlação para R_S . À medida que a inclinação do tubo aumenta, as variações tornam-se mais significativas em relação à escolha da correlação para f .

A correlação para f de Zabarás (2000), Equação 4.23d, é a única que leva em consideração a influência da inclinação e combinada à correlação para R_S de Malnes (1982), Equação 4.24b, minimiza o valor de $|\delta_{R,(\Delta P/L)}|$ para praticamente todos os casos analisados, apesar desta correlação para R_S ter sido desenvolvida para escoamento horizontal. Deste modo, estas correlações para f e para R_S são utilizadas nas análises do escoamento intermitente realizadas neste trabalho.

7.3 Análise do Desvio Relativo do Gradiente de Pressão para Escoamento Disperso

Nesta seção são comparados os resultados do gradiente de pressão obtidos pelo modelo de mistura para escoamento disperso ascendente, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos experimentais da grade 2 obtida pelo autor (Tabela 6.4), da grade 8 obtida por Bueno (2010) (Tabela A.6) e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008) (Tabela A.7). Para fins de comparação entre modelos, são analisados também os resultados do gradiente de pressão obtidos pelo modelo homogêneo descrito na Subseção 3.2.4, frequentemente utilizado em escoamentos neste padrão. Devido às limitações operacionais, não foi possível realizar testes experimentais para escoamentos dispersos na horizontal.

Na Figura 7.4 são apresentados os desvios relativos do gradiente de pressão $\delta_{R,(\Delta P/L)}$ calculados utilizando os modelos de mistura e homogêneo. Praticamente todos os resultados obtidos pelo modelo de mistura convergiram para o resultado experimental com uma norma do desvio relativo do gradiente de pressão de 3,1 %. Para o modelo homogêneo, os resultados apresentaram uma norma do desvio relativo do gradiente de pressão de 6,8 %, sendo que todos os pontos apresentaram valores menores daqueles obtidos pelo modelo de mistura; em alguns deles com $|\delta_{R,(\Delta P/L)}| > 10\%$. Os resultados obtidos eram esperados, visto que o modelo de mistura tende a realizar uma boa previsão do gradiente de pressão $\Delta P/L$ para escoamentos dispersos na vertical. Estes escoamentos são fortemente dependentes da força gravitacional, que por sua vez, depende da massa específica da mistura, que é função da fração de gás α . Deste modo, a estimativa da fração de gás α no modelo de mistura tem precisão suficiente para que os resultados estejam dentro das incertezas dos dados experimentais. Por outro lado, o modelo homogêneo considera nula a velocidade relativa entre as fases e, portanto, tende a superestimar o valor da fração de gás α , reduzindo o valor do gradiente de pressão da mistura $\Delta P/L$.

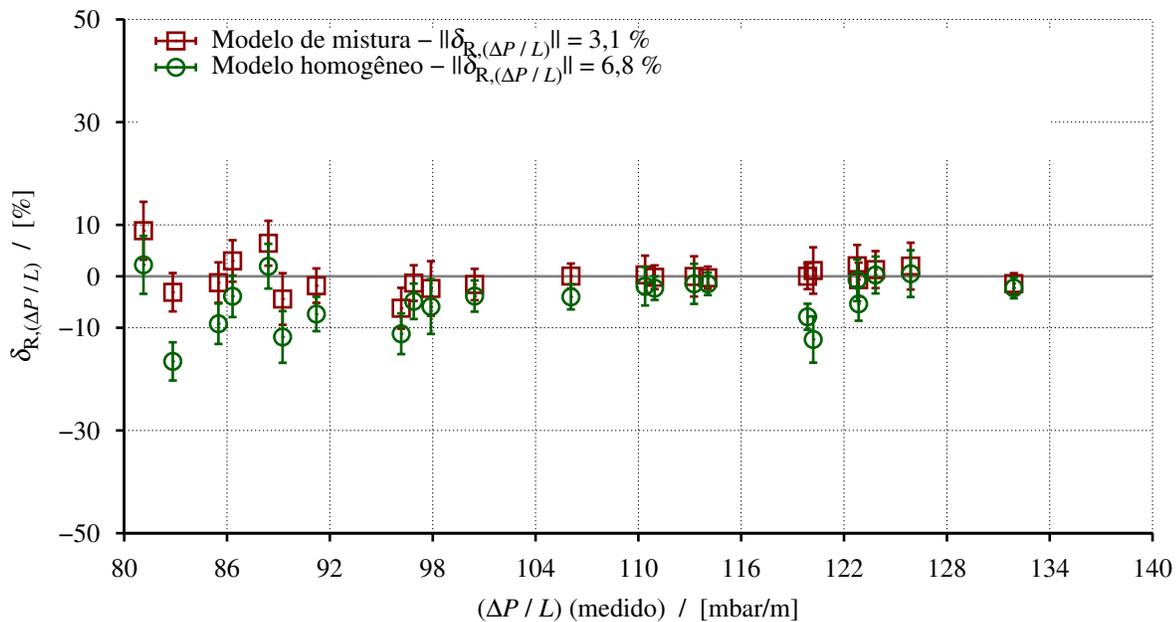


Figura 7.4 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento disperso ascendente, num tubo vertical com $D = 26\text{ mm}$ e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 2 obtida pelo autor, da grade 8 obtida por Bueno (2010) e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008).

7.4 Análise do Desvio Relativo do Gradiente de Pressão para escoamento Separado

Nesta seção são comparados os resultados do gradiente de pressão obtidos pelo modelo de mistura para os pontos experimentais de escoamento separado na horizontal e na vertical: da grade 2 obtida pelo autor (Tabela 6.4); da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008) (Tabela A.7); da grade 10 obtida por Torres (1992) (Tabela A.8); da grade 11 obtida por Owen (1986) (Tabela A.9). Para fins de comparação entre modelos, são analisados também os resultados do gradiente de pressão obtidos pelo modelo de fases separadas, descrito na Subseção 3.2.2, frequentemente utilizado em escoamentos neste padrão.

7.4.1 Escoamento Estratificado Horizontal

Na Figura 7.5 são apresentados os desvios relativos do gradiente de pressão $\delta_{R,(\Delta P/L)}$ calculados utilizando os modelos de mistura e de fases separadas, para escoamento estratificado ondulado, num tubo horizontal com $D = 38$ mm e $L = 82D$, referentes aos pontos experimentais da grade 10 obtida por Torres (1992) (Tabela A.8).

Tanto o modelo de mistura quanto o modelo de fases separadas apresentaram $|\delta_{R,(\Delta P/L)}| = 24,6$ %. Este desvio significativo está relacionado em parte à utilização da hipótese de uma interface plana, uma vez que para escoamento estratificado ondulado, o filme de líquido começa a subir pelas paredes devido às instabilidades, aumentando o perímetro molhado pelo líquido S_F e reduzindo o perímetro molhado pelo gás S_C , vide Figura 7.6. Por consequência, o valor força de atrito na parede por unidade de volume aumenta, bem como a força de atrito interfacial, conforme discutido por Torres (1992). Deste modo, torna-se necessário adotar uma adequada representação da interface para modelagem de escoamentos estratificados, juntamente com a escolha da correlação para o fator de atrito interfacial.

Torres (1992) não dispunha de um sistema de aquisição de dados e suas medições da pressão diferencial foram obtidas pela leitura direta nos manômetros e não pelo valor médio de um conjunto de medições. Deste modo, as incertezas estimadas por ele são pequenas, pois estão relaci-

onadas somente ao processo de calibração dos manômetros, uma vez que não foi possível estimar as incertezas relacionadas às flutuações da pressão inerentes ao escoamento. A forma como são estimadas as incertezas experimentais e a magnitude das medições constituem outros fatores que influenciam as diferenças observadas.

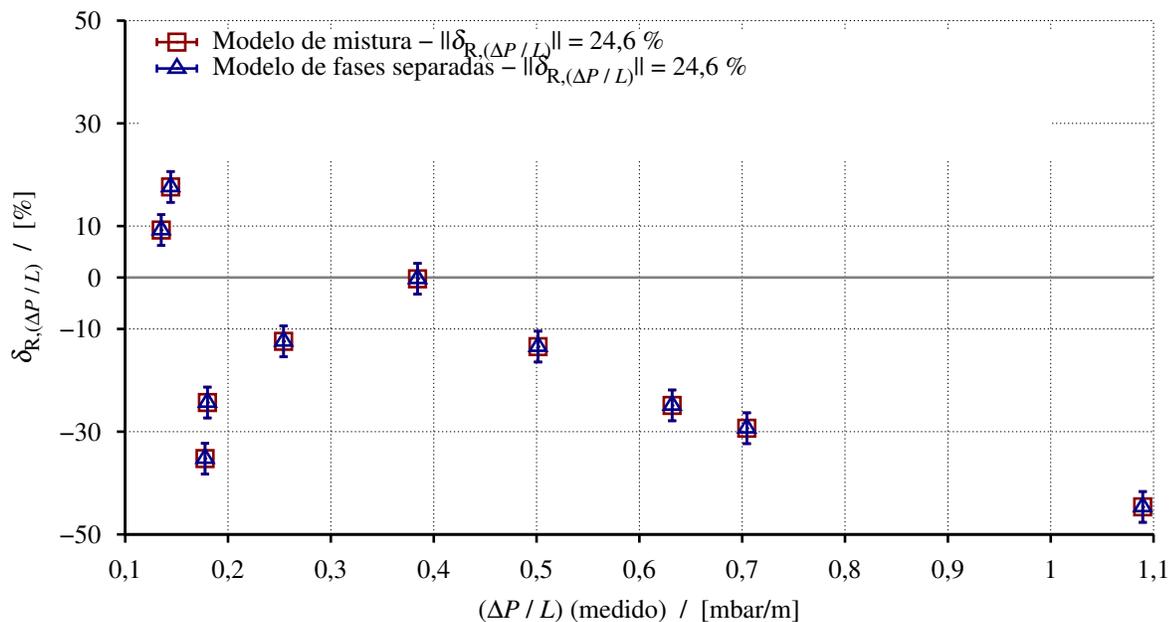


Figura 7.5 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento estratificado ondulado, num tubo horizontal com $D = 38 \text{ mm}$ e $L = 82D$, referentes aos pontos da grade 10 obtida por Torres (1992).

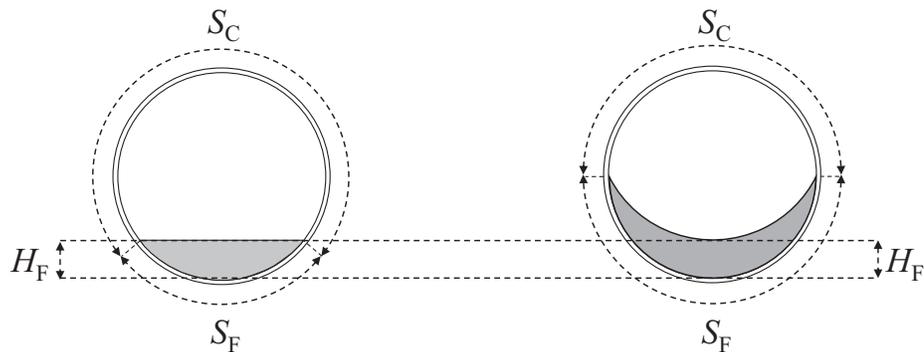


Figura 7.6 - Formas para representação da interface em escoamento estratificado horizontal.

7.4.2 Escoamento Anular Vertical

Na Figura 7.7 são apresentados os desvios relativos do gradiente de pressão $\delta_{R,(\Delta P/L)}$ calculados pelos modelos de mistura e de fases separadas, para escoamentos ascendentes nos padrões semianular e anular, a uma pressão em torno de 100 kPa, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos experimentais da grade 2 obtida pelo autor (Tabela 6.4) e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008) (Tabela A.7). Para estimativa da fração de arraste de gotículas E_D , foi utilizada a correlação de Sawant et al. (2009), Equação 4.13e, que apresentou melhor desempenho para os dados nesta faixa de pressão, vide Subseção 7.2.1. O modelo de mistura e o modelo de fases separadas apresentaram $|\delta_{R,(\Delta P/L)}| = 5,4\%$ e $|\delta_{R,(\Delta P/L)}| = 5,3\%$, respectivamente. Isto indica que os modelos apresentam a mesma dependência com a correlação para E_D nesta faixa de pressão. A maioria dos valores do gradiente de pressão, calculados pelos modelos, convergem para os valores experimentais, considerando suas respectivas incertezas.

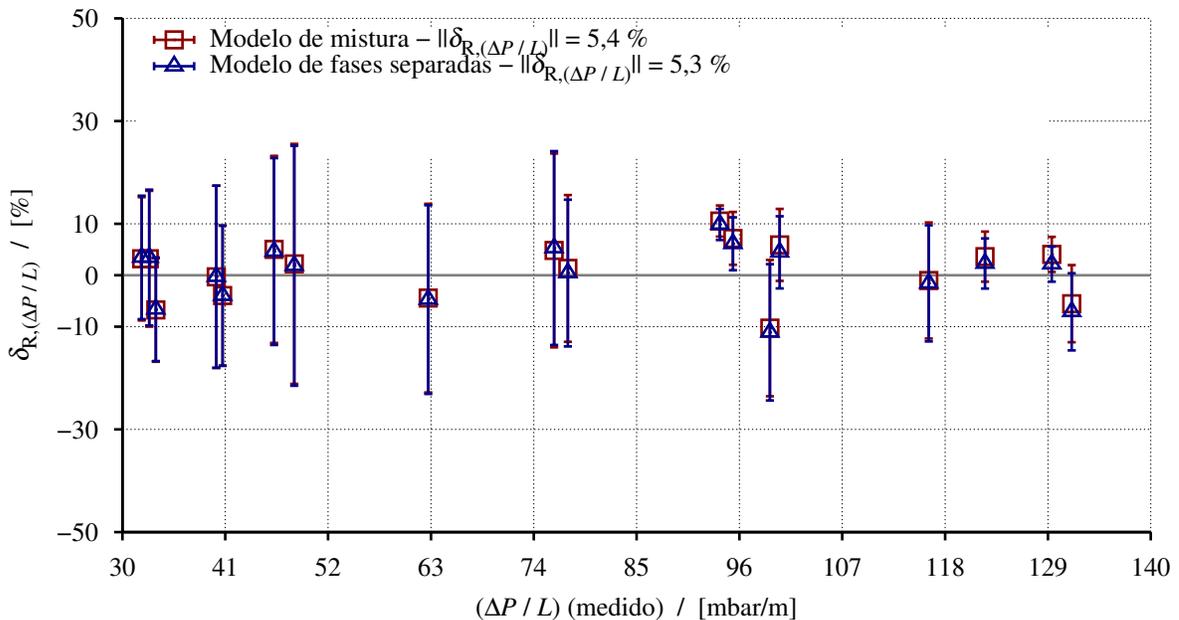


Figura 7.7 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamentos semianular e anular, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 2 obtida pelo autor e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008).

Na Figura 7.8 são apresentados os desvios relativos do gradiente de pressão $\delta_{R,(\Delta P/L)}$ calculados pelos modelos de mistura e de fases separadas, para escoamentos ascendentes nos pa-

drões semianular e anular, a uma pressão de 240 kPa, num tubo vertical com $D = 32$ mm e $L = 39D$, referentes aos pontos experimentais da grade 11 obtida por Owen (1986) (Tabela A.9). Para estimativa da fração de arraste de gotículas E_D , foi utilizada a correlação de Oliemans et al. (1986), Equação 4.13b, que apresentou melhor desempenho para os dados nesta faixa de pressão, vide Subseção 7.2.1. O modelo de mistura e o modelo de fases separadas apresentaram $|\delta_{R,(\Delta P/L)}| = 8,1\%$ e $|\delta_{R,(\Delta P/L)}| = 9,5\%$, respectivamente. Muitos dos pontos calculados apresentaram $|\delta_{R,(\Delta P/L)}| > 10\%$, principalmente aqueles com maiores velocidades superficiais de líquido e gradiente de pressão mais elevados. Os modelos começam a perder precisão com o aumento do gradiente de pressão, em função do aumento das velocidades, principalmente o de fases separadas, que despreza o termo de aceleração nas equações de quantidade de movimento.

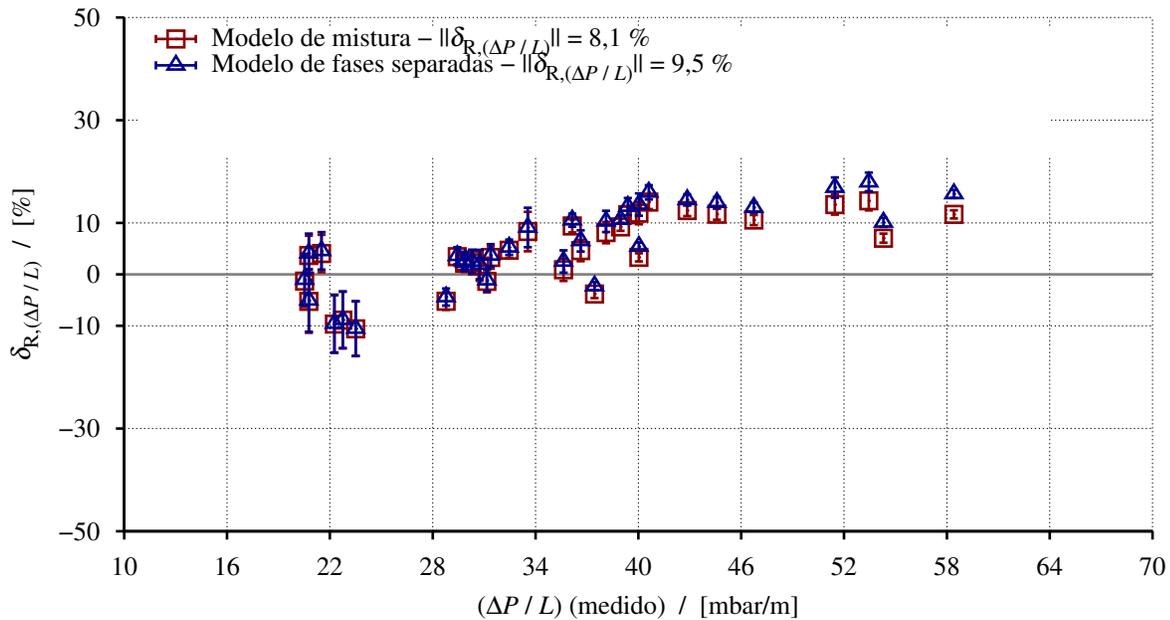


Figura 7.8 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamentos semianular e anular, num tubo vertical com $D = 32$ mm e $L = 39D$, referentes aos pontos da grade 11 obtida por Owen (1986).

Nos modelos para escoamento anular analisados por Owen (1986), também ocorre uma superestimativa dos valores do gradiente de pressão em relação a seus dados experimentais, especialmente para as velocidades superficiais de líquido mais altas. Ele relaciona esta superestimativa aos seguintes aspectos: a definição da velocidade relativa do núcleo gasoso para estimativa do atrito interfacial; a forma como estão relacionadas à fração de arraste de gotículas, a espessura do filme e o gradiente de pressão (relação triangular definida por Hewitt e Taylor (1970 apud OWEN, 1986));

a diminuição dos níveis de turbulência do núcleo gasoso devido às ondas interfaciais e ao arraste de gotículas; a espessura da rugosidade considerada na estimativa do fator de atrito interfacial; a hipótese de uma mistura homogênea no núcleo gasoso, desprezando a contribuição do deslizamento das gotículas. Portanto, a análise do escoamento anular deve considerar todos estes aspectos, além da utilização de um adequado modelo para estimativa da fração de arraste de gotículas.

7.5 Análise do Desvio Relativo do Gradiente de Pressão para Escoamento Intermitente

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos pelo modelo de mistura para os pontos experimentais de escoamento intermitente nas inclinações de 0° a 90° : das grades 1 e 2 obtidas pelo autor (Tabelas 6.3 e 6.4); das grades 3 a 8 obtida por Bueno (2010) (Tabelas A.1 a A.6), da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008) (Tabela A.7); da grade 11 obtida por Owen (1986) (Tabela A.9). Nesta análise, foram utilizados o modelo de atrito fenomenológico, descrito na Subseção 5.2.1, e o modelo de atrito homogêneo, descrito na Subseção 5.2.2, para estimativa da força de atrito na parede por unidade de volume no modelo de mistura. Para o fechamento do modelo de atrito fenomenológico, foram utilizadas a correlação para estimativa da frequência da célula unitária f de Zabarás (2000), Equação 4.23d, e a correlação para estimativa da fração de líquido no pistão R_S de Malnes (1982), Equação 4.24b, de acordo com discussão apresentada na Subseção 7.2.2.

7.5.1 Escoamento Intermitente Horizontal

Na Figura 7.9 são apresentados os desvios relativos do gradiente de pressão $\delta_{R,(\Delta P/L)}$ calculados pelo modelo de mistura para os pontos de escoamento intermitente, num tubo horizontal com $D = 26 \text{ mm}$ e $L = 324D$, referentes aos pontos experimentais da grade 1 obtida pelo autor (Tabela 6.3). O modelo de mistura com atrito homogêneo superestimou o valor do gradiente de pressão para a maioria dos pontos experimentais, apresentando $|\delta_{R,(\Delta P/L)}| = 37,7 \%$, por outro lado, o modelo de mistura com atrito fenomenológico apresentou $|\delta_{R,(\Delta P/L)}| = 9,1 \%$, mas todos

os pontos apresentaram valores do gradiente de pressão inferiores aos valores experimentais, apesar disto, a maioria dos pontos apresenta desvio relativo menor que a incerteza experimental.

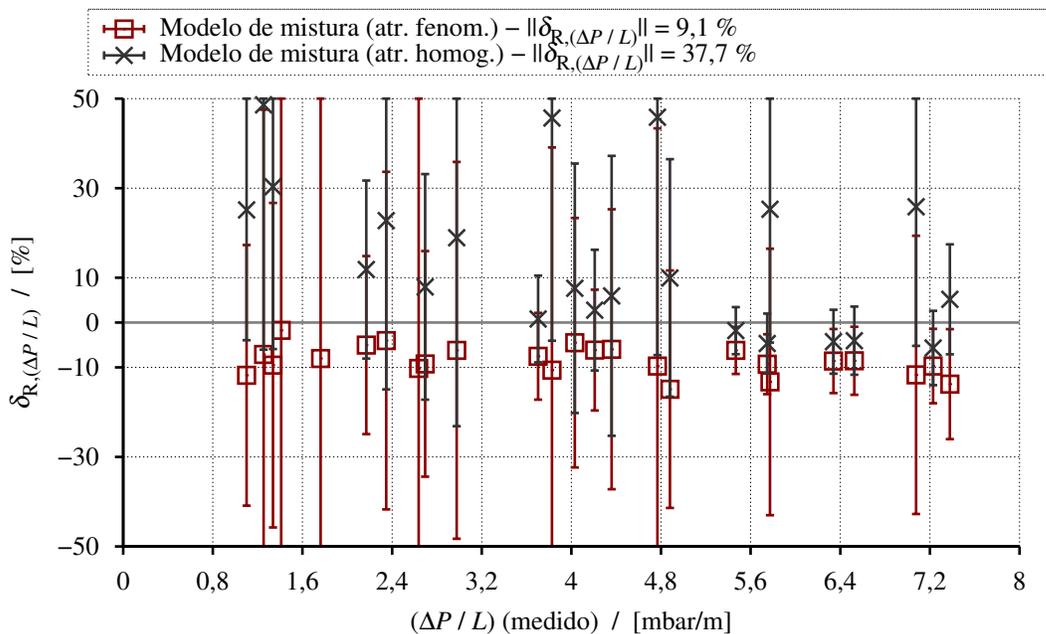


Figura 7.9 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo horizontal com $D = 26\text{ mm}$ e $L = 324D$, referentes aos pontos da grade 1 obtida pelo autor.

Os valores elevados das incertezas experimentais estão relacionados à magnitude das medições e à natureza intermitente do escoamento. Para escoamento intermitente na horizontal, a contribuição da força gravitacional no gradiente de pressão é nula, tal que o escoamento é dominado pela força de atrito. Porém, analisando a forma como foram realizadas as medições do gradiente de pressão, é possível observar que a natureza intermitente do escoamento provoca flutuações na medição de pressão diferencial, através da variação da coluna de líquido sobre as tomadas de pressão devido à passagem de pistões de líquido e de bolhas de gás alongadas. Na Figura 7.10(a), é possível observar a ocorrência das seguintes situações na medição de pressão diferencial:

- (a) Um pistão de líquido na tomada de pressão a montante e uma bolha de gás alongada na tomada de pressão a jusante.
- (b) Uma bolha de gás alongada na tomada de pressão a montante e um pistão de líquido na tomada de pressão a jusante.
- (c) Uma bolha de gás alongada em cada uma das tomadas de pressão (montante e jusante).
- (d) Um pistão de líquido em cada uma das tomadas de pressão (montante e jusante).

O valor da pressão diferencial é obtido do valor médio de um conjunto de medições, adquiridas com uma frequência de 3 kHz durante um tempo de aquisição de 60 s, conforme descrito na Seção 6.4. Assim, a ocorrência das situações (a) e (b) acarreta uma flutuação na pressão diferencial devido à altura de filme de líquido sob a bolha de gás alongada, bem como devido ao atrito do gás na parede. Considerando uma incerteza de calibração de $\pm 3 \text{ mmH}_2\text{O}$, juntamente com uma flutuação em torno de $\pm D/2$ na coluna de líquido sob as tomadas de pressão num tubo com $D = 26 \text{ mm}$, tem-se uma flutuação na queda de pressão de $\pm 16 \text{ mmH}_2\text{O}$, que resulta numa flutuação no gradiente de pressão de $\pm 0,2 \text{ mbar/m}$. Esta flutuação, juntamente com outra relacionada à variação do atrito na parede devido a passagem das bolhas, pode se tornar significativa a depender da magnitude dos valores das medições do gradiente de pressão, visto que os valores de suas incertezas experimentais $\epsilon_{(\Delta P/L)}$ tendem a aumentar com a velocidade superficial de gás J_G , vide Figura 7.10(b).

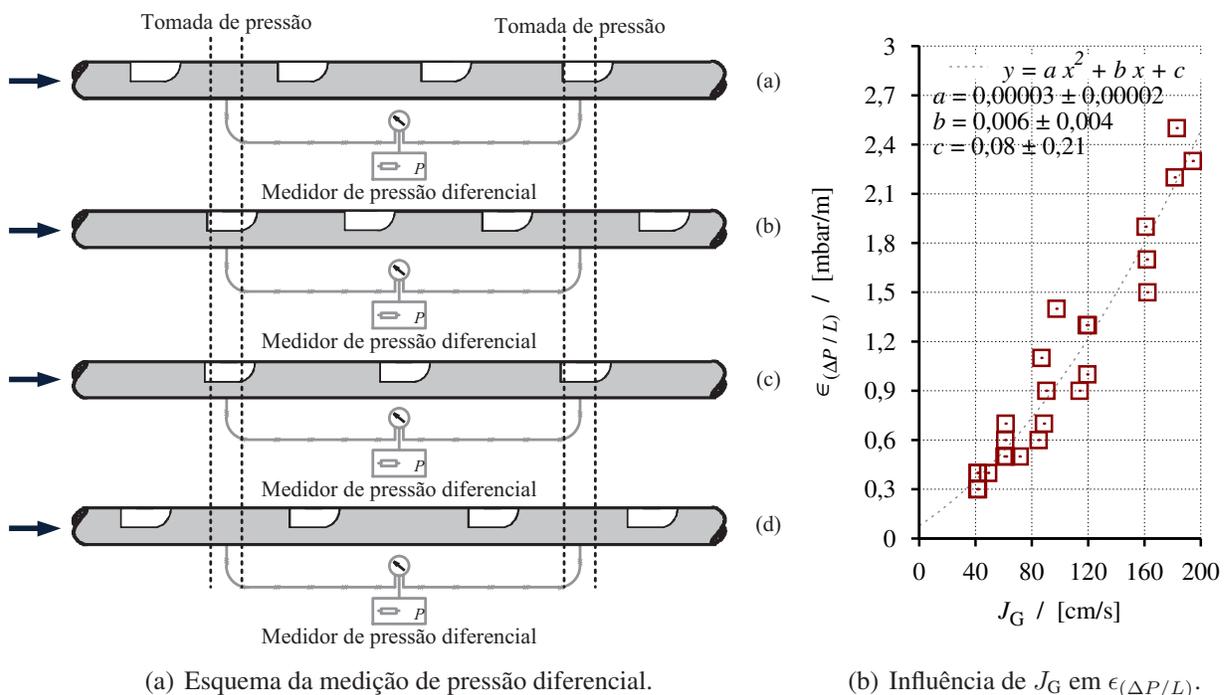


Figura 7.10 - Análise das incertezas do gradiente de pressão no escoamento intermitente horizontal.

Apesar dos valores elevados das incertezas experimentais, a proposição de um submodelo de atrito fenomenológico apresentou resultados mais satisfatórios que a utilização de um submodelo de atrito homogêneo, no modelo de mistura, que em boa parte dos pontos superestimou significativamente o valor do gradiente de pressão. Além disto, o modelo de atrito fenomenológico fornece uma representação mais fisicamente realista das regiões ocupadas pelas fases no escoamento.

7.5.2 Escoamento Intermitente em Linhas Inclinadas

Nas Figuras 7.11 a 7.15 são apresentados os desvios relativos do gradiente de pressão $\delta_{R,(\Delta P/L)}$ calculados pelo modelo de mistura para escoamento intermitente ascendente, num tubo com inclinação variando de 15° a 75° , $D = 26 \text{ mm}$ e $L = 180D$, referentes aos pontos experimentais das grades 3 a 8 obtidas por Bueno (2010) (Tabelas A.1 a A.6). O modelo de mistura com atrito homogêneo apresentou melhores resultados em relação ao com atrito fenomenológico. Porém, estas duas abordagens utilizadas para o atrito subestimaram o valor do gradiente de pressão e a diferença em relação ao valor medido experimentalmente diminuiu a medida que o valor do gradiente de pressão aumenta, bem como com o aumento da inclinação devido ao aumento da contribuição da força gravitacional.

Estes resultados estão relacionados em parte ao fato de que a primeira estação de medição está localizada muito próxima ao misturador ($77D$), ou seja, numa região de formação e desenvolvimento de golfadas, com uma taxa elevada de coalescência de bolhas e variações significativas no comprimento, frequência e velocidade das bolhas alongadas, bem como no comprimento dos pistões de líquido, conforme discutido por Bueno (2010). A formulação do modelo de mistura adotada neste trabalho não captura as interações entre bolhas (coalescência), aplicando-se somente em escoamentos com golfadas completamente desenvolvidas.

As diferenças entre os valores numéricos e experimentais, nas inclinações de 45° a 75° , estão também relacionadas ao fato de que o aumento da razão gás-líquido resulta em um aumento na velocidade da bolha alongada U_T , conforme observado por Bueno (2010). Deste modo, os parâmetros para estimativa de U_T , definidos na Tabela 4.4, subestimam o valor de U_T nos pontos onde a razão gás-líquido é mais elevada.

Acredita-se que as incertezas nas estimativas da frequência da célula unitária f e da fração de líquido no pistão R_s aumentam significativamente devido à complexidade do escoamento. Assim, estas estimativas de f e R_s influenciam negativamente na precisão do modelo de mistura com atrito fenomenológico, enquanto que o modelo de mistura com atrito homogêneo, por ser mais simples e independente das estimativas de f e R_s , obtém resultados mais satisfatórios. Deste modo, recomenda-se a realização de medições experimentais para estudar a influência da inclinação da linha nas estimativas de f e R_s , em trabalho futuros.

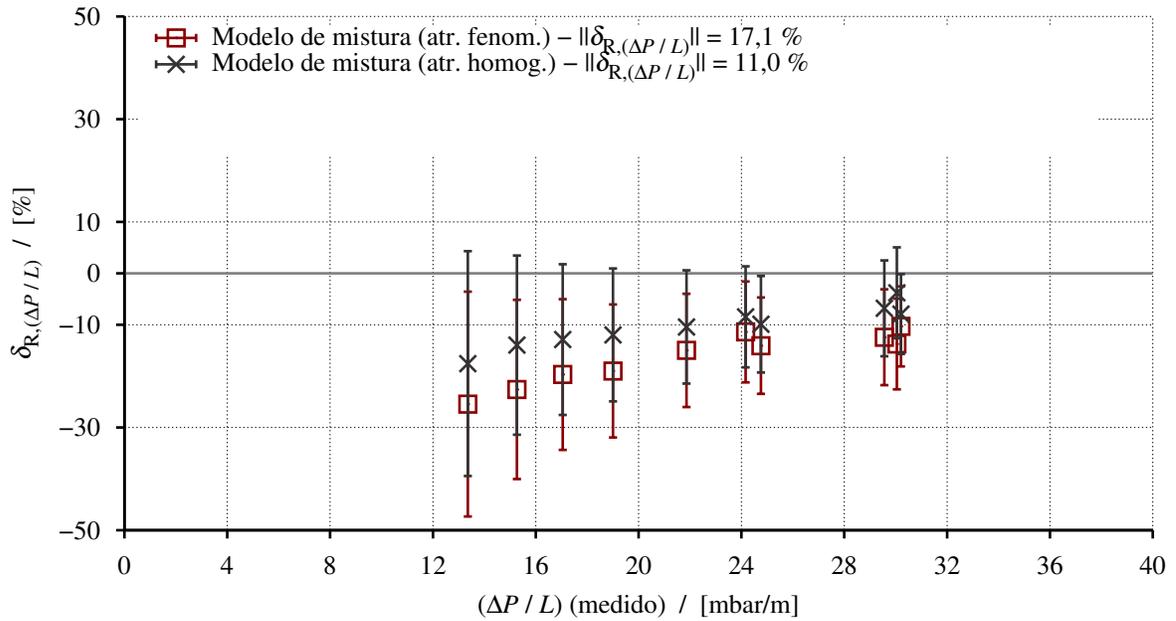


Figura 7.11 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 15° com $D = 26 \text{ mm}$ e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 3 obtida por Bueno (2010).

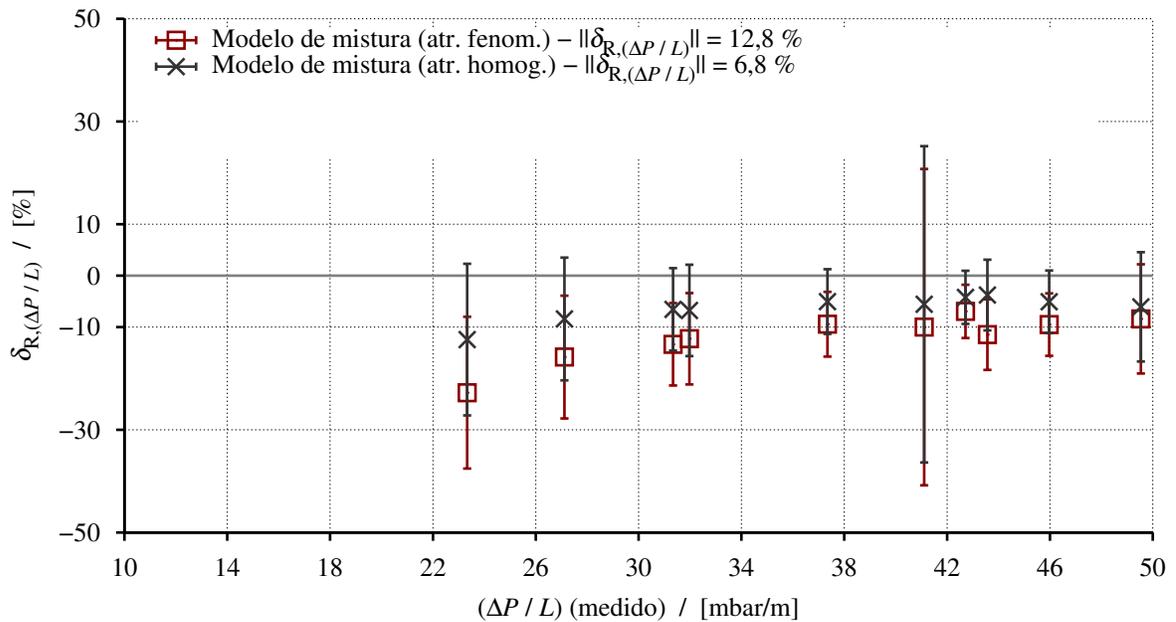


Figura 7.12 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 30° com $D = 26 \text{ mm}$ e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 4 obtida por Bueno (2010).

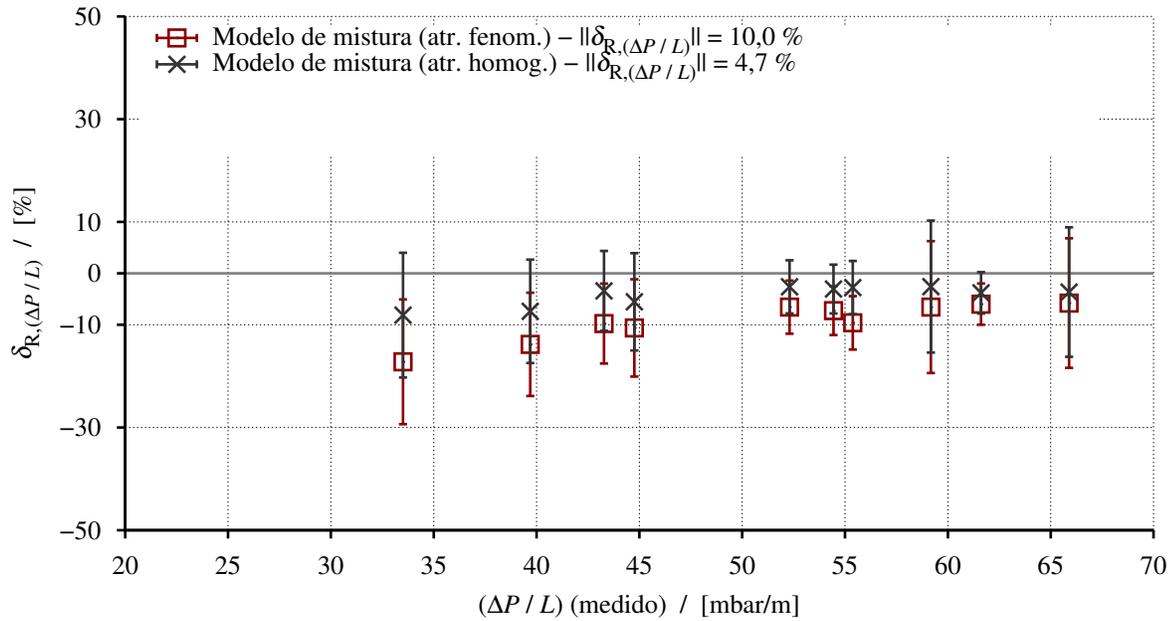


Figura 7.13 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 45° com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 5 obtida por Bueno (2010).

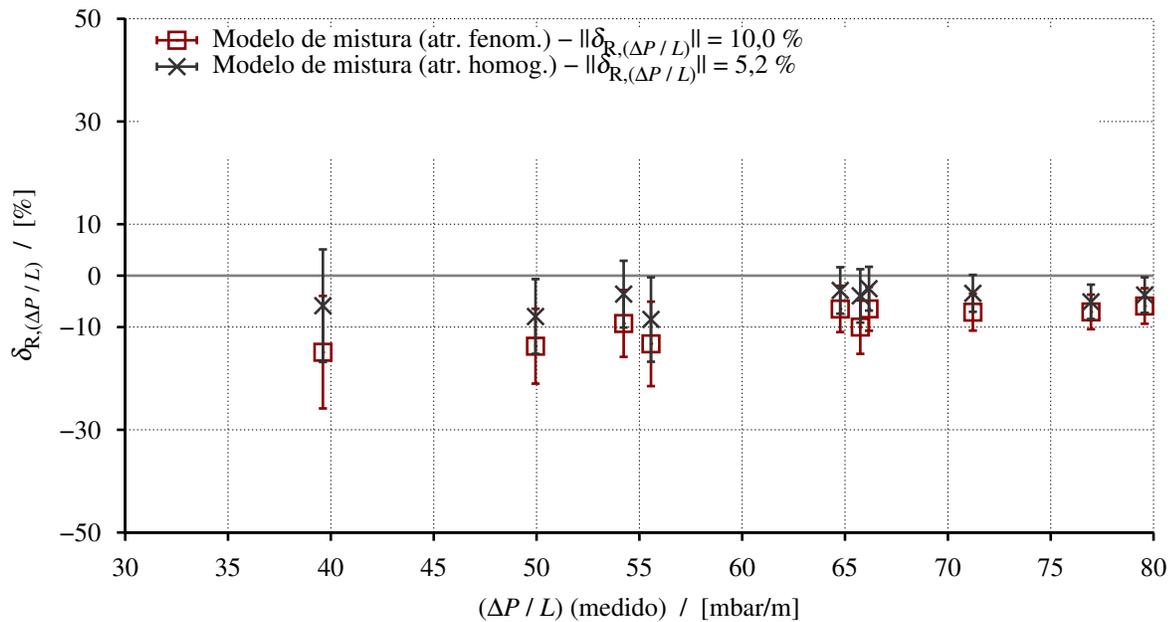


Figura 7.14 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 60° com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 6 obtida por Bueno (2010).

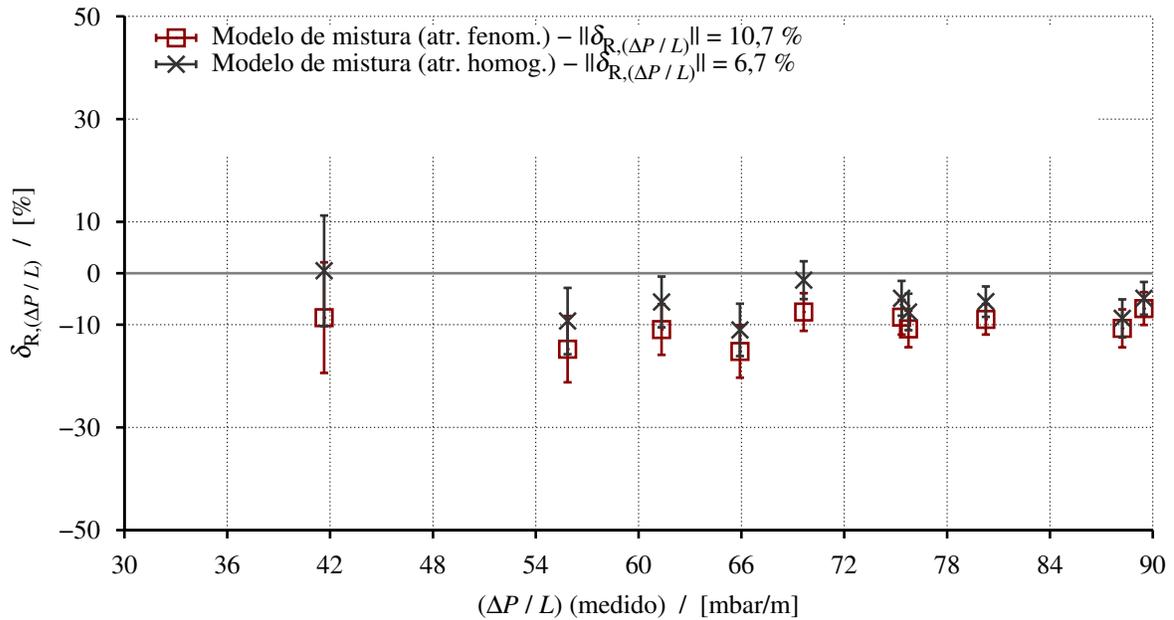


Figura 7.15 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo inclinado a 75° com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 7 obtida por Bueno (2010).

7.5.3 Escoamento Intermitente Vertical

Na Figura 7.16 são apresentados os desvios relativos do gradiente de pressão $\delta_{R,(\Delta P/L)}$ calculados pelo modelo de mistura para escoamento intermitente ascendente, num tubo vertical com $D = 26$ mm e $L = 180D$, referentes aos pontos experimentais da grade 2 obtida pelo autor (Tabela 6.4), da grade 8 obtida por Bueno (2010) (Tabela A.6) e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008) (Tabela A.7). O modelo de mistura com atrito homogêneo superestimou o valor do gradiente de pressão para os pontos experimentais com menores valores de gradiente de pressão, apresentando $\|\delta_{R,(\Delta P/L)}\| = 9,2\%$. Por outro lado, o modelo de mistura com atrito fenomenológico apresentou resultados mais satisfatórios, com $\|\delta_{R,(\Delta P/L)}\| = 5,6\%$ e o desvio relativo da maioria dos pontos dentro da incerteza experimental.

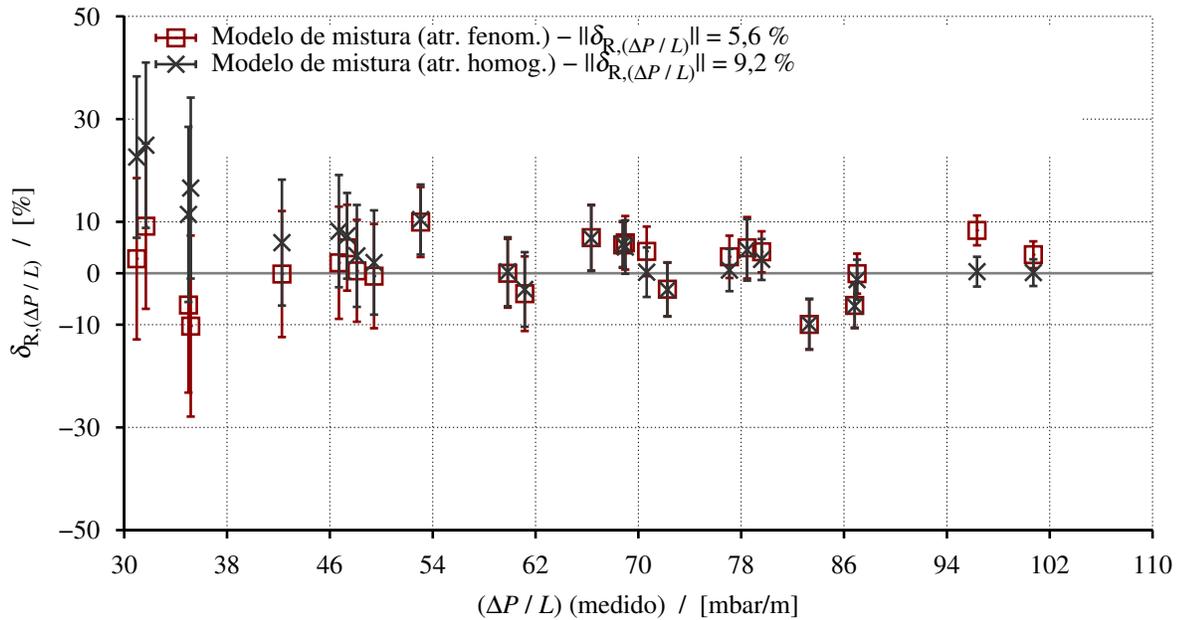


Figura 7.16 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo vertical com $D = 26 \text{ mm}$ e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 2 obtida pelo autor, da grade 8 obtida por Bueno (2010) e da grade 9 obtida por Rosa e Mastelari (2008).

Na Figura 7.17 são apresentados os desvios relativos do gradiente de pressão $\delta_{R,(\Delta P/L)}$ calculados pelo modelo de mistura para escoamento intermitente ascendente, num tubo vertical com $D = 32 \text{ mm}$ e $L = 39D$, referentes aos pontos experimentais da grade 11 obtida por Owen (1986) (Tabela A.9). O modelo de mistura com atrito homogêneo superestimou significativamente o valor do gradiente de pressão para todos os pontos experimentais, apresentando $||\delta_{R,(\Delta P/L)}|| = 48,0 \%$. Estes pontos foram obtidos a uma pressão de 240 kPa e com velocidades superficiais de gás maiores que as dos pontos utilizados na Figura 7.16, próximas à transição para escoamento separado, onde a contribuição do termo de atrito no gradiente de pressão é mais significativa. O aumento da velocidade superficial do gás contribui com o aumento da fração de gás que, por consequência, diminui a contribuição da força gravitacional no gradiente de pressão, devido à diminuição do peso da coluna de fluido. Além disto, contribui com o aumento da velocidade superficial da mistura, que por sua vez, aumenta a contribuição do atrito homogêneo, que é definido em termos do quadrado da velocidade superficial da mistura, conforme Equação 5.21. Por outro lado, o modelo de mistura com atrito fenomenológico apresentou resultados mais satisfatórios, com $||\delta_{R,(\Delta P/L)}|| = 7,0 \%$ e o desvio relativo do gradiente de pressão da maioria dos pontos dentro da incerteza experimental.

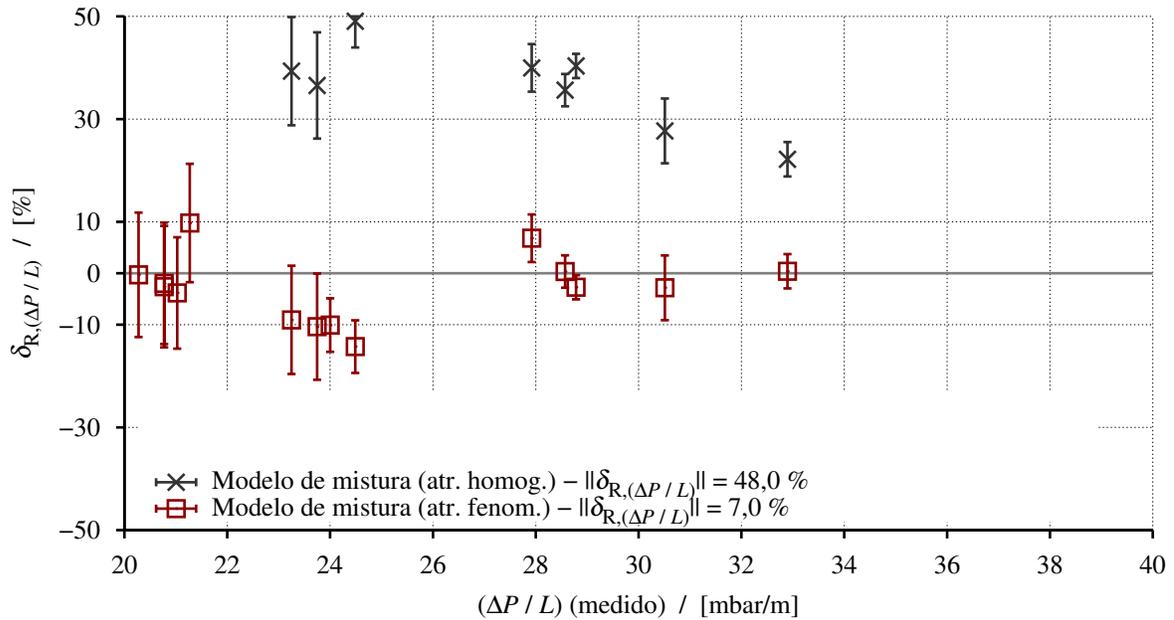


Figura 7.17 - Desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente, num tubo vertical com $D = 32 \text{ mm}$ e $L = 39D$, referentes aos pontos da grade 11 obtida por Owen (1986).

7.5.4 Comentários sobre a Análise para Escoamento Intermitente

Da análise dos resultados do gradiente de pressão obtidos para escoamento intermitente, observa-se que existem muitos parâmetros que influenciam tanto as medições experimentais quanto as estimativas com o modelo de mistura. Por exemplo, nas estimativas do modelo de mistura considerando um atrito homogêneo, descrito na Subseção 5.2.2, os resultados tendem a ser menos satisfatórios a medida que a contribuição do atrito torna-se mais significativa, visto que esta abordagem tende superestimar a contribuição do atrito. Por outro lado, considerando um atrito fenomenológico, descrito na Subseção 5.2.1, a solução torna-se dependente da influência de outros parâmetros: velocidade de translação da bolha alongada U_T ; velocidade das bolhas dispersas no pistão U_B , frequência da célula unitária f ; fração de líquido no pistão R_S . Estes parâmetros são normalmente definidos a partir de modelos mecanicistas, mas, muitas vezes, recorre-se aos ajustes experimentais para fechamento destes parâmetros.

Em se tratando de escoamentos horizontais ou verticais, as correlações para fechamento dos parâmetros do padrão intermitente estão “razoavelmente” definidas e produzem resultados satisfatórios. Porém, para escoamentos inclinados, ainda há poucos dados experimentais para evidenciar a confiabilidade destas correlações. Além disto, a proposição de correlações neste cenário é escassa.

A respeito da estimativa da fração de gás, definida pela Equação 5.7, cujos parâmetros de fechamento C_0 e $(V_{G,J})_\alpha$ são definidos como sendo iguais aos parâmetros que definem a velocidade de translação da bolha alongada, $C_{0,T}$ e $V_{\infty,T}$, somente para um número limitado de situações, conforme discutido na Subseção 5.1.3. Além disto, a velocidade de translação da bolha alongada U_T aumenta em função do aumento da razão gás-líquido, para inclinações variando de 45° a 75° , conforme observado por Bueno (2010), não sendo mais representada pelo modelo definido em termos de $C_{0,T}$ e $V_{\infty,T}$, apresentados na Tabela 4.4.

Outro ponto importante está relacionado ao fato de que a formulação do modelo de mistura adotada não prevê efeitos de interação entre bolhas, principalmente em escoamento inclinado. Deste modo, a utilização desta formulação do modelo de mistura só produz resultados satisfatórios quando aplicado em escoamentos de golfadas completamente desenvolvidas, que não era o caso da maioria dos pontos experimentais analisados.

7.6 Análise das Transições de Padrões de Escoamento

Nesta análise, os casos com transição de padrões de escoamento gás-líquido vertical ascendente foram divididos em dois grupos, descritos nas Subseções 7.6.1 e 7.6.2. Para identificação das transições de padrões, foi utilizada a rotina descrita no Algoritmo 5.2. A partir da identificação do padrão, foram utilizadas: a correlação de Oliemans et al. (1986) para fração de arraste de gotículas E_D , Equação 4.13b, no escoamento separado (anular); a correlação de Zabarás (2000) para frequência da célula unitária f , Equação 4.23d, e a correlação de Malnes (1982) para fração de líquido no pistão R_S , Equação 4.24b, no escoamento intermitente. A análise descrita nas Subseções 7.6.1 e 7.6.2 é realizada em termos adimensionais da velocidade superficial do gás J_G e do gradiente de pressão $\Delta P/L$, definidos por:

$$J_G^* = J_G / (\Delta\rho g D / \rho_G)^{1/2}, \quad (7.4)$$

$$(\Delta P/L)^* = (\Delta P/L - \rho_G g) / (\Delta\rho g). \quad (7.5)$$

7.6.1 Transição Devido ao Aumento da Velocidade Superficial de Gás

Na Figura 7.18 são apresentados os gradientes de pressão adimensionais para as transições de padrão, num tubo vertical com $D = 26 \text{ mm}$ e $L = 180D$, referentes aos pontos experimentais da grade 2 obtida pelo autor (Tabela 6.4). Foram mantidos dois valores fixos para a velocidade superficial de líquido, $J_L = 0,3 \text{ m/s}$ e $J_L = 0,6 \text{ m/s}$, variando a velocidade superficial de gás J_G . Assim, o escoamento muda o padrão de disperso (bolhas distorcidas), passando pelo intermitente (golfadas e golfadas instáveis), para separado (semianular e anular).

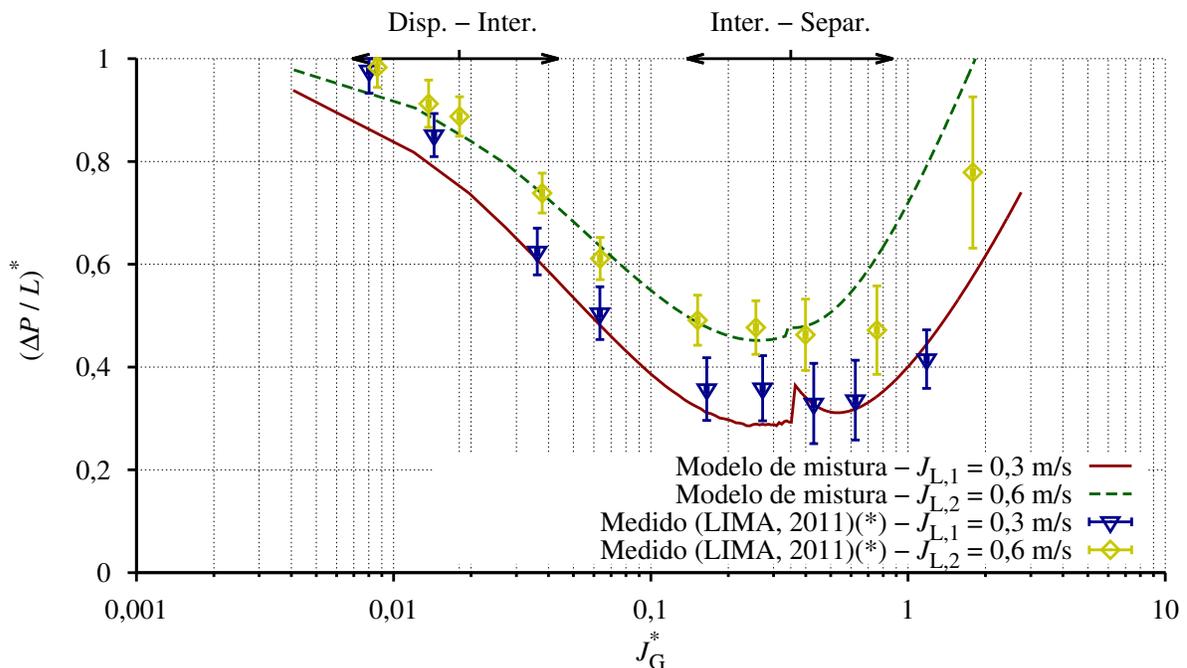


Figura 7.18 - Transição de padrões de escoamento devido ao aumento do J_G , num tubo vertical com $D = 26 \text{ mm}$ e $L = 180D$, referentes aos pontos da grade 2 obtida pelo autor (*).

Na Figura 7.19 são apresentados os gradientes de pressão adimensionais para as transições de padrão, num tubo vertical com $D = 32 \text{ mm}$ e $L = 39D$, referentes aos pontos experimentais da

7.6.2 Transição Devido à Diminuição da Pressão ao Longo de um Tubo

Nesta seção é desenvolvida uma análise simplificada do escoamento em linhas verticais, típicas de poços (*wellbores*). O objetivo é demonstrar a capacidade do modelo em capturar e modelar as transições de padrão devido à expansão do gás pela queda de pressão na linha. A análise é realizada em duas linhas verticais com diâmetros de 26 mm e 78 mm, aproximadamente 1" e 3", com escoamento ascendente de uma mistura de ar e água. O ar é tratado como gás ideal para fins de expansão. Não há dissolução do ar na água para fins de balanço de massa.

Na Figura 7.20 é apresentada uma representação esquemática destas linhas verticais. No fundo do poço, com coordenada $z = 0$, considera-se que a pressão seja de 250 atm e há um escoamento de ar com velocidade superficial de $J_G = 0,08 \text{ m/s}$. São analisados quatro cenários com valores de velocidade superficial de líquido J_L de 0,3 m/s, 0,6 m/s, 0,9 m/s e 1,2 m/s.

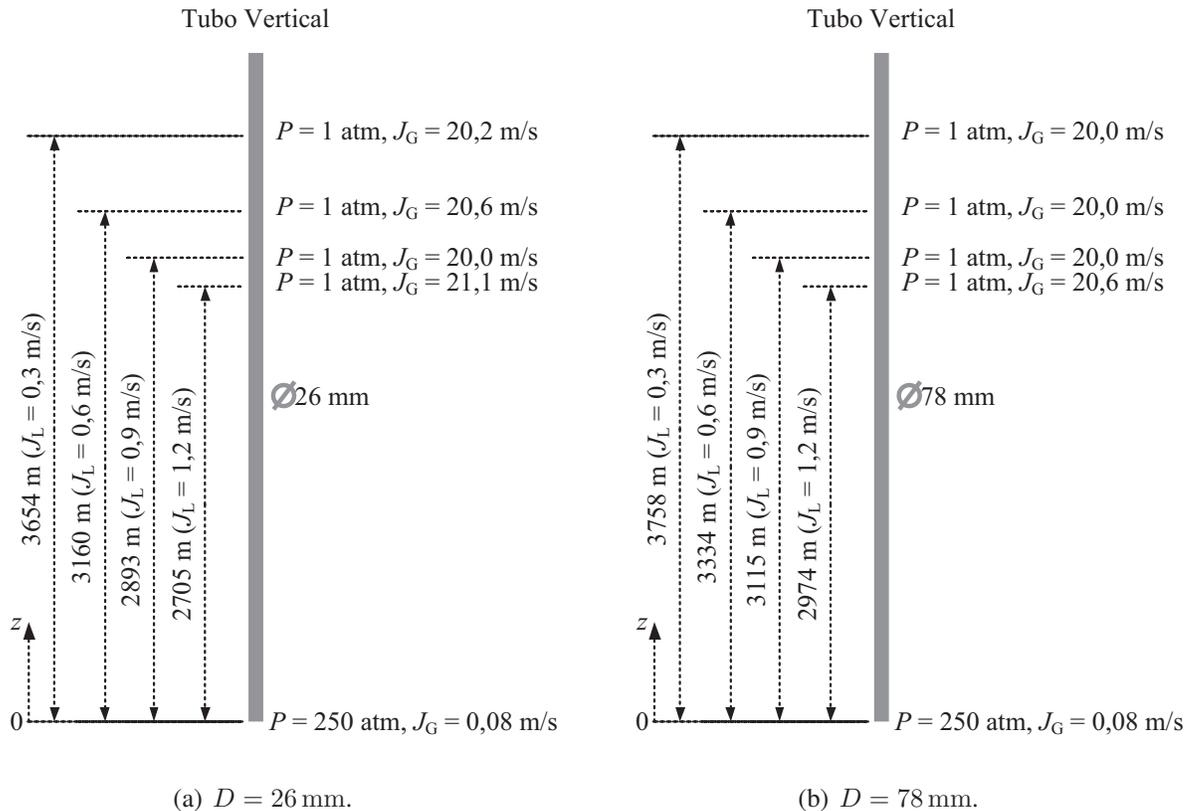


Figura 7.20 - Representação esquemática das linhas verticais em função da velocidade superficial de líquido para escoamento com transição de padrão devido à diminuição da pressão.

O processo de integração do simulador inicia em $z = 0$ e marcha em direção à superfície utilizando um passo de integração equivalente a $10D$. À medida que a pressão diminui são reavaliadas todas as propriedades do escoamento. Na eventualidade de uma mudança de padrão devido à expansão de gás o modelo faz automaticamente esta detecção e altera o conjunto de equações constitutivas para retomar o processo de integração. O processo de integração é interrompido quando a pressão da linha atinge 1 atm , vide Figura 7.20. É possível observar que a altura máxima de tubo obtida com este critério de parada aumenta com a diminuição da velocidade superficial de líquido, uma vez que quanto maior a velocidade maior será a contribuição da força de atrito no gradiente de pressão. Nestes cenários a razão gás-líquido na descarga do poço, varia entre 17:1 a 67:1.

Nas Figuras 7.21 e 7.22 são apresentados os perfis de fração de gás α , de gradiente de pressão adimensional $(\Delta P/L)^*$ e de pressão P em atmosferas ao longo do tubo vertical. A adimensionalização proposta na Equação 7.5 faz com que o valor de $(\Delta P/L)^*$ varie numa faixa entre 0 e aproximadamente 1 permitindo uma comparação direta entre as diversas simulações. A escolha desta escala deve-se ao fato que escoamentos verticais são normalmente dominados pela força peso da mistura.

Devido à expansão do gás, ocorrem duas mudanças de padrão: disperso para intermitente e intermitente para separado identificadas pelas letras “A” e “B”, respectivamente. Os subíndices 1, 2, 3 e 4 correspondem às mudanças correspondentes aos quatro valores de velocidades superficiais de líquido J_L considerados nesta análise (0,3 m/s, 0,6 m/s, 0,9 m/s e 1,2 m/s). Observa-se nas Figuras 7.21 e 7.22 que nas transições de padrão, a fração de gás α e o gradiente de pressão adimensional $(\Delta P/L)^*$ apresentam descontinuidades devido à súbita mudança das equações constitutivas. Entretanto, nota-se que o salto é pequeno e que para alguns casos é quase imperceptível.

As curvas de fração de gás α iniciam por volta de 0,1 e progressivamente aumentam até atingir a transição considerada em 0,25 (TAITEL et al., 1980). Nesta região, o gradiente de pressão adimensional $(\Delta P/L)^*$ apresenta uma suave diminuição. Na região do intermitente (golfadas), a fração de gás α e o gradiente de pressão adimensional $(\Delta P/L)^*$ apresentam um comportamento similar àquele observado na região do disperso (bolhas distorcidas), porém apresentam maiores taxas de variação. A transição de intermitente (golfadas) para separado (semianular e anular) ocorre aproximadamente no ponto de gradiente de pressão mínimo. A região do separado (semianular e anular) tem um rápido crescimento da fração de gás α e do gradiente de pressão adimensional $(\Delta P/L)^*$. O aumento significativo do gradiente de pressão nesta região está relacionado ao aumento da contri-

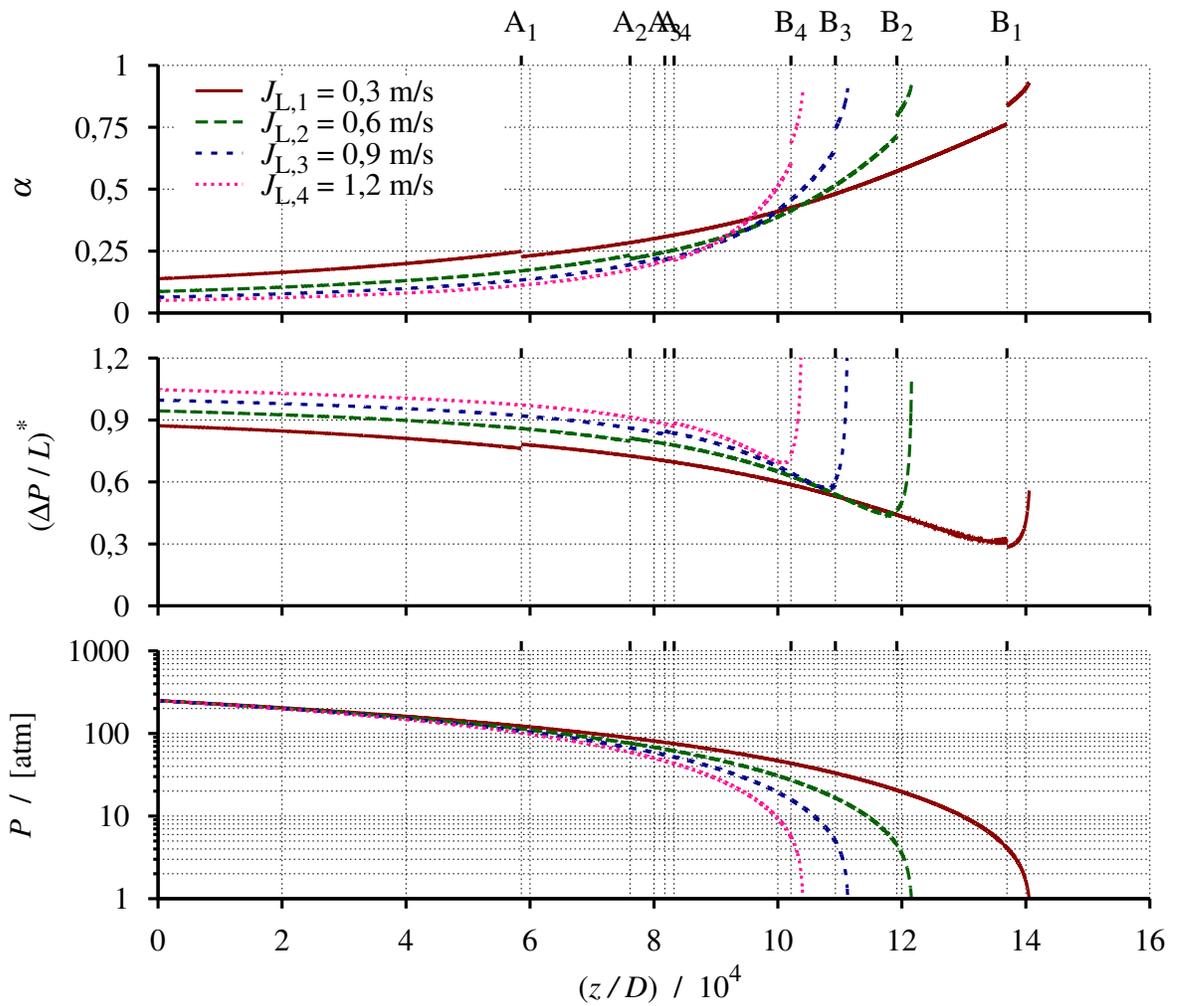


Figura 7.21 - Estimativas das propriedades de um escoamento com transição de padrão devido à expansão do gás pela queda de pressão ao longo de um tubo vertical com $D = 26 \text{ mm}$.

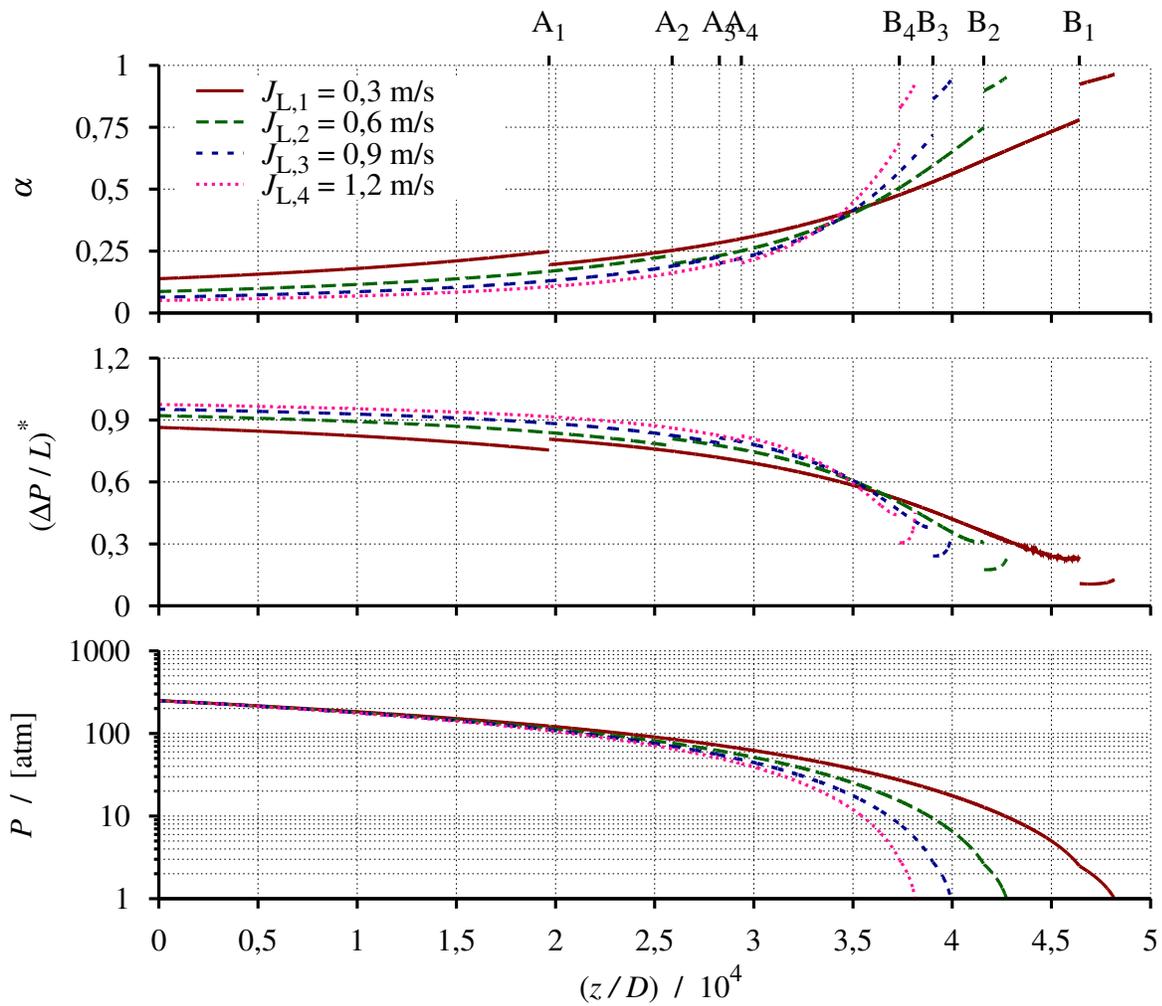


Figura 7.22 - Estimativas das propriedades de um escoamento com transição de padrão devido à expansão do gás pela queda de pressão ao longo de um tubo vertical com $D = 78$ mm.

buição da força de atrito devido à aceleração do filme de líquido e do núcleo de gás. Observa-se nas Figuras 7.21 e 7.22 que apesar da mistura gás-líquido estar mais leve devido ao aumento da fração gás, o atrito é tão significativo que faz com que $(\Delta P/L)^* \approx 1$, isto é, equivalente ao gradiente de pressão causado por uma coluna de líquido somente!

Considerando os escoamentos gás-líquido nos tubos verticais com diâmetros internos de 26 mm e 78 mm, Figuras 7.21 e 7.22, respectivamente, pode-se afirmar que:

- O padrão disperso (bolhas distorcidas) ocorre em 41 % e 80 % da extensão do tubo vertical, correspondendo à $J_L = 0,3$ m/s e $J_L = 1,2$ m/s, respectivamente. Nesta faixa de J_L , a fração de gás α varia de 0,05 a 0,25 e a pressão P varia de 250 atm a 43 atm. As variações no gradiente de pressão adimensional $(\Delta P/L)^*$ são menos acentuadas que nos demais padrões.
- O padrão intermitente (golfadas) ocorre em 56 % e 18 % da extensão do tubo vertical, correspondendo à $J_L = 0,3$ m/s e $J_L = 1,2$ m/s, respectivamente. Nesta faixa de J_L , a fração de gás α varia de 0,19 a 0,78 e a pressão P varia de 123 atm a 2 atm. As variações no gradiente de pressão adimensional $(\Delta P/L)^*$ são menos acentuadas que no padrão separado, ocorrendo um ponto de mínimo para $(\Delta P/L)^*$ na transição intermitente-separado.
- O padrão separado (semianular e anular) ocorre em 3 % e 2 % da extensão do tubo vertical, correspondendo à $J_L = 0,3$ m/s e $J_L = 1,2$ m/s, respectivamente. Nesta faixa de J_L , a fração de gás α varia de 0,69 a 0,96 e a pressão P varia de 6 atm a 1 atm. As variações no gradiente de pressão adimensional $(\Delta P/L)^*$ são mais acentuadas que nos demais padrões, ocorrendo um elevação significativa para $(\Delta P/L)^*$ na pequena extensão no tubo ocupada por este padrão.

Tanto para o tubo de $D = 26$ mm como para o tubo de $D = 78$ mm foi observado que o padrão disperso (bolhas distorcidas) ocorre na maior parte da extensão do tubo vertical, seguido pelos padrões intermitente (golfadas) e separado (semianular e anular). Em termos de queda de pressão, o padrão disperso corresponde em média a 60 % da queda total, seguido pelos padrões intermitente e separado, com 37 % e 3 %, respectivamente. Esta análise é válida para poços produtores de óleo (e não de gás) com razão gás-líquido variando entre 17:1 a 67:1. Além disto, a escolha do sentido de marcha de integração do padrão disperso para o separado produz melhores resultados, visto que este padrão não depende de correlações empíricas para o fechamento de suas variáveis como é o

caso dos padrões intermitente e separado. Este cenário indica que para um simulador de escoamento produzir resultados satisfatórios é necessário investir em bons modelos para representação dos padrões disperso e intermitente, uma vez que o padrão separado corresponde no máximo a 3% da queda de pressão total! Apesar disto, devido ao fato de que as variações no gradiente de pressão são mais significativas no padrão separado, cabe um esforço adicional para modelar de forma mais satisfatória este padrão de escoamento.

8 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Neste capítulo são apresentadas as conclusões obtidas com a realização deste trabalho, ressaltando as principais contribuições, seguida pelas sugestões para realização de trabalhos futuros relacionados ao tema.

8.1 Conclusões Obtidas neste Trabalho

O modelo de mistura, descrito na Subseção 3.2.3, captura de forma satisfatória, num único algoritmo de integração, o gradiente de pressão para os diversos padrões de escoamento gás-líquido, em tubulações com seção transversal circular constante. Sua formulação é mais simples que a do modelo de dois fluidos, descrito na Subseção 3.2.1, visto que possui um número menor de equações e não necessita determinar os termos de transferência interfacial. Além disto, ao contrário dos modelos de fases separadas, descrito na Subseção 3.2.2, e homogêneo, descrito na Subseção 3.2.4, pode ser aplicado aos diversos padrões de escoamento.

A implementação computacional do modelo de mistura, para os padrões disperso, separado e intermitente, é mais simples de ser realizada utilizando a forma TACITE, Equação 3.24, ao invés da forma *drift-flux*, Equação 3.25. A forma TACITE, expressa em função das velocidades das fases, utiliza um número menor de variáveis do que a forma *drift-flux*, expressa em função da velocidade da mistura e da velocidade de deslizamento média. Além disto, na forma *drift-flux* torna-se necessário determinar a velocidade de deslizamento média, que por sua vez, é bem definida para escoamentos onde as fases são fortemente acopladas (disperso, intermitente), mas não é tão bem definida para escoamentos com fraco acoplamento entre as fases (separado).

Para fechamento das equações do modelo de mistura, torna-se necessário a determinação da fração de gás e da força de atrito na parede por unidade de volume da mistura. A determinação da fração de gás depende da distribuição espacial das fases na tubulação. A determinação da força de atrito na parede por unidade de volume da mistura depende da forma de contato das fases com a parede. Portanto, estes dois parâmetros são dependentes do padrão de escoamento.

Para determinação da fração de gás, nos padrões disperso (bolhas) e intermitente (golfadas), recomenda-se o modelo obtido da lei cinemática de deslizamento, Equação 5.7, proposta originalmente por Zuber e Findlay (1965). Para o padrão separado (estratificado ou anular), recomenda-se o modelo baseado no balanço de forças das fases, Equação 4.17. De fato, no padrão separado pode-se conhecer a priori a distribuição espacial das fases, portanto, não faz sentido utilizar o conceito de mistura proposto por Zuber e Findlay (1965). Além disto, os parâmetros da lei cinemática de deslizamento para escoamento separado propostos por Ishii (1977) são obtidos a partir de um ajuste para satisfazer o balanço de forças das fases, válido somente para escoamento anular vertical.

Para determinação da força de atrito na parede por unidade de volume da mistura é proposta uma solução para o modelo fenomenológico, descrito na Subseção 5.2.1, aplicável aos padrões disperso, separado e intermitente. Para escoamento disperso, as definições deste modelo fenomenológico coincidem com as definições do modelo homogêneo de força de atrito na parede, descrito na Subseção 5.2.2. Para escoamento separado, a solução do modelo fenomenológico depende da espessura de filme de líquido, obtida a partir de um modelo baseado no balanço de forças das fases. O modelo fenomenológico se destaca para o escoamento intermitente cuja solução é obtida através do acoplamento com um modelo de perfil do filme de líquido proposto por Taitel et al. (1980), constituindo uma das principais contribuições deste trabalho.

Para o acoplamento das soluções dos parâmetros de fechamento com a solução do modelo de mistura, em função do padrão de escoamento, foram desenvolvidos cinco algoritmos:

- solução global do modelo de mistura, no Algoritmo 5.1;
- procedimento de identificação do padrão de escoamento gás-líquido, no Algoritmo 5.2;
- determinação da fração de gás e da força de atrito na parede para escoamento disperso, separado e intermitente, nos Algoritmos 5.3, 5.4 e 5.5, respectivamente.

Por sua vez, os Algoritmos 5.3, 5.4 e 5.5 foram complementados por três algoritmos que descrevem procedimentos para determinação de variáveis relacionadas aos padrões disperso, separado e intermitente, respectivamente:

- determinação da fração de líquido e do regime das bolhas dispersas, no Algoritmo 4.1;
- determinação da espessura de filme de líquido para escoamento separado, no Algoritmo 4.2;
- determinação do perfil de filme de líquido para escoamento intermitente, no Algoritmo 4.3.

A análise de sensibilidade do modelo de mistura para escoamento anular vertical concorrente, apresentada na Subseção 7.2.1, foi avaliada em termos da escolha da correlação para estimativa da fração de arraste de gotículas. Foi verificado que a escolha da correlação para estimativa da fração de arraste de gotículas depende da faixa de pressão na qual são avaliados os dados, de modo que a correlação de Sawant et al. (2009) demonstrou ser mais precisa para dados em pressões próximas à atmosfera e a correlação de Oliemans et al. (1986) demonstrou ser mais precisa para dados em pressões mais elevadas. Portanto, torna-se necessário a realização de uma análise mais detalhada da correlação que se pretende utilizar para estimativa da fração de arraste de gotículas, uma vez que estas correlações são limitadas para uma dada faixa operacional.

A análise de sensibilidade do modelo de mistura para escoamento intermitente, apresentada na Subseção 7.2.2, foi avaliada em termos da escolha das correlações para estimativa da frequência da célula unitária e da fração de líquido no pistão, quando utilizado o modelo de atrito fenomenológico. Esta análise demonstrou que estas correlações são bem definidas para escoamento horizontal e algumas até para escoamento vertical, mas para escoamento inclinado torna-se necessário o desenvolvimento de novas correlações. Apesar disto, a correlação de Zabarás (2000), para frequência da célula unitária, juntamente com a correlação de Malnes (1982), para fração de líquido no pistão, apresentaram os resultados mais satisfatórios. Deste modo, recomenda-se a utilização destas na ausência de correlações mais precisas para estimativa destes parâmetros.

Na análise do desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento disperso vertical, apresentada na Seção 7.3, o modelo de mistura, por considerar a influência da velocidade relativa entre as fases na sua formulação, obteve resultados mais satisfatórios que o modelo homogêneo. Estes escoamentos são dominados pela força gravitacional, que por sua vez, depende da massa específica da mistura, que é função da fração de gás. Deste modo, a estimativa da fração de gás no modelo de mistura tem precisão suficiente para que os resultados sejam bastante satisfatórios.

Na análise do desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento separado (estratificado horizontal, semianular vertical e anular vertical), apresentada na Seção 7.4, os resultados obtidos pelos modelos de mistura e de fases separadas são idênticos, visto que a fração de gás e força de atrito na parede por unidade de volume são estimados da mesma forma em ambos. A forma do modelo de fases separadas, utilizada neste trabalho, despreza o termo de aceleração nas equações de quantidade de movimento das fases, deste modo, os resultados devem se tornar menos satisfatórios à medida que a contribuição deste termo de aceleração torna-se mais significativo. Na análise do

escoamento estratificado horizontal, Subseção 7.4.1, os resultados obtidos apresentaram um desvio significativo, relacionado a diversos fatores: a forma da representação da interface, a estimativa do fator de atrito interfacial, a magnitude das medições e as incertezas experimentais. Na análise do escoamento vertical ascendente nos padrões semianular e anular, Subseção 7.4.2, os resultados obtidos convergiram para os valores experimentais, considerando suas respectivas incertezas. Entretanto, para maiores velocidades superficiais de líquido, os valores do gradiente de pressão foram superestimados. Esta superestimativa está relacionada ao modelo para estimativa da fração de arraste de gotículas (*entrainment fraction*) e diversos aspectos relacionados a fenomenologia do escoamento anular que devem ser consideradas na modelagem.

Na Seção 7.5, a análise do desvio relativo do gradiente de pressão para escoamento intermitente demonstrou que o modelo de mistura com atrito fenomenológico tende a obter melhores resultados que o modelo de mistura com atrito homogêneo. O modelo com atrito homogêneo superestimou o gradiente de pressão para a maioria dos pontos de escoamento intermitente na horizontal e vertical, entretanto, apresentou resultados mais satisfatórios que o modelo com atrito fenomenológico para os pontos de escoamento intermitente em linha inclinadas de 15° a 75° . Devido à complexidade do escoamento, o modelo de mistura com atrito fenomenológico torna-se dependente da influência de vários parâmetros, normalmente definidos a partir de modelos mecanicistas e/ou ajustes experimentais: velocidade de translação da bolha alongada; velocidade das bolhas dispersas no pistão, frequência da célula unitária; fração de líquido no pistão. Em escoamentos horizontais ou verticais, as correlações para estimativa destes parâmetros do padrão intermitente estão “razoavelmente” definidas e produzem resultados satisfatórios. Porém, para escoamentos inclinados, a proposição de correlações neste cenário é escassa e ainda há poucos dados experimentais para evidenciar a confiabilidade das correlações disponíveis. Outro ponto importante está relacionado ao fato de que a formulação do modelo de mistura adotada não prevê efeitos de interação entre bolhas (coalescência), principalmente em escoamento inclinado, portanto, só produz resultados satisfatórios quando aplicado em escoamentos de golfadas completamente desenvolvidas, que não era o caso da maioria dos pontos experimentais analisados. Além disto, deve ser levada em consideração a magnitude das incertezas experimentais do gradiente de pressão relacionadas à natureza intermitente do escoamento, principalmente em escoamentos horizontais, no quais estas incertezas experimentais se tornam bastantes significativas devido aos pequenos valores das medições e às flutuações causadas pela passagem das bolhas alongadas.

Na análise de transição de padrão de escoamento, num tubo vertical, devido ao aumento da velocidade superficial de gás, apresentada na Subseção 7.6.1, verificou-se que as transições de padrão, baseadas no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980), são capturadas de forma satisfatória pelo modelo de mistura. Verificou-se também que as correlações para a frequência da célula unitária, no escoamento intermitente, e para a fração de arraste de gotículas, no escoamento separado, influenciam a magnitude da descontinuidade observada na transição intermitente-separado. Na análise de transição de padrão de escoamento devido à diminuição da pressão ao longo de um tubo vertical, apresentada na Subseção 7.6.2, verificou-se que quanto maior a velocidade superficial de líquido, menor será o tamanho do tubo vertical necessário para que ocorra a queda de pressão considerada. Porém, o padrão disperso (bolhas distorcidas) ocorre na maior parte da extensão do tubo vertical, seguido pelos padrões intermitente e separado. Portanto, o modelo de mistura deve capturar de forma satisfatória o comportamento, prioritariamente, do padrão disperso, seguido pelo intermitente e, por último, o padrão separado, para que as estimativas sejam mais precisas.

8.2 Sugestões para Trabalhos Futuros

Em relação ao modelo de mistura, recomenda-se a implementação em regime transiente deste modelo utilizando a forma TACITE, expressa em função das velocidades das fases, pois utiliza um número menor de variáveis do que a forma *drift-flux*, expressa em função da velocidade da mistura e da velocidade de deslizamento média, por resultar num menor custo computacional.

Para escoamento separado (anular), recomenda-se a realização de estudos teóricos e experimentais relacionados aos processos de deposição e atomização de gotículas, para verificação das principais correlações existentes para fração de arraste de gotículas, bem como para a proposição de novas correlações. A realização destes estudos experimentais devem incluir condições variadas, por exemplo: em pressões variando de 0,8 MPa a 2 MPa, típicas da produção de óleo no padrão anular; em diversos diâmetros de tubo; em velocidades superficiais de gás e de líquido próximas à transição do escoamento separado para intermitente (semianular).

Para o escoamento intermitente (golfadas), recomenda-se a realização de estudos experimentais para verificação das principais correlações existentes para determinação da frequência da célula

unitária e da fração de líquido no pistão, bem como para a proposição de novas correlações. A realização destes estudos experimentais devem incluir condições variadas, por exemplo: em pressões maiores que a atmosfera, a fim de verificar a influência da pressão nas estimativas da frequência e fração de líquido no pistão; em velocidades superficiais de gás e de líquido próximas à transição do escoamento intermitente para separado (golfadas instáveis).

REFERÊNCIAS

ABDUL-MAJEED, G. H. Liquid slug holdup in horizontal and slightly inclined two-phase slug flow. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 27, n. 1-2, p. 27–32, 2000. ISSN 0920-4105. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6VDW-40NFT02-2/2/10d4a75e953b0c36a706c79b6985b710>>.

ALVES, I. N. et al. Modeling annular flow behavior for gas wells. **SPE Production Engineering**, Society of Petroleum Engineers, v. 6, n. 4, p. 435–440, 1991.

ANDREUSSI, P.; BENDIKSEN, K. H.; NYDAL, O. J. Void distribution in slug flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 19, n. 5, p. 817–828, 1993. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-47YSBP4-4S/2/d3fe25a5c2ee1585be8b8507e4031bd9>>.

AZZOPARDI, B. J. **Gas-liquid flows**. New York, United States of America: Begell House, 2006.

AZZOPARDI, B. J.; HILLS, J. H. Flow patterns, transitions and models for specific flow patterns. In: BERTOLA, V. (Ed.). **Modelling and experimentation in two-phase flow**. New York, United States of America: Springer-Verlag, 2003, (CISM Courses and Lectures - International Centre for Mechanical Sciences, 450). p. 1–78.

BANKOFF, S. G. A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow. **Journal of Heat Transfer**, v. 82, n. 4, p. 265–272, 1960.

BARNEA, D.; BRAUNER, N. Holdup of the liquid slug in two phase intermittent flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 11, n. 1, p. 43–49, 1985. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-47YJF3Y-57/2/fd6bd5f88ada09af0423e558b8c2a191>>.

BARNEA, D. et al. Gas-liquid flow in inclined tubes: Flow pattern transitions for upward flow. **Chemical Engineering Science**, v. 40, n. 1, p. 131–136, 1985. ISSN 0009-2509. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TFK-444NVVB-4V/2/480a0482200245685aa2578c6541e0a0>>.

BENDIKSEN, K. H. An experimental investigation of the motion of long bubbles in inclined tubes. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 10, n. 4, p. 467–483, 1984. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-47YSBTT-6V/2/0cf73f0f8bcc648201c672aaf4214540>>.

BENDIKSEN, K. H. et al. Two-phase flow research at SINTEF and IFE: some experimental results and a demonstration of the dynamic two-phase flow simulator OLGA. In: **Offshore Northern Seas Conference**. Stavanger, Norway: [s.n.], 1986.

_____. The dynamic two-fluid model OLGA: theory and application. **SPE Production Engineering**, v. 6, n. 2, p. 171–180, 1991.

BRATLAND, O. Update on commercially available flow assurance software tools: What they can and cannot do? **PetroMin Pipeliner**, p. 32–40, 2009. 4th Asian Pipeline Conference and Exhibition.

BRENNEN, C. **Fundamentals of Multiphase Flow**. 1. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2005. ISBN 0521848040.

BROCKMEIER, U.; SCHAFFRATH, A.; UNGER, H. Verification of the two-phase stratified-flow model in ATHLET by separate effect tests. **Nuclear Engineering and Design**, v. 154, n. 1, p. 43–50, 1995. ISSN 0029-5493. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V4D-3Y5MMTD-2F/2/ff7714fadf3b491263b50a9edaab429f>>.

BUENO, L. G. G. **Estudo Experimental de Escoamentos Líquido-Gás Intermitentes Em**

Tubulações Inclinadas. 151 p. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, fev. 2010.

CHISHOLM, D. A theoretical basis for the lockhart-martinelli correlation for two-phase flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 10, n. 12, p. 1767–1778, 1967. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3H-482GGX8-55/2/bb694e494c7fADF82d644fe5ac6f3d60>>.

COHEN, L. S.; HANRATTY, T. J. Effect of waves at a gas-liquid interface on a turbulent air flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 31, n. 3, p. 467–469, 1968. ISSN 0022-1120.

CORRÊA, F. C. **Sistema embarcado para medidas de escoamento bifásico gás-líquido.** 107 p. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, jul. 2009.

COSTIGAN, G.; WHALLEY, P. B. Slug flow regime identification from dynamic void fraction measurements in vertical air-water flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 23, n. 2, p. 263–282, 1997. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-3SMSM38-4/2/ab6b2d599e9e057b10b6c1eb17581720>>.

CROWE, C. T. **Multiphase Flow Handbook.** [S.l.]: CRC Press, 2006.

DANIELSON, T. J. et al. Testing and qualification of a new multiphase flow simulator. In: **Offshore Technology Conference.** Houston, Texas, United States of America: [s.n.], 2011.

DANIELSON, T. J.; HANSEN, R.; LEPORCHER, E. Leda: the next multiphase flow performance simulator. In: **12th BHRG International Conference on Multiphase.** Barcelona, Spain: [s.n.], 2005.

DAVIES, R. M.; TAYLOR, G. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and

through liquids in tubes. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, Cambridge University Press, v. 200, n. 1062, p. 375–390, 1950.

DREW, D. A.; PASSMAN, S. L. Theory of multicomponent fluids. In: MARSDEN, J.; SIROVICH, L. (Ed.). **Applied Mathematical Sciences**. New York, United States of America: Springer, 1998. v. 135, p. 308.

DUARTE, M. **Influência da Viscosidade Sobre o Escoamento Gás-Líquido Horizontal Intermitente**. 206 p. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, fev. 2007.

DUKLER, A. E.; WICKS, M.; CLEVELAND, R. G. Frictional pressure drop in 2-phase flow: B. an approach through similarity analysis. **AIChE Journal**, v. 10, n. 1, p. 44–51, 1964. ISSN 0001-1541.

EINSTEIN, A. A new analysis of molecule dimensions. **Annalen der Physik**, v. 4, n. 19, p. 289–306, 1906.

FABRE, J.; LINÉ, A. Modeling of two-phase slug flow. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 24, n. 1, p. 21–46, 1992. Disponível em: <<http://arjournals.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.fl.24.010192.000321>>.

FAGUNDES NETTO, J. R.; FABRE, J.; PERESSON, L. Shape of long bubbles in horizontal slug flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 25, n. 6-7, p. 1129–1160, 1999. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-3XMPNN5-B/2/21c46a4d606eab257e2a157e2b99c5c1>>.

FERSCHNEIDER, G. Ecoulements diphasiques gaz-liquide à poches et à bouchons en conduites. **Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP**, v. 38, n. 2, p. 153–182, mar. 1983. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.2516/ogst:1983010>>.

FRANÇA, F. d. A. Modelagem de escoamentos multifásicos. Notas de Aula da Disciplina Escoamento Multifásico II da Faculdade de Engenharia Mecânica da UNICAMP. 2007.

FRANÇA, F. d. A.; LAHEY JR., R. T. The use of drift-flux techniques for the analysis of horizontal two-phase flows. **International Journal of Multiphase Flow**, Elsevier, v. 18, n. 6, p. 787–801, 1992.

FRANKEL, N. A.; ACRIVOS, A. On the viscosity of a concentrated suspension of solid spheres. **Chemical Engineering Science**, v. 22, n. 6, p. 847–853, 1967. ISSN 0009-2509. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TFK-43PRKWF-1M/2/86fa7fdedc39969bae2eabb997f8fbee>>.

GODA, H. et al. Drift-flux model for downward two-phase flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 46, n. 25, p. 4835–4844, 2003. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3H-4938FSN-3/2/804274e0a752f0aaa4be63d59da7a164>>.

GOMEZ, L. E.; SHOHAM, O.; TAITEL, Y. Prediction of slug liquid holdup: horizontal to upward vertical flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 26, n. 3, p. 517–521, 2000. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-3Y6H147-9/2/9e6d478ceb07eb2ea1181751a1aa14c8>>.

GREGORY, G. A.; NICHOLSON, M. K.; AZIZ, K. Correlation of the liquid volume fraction in the slug for horizontal gas-liquid slug flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 4, n. 1, p. 33–39, 1978. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-47YJDWH-2G/2/6aa9c45705bf03793c8756141b3c816f>>.

GREGORY, G. A.; SCOTT, D. S. Correlation of liquid slug velocity and frequency in horizontal cocurrent gas-liquid slug flow. **AIChE Journal**, v. 15, n. 6, p. 933–935, 1969. ISSN 0001-1541.

GRESKOVICH, E. J.; SHRIER, A. L. Slug frequency in horizontal gas-liquid slug flow. **Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development**, American Chemical Society, v. 11, n. 2, p. 317–318, 1972.

GRIFFITH, P.; WALLIS, G. B. Two-phase slug flow. **Journal of Heat Transfer**, v. 83, n. 3, p. 307–320, 1961.

GUET, S. et al. Void fraction in vertical gas-liquid slug flow: Influence of liquid slug content. **Chemical Engineering Science**, v. 61, n. 22, p. 7336–7350, 2006. ISSN 0009-2509. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TFK-4KRFV4D-8/2/85f94d6be0a7c7d2f575c792f991f266>>.

HAALAND, S. E. Simple and explicit formulas for the friction factor in turbulent pipe flow. **J. Fluids Eng.**, The Norwegian Institute of Technology, Trondheim, v. 105, n. 1, 1983.

HARMATHY, T. Z. Velocity of large drops and bubbles in media of infinite or restricted extent. **AIChE Journal**, v. 6, n. 2, p. 281–288, 1960.

HART, J.; HAMERSMA, P. J.; FORTUIN, J. M. H. Correlations predicting frictional pressure drop and liquid holdup during horizontal gas-liquid pipe flow with a small liquid holdup. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 15, n. 6, p. 947–964, 1989. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-47YSBXJ-87/2/7b54248cba035f5b2c1a0a05711fcbb4>>.

HEWITT, G. F.; JAYANTI, S. To churn or not to churn. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 19, n. 3, p. 527–529, 1993. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/ARTICLE/B6V45-47YJFSS-D9/2/4726877e9614aba7da9b7071621eec84>>.

HEWITT, G. F.; TAYLOR, N. S. H. **Annular two-phase flow**. [S.l.]: Pergamon Press New York, 1970.

HEYWOOD, N. I.; RICHARDSON, J. F. Slug flow of air-water mixtures in a horizontal pipe: Determination of liquid holdup by γ -ray absorption. **Chemical Engineering Science**, v. 34, n. 1, p. 17–30, 1979. ISSN 0009-2509. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TFK-444NVT9-1K/2/344a5368e3f515bea5dde78ddca207ea>>.

HIBIKI, T.; ISHII, M. One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 46, n. 25, p. 4935–4948, 2003. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3H-497H7J5-3/2/e082d5822e325e6e14160ac3cb77bdea>>.

_____. One-dimensional drift-flux model for two-phase flow in a large diameter pipe. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 46, n. 10, p. 1773–1790, 2003. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3H-47PP5P3-C/2/5030203acd33bf98839f4fdcb4191327>>.

HILL, T. J.; WOOD, D. G. A new approach to the prediction of slug frequency. In: **65th Annual Technical Conference and Exhibition of the Society of Petroleum Engineers**. New Orleans, Louisiana, United States of America: [s.n.], 1990. p. 141–149. SPE 20629.

_____. Slug flow: Occurrence, consequences, and prediction. In: **University of Tulsa Centennial Petroleum Engineering Symposium**. Tulsa, Oklahoma, United States of America: [s.n.], 1994. SPE 27960.

ISHII, M. **Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow**. Eyrolles, Paris, France: [s.n.], 1975. Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricite de France.

_____. **One-Dimensional Drift-Flux Model and Constitutive Equations for Relative Motion Between Phases in Various Two-Phase Flow Regimes**. Argonne, Illinois, United States of America, out. 1977. 60 p. ANL-77-47.

ISHII, M.; CHAWLA, T. C.; ZUBER, N. Constitutive equation for vapor drift velocity in two-phase annular flow. **AICHE Journal**, v. 22, n. 2, p. 283–289, 1976. ISSN 0001-1541.

ISHII, M.; HIBIKI, T. **Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow**. [S.l.]: Springer, 2006.

ISHII, M.; MISHIMA, K. Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations. **Nuclear Engineering and Design**, v. 82, n. 2-3, p. 107–126, 1984. ISSN 0029-5493. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V4D-47YRCN9-15J/2/f822af9f9ff7bd61bada123b10220405>>.

_____. Droplet entrainment correlation in annular two-phase flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 32, n. 10, p. 1835–1846, 1989. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3H-4933J5X-4/2/c213159e15aed7cfb4937cdaf19c5150>>.

JONES, O. C.; ZUBER, N. Statistical methods for measurement and analysis in two-phase flow. In: **Proceedings of International Heat Transfer Conference**. Tokyo, Japan: [s.n.], 1974.

KIM, K.; DOSTER, J. M. Application of mixture drift flux equations to vertical separating flows. **Nuclear Technology**, United States of America, v. 95, n. 1, 1991.

LIMA, L. E. M.; ROSA, E. S. Analysis of drift-flux and TACITE models applied in vertical slug flow of air and water. In: ABMEC. **Proceedings of XXIX CILAMCE - Iberian Latin American Congress on Computational Methods in Engineering**. Maceió: ABMEC, 2008. (PAP, 911), p. 12. PAP0911.

_____. Application of drift-flux model in vertical ascendant slug flow of air and water. In: ABCM. **Proceedings of 12th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences - ENCIT**. Belo Horizonte: ABCM, 2008. (6, 5008), p. 7. 6-5008.

_____. One dimensional drift flux model applied to horizontal slug flow. In: ABCM. **Proceedings**

of **20th International Congress of Mechanical Engineering - COBEM**. Gramado: ABCM, 2009. p. 10. COB09-1441.

_____. Análise dos modelos de fases separadas e de mistura aplicados ao escoamento anular vertical ascendente. In: AAMC/ABMEC. **Proceedings of XXXI CILAMCE - Iberian Latin American Congress on Computational Methods in Engineering**. Buenos Aires, Argentina: AAMC/ABMEC, 2010. (S05, 521), p. 20. S05-521.

_____. Analysis of isothermal vertical upward flow of dispersed air bubbles in water. In: ABCM. **Proceedings of 21th International Congress of Mechanical Engineering - COBEM**. Natal: ABCM, 2011. p. 8. COB14291. No prelo.

LOCKHART, R. W.; MARTINELLI, R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. **Chemical Engineering Progress**, v. 45, n. 1, p. 39–48, 1949. ISSN 0360-7275.

MALNES, D. **Slug flow in vertical, horizontal an inclined pipe**. Kjeller, Norway, 1982. Report IFE/KR/E-83/002.

MANNINEN, M.; TAIVASSALO, V.; KALLIO, S. On the mixture model for multiphase flow. **VTT Publications**, Finland, v. 1, n. 288, p. 67, 1996. VTT, Espoo.

MARCANO, R. et al. A study of slug characteristics for two-phase horizontal flow. In: **International Petroleum Conference and Exhibition of Mexico**. [S.l.: s.n.], 1998.

MAZZA, R. A.; ROSA, E. S.; YOSHIKAWA, C. J. Analyses of liquid film models applied to horizontal and near horizontal gas-liquid slug flows. **Chemical Engineering Science**, v. 65, n. 12, p. 3876–3892, 2010. ISSN 0009-2509. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TFK-4YP8TRR-3/2/56a779e779142db206b1a112aa827c81>>.

NICKLIN, D. J. Two-phase bubble flow. **Chemical Engineering Science**, v. 17, n. 9, p. 693–702, 1962. ISSN 0009-2509. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TFK-44365PD-VD/2/e7e732edde2ee8dbb57ffa35cbe416d>>.

OLIEMANS, R. V. A.; POTS, B. F. M.; TROMPÉ, N. Modelling of annular dispersed two-phase flow in vertical pipes. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 12, n. 5, p. 711–732, 1986. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-47YHYG0-1D/2/96a75b890e950b38d1bef697ec7b3442>>.

OWEN, D. G. **An experimental and theoretical analysis of equilibrium annular flows**. 411 p. Tese (Doutorado) — University of Birmingham, Birmingham, England, abr. 1986.

PAUCHON, C.; DHULESIA, H. TACITE: A transient tool for multiphase pipeline and well simulation. In: **SPE Annual Technical Conference and Exhibition**. New Orleans, Louisiana, United States of America: [s.n.], 1994. p. 16. Paper number 28545-MS.

PAUCHON, C. et al. TACITE: A comprehensive mechanistic model for two-phase flow. In: WILSON, A. (Ed.). **6th International Conference on Multi Phase Production**. Cannes, France: Mechanical Engineering Publications Ltd., 1993. (BHR Group Conference Series, 4), p. 29–50.

POLONSKY, S.; SHEMER, L.; BARNEA, D. The relation between the Taylor bubble motion and the velocity field ahead of it. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 25, n. 6-7, p. 957–975, 1999. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-3XMPNN5-3/2/d6757a805fc5ccfd48d2c28b5c8498ef>>.

PRESS, W. H. et al. **Numerical recipes in FORTRAN: the art of scientific computing**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1992.

ROSA, E. et al. Performance comparison of artificial neural networks and expert systems applied to flow pattern identification in vertical ascendant gas-liquid flows. **International Journal of**

Multiphase Flow, v. 36, n. 9, p. 738–754, 2010. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301932210000911>>.

ROSA, E. S. Escoamento multifásico isotérmico - modelos de multifluidos e de mistura. No prelo. 2011.

ROSA, E. S.; MASTELARI, N. **Desenvolvimento de Técnicas de Medidas, Instrumentação e Medidas em Escoamentos de Golfadas de Líquido e Gás em Linhas Vertical e Inclinada**. Campinas, dez. 2008. 248 p. III Relatório.

RUDER, Z.; HANRATTY, T. J. A definition of gas-liquid plug flow in horizontal pipes. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 16, n. 2, p. 233–242, 1990. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-47YHYTT-5M/2/ec0cceddc750229f6c778a6078d2d9ab>>.

SAKAGUCHI, T. Correlations for large bubble length, liquid slug length, slug unit length and slug period of gas-liquid two-phase slug flow in vertical pipes. In: MICHAELIDES, E. E. (Ed.). **Proceedings of 4th International Conference of Multiphase Flow - ICMF**. New Orleans, Louisiana, United States of America, 2001.

SAKAGUCHI, T. et al. Estimation of in-situ volume fraction of each phase in gas-liquid-solid three-phase flow. **Trans. of JSME**, v. 53, n. 487, p. 1040–1046, 1987.

SAWANT, P.; ISHII, M.; MORI, M. Droplet entrainment correlation in vertical upward co-current annular two-phase flow. **Nuclear Engineering and Design**, v. 238, n. 6, p. 1342–1352, 2008. ISSN 0029-5493. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V4D-4RWC2NF-3/2/258c0e657eb69aa318a23cb8d458a792>>.

_____. Prediction of amount of entrained droplets in vertical annular two-phase flow. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 30, n. 4, p. 715–728, 2009. ISSN 0142-727X. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3G-4W4JR2M-1/2/>>

e3f249128dd2dc25353cec03ef0903f8>.

SCHLEGEL, J.; HIBIKI, T.; ISHII, M. Development of a comprehensive set of drift-flux constitutive models for pipes of various hydraulic diameters. **Progress in Nuclear Energy**, v. 52, n. 7, p. 666–677, 2010. ISSN 0149-1970. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0149197010000600>>.

SCHLEGEL, J. et al. Void fraction and flow regime in adiabatic upward two-phase flow in large diameter vertical pipes. **Nuclear Engineering and Design**, v. 239, n. 12, p. 2864–2874, 2009. ISSN 0029-5493. Flexible Conversion Fast Reactors Special Section with Regular Papers. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V4D-4X6M9M2-3/2/dafa743f83d217050c100f2991b76722>>.

SHOHAM, O. **Mechanistic modeling of gas-liquid two-phase flow in pipes**. Texas, United States of America: Society of Petroleum Engineers, 2006.

SORIA, A.; LASA, H. D. Averaged kinematics of liquid fluidized beds. In: AMERICAN INSTITUTE OF CHEMICAL ENGINEERS. **AIChE Symposium Series**. [S.l.], 1992. v. 88, p. 51–51.

TAITEL, Y.; BARNEA, D. Two-phase slug flow. In: HARTNETT, J. P.; IRVINE JR., T. F. (Ed.). Elsevier, 1990, (Advances in Heat Transfer, v. 20). p. 83–132. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B7RNJ-4S818YM-4/2/ca74bb14da8b7a15844a29cabc2bdbc8>>.

TAITEL, Y.; BARNEA, D.; DUKLER, A. E. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. **AIChE Journal**, v. 26, n. 3, p. 345–354, 1980. ISSN 0001-1541.

TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. **AIChE Journal**, v. 22, n. 1, p. 47–55, 1976. ISSN 0001-1541.

TORRES, F. R. **Caracterização da interface e determinação experimental do fator de atrito interfacial em escoamentos horizontais estratificados**. 98 p. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, dez. 1992.

TRONCONI, E. Prediction of slug frequency in horizontal two-phase slug flow. **AIChE Journal**, v. 36, n. 5, p. 701–709, maio 1990. ISSN 0001-1541.

WALLIS, G. B. **One-dimensional two-phase flow**. [S.l.]: McGraw-Hill Book Company, 1969.

WEBER, M. E. Drift in intermittent two-phase flow in horizontal pipes. **Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 59, n. 3, p. 398–399, 1981. ISSN 0008-4034.

ZABARAS, G. Prediction of slug frequency for gas/liquid flows. **Society of Petroleum Engineers Journal**, v. 5, n. 3, p. 252–258, 2000. 65093-PA.

ZHANG, H.-Q. et al. A unified mechanistic model for slug liquid holdup and transition between slug and dispersed bubble flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 29, n. 1, p. 97–107, 2003. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-47GY35P-1/2/c4c34a79c1e2fec89ddf127d2561ffa2>>.

ZUBER, N.; FINDLAY, J. A. Average volumetric concentration in two-phase flow systems. **Journal of Heat Transfer**, v. 87, n. 4, p. 453–468, 1965.

APÊNDICE A - DADOS EXPERIMENTAIS COMPLEMENTARES

Neste apêndice são apresentados os pontos experimentais obtidos dos trabalhos de: Bueno (2010), Rosa e Mastelari (2008), Torres (1992) e Owen (1986). Estes dados experimentais complementares são utilizados para introdução de condições de contorno e para validação dos resultados do modelo de mistura apresentado neste trabalho.

Os dados foram obtidos para escoamentos de ar e água concorrentes em linhas horizontais, inclinadas e verticais, nos diversos padrões. Por referência, os padrões de escoamento são identificados pelas siglas definidas na Subseção 1.1.1.

A.1 Dados Experimentais Obtidos por Bueno (2010)

Os pontos experimentais, apresentadas nas Tabelas A.1 a A.6, correspondem às grades 3 a 8. Estes pontos foram obtidas por Bueno (2010) no circuito com inclinação variável descrito na Seção 6.2, correspondendo à inclinação da treliça variando de 15° a 90° em relação à horizontal, utilizando um passo de 15° . Os valores de J_G , J_L e P correspondem aos valores estimados na estação 2 e $\Delta P/L$ corresponde ao valor medido entre as estações 1 e 2, posicionadas em 1,99 m e 6,68 m à jusante do misturador gás-líquido, num tubo de 26 mm de diâmetro interno e 7,98 m de extensão. A faixa de velocidades superficiais das fases permite a ocorrência do padrão intermitente (golfadas (SL)). Para referência, as Figuras A.1 a A.6 apresentam os pontos experimentais no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980), modificado por Barnea et al. (1985) para cobrir uma faixa de $10^\circ < \theta \leq 90^\circ$.

Os três primeiros pontos da grade 8, Tabela A.6, foram identificados por Bueno (2010) como capa esférica, ou seja, uma transição de bolhas distorcidas para golfadas. Estes pontos foram classificados neste trabalho como bolhas distorcidas (DB) (escoamento disperso), utilizando a rotina de identificação de padrões de escoamento, descrita no Algoritmo 5.2, bem como o último ponto da grade 7, Tabela A.5, que foi classificado como golfada instável (US) (escoamento intermitente).

Tabela A.1 - Pontos experimentais da grade 3, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 15^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	$P(\text{abs.})$ [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	SL	60,8	0,9	31,0	0,3	949	12	17	3
2	SL	150,6	2,3	31,0	0,3	942	14	13	3
3	SL	89,1	1,3	32,0	0,3	944	12	15	3
4	SL	30,5	0,5	60,0	0,6	962	11	24	2
5	SL	119,0	1,8	61,0	0,6	953	12	19	2
6	SL	60,2	0,9	62,0	0,6	958	11	22	2
7	SL	89,1	1,3	91,0	0,9	965	11	25	2
8	SL	117,0	1,8	120,0	1,2	977	13	30	3
9	SL	203,5	3,1	120,0	1,2	980	12	30	3
10	SL	58,0	0,9	121,0	1,2	977	11	30	2

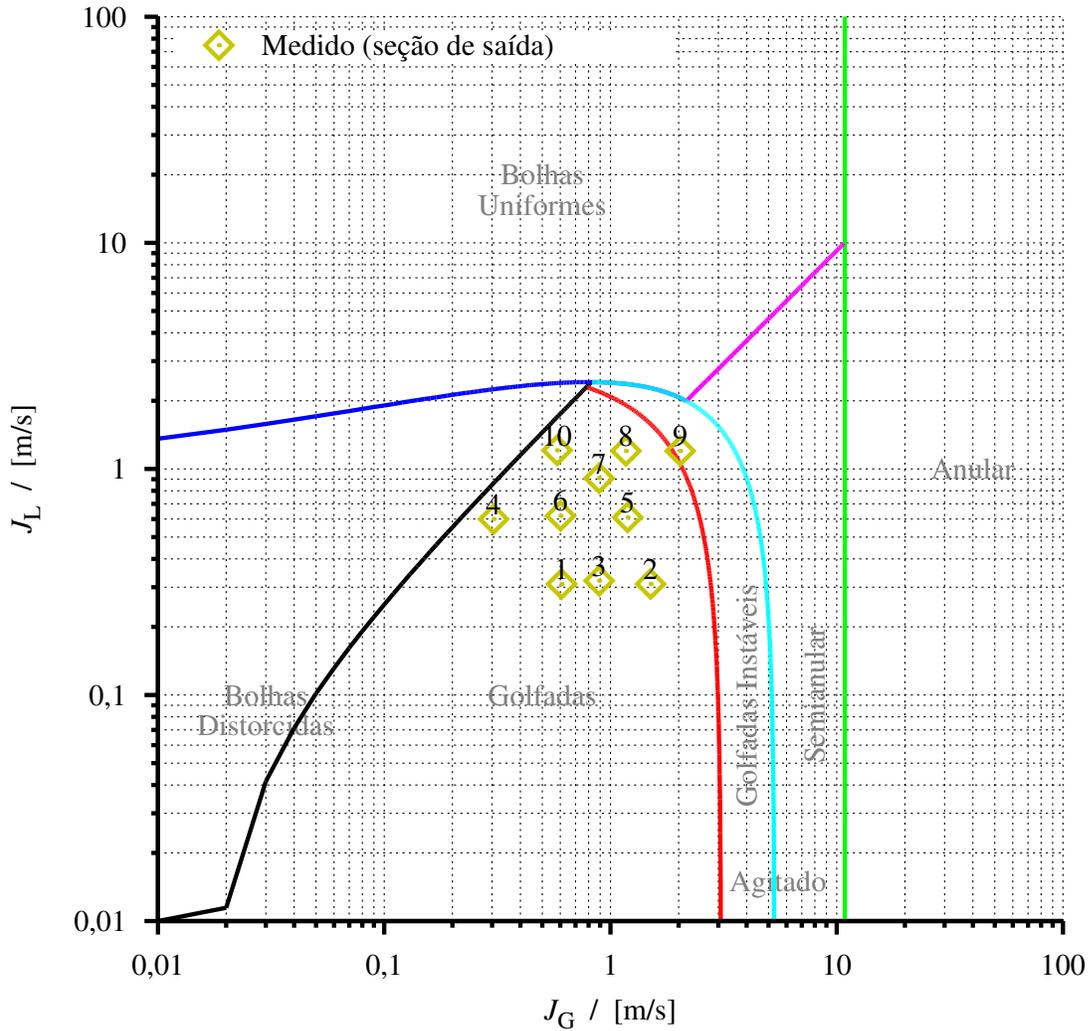


Figura A.1 - Pontos da Tabela A.1 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).

Tabela A.2 - Pontos experimentais da grade 4, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 30^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	$P(\text{abs.})$ [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	SL	87,0	1,3	31,0	0,3	978	15	27	3
2	SL	143,1	2,1	31,0	0,3	1004	16	23	3
3	SL	56,7	0,9	33,0	0,3	983	13	32	3
4	SL	31,2	0,5	60,0	0,6	1000	10	43	2
5	SL	59,0	0,9	60,0	0,6	992	11	37	2
6	SL	114,5	1,7	60,0	0,6	1015	12	31	3
7	SL	83,8	1,3	93,0	0,9	1027	59	41	13
8	SL	57,4	0,9	121,0	1,2	1004	25	50	5
9	SL	191,4	2,9	121,0	1,2	1037	14	44	3
10	SL	112,9	1,7	122,0	1,2	1012	13	46	3

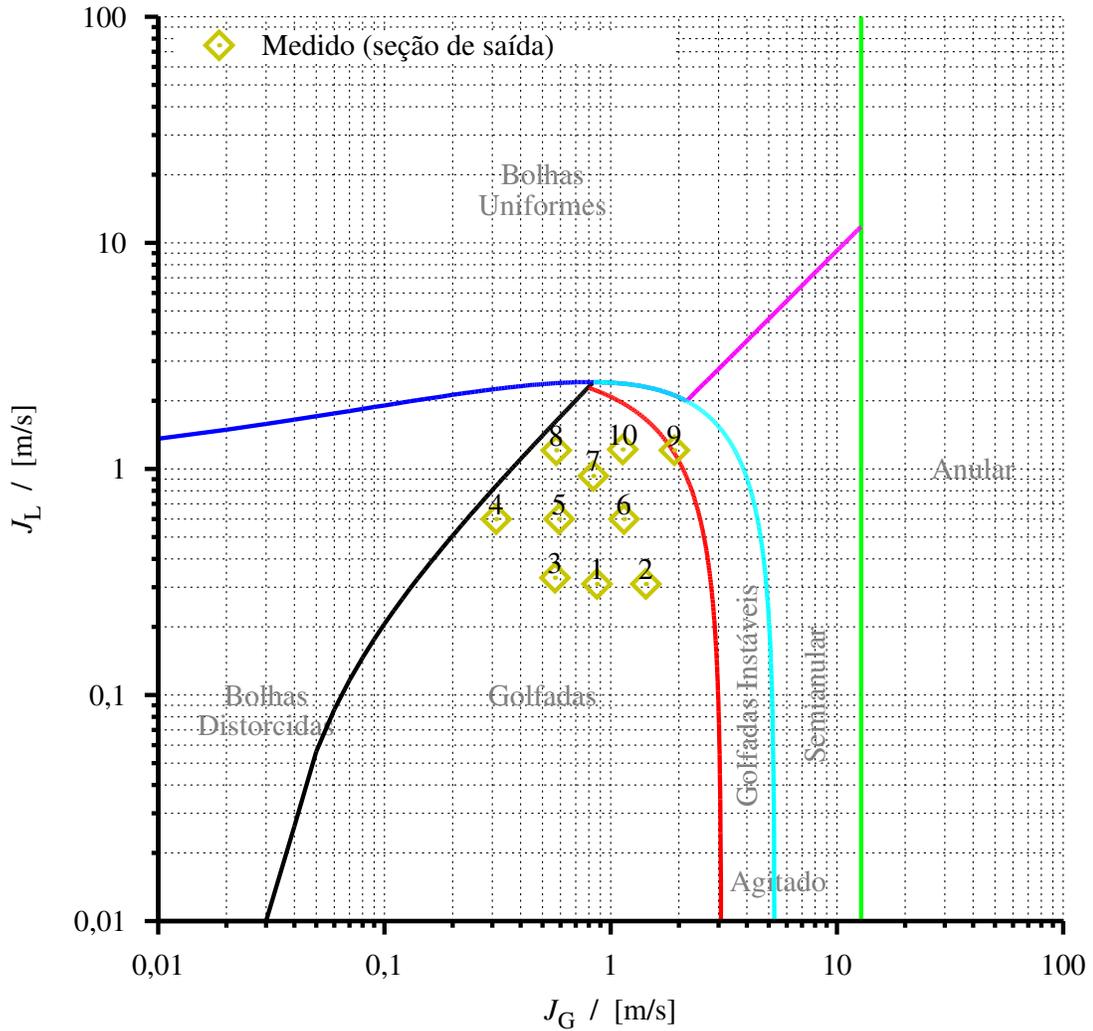


Figura A.2 - Pontos da Tabela A.2 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).

Tabela A.3 - Pontos experimentais da grade 5, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 45^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	P (abs.) [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	SL	58,2	0,9	32,0	0,3	990	20	45	4
2	SL	87,0	1,3	33,0	0,3	988	19	40	4
3	SL	139,1	2,1	33,0	0,3	1013	19	34	4
4	SL	27,1	0,4	61,0	0,6	1012	12	62	2
5	SL	56,6	0,8	61,0	0,6	1002	13	52	3
6	SL	112,7	1,7	61,0	0,6	1007	16	43	3
7	SL	85,9	1,3	91,0	0,9	1012	12	54	3
8	SL	54,5	0,8	120,0	1,2	1023	39	66	8
9	SL	109,2	1,6	121,0	1,2	1039	36	59	8
10	SL	191,2	2,9	122,0	1,2	1048	13	55	3

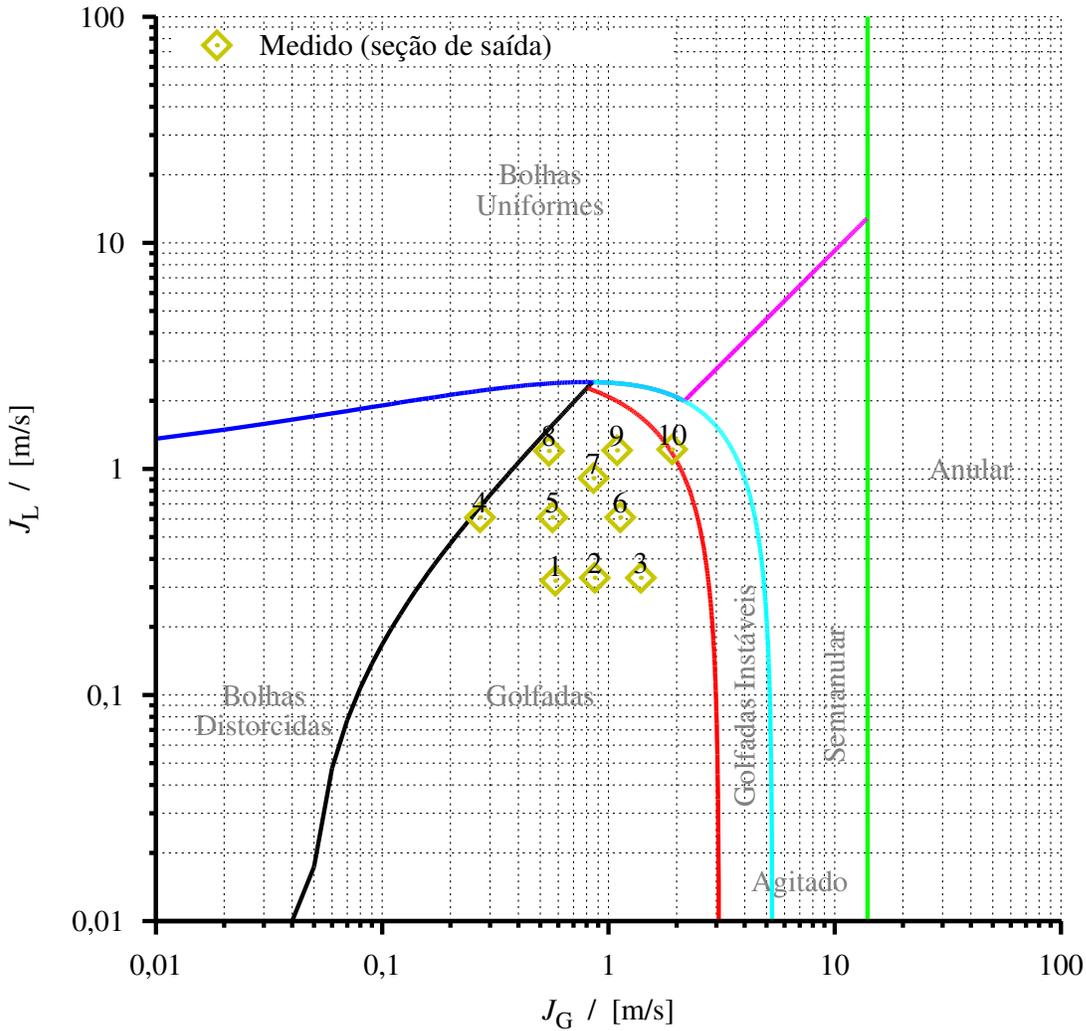


Figura A.3 - Pontos da Tabela A.3 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).

Tabela A.4 - Pontos experimentais da grade 6, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 60^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	$P(\text{abs.})$ [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	SL	58,2	0,9	28,0	0,3	1007	21	56	5
2	SL	138,9	2,1	29,0	0,3	1020	18	40	4
3	SL	84,7	1,3	32,0	0,3	1004	17	50	4
4	SL	25,6	0,4	60,0	0,6	1035	12	77	3
5	SL	54,6	0,8	60,0	0,6	1021	14	65	3
6	SL	108,4	1,6	61,0	0,6	1020	17	54	4
7	SL	85,2	1,3	91,0	0,9	1032	13	66	3
8	SL	55,1	0,8	120,0	1,2	1045	13	80	3
9	SL	108,5	1,6	121,0	1,2	1045	12	71	3
10	SL	182,4	2,7	121,0	1,2	1078	16	66	3

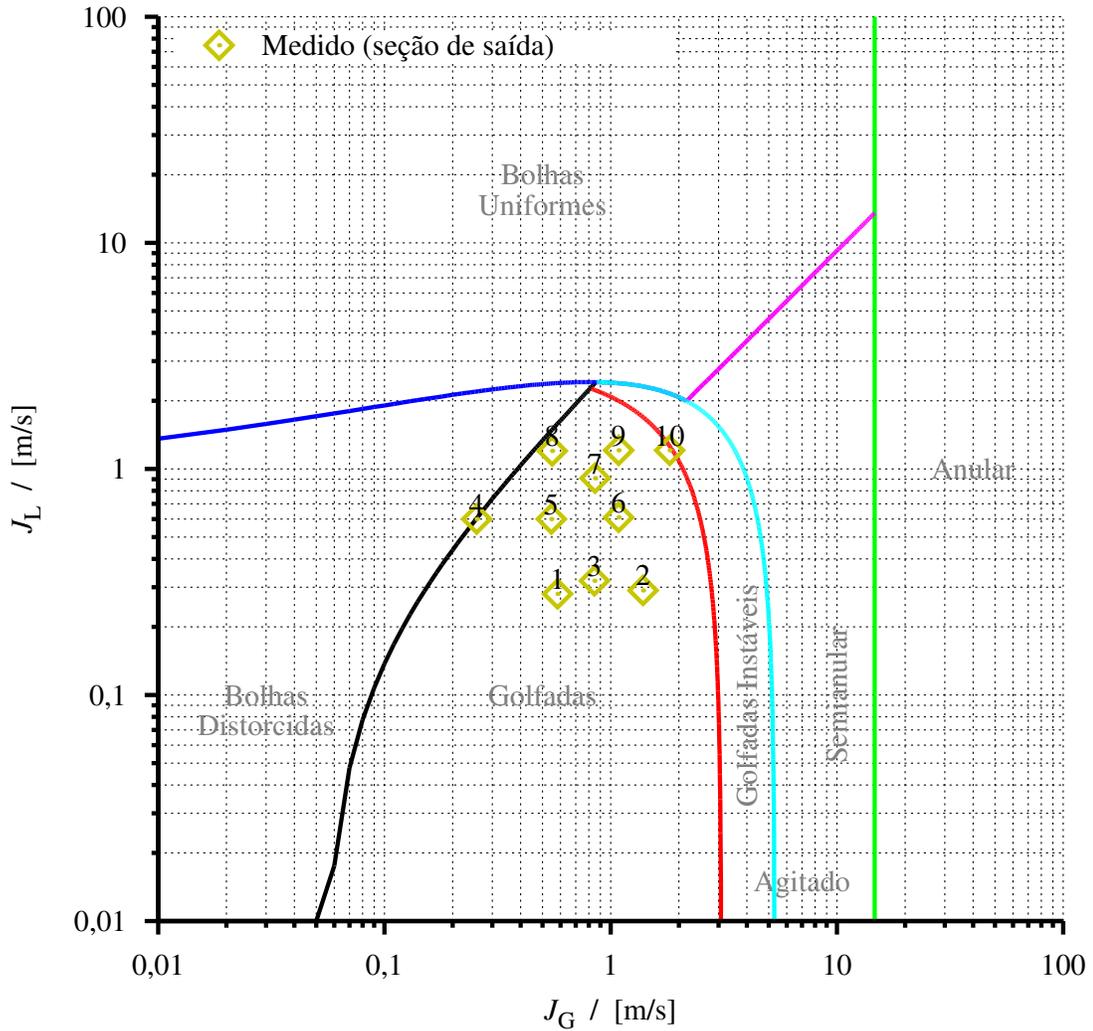


Figura A.4 - Pontos da Tabela A.4 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).

Tabela A.5 - Pontos experimentais da grade 7, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 75^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	$P(\text{abs.})$ [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	SL	145,5	2,2	30,0	0,3	981	20	42	4
2	SL	85,9	1,3	31,0	0,3	1001	17	56	4
3	SL	57,6	0,9	32,0	0,3	1017	16	66	3
4	SL	54,8	0,8	60,0	0,6	1035	13	76	3
5	SL	27,8	0,4	61,0	0,6	1055	15	88	3
6	SL	112,0	1,7	61,0	0,6	1012	14	61	3
7	SL	84,1	1,3	90,0	0,9	1033	12	75	3
8	SL	54,8	0,8	121,0	1,2	1052	13	89	3
9	SL	108,6	1,6	121,0	1,2	1044	11	80	2
10	US	191,4	2,9	121,0	1,2	1037	12	70	3

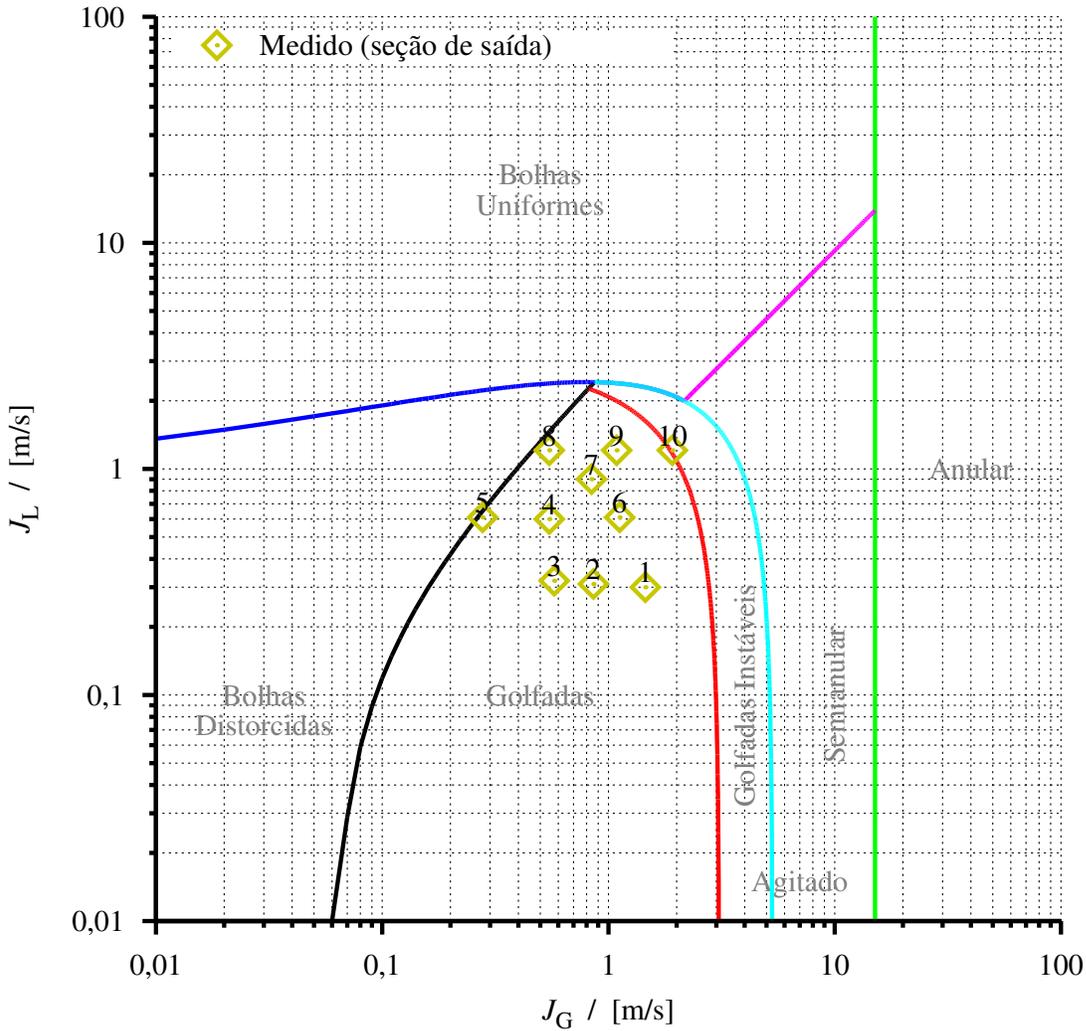


Figura A.5 - Pontos da Tabela A.5 no mapa de padrões modificado de Taitel et al. (1980).

Tabela A.6 - Pontos experimentais da grade 8, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 90^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	$P(\text{abs.})$ [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	DB	26,2	0,4	90,0	0,9	1082	21	81	5
2	DB	24,6	0,4	118,0	1,2	1113	18	88	4
3	DB	45,0	0,7	124,0	1,2	1154	16	86	3
4	SL	23,1	0,3	28,0	0,3	1066	14	69	3
5	SL	165,1	2,5	30,0	0,3	1019	24	32	5
6	SL	51,9	0,8	61,0	0,6	1074	20	66	4
7	SL	102,3	1,5	61,0	0,6	1081	17	53	4
8	SL	35,8	0,5	79,0	0,8	1081	22	78	5
9	SL	76,2	1,1	88,0	0,9	1128	17	69	4
10	SL	70,5	1,1	118,0	1,2	1193	15	80	3

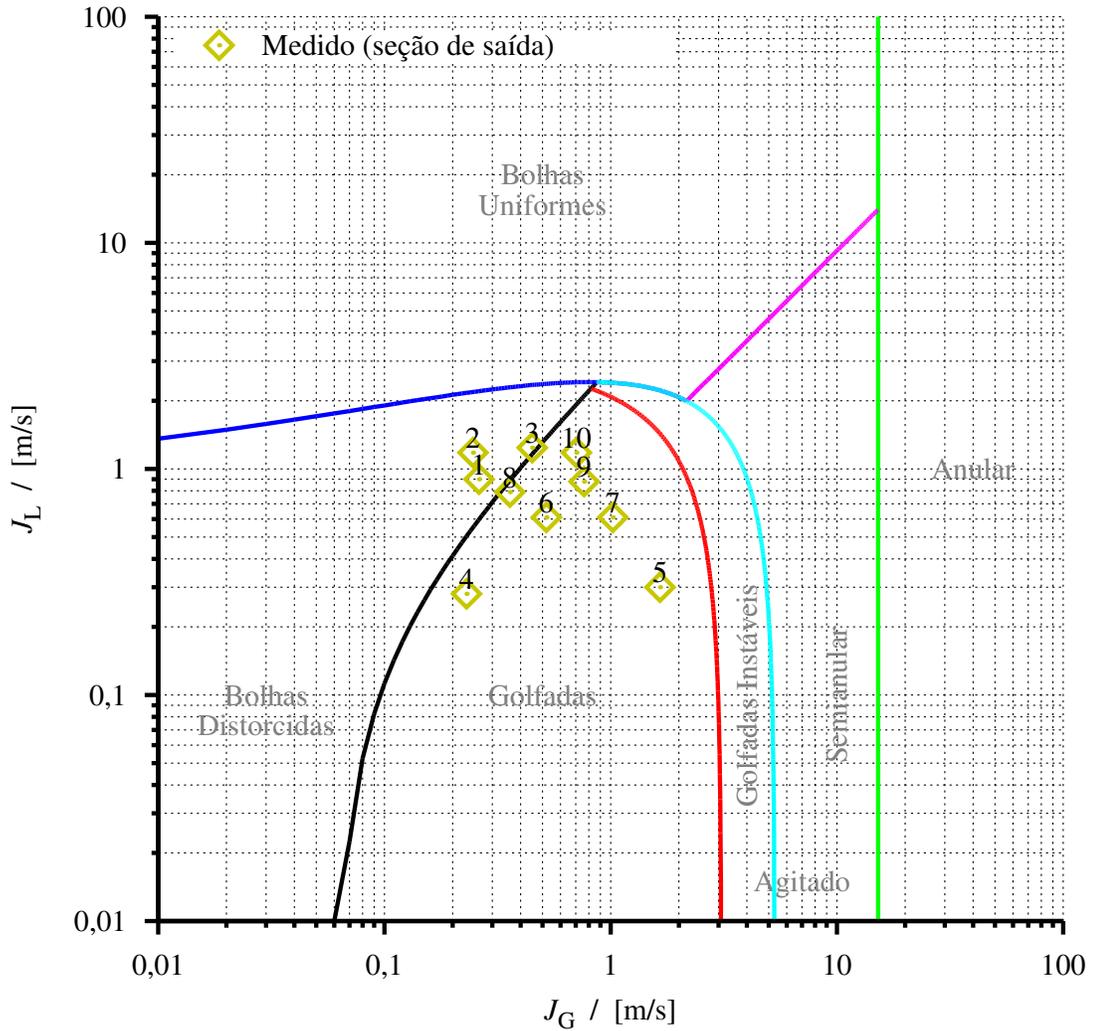


Figura A.6 - Pontos da Tabela A.6 no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).

A.2 Dados Experimentais Obtidos por Rosa e Mastelari (2008)

Os pontos experimentais, apresentados na Tabela A.7, correspondem à grade 9. Estes pontos foram obtidos por Rosa e Mastelari (2008) no circuito com inclinação variável descrito na Seção 6.2, com a treliça posicionada em 90° em relação à horizontal. Os valores de J_G , J_L e P correspondem aos valores estimados na estação 2 e $\Delta P/L$ corresponde ao valor medido entre as estações 1 e 2, posicionadas em 1,99 m e 6,68 m à jusante do misturador gás-líquido, num tubo de 26 mm de diâmetro interno e 7,98 m de extensão. A faixa de velocidades superficiais das fases permite a ocorrência dos padrões disperso (bolhas distorcidas (DB) e bolhas uniformes (UB)), separado (semianular (SA) e anular (AN)) e intermitente (golfadas (SL) e golfadas instáveis (US)). Para referência, a Figura A.7 apresenta os pontos experimentais no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).

Tabela A.7 - Pontos experimentais da grade 9, sendo $D = 26$ mm, $L = 180D$ e $\theta = 90^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	P (abs.) [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	DB	14,3	0,2	29,0	0,3	1057	14	83	3
2	DB	13,2	0,2	60,0	0,6	1072	14	91	3
3	DB	21,3	0,3	61,0	0,6	1063	16	85	3
4	DB	20,9	0,3	119,0	1,2	1085	16	97	3
5	DB	13,0	0,2	121,0	1,2	1090	14	100	3
6	DB	51,5	0,8	212,0	2,1	1101	12	106	3
7	DB	26,4	0,4	216,0	2,2	1002	12	111	3
8	UB	15,2	0,2	222,0	2,2	872	12	114	2
9	UB	303,8	4,6	286,0	2,9	1281	25	120	5
10	UB	171,6	2,6	292,0	2,9	1212	14	120	3
11	UB	92,5	1,4	295,0	3,0	1287	314	123	4
12	UB	52,2	0,8	299,0	3,0	1105	23	123	5
13	UB	27,3	0,4	305,0	3,1	936	27	126	6
14	UB	15,9	0,2	309,0	3,1	889	13	132	3
15	SL	202,5	3,0	30,0	0,3	1041	23	31	5
16	SL	188,1	2,8	63,0	0,6	1070	19	47	4
17	SL	54,6	0,8	120,0	1,2	1073	16	87	3
18	SL	182,5	2,7	124,0	1,2	1108	16	71	3
19	SL	109,0	1,6	125,0	1,3	1075	15	77	3
20	US	102,4	1,5	213,0	2,1	1117	12	101	3
21	US	185,6	2,8	213,0	2,1	1151	13	96	3
22	SA	976,3	14,6	59,0	0,6	1113	53	48	11
23	SA	1436,1	21,5	120,0	1,2	1316	62	99	13

Continua na próxima página...

Tabela A.7 - Continuação

24	SA	908,5	13,6	128,0	1,3	1248	52	78	11
25	SA	811,1	12,2	199,0	2,0	1334	33	100	7
26	SA	538,8	8,1	203,0	2,0	1307	23	95	5
27	SA	305,5	4,6	209,0	2,1	1225	13	94	3
28	SA	1102,3	16,5	209,0	2,1	1517	46	132	10
29	SA	770,8	11,6	269,0	2,7	1468	21	129	4
30	SA	475,8	7,1	279,0	2,8	1380	28	122	6
31	AN	2106,2	31,6	22,0	0,2	1039	18	32	4
32	AN	2018,7	30,3	24,0	0,2	1044	20	33	4
33	AN	1757,5	26,4	35,0	0,4	1075	33	40	7
34	AN	1654,3	24,8	65,0	0,7	1160	54	63	12
35	AN	1977,8	29,7	120,0	1,2	1440	62	116	13

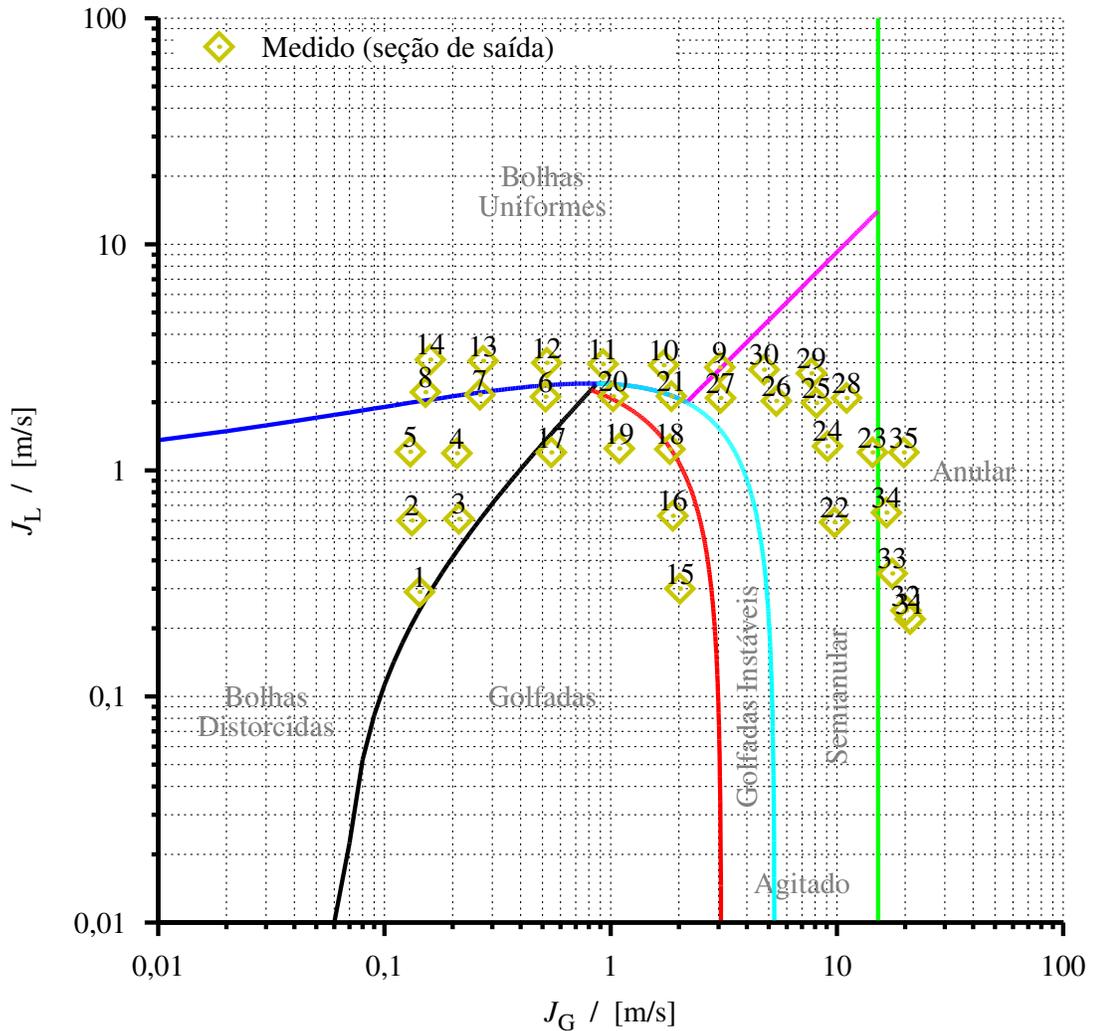


Figura A.7 - Pontos da Tabela A.7 no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).

A.3 Dados Experimentais Obtidos por Torres (1992)

Os pontos experimentais, apresentados na Tabela A.8, correspondem à grade 10. Estes pontos foram obtidos por Torres (1992) num circuito horizontal de 9,13 m de extensão, 38,1 mm de diâmetro interno e rugosidade absoluta considerada aproximadamente nula, instalado no Laboratório de Departamento de Energia (DE) da Faculdade de Engenharia Mecânica (FEM) na Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP). Uma representação deste circuito é apresentada na Figura A.8. Os valores de J_G , J_L e P correspondem aos valores estimados na segunda tomada de pressão e $\Delta P/L$ corresponde ao valor medido entre a primeira e a segunda tomada de pressão, posicionadas em 5,71 m e 8,85 m à jusante do misturador gás-líquido. As incertezas dos dados experimentais foram estimadas por Torres (1992) em decorrência do processo de calibração do instrumentos de medição. A faixa de velocidades superficiais das fases permite a ocorrência do padrão separado (estratificado ondulado (SW)). Para referência, a Figura A.9 apresenta os pontos experimentais no mapa de padrões horizontal de Taitel e Dukler (1976).

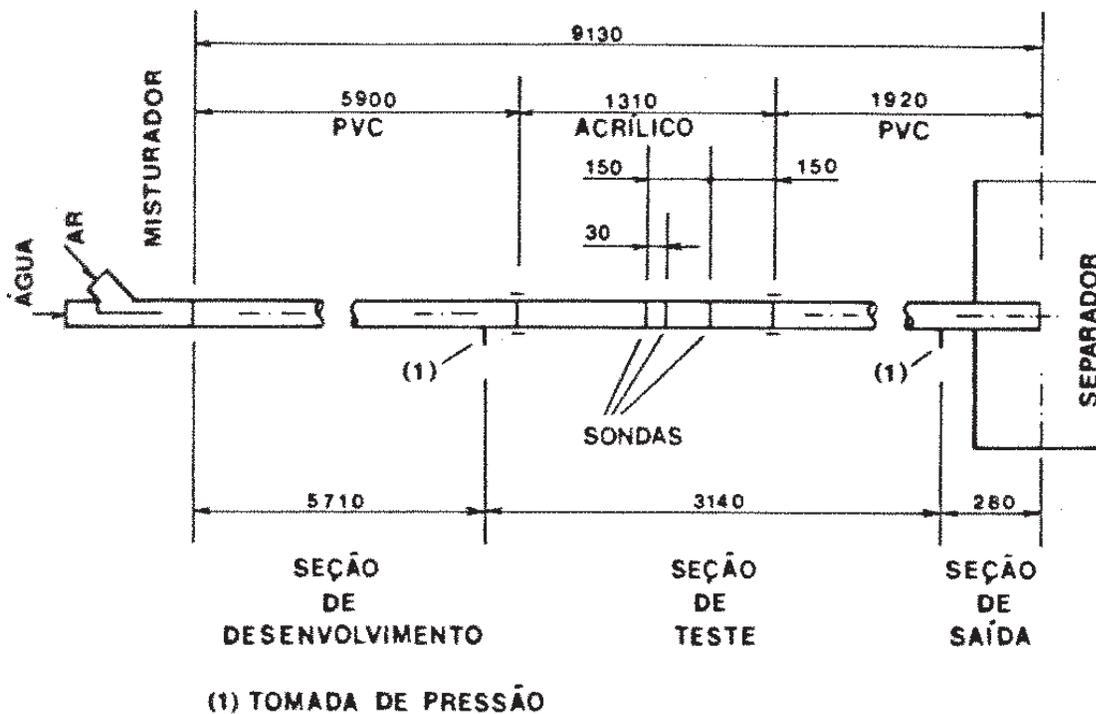


Figura A.8 - Diagrama esquemático da tubulação bifásica (cotas em mm).
Fonte: Torres (1992).

Tabela A.8 - Pontos experimentais da grade 10, sendo $D = 38$ mm, $L = 82D$ e $\theta = 0^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	$P(\text{abs.})$ [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	SW	434,0	12,2	0,88	0,02	985,36	0,02	0,178	0,005
2	SW	894,4	25,0	0,88	0,02	984,50	0,04	0,384	0,012
3	SW	431,1	12,1	2,09	0,04	989,65	0,02	0,180	0,005
4	SW	899,3	25,2	2,09	0,04	988,80	0,05	0,501	0,015
5	SW	424,2	11,9	2,95	0,06	988,80	0,01	0,135	0,004
6	SW	911,3	25,5	2,99	0,06	989,65	0,06	0,632	0,019
7	SW	433,0	12,1	3,97	0,08	989,65	0,01	0,144	0,004
8	SW	903,1	25,3	3,96	0,08	986,22	0,07	0,704	0,021
9	SW	430,3	12,0	7,11	0,14	987,24	0,02	0,254	0,008
10	SW	909,3	25,5	7,12	0,14	989,80	0,10	1,089	0,033

A.4 Dados Experimentais Obtidos por Owen (1986)

Os pontos experimentais, apresentados na Tabela A.9, correspondem à grade 11. Estes pontos foram obtidos por Owen (1986) na plataforma vertical de testes Harwell LOTUS de 23 m de extensão, 31,8 mm de diâmetro interno e rugosidade absoluta considerada aproximadamente nula, instalada no Departamento de Engenharia Química, da Faculdade de Ciências e Engenharia na Universidade de Birmingham. Uma representação deste circuito é apresentada na Figura A.10. Os valores de J_G , J_L e P correspondem aos valores estimados na segunda tomada de pressão e $\Delta P/L$ corresponde ao valor medido entre a primeira e a segunda tomada de pressão, posicionadas em 18,11 m e 19,37 m à jusante do misturador gás-líquido. As incertezas dos dados experimentais foram estimadas por Owen (1986) através de uma análise de propagação de incertezas das medições experimentais. A faixa de velocidades superficiais das fases permite a ocorrência dos padrões separado (semianular (SA) e anular (AN)) e intermitente (golfadas (SL)). Para referência, a Figura A.11 apresenta os pontos experimentais no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).

Tabela A.9 - Pontos experimentais da grade 11, sendo $D = 32$ mm, $L = 39D$ e $\theta = 90^\circ$.

Ponto [#]	Padrão [sigla]	J_G [cm/s]	ϵ_{J_G} [cm/s]	J_L [cm/s]	ϵ_{J_L} [cm/s]	$P(\text{abs.})$ [mbar]	ϵ_P [mbar]	$\Delta P/L$ [mbar/m]	$\epsilon_{(\Delta P/L)}$ [mbar/m]
1	SL	253	32	19,9	0,3	2400	24	23,4	2,5
2	SL	260	33	19,9	0,3	2400	24	22,9	2,5

Continua na próxima página...

Tabela A.9 - Continuação

3	SL	295	30	19,9	0,3	2400	24	21,0	2,5
4	SL	316	23	19,9	0,3	2400	24	20,5	2,5
5	SL	348	22	19,9	0,3	2400	24	20,7	2,3
6	SL	387	22	19,9	0,3	2400	24	20,5	2,5
7	SL	390	22	19,9	0,3	2400	24	20,0	2,5
8	SL	485	16	19,9	0,3	2400	24	24,1	1,3
9	SL	534	16	19,9	0,3	2400	24	23,6	1,3
10	SA	583	16	19,9	0,3	2400	24	23,2	1,3
11	SA	598	16	19,9	0,3	2400	24	22,4	1,3
12	SA	640	11	19,9	0,3	2400	24	21,9	1,3
13	SA	780	12	19,9	0,3	2400	24	20,5	1,3
14	SA	907	13	19,9	0,3	2400	24	20,2	1,0
15	SA	1079	14	19,9	0,3	2400	24	20,5	0,8
16	SA	1181	14	19,9	0,3	2400	24	21,2	0,8
17	AN	1754	21	19,9	0,3	2400	24	28,4	0,5
18	AN	2833	68	19,9	0,3	2400	24	35,1	0,8
19	AN	2840	31	19,9	0,2	2400	24	36,9	0,3
20	AN	3128	66	19,9	0,3	2400	24	36,1	0,8
21	AN	3480	66	19,9	0,3	2400	24	37,5	0,8
22	AN	3497	45	19,9	0,2	2400	24	39,4	0,3
23	SL	202	76	40,1	0,3	2400	24	32,4	1,1
24	SL	255	64	40,1	0,3	2400	24	30,1	1,9
25	SL	294	55	40,1	0,3	2400	24	28,1	0,9
26	SL	344	52	40,1	0,3	2400	24	27,5	1,3
27	SL	415	48	40,1	0,3	2400	24	28,4	0,7
28	SA	528	44	40,1	0,3	2400	24	29,0	0,5
29	SA	553	58	40,1	0,3	2400	24	29,4	0,5
30	SA	574	29	40,1	0,3	2400	24	29,4	0,5
31	SA	592	29	40,1	0,3	2400	24	30,7	0,7
32	SA	621	29	40,1	0,3	2400	24	29,8	0,7
33	SA	645	29	40,1	0,3	2400	24	30,3	0,9
34	SA	741	34	40,1	0,3	2400	24	30,9	0,7
35	SA	851	29	40,1	0,3	2400	24	32,0	0,5
36	SA	1011	27	40,1	0,3	2400	24	33,0	1,3
37	SA	1238	25	40,1	0,3	2400	24	35,6	0,5
38	SA	1468	23	40,1	0,3	2400	24	38,4	0,3
39	AN	1582	19	40,1	0,3	2400	24	38,8	0,7
40	AN	1653	21	40,1	0,3	2400	24	39,4	0,9
41	AN	1784	23	40,1	0,3	2400	24	40,0	0,6
42	AN	1947	23	40,1	0,3	2400	24	42,2	0,5
43	AN	2096	25	40,1	0,3	2400	24	43,9	0,5
44	AN	2270	27	40,1	0,3	2400	24	46,0	0,5
45	AN	2879	32	40,1	0,3	2400	24	53,5	0,5
46	AN	2911	64	40,1	0,3	2400	24	50,7	1,0
47	AN	3160	66	40,1	0,3	2400	24	52,6	1,0
48	AN	3539	46	40,1	0,2	2400	24	57,5	0,5

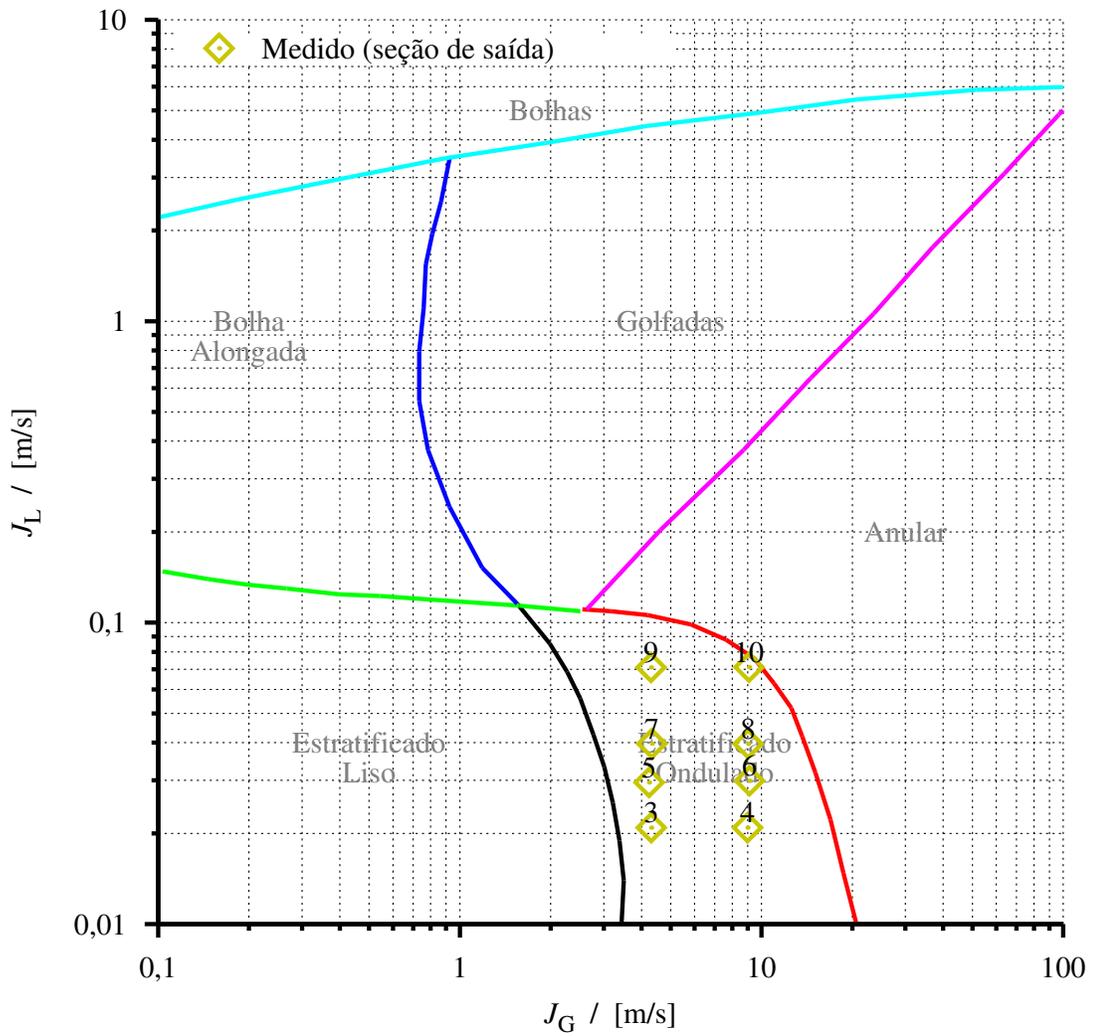


Figura A.9 - Pontos da Tabela A.8 no mapa de padrões horizontal de Taitel e Dukler (1976).

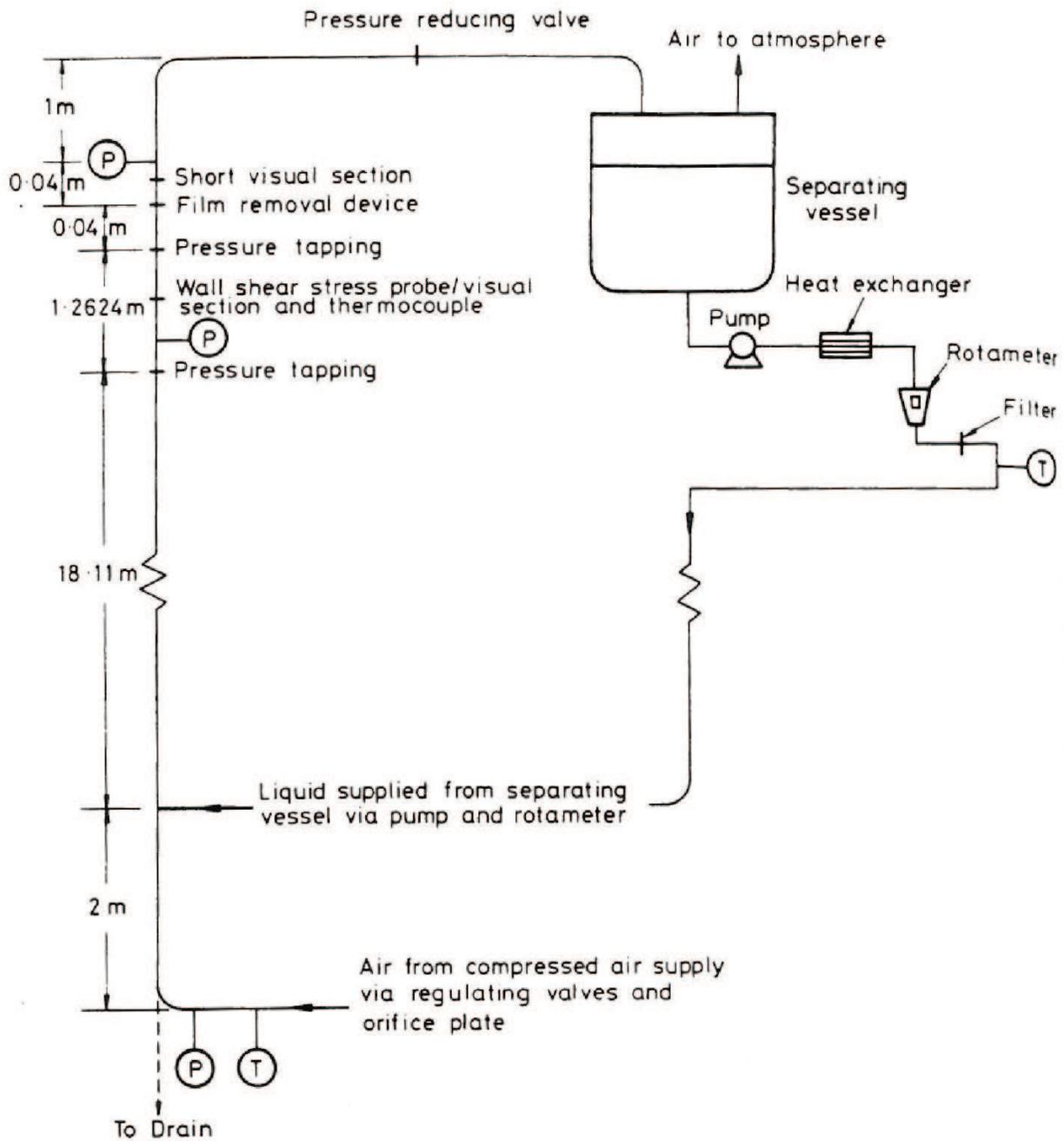


Figura A.10 - Diagrama esquemático da plataforma vertical de testes Harwell LOTUS.
 Fonte: Owen (1986).

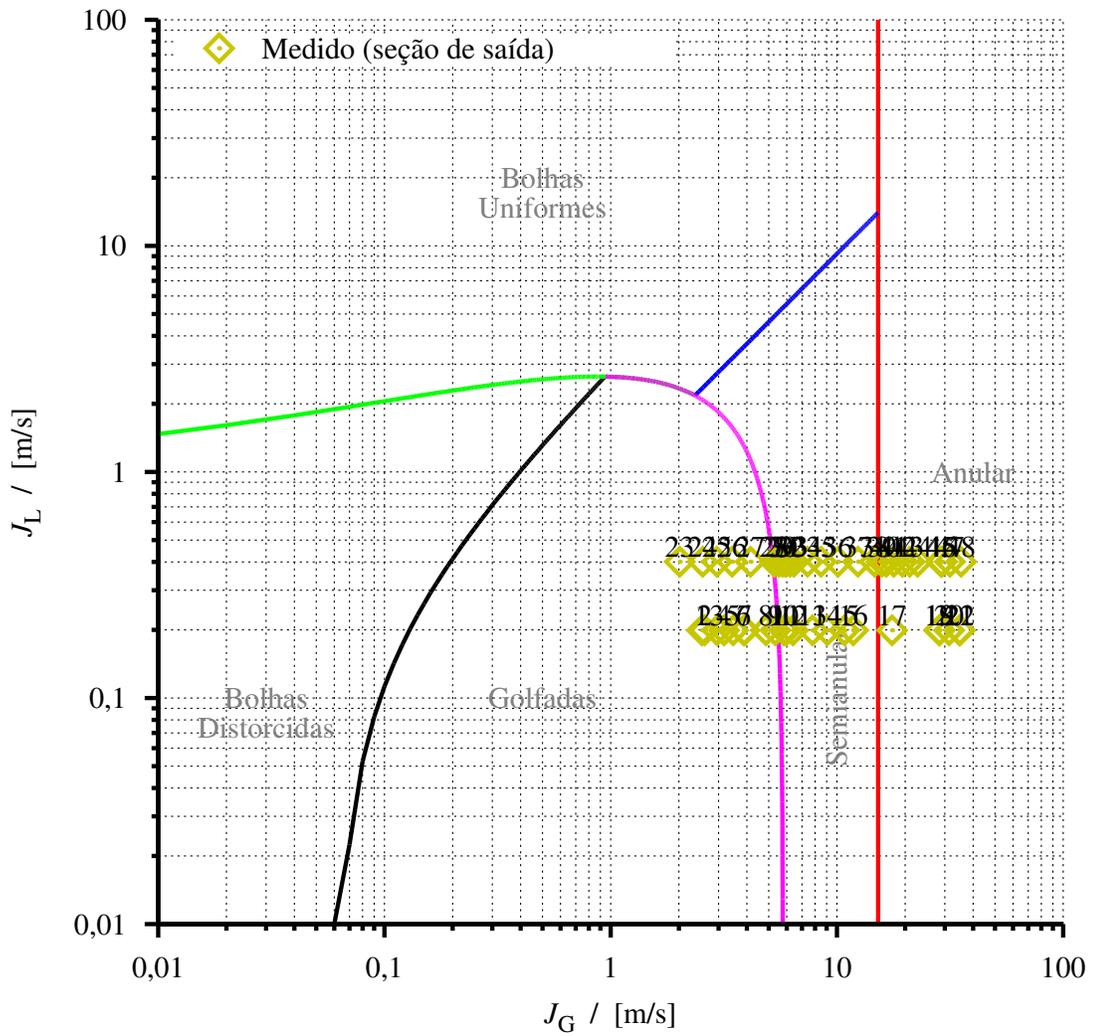


Figura A.11 - Pontos da Tabela A.9 no mapa de padrões vertical de Taitel et al. (1980).