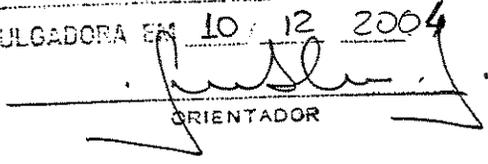


ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR ARLINDO DE
MATOS E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 10/12/2004


ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

**Distribuição de Fases de Escoamento a Bolhas em
Duto de Secção Quadrada Através de Curva de
180° no Plano Vertical**

Autor : Arlindo de Matos

Orientador: Fernando de Almeida França

Co-Orientador: Eugênio Spanó Rosa

01/04

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SECÇÃO CIRCULANTE

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
ENERGIA**

**Distribuição de Fases de Escoamento a Bolhas em
Duto de Secção Quadrada Através de Curva de
180° no Plano Vertical**

Autor : Arlindo de Matos

Orientador: Fernando de Almeida França

Co-Orientador: Eugênio Spanó Rosa

Curso: Engenharia Mecânica.

Área de concentração: Térmica e Fluidos

Tese de doutorado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2004

S.P. - Brasil

UNIDADE	
Nº CHAMADA	
V	EX
TOMBO BC/	
PROC.	
C	D
PREÇO	
DATA	
Nº CPD	

UNIDADE	BC
Nº CHAMADA	+UNICAMP
	11428d
V	EX
TOMBO BC/	63595
PROC.	16.P.00086.05
C	D <input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	11,00
DATA	12/05/05
Nº CPD	

BIB ID - 349391

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

428	Matos, Arlindo de
M338d	Distribuição de fases de escoamento a bolhas em duto de secção quadrada através de curva de 180° no plano vertical / Arlindo de Matos.--Campinas, SP: [s.n.], 2004.
	Orientadores: Fernando de Almeida França e Eugênio Spanó Rose.
	Tese (Doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.
	1. Escoamento bifásico. 2. Turbulência. I. França, Fernando de Almeida. II. Rosa, Eugênio Spanó. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. IV. Título.

Titulo em Inglês: Phase segregation in bubbly flow in square section duct inside a 180 degree vertical plan curve.

Palavras-chave em Inglês: Flow, Two-phase, Turbulence

Área de concentração: Térmica e fluidos

Titulação: Doutorado

Banca examinadora: Kazuioishi Minami, Elísio Caetano Filho, Sérgio N. Bordalo e Luiz Felipe Mendes de Moura

Data da defesa: 10/12/2004

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
ENERGIA

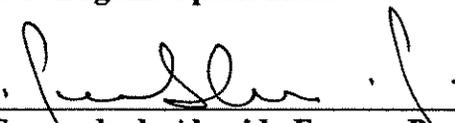
TESE DE DOUTORADO

**Distribuição de Fases de Escoamento a Bolhas em
Duto de Secção Quadrada Através de Curva de
180° no Plano Vertical**

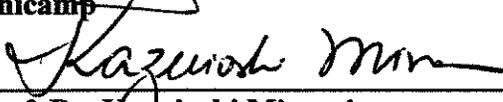
Autor : **Arlindo de Matos**

Orientador: **Fernando de Almeida França**

Co-Orientador: **Eugênio Spanó Rosa**



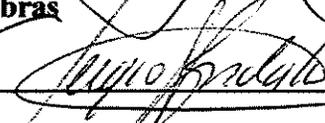
Prof. Dr. Fernando de Almeida França, Presidente
Unicamp



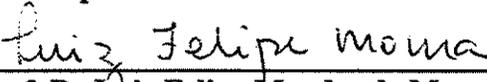
Prof. Dr. Kazuio Minami
Petrobras



Prof. Dr. Elisio Caetano Filho
Petrobras



Prof. Dr. Sérgio N. Bordalo
Unicamp



Prof. Dr. Luiz Felipe Mendes de Moura
Unicamp

Campinas, 10 de dezembro de 2004

200509383

Dedico esta tese a minha esposa Inês Elcione Guimarães, que durante este trabalho sempre esteve presente tanto nos momentos alegres quanto nos momentos difíceis e compartilha comigo a alegria de viver.

Agradecimentos

Eu gostaria de prestar minha homenagem a diversas pessoas que direta ou indiretamente participaram da elaboração desta tese, quer seja com contribuições ou com a amizade neste tempo.

Ao Prof. Dr. Fernando de Almeida França que me aceitou orientar e o fez sempre com muita dedicação.

Ao meu amigo o Prof. Dr. Eugênio Spanó Rosa que sempre me apoiou nos momentos difíceis, me incentivou na elaboração desta tese e me coorientou durante a elaboração da mesma.

Ao Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto, em quem eu sempre me espelhei para poder fazer um trabalho cada vez melhor.

Aos amigos: Silvia e André, Lilia e Rigoberto, Fabiana e Oscar, Cristina e Batistinha, Edna e Everaldo que sempre estiveram presentes em meu dia a dia.

Aos técnicos do laboratório que ajudaram na montagem do experimento. Em especial aos técnicos Alcimar, Gilmar e ao Eng. Morandim.

Aos meus familiares que mesmo não morando perto sempre me incentivaram a seguir meu caminho.

Eu também não poderia deixar de agradecer a FAPESP pelo apoio financeiro prestado através de Bolsa e da reserva técnica, sem os quais a elaboração deste trabalho seria impossível.

Resumo

A distribuição das fases de um escoamento a bolhas ocorrendo no interior de um duto de seção quadrada em uma curva de 180° é o tema deste trabalho. Utilizou-se, para tanto, de abordagens experimental e numérica. Assim, aspectos como a influência da intensidade do campo centrífugo na segregação das fases, detalhes do processo de migração das bolhas de gás da seção externa para a interna da curva e o papel desempenhado pela turbulência neste fenômeno, são apresentados e discutidos. A experimentação ocorreu em um circuito devidamente preparado para o escoamento de misturas de ar e água no padrão em bolhas, ocorreu em pressões próximas da atmosfera e à temperatura ambiente ($\cong 23^\circ\text{C}$). A fração de vazio local foi medida sobre cada um de quatro planos transversais ao escoamento ao longo da curva. Para medir a distribuição de fração de vazio nestes quatro planos utilizou-se de sondas elétricas condutivas de fio único. As velocidades superficiais de líquido e gás e, conseqüentemente, as respectivas vazões, aplicadas no experimento variaram de 0,9 m/s a 3,0 m/s e 0,04 m/s a 0,5 m/s, respectivamente. Os resultados experimentais de distribuição de fração de vazio foram comparados com cálculos numéricos realizados pelo CFD Phoenix. Uma implementação Euleriana-Euleriana do Modelo de Dois Fluidos, representado por suas equações locais médio-temporais, foi utilizada para representar matematicamente o escoamento. As equações de conservação da massa e da quantidade de movimento foram escritas em termos de coordenadas generalizadas para um sistema 3D cartesiano. Termos fontes adicionais simularam a ação do campo centrífugo que surge no escoamento ao longo da curva. O fechamento do sistema de equações diferenciais foi obtido com a utilização de termos interfaciais. Dois modelos foram empregados para representar o tensor turbulento (Algébrico, e k- ϵ padrão), ambos com termo complementar que considerava a turbulência adicional induzida pelo movimento relativo das bolhas. Os resultados experimentais e numéricos da distribuição de fração de vazio nos quatro diferentes planos ao longo da curva, da seção de entrada até sua seção de saída, para as várias condições operacionais, foram comparados em termos de gráficos de iso-superfícies, que deram uma visão geral, mas aproximada, das distribuições, e também em termos de gráficos lineares, em termos do valor local da fração de vazio. A comparação entre resultados indicou detalhes do processo de migração das fases. Adicionalmente, gráficos de escoamento secundário, distribuição de velocidades, distribuição de energia cinética turbulenta e de viscosidade turbulenta foram apresentados para que o papel da turbulência na segregação das fases se tornasse passível de análise.

Abstract

The phase segregation in gas-liquid bubbly flow taking place inside a 180 degree plane curve, i.e., with null torsion, is the subject of this work. Both experimental and numerical approaches have been performed. Thus, aspects as the influence of intensity of centrifugal field on phase segregation, the role played by turbulence on phase segregation and details of the gas bubbles migration from the outer to inner curve section have been disclosed. The experimentation was carried on in a set-up prepared to run air-water flows, and the flow happened at near atmospheric pressure and ambient temperature (23°C). The local void fraction was measured four transversal planes along the curve. To measure the void fraction distribution one used a single wire conductive probe. The liquid and the gas superficial velocities varied from 0.9 m/s to 3.0 m/s and 0.04 m/s to 0.5 m/s, respectively. The experimental results for the void fraction distribution were compared with numerical calculations performed by the CFD Phoenix. An Eulerian-Eulerian implementation of the Two-Fluid Model, expressed by time-averaged variables, was used to give a mathematical representation of the flow. The mass and momentum conservation equations were written in terms of generalized coordinates for a 3D Cartesian coordinate system. Additional source terms simulated the centrifugal field that arises along the curve. The closure of the system of differential equations was achieved by the use of interfacial terms. Two models were used to express the turbulent tensor, (Algebraic and k- ϵ model) with complimentary terms accounting the bubble-induced turbulence. The numerical results for the void fraction distribution in different transversal planes were compared with the experimental ones, in terms of surface and linear plots, providing both a qualitative overview and a fine inspection of the gas segregation. The comparisons between the void distribution on the four planes along the curve, for different operational conditions, revealed the influence of the centrifugal field intensity on the phase segregation and gave an overview of the phase migration from the outer to the inner section of the curve. Additionally, plots of secondary flow, velocity distribution, turbulent kinetic energy and turbulent viscosity were also presented in order to turn on the light over the role played by the turbulence on the phase segregation process.

Índice

Resumo	iii
Abstract.....	iv
Índice de Figuras	viii
Nomenclatura.....	xv
Capítulo 1 - Introdução.....	1
1.1 - Generalidades de Escoamento Multifásico.....	1
1.2 – Escoamento Multifásico na Indústria de Petróleo	4
1.3 - Abordagem utilizada neste trabalho	5
Capítulo 2 - Revisão da Bibliografia.....	9
2.1 - Introdução	9
2.2 - O Modelo de Dois Fluidos e as Forças Interfaciais	9
2.3 - Simulação numérica	14
2.3.1 – Modelos Turbulentos Para Escoamento Bifásico	15
2.3.2 - Condições de contorno	17
2.4. – Técnicas de medida e caracterização da distribuição das fases	17
2.5 – Escoamento Bifásico em Tubulação de Seção não circular.....	18
2.6 – Conclusão da Revisão da Literatura	22
Capítulo 3- Descrição do Experimento	23
3.1 - Introdução	23
3.2 – Circuito e Seção de teste	24
3.2.1 Circuito de Teste.....	24
3.2.2 – Seção de teste.....	26
3.3 - Procedimentos de medição da fração de vazão local	28
3.4 - Testes Preliminares	33
3.4.1 – Teste de Simetria	33
3.5 - Definição das condições operacionais para os testes efetuados.....	38
Capítulo 4 - Equações do Modelo de Dois Fluidos	40
4.1 – Introdução	40
4.2 – Função densidade de fase e fração de vazão local	40
4.3 – Modelo de dois Fluidos.....	42

4.4 – A Força de Pressão Interfacial	44
4.5 - As Forças Interfaciais	46
4.5.1 – Força de Arrasto	46
4.5.2 - Força de Sustentação Lateral	48
4.5.2.1 – Força na parede.....	48
4.5.3 – Força de Massa Virtual	50
4.6 – Turbulência	51
4.6.1 - Turbulência induzida pelas bolhas	52
4.6.2 – Modelo LVEL.....	53
4.6.3 – Modelo k- ϵ Padrão.....	54
Capítulo 5– Método Numérico	57
5.1 - Introdução.....	57
5.2 - Equações em coordenadas Generalizadas	57
5.3 - Discretização das equações de Conservação.....	69
5.4 - Malha utilizada.....	72
5.4.1 - Malha na direção transversal para o modelo k- ϵ padrão.....	73
5.4.2 - Malha na direção transversal para o modelo algébrico.....	73
5.5- Termos Fontes e Condições de Contorno.....	74
5.5.1 – Tipos de condições de contorno	75
5.5.2 - Condições de Contorno Para escoamento Bifásico	75
5.5.2.1 - Condição de contorno de entrada e saída.....	76
5.5.2.2 - Condição de contorno de parede	77
5.5.3 - Linearização dos termos-fonte das equações de k e ϵ no modelo k- ϵ padrão... 79	
5.5.4 – Rearranjo dos termos-fonte devido à curvatura.....	80
5.5.5 – Relaxação das variáveis utilizadas nas simulações.....	82
Capítulo 6 - Resultados	84
6.1 - Introdução.....	84
6.2 - Simulação monofásica e teste de malha	84
6.2.1 – Simulação monofásica.....	84
6.2.2 – Teste de Malha.....	87
6.3 - Resultados experimentais	89

6.4 - Simulação numérica bifásica do escoamento na curva plana, precedida e sucedida por tubo reto ascendente, e descendente.	96
6.4.1. - Comparação qualitativa com resultados experimentais nas seções transversais	96
6.4.2. – Evolução longitudinal da fração de vazio	102
6.4.3 - Comparação Quantitativa da Fração de Vazio	104
6.4.4 – Escoamento Secundário	111
6.4.5 – Perfis da velocidade do líquido e da energia cinética turbulenta.....	112
Capítulo 7 - Conclusões e Sugestões para Trabalhos Futuros	116
Capítulo 8 - Bibliografia	122
Anexo 1- Programas utilizados	132
Arquivo Q1	132
Arquivo Ground.....	139
Arquvivo gxgenk (somente a parte modificada).....	148
Arquivo gxturb.f (somente a parte modificada).....	151
Arquivo gxintp.f (somente a parte modificada).....	152
Anexo 2 - Resultados para outros pares de velocidade superficiais para a reta-curva-reta.	154
Anexo 3 - Escoamento secundário	166
Anexo 4 – Velocidade axial	168
Anexo 5 – Energia Cinética Turbulenta.....	171
Anexo 6 - Viscosidade turbulenta	174

Índice de Figuras

Figura 1.1 - Padrões de escoamento bifásico líquido/gás em dutos verticais ascendentes (Taitel et. al. 1980).	3
Figura 1.2 - Padrões de escoamento bifásico líquido/gás em dutos horizontais (Ghajar et. al. 2004).	3
Figura 3.1 - Circuito de Teste.	24
Figura 3.2 - Misturador.....	25
Figura 3.3 - Fotografia do escoamento na seção curva, utilizada para determinar o diâmetro das bolhas.	25
Figura 3.4 - Detalhamento da localização das seções de medida, localização do plano de simetria, pontos de medida de pressão e sentido do escoamento na seção de teste.	26
Figura 3.5 - Descrição geométrica da sonda elétrica e fixação do fio de cobre em relação a agulha hipodérmica.	28
Figura 3.6 - Detalhe da seção de teste mostrando o posicionamento da sonda na seção de teste.	29
Figura 3.7 - Sinal temporal típico da variação de voltagem relativa do escoamento em bolhas. (0) ocorrência de líquido e (1) ocorrência de ar, Tempo (s) x Voltagem relativa.	30
Figura 3.8 – Janela no tempo (entre 0,1 e 0,2 s) do sinal apresentado na figura 3.7, Tempo (s) x Voltagem relativa.	30
Figura 3.9 - Histograma do sinal de voltagem relativa, em função do fator de corte.	31
Figura 3.10 - Verificação experimental da simetria para x igual a 17,05mm. a) Seção U1 b) Seção C2	34
Figura 3.11 - Ilustração do procedimento de fixação das áreas para ponderação e cálculo da fração de vazio média.	36
Figura 3.12 - Teste para determinar o número de posições de medida nas seções de testes: a) 42 posições; b) 105 posições.....	37
Figura 4.1 - Função densidade de fase.	41
Figura 5.1 - Divisão da geometria do escoamento (domínio físico) em três planos computacionais (domínio computacional).	63
Figura 5.2 - Malha tridimensional, identificando os volumes e as faces adjacentes a P, de acordo com o sistema cartesiano (x,y,z).	69

Figura 5.3 – Desenho esquemático do volume de controle adotado: a) domínio físico; b) domínio numérico.	70
Figura 5.4 - Regiões da malha na direção transversal ao escoamento, para o modelo de turbulência k-ε padrão	72
Figura 5.5 - Regiões da malha na direção transversal ao escoamento, para o modelo de turbulência algébrico.	74
Figura 5.6 – Regiões onde as condições de contorno são implementadas.	76
Figura 5.7 – Volumes de controle nas fronteiras do domínio computacional.	78
Figura 6.1 - Velocidade axial em três planos diferentes do tubo curvo para as implementações <i>BFC</i> (linha tracejada) e <i>Porosidades</i> (linha contínua).	85
Figura 6.2 - Energia cinética turbulenta em três planos diferentes do tubo curvo para as implementações <i>BFC</i> (linha tracejada) e <i>Porosidades</i> (linha contínua).	86
Figura 6.3 - Dissipação da energia cinética turbulenta em três planos diferentes para as implementações <i>BFC</i> (linha tracejada) e <i>Porosidades</i> (linha contínua).	86
Figura 6.4 - Comparação de malha para o modelo k-ε padrão. Linha preta malha 15x15, linha azul malha 20x20, linha verde malha 25x25 e linha vermelha malha 30x30.	87
Figura 6.5 - Comparação entre as simulações do modelo algébrico. Linha preta malha 25x25 configuração 1, linha azul malha 30x30 configuração 1, linha vermelha 35x35 configuração 1, linha verde malha 25x25 configuração 2.	88
Figura 6.6 - Resultados da distribuição de fração de vazio no plano XY, modelo de turbulência k-ε padrão: linha preta - teste “a”, linha azul - teste “b” e linha vermelha - teste “c”.....	89
Figura 6.7 - Distribuições de fração de vazio medidas no teste T1 [($J_L; J_G$)=(1,33;0,14) m/s].....	91
nas seções U1(8,42%), C1(8,00%), C2(13,07%) e D1(16,80%).	91
Figura 6.8 - Distribuições de fração de vazio medidas no teste T2 [($J_L; J_G$)=(2,12; 0,13) m/s], nas seções U1(4,93%), C1(5,65%), C2(7,87%) e D1(9,45%).	92
Figura 6.9 - Distribuições de fração de vazio medidas no teste T3 [($J_L; J_G$)=(0,88;0,03) m/s], nas seções U1(3,38%), C1(4,17%), C2(5,02%) e D1(5,49%).	93
Figura 6.10 - Distribuições de fração de vazio medidas no teste T4[($J_L; J_G$)=(0,88;0,10) m/s], nas seções U1(9,86%), C1(12,70%), C2(14,27%) e D1(20,52%).	94
Figura 6.11 - Distribuição da fração de vazio média na seção transversal, $\langle \alpha \rangle$, nos testes T1 a T4. A linha tracejada representa fração de vazio de um escoamento homogêneo, $\langle \alpha \rangle_h$	96

Figura 6.12 – Comparação qualitativa entre os resultados experimentais e os simulados numericamente com dois modelos de turbulência: k-ε padrão e algébrico.	98
Teste T1 [(J _L ; J _G) = (1,33; 0,14) m/s].	98
Figura 6.13 – Comparação qualitativa entre os resultados experimentais e os simulados numericamente com dois modelos de turbulência: k-ε padrão e algébrico.	99
Figura 6.14 – Comparação qualitativa entre os resultados experimentais e os simulados numericamente com dois modelos de turbulência: k-ε padrão e algébrico.	100
Teste T3 [(J _L ; J _G) = (0,88; 0,03) m/s].	100
Figura 6.15 - Comparação qualitativa entre os resultados experimentais e os simulados numericamente com dois modelos de turbulência: k-ε padrão e algébrico.	101
Teste T4 [(J _L ; J _G) = (0,88; 0,10) m/s].	101
Figura 6.16 – Distribuição da fração de vazios nos planos longitudinais YZ.	103
a) X=1,18 mm, b) X = 4,59 mm, c) X = 10,52 mm e d) X = 17,05 mm.	103
Simulação numérica para o teste T2.	103
Figura 6.17 - Resultados experimentais versus numéricos da distribuição da fração de vazios para o teste T2 [(J _L ; J _G) = (2,12; 0,13) m/s]. Resultados numéricos: modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção U1.	107
Figura 6.18 - Resultados experimentais versus numéricos da distribuição da fração de vazios para o teste T2 [(J _L ; J _G) = (2,12; 0,13) m/s]. Resultados numéricos: modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada) na seção C1.	108
Figura 6.19 - Resultados experimentais versus numéricos da distribuição da fração de vazios para o teste T2 [(J _L ; J _G) = (2,12; 0,13) m/s]. Resultados numéricos: modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada) na seção C2.	109
Figura 6.20 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazio para o teste T2 [(J _L ; J _G) = (2,12; 0,13) m/s] na seção D1, utilizando os modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada).	110
Figura 6.21 - escoamento secundário para a fase contínua usando o modelo de turbulência k-ε padrão, para o teste T2 [(J _L ; J _G) = (2,12; 0,13) m/s] nas seções C1, C2 e D1.	112
Figura 6.22 - Velocidade axial do líquido (linha contínua) no plano de simetria da tubulação. Posição x = 17,05 mm, para o teste T2 [(J _L ; J _G) = (2,12; 0,13) m/s]. Linha tracejada - velocidade do escoamento monofásico.	113

Figura 6.23 - Energia cinética turbulenta (linha contínua) no plano de simetria da tubulação, modelo k-ε, posição $x = 17,05$ mm, para o teste T2 $[(J_L;J_G) = (2,12;0,13)$ m/s]. Linha tracejada - energia cinética turbulenta do escoamento monofásico.	114
Figura 6.24 - Viscosidade turbulenta (linha contínua) no plano de simetria da tubulação, modelo k-ε, posição $x = 17,05$ mm, para o teste T2 $[(J_L;J_G) = (2,12;0,13)$ m/s]. Linha tracejada - viscosidade turbulenta do escoamento monofásico.	114
Figura A2.1 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T1 $[(J_L;J_G) = (1,33;0,14)$ m/s], utilizando os modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção U1.....	154
Figura A2.2 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T1 $[(J_L;J_G) = (1,33;0,14)$ m/s], utilizando os modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção C1.....	155
Figura A2.3 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T1 $[(J_L;J_G) = (1,33;0,14)$ m/s], utilizando os modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção C2.....	156
Figura A2.4 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T1 $[(J_L;J_G) = (1,33;0,14)$ m/s], utilizando os modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção D1.....	157
Figura A2.5 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T4 $[(J_L;J_G) = (0,88;0,10)$ m/s], utilizando os modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção U1.....	158
Figura A2.6 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T4 $[(J_L;J_G) = (0,88;0,10)$ m/s], utilizando os modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção C1.....	159
Figura A2.7 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T4 $[(J_L;J_G) = (0,88;0,10)$ m/s], utilizando os modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção C2.....	160
Figura A2.8 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T4 $[(J_L;J_G) = (0,88;0,10)$ m/s], utilizando os modelos k-ε padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção D1.....	161

Figura A2.9 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazio $(J_L;J_G) = (0,88;0,03)$ m/s, utilizando os modelos k- ϵ padrão e algébrico, na seção U1.....	162
Figura A2.10 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazio $(J_L;J_G) = (0,88;0,03)$ m/s, utilizando os modelos k- ϵ padrão e algébrico, na seção C1.....	163
Figura A2.11 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazio $(J_L;J_G) = (0,88;0,03)$ m/s, utilizando os modelos k- ϵ padrão e algébrico, na seção C2.....	164
Figura A2.12 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazio $(J_L;J_G) = (0,88;0,03)$ m/s, utilizando os modelos k- ϵ padrão e algébrico, na seção D1.....	165
Figura A3.1 - escoamento secundário para o modelo k- ϵ padrão, nas seções C1, C2 e D1. $(J_L;J_G) = (1,33;0,14)$ m/s.....	166
Figura A3.2 - escoamento secundário para o modelo k- ϵ padrão, nas seções C1, C2 e D1. $(J_L; J_G) = (0,88; 0,10)$ m/s.....	166
Figura A3.3 - escoamento secundário para o modelo k- ϵ padrão, nas seções C1, C2 e D1. $(J_L; J_G) = (0,88; 0,03)$ m/s.....	167
Figura A4.1 - Velocidade axial do líquido para as velocidades superficiais de $(J_L;J_G) = (1,33;0,14)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.....	168
Figura A4.2 - Velocidade axial do líquido para as velocidades superficiais de $(J_L;J_G) = (0,88;0,10)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.....	169
Figura A4.3 - Velocidade axial do líquido para as velocidades superficiais de $(J_L;J_G) = (0,88;0,03)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.....	170
Figura A5.1 - Energia cinética turbulenta para as velocidades superficiais de $(J_L;J_G) = (1,33;0,14)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.....	171
Figura A5.2 - Energia cinética turbulenta para as velocidades superficiais de $(J_L;J_G) = (0,88;0,10)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.....	172
Figura A5.3 - Energia cinética turbulenta para as velocidades superficiais de $(J_L;J_G) = (0,88;0,03)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.....	173
Figura A6.1 - Viscosidade turbulenta para os modelos a) k- ϵ padrão e b) algébrico. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.. $(J_L;J_G) = (1,33;0,14)$ m/s.....	174

Figura A6.2 - Viscosidade turbulenta para os modelos a) k-ε padrão e b) algébrico . Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico. $(J_L; J_G) = (0,88; 0,10)$ m/s.....	174
Figura A6.3 - Viscosidade turbulenta para os modelos a) k-ε padrão e b) algébrico. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico. $(J_L; J_G) = (0,88; 0,03)$ m/s.....	175

Lista de Tabelas

Tabela 3.1	Valores de J_L e J_G nos testes	41
Tabela 3.2	Valores médios de J_L e J_G para os testes realizados.	41
Tabela 5.1	Valores de ϕ , J_x^ϕ , J_y^ϕ , J_z^ϕ e P^ϕ .	71
Tabela 5.2	Valores de S^ϕ para as equações de conservação.	72
Tabela 5.3	Fatores de relaxação utilizada nos cálculos das variáveis.	85
Tabela 6.1	Condições do teste de malha para a seção longitudinal do escoamento, modelo k- ϵ padrão. $(J_L;J_G)=(2,12;0,13)$ m/s; $C_{pia}=0.5$; $C_{SLA} = 0.5$ e $C_{vm} = 2.0$.	93
Tabela 6.2	Testes experimentais e valores médios das velocidades superficiais do líquido (\bar{J}_L) e do gás (\bar{J}_G), número de Froude correspondente, Fr, e fração de vazio hipotética de escoamento homogêneo $\langle\alpha\rangle_h$ equivalente.	96

Nomenclatura

Letras Latinas

a = coeficiente

a/c razões de aspecto

b = coeficiente

C = coeficiente

c = coeficiente utilizado na equação da dissipação da energia cinética turbulenta.

C1 = seção a 45°

C2 = seção a 110°

d = coeficiente equação bifásico

D = coeficiente equação bifásico

d = diâmetro

d = dispersa

c = continua

D = diâmetro da bolha

D = dimensão

D = diâmetro

D1 = seção de saída.

E = outra constante necessária para fitar a lei de parede.

f = função utilizada nas equações do modelo de k-ε 2 camadas

Fr = número de Froude

g = vetor gravidade

h = métricas para equações em coordenadas generalizadas

H = hidráulico

J = velocidade superficial de gás ou de líquido m/s

k = energia cinética turbulenta

k = indicador da ocorrência da fase

L-H = Para a coordenada z a direção de variação é no sentido de;

m = coeficiente equação bifásico

M = Forças interfaciais

N = A onda quadrada corresponde a uma função de fase
N-S = Para a coordenada y a direção de variação é no sentido de
O = ordem de grandeza
P = Pressão
P = termo de produção da energia cinética turbulenta
Re = Número de Reynolds
S = face de célula no ponto de simetria
s = tempo em segundos
S = termo fonte
T = face onde o termo fonte está atuando
T1 = teste 1
T2 = teste 2
T3 = teste 3
T4 = teste 4
u, v e w = componentes do vetor velocidade
u+ = velocidade adimensional
U1 = seção de entrada
V = valor
V = velocidade
V = Voltagem
W-E = Para a coordenada x a direção de variação é no sentido de;
We = Weber, número de
x; y; z planos cartesianos.
y é a distância até a parede mais próxima.
y+ = distância adimensional da parede
n = número de medições sucessivas
x = média

Letras Gregas

α = fração de vazio fase k
 σ = coeficiente equação k- ϵ
 δ = delta de Kronecker

σ = desvio padrão
 ε = dissipação da energia cinética turbulenta
 δ = distância entre faces do volume de controle
 μ = erro na média
 ρ = massa específica
 ϕ = propriedade a ser calculada
 κ = raio de curvatura médio da bolha
 Γ = representa as trocas difusivas
 τ = tensão de cisalhamento
 σ = tensão superficial da interface gás líquido (ar água no presente caso)
 Δ = variação de uma propriedade
 ν = viscosidade
 τ = tensor de tensão turbulento
 ξ = Direções generalizadas
 κ = constante de Von-Karman

Superescritos

— = média
 ϕ = termo da propriedade a ser calculada
 \rightarrow = vetor
* variável adimensional
 d = força de arrasto
 D = força generalizada atuando na fase
 L = força de sustentação lateral
 nd = forças que não são de arrasto
 o = termo do passo de tempo anterior
 PI = pressão interfacial
 vm = força de massa virtual
 W = força de parede

Subscritos

- μ = viscosidade
 μ_b = coeficiente de bolhas induzidas
 b = diâmetro da bolha
 D = Coeficiente de arrasto
 eq = equivalente
 G = gás
 G_i = interface do lado gás
 i = O subscrito define os valores das variáveis na interface.
 i = ponto onde ocorre a ação
 i = posição interna
 ij = variação nas direções cartesianas
 K = indicador de fase
 L = líquido
 L_i = interface do lado líquido
 m = média
 o = primeiro ponto
 p_i = coeficiente de pressão interfacial.
 p_{ia} = coeficiente de pressão interfacial
 R = velocidade relativa entre a fase gás e a fase líquida
 SL = coeficiente de sustentação lateral
 SLA = coeficiente de sustentação lateral
 T = turbulento
 v_m = massa virtual
 v_{ma} = massa virtual
 h = homogêneo
 M = médio
 m = média

Abreviaturas

- BCS = Bomba Centrífuga Submersa
BFC = Boundary Fit Contour

Capítulo 1 - Introdução

1.1 - Generalidades de Escoamento Multifásico.

Os escoamentos com a presença de mais de uma fase são ditos escoamentos multifásicos. Estes tipos de escoamentos são muito comuns, e ocorrem tanto na natureza quanto em processos industriais. Termodinamicamente uma substância pode assumir uma das seguintes fases: sólida, líquida ou gasosa, sendo que as fases podem coexistir sob certas condições de pressão e temperatura. O escoamento multifásico pode ser formado por mais de uma fase de uma substância, ou por um arranjo de duas ou mais substâncias imiscíveis em qualquer uma das fases (sólido, líquido ou gasoso). Como exemplo de escoamentos multifásicos podem-se citar: produção de óleo e gás de poços de petróleo e escoamento até vaso separador, combustão de sólido ou de líquido, os escoamentos em trocadores de calor de reatores nucleares onde a troca térmica provoca a mudança de fase do fluido refrigerante, a aeração de efluentes líquidos para oxigenação, dentre outros que ocorrem tanto na natureza quanto em processos criados pelo homem de forma geral.

Devido à presença de mais de uma fase em escoamento e à interação entre as fases, os escoamentos multifásicos são mais difíceis de analisar do que os escoamentos monofásicos. As dificuldades para o estudo do escoamento multifásico ocorrem tanto para o estudo experimental quanto para o estudo numérico. No estudo experimental, entre outras dificuldades, há a determinação da distribuição espacial das fases, que não é conhecida *a priori*, além disso, a interface que separa as fases pode ter uma forma complexa, e apresentar movimentos que nem sempre são fáceis de se prever ou modelar. No estudo numérico, os desafios concentram-se, entre

outros, na modelagem matemática das interações entre as fases e no acoplamento que elas introduzem nas equações de conservação, além das dificuldades de convergência numérica da solução do sistema de equações.

O escoamento multifásico abrange um enorme leque de opções, que em muitos aspectos ainda não foram totalmente entendidos pela ciência atual. Desta forma para estudar um escoamento multifásico é necessário que se restrinja o mesmo para condições bem controladas (geometrias pouco complexas e condições operacionais bem controladas e limitadas), desta forma é possível determinar isoladamente cada uma das características do escoamento. Por exemplo, o escoamento de bolhas de gás de pequeno tamanho, esféricas ou distorcidas, no seio de um líquido – o chamado escoamento em bolhas (“bubbly flow”), é passível de análise com as técnicas atuais; um escoamento de bolsões dispersos de gás, com movimento não-determinístico através de uma massa de líquido, ainda não tem solução fenomenológica, analítica ou numérica. A solução de um escoamento ascendente de bolhas esféricas dispersas no líquido, ocorrendo em uma tubulação de seção transversal circular, é bem conhecida na literatura, e os seus aspectos experimentais e numéricos bem tratados. Escoamentos bifásicos em bolhas em geometrias mais complexas, e mesmo em curvas planas –objetivo deste trabalho, não.

Quando um escoamento bifásico (líquido/gás e líquido/ líquido) escoar através de uma tubulação, as fases estão arranjadas de diversas maneiras, formando “padrões de escoamento”. Os padrões de escoamento em um duto circular vertical ascendente são ilustrados na figura 1.1 (Taitel et. al. 1980): bolhas dispersas, pistonado (“slug flow”), anular agitado (“churn”), anular. Para dutos horizontais, os padrões tendem a ser mais complexo devido à assimetria causada pela gravidade. Para um duto circular horizontal, os padrões de escoamento são: bolhas, pistonado, estratificado, estratificado com ondas, “slug” e anular (ver figura 1.2). O padrão observado irá depender das vazões mássicas, das propriedades dos fluidos, do diâmetro, da orientação e da forma da tubulação, etc.

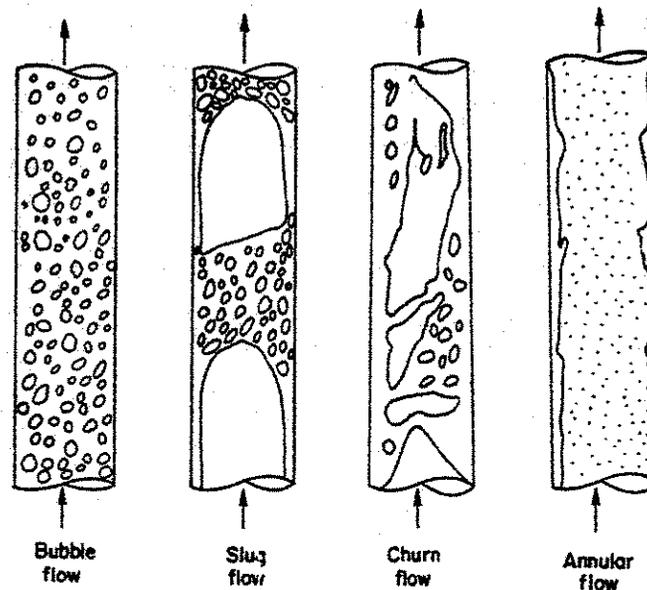


Figura 1.1 - Padrões de escoamento bifásico líquido/gás em dutos verticais ascendentes (Taitel et. al. 1980).

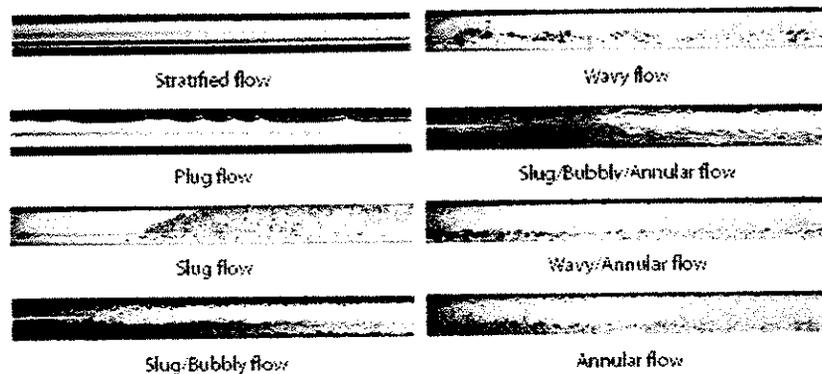


Figura 1.2 - Padrões de escoamento bifásico líquido/gás em dutos horizontais (Ghajar et. al. 2004).

É muito importante conhecer a distribuição das fases no escoamento, pois alguns equipamentos instalados na linha devem ser projetados em função dela para que funcionem com eficiência e segurança. Outra razão para se conhecer a distribuição das fases é que, em alguns casos, há a necessidade de se segregar e extrair parcial ou completamente uma das fases em um escoamento; o extrator dessa fase deve então ser projetado considerando a topologia do escoamento. Este é o caso dos separadores de óleo e gás, ou “gas-handlers”, que motivaram o presente estudo. Conseqüentemente, no escoamento bifásico de líquido e gás, a separação das fases em correntes monofásicas pode ser realizada de diferentes maneiras, mas as propriedades

dos fluidos envolvidos, as condições operacionais e os padrões de escoamento que ocorrem à jusante e internamente no equipamento são parâmetros essenciais de projeto. Neste sentido, pode-se afirmar que a separação das fases de um escoamento é realizada com diversos equipamentos, os quais, em sua maioria, se baseiam em dois princípios: segregação gravitacional ou separação pelo efeito centrífugo.

1.2 – Escoamento Multifásico na Indústria de Petróleo

Na indústria de petróleo a separação entre as fases gás e líquido é tão antiga quanto à produção de petróleo, porém pouca ênfase foi dada para este processo. Com a ampliação da exploração “offshore” de petróleo (no Mar do Norte, no Golfo do México, na costa da África e na costa brasileira), a utilização de plataformas marítimas para alocar equipamentos impôs a utilização de equipamentos mais eficientes e menores que os separadores gravitacionais até então dominantes, pois o custo de construção e manutenção de plataformas de produção é muito alto. Assim, quando a separação gás-líquido passa a ser um processo com peso financeiro capaz de influenciar na competitividade do produto, torna-se necessário o uso de equipamentos que promovam a separação de modo mais eficiente e econômico. E para determinar a forma mais eficiente de promover a separação entre as fases, é necessário o conhecimento da distribuição espacial das fases na seção transversal do escoamento.

Para diminuir custos é necessário desenvolver tecnologias que aumentem a confiabilidade e o tempo de vida útil dos equipamentos utilizados. Um dos equipamentos utilizados no processo de produção de petróleo “offshore” é a bomba centrífuga submersa submarina (BCSS). As BCSS padrão podem tolerar uma quantidade limitada de gás. Uma das alternativas adotadas para evitar danos durante a operação destes equipamentos é a separação do óleo e do gás, utilizando-se um separador de fundo antes da entrada da bomba. Desta forma o gás escoar em um espaço externo à bomba, e esta irá bombear somente o óleo, evitando assim o bloqueio de operação da bomba pela acumulação de gás, minimizando a cavitação, a vibração excessiva e a redução da energia transferida, que se manifesta como redução da altura de elevação, ou “head” como referida na indústria de petróleo.

Em um separador de fundo de poço, o escoamento principal ocorre seguindo uma trajetória helicoidal ascendente (vertical). Pelo efeito centrífugo, a fase de maior densidade flui na parte mais externa da curva. Apesar do escoamento óleo/gás estar submetido a pressões elevadas, o óleo é bem mais denso do que o gás, por isso ele ocupa a parte externa, e o gás a parte interna da curva. Diante disto, os mecanismos que forem instalados para retirar o gás do escoamento devem se situar principalmente na parte interna.

O separador de fundo de poço foi a motivação para este trabalho. Em uma primeira abordagem esperava-se que os efeitos centrífugos fossem muito maiores do que os efeitos gravitacionais, por isso os efeitos de torção e gravitacional ficariam inibidos. Desta forma, seria possível simplificar a geometria do separador de fundo de uma helicóide para uma curva plana (sem efeito de torção). Além disso, como se esperava que o efeito gravitacional fosse pequeno, a curva poderia ser montada na vertical, pois isto facilitaria a montagem. Este trabalho é baseado em uma geometria do separador de fundo, com as simplificações acima. Não se teve a preocupação de manter exatamente o mesmo tipo de escoamento que ocorre no separador (estudo que requer a similaridade do escoamento). Isto foi feito para se ter maior liberdade na escolha dos pares de velocidades superficiais, tal que fosse possível manter em toda a curva um escoamento em bolhas.

1.3 - Abordagem utilizada neste trabalho

No presente estudo utiliza-se a água na fase líquida e o ar (atmosférico) sendo a fase gasosa. Como trabalhamos somente com dois fluidos, a terminologia de escoamento multifásico também pode ser substituída para escoamento bifásico. Outra restrição imposta neste trabalho é o estudo do padrão de escoamento denominado “em bolhas”, que caracteriza-se pelo gás distribuído na forma de bolhas discretas na fase contínua (líquido).

Este trabalho não pretende exaurir o assunto sobre escoamento em gás/líquido neste tipo de geometria, mas contribuir de forma significativa para a compreensão dos mecanismos de distribuição da fração de vazios ao longo de uma seção curva de um escoamento em bolhas. Visa, eventualmente, contribuir com ferramentas de projeto de separadores centrífugo de gás e líquido.

Neste trabalho optou-se por fazer o estudo do escoamento das fases em uma curva plana de 180 graus (torção igual a zero) em duas abordagens complementares: uma numérica e outra experimental. Assim, com os resultados da abordagem experimental foi possível verificar a validade do modelo numérico desenvolvido e aplicado. Além disso, os fluidos utilizados não foram o óleo e o gás, como ocorre em separadores de fundo, mas a água e o ar. Dessa forma foi possível medir com técnicas mais simples (elétrica resistiva) a distribuição das fases nas seções transversais do escoamento e visualizar (através de fotografia e filmagem rápida) o escoamento. Ressalta-se aqui, que neste trabalho, não foram feitas medidas com as técnicas de fotografia e filmagem rápida.

Para a medição experimental, de distribuição de fração de vazio, foram definidos quatro planos de medidas transversais ao escoamento que ocorre ao longo da curva. Estas seções foram escolhidas para que se pudesse realizar uma análise da evolução da segregação das fases ao longo de toda a curva, isto é, do escoamento logo à montante da curva (no fim do trecho reto de tubulação por onde o escoamento se desenvolve), até a saída da curva (na seção de entrada da tubulação por onde ocorre o escoamento descendente). Os testes foram realizados para quatro pares de vazões (ou velocidades superficiais) de gás e líquido. Os pares escolhidos foram $(J_L; J_G)=(2,12; 0,13)$ m/s, $(J_L; J_G)=(1,33; 0,14)$ m/s, $(J_L; J_G)=(0,88; 0,10)$ m/s, $(J_L; J_G)=(0,84; 0,03)$ m/s. Os pares de velocidade superficial de gás e líquido foram escolhidos de forma que a faixa de operação estabelecesse, sempre, o padrão de escoamento em bolhas nas quatro seções de medidas. Nestas quatro seções (planos transversais ao escoamento) mediu-se a fração de vazio em 105 pontos. Para a realização das medições foram utilizadas sondas elétricas que operam pelo princípio elétrico resistivo.

Na modelagem numérica, as equações de conservação foram escritas em termos de coordenadas generalizadas. Assim, a parte curva da geometria do escoamento foi implementada utilizando-se de termos fontes adicionais (detalhes no capítulo 5). A implementação dos termos fontes para simular a curva foi exaustivamente testada com escoamentos monofásicos. Somente após ter certeza que os termos fontes foram implementados de forma correta é que se começou a simulação para escoamentos bifásicos. Nas simulações para escoamento bifásico inicialmente foram realizadas experimentações numéricas para escoamentos em dutos de seção circular, para

os quais existem dados publicados na literatura. Após isto se iniciaram as simulações com seções retangulares, primeiramente com escoamento ascendente em trecho reto. Após a simulação da seção reta e a comparação dos dados com os valores obtidos experimentalmente, prosseguiu-se com a simulação do escoamento na curva e na parte de saída, reta, escoamento vertical descendente, do circuito de testes.

Para as simulações dos escoamentos bifásicos, foi adotado o Modelo de Dois Fluidos (“Two Fluid Model”), com as equações escritas em termos de seus valores médios temporais, sendo necessário constituir alguns de seus termos. Entre os termos constituídos estão as forças interfaciais e a tensão turbulenta. As forças interfaciais consideradas foram: arrasto, massa virtual, pressão interfacial e sustentação lateral. Nos volumes de controle em que foram implementadas as condições de contorno de parede, o termo de sustentação lateral foi substituído pela força de parede. Usou-se dois modelos de turbulência, para o fechamento (“closure”) do Modelo de Dois Fluidos: um modelo de turbulência a duas equações (k - ϵ padrão) e o modelo a zero equações (algébrico).

Para a simulação numérica utilizou-se um “software” comercial baseado na metodologia de volumes finitos (PHOENICS® Versão 3.2, instalado em uma estação de trabalho SUN 7100 com 512MB de memória RAM). O resultado das simulações numéricas foi comparado com as medidas experimentais, através de gráficos de superfície e com comparações ponto a ponto da distribuição da fração de vazio.

Finalmente, é importante destacar que este trabalho está organizado da seguinte forma: após este capítulo introdutório, o segundo capítulo apresenta uma revisão dos trabalhos que fundamentaram a pesquisa e que trataram de processos similares e/ou correlatos. O aparato experimental utilizado para gerar o escoamento gás líquido em bolhas em uma curva plana de 180 graus, e o instrumental utilizado nas medições das frações de vazios locais em quatro planos transversais ao escoamento, estão descritos no terceiro capítulo. Também neste terceiro capítulo estão os resultados de valores médios de fração de vazio do escoamento nas seções em que foram medidas, os quais permitiram uma primeira verificação da operação adequada do circuito de testes e da correção de medidas globais realizadas. As descrições do Modelo de Dois Fluidos

(modelo matemático) e do método numérico utilizado para solucionar o sistema formado pelas equações de conservação de massa, quantidade de movimento, equações de estado, termos interfaciais (“interfacial source terms”) e tensor turbulento, encontram-se no quarto e quinto capítulos, respectivamente. No sexto capítulo estão os resultados experimentais, os resultados numéricos e as comparações entre eles e respectivas análises. No sétimo capítulo estão as conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

Capítulo 2 - Revisão da Bibliografia

2.1 - Introdução

Neste capítulo é apresentada uma revisão da literatura relacionada os assuntos tratados neste trabalho. Procurou-se mostrar trabalhos que não fossem somente referentes à modelagem e experimentação em escoamentos bifásicos em bolhas em curva plana de seção transversal quadrada, pois na elaboração deste trabalho foram utilizados conceitos referentes Modelos de Dois Fluidos, Simulação Numérica, Medidas experimentais. A seção 2.2 apresenta trabalhos que tratam da modelagem de escoamentos bifásicos do tipo dispersos, como o em bolhas, com o Modelo de Dois Fluidos. Na seção 2.3 apresentam-se trabalhos sobre simulação numérica de escoamentos bifásicos enfatizando cálculos das forças interfaciais, objetos de equações constitutivas. Nesta seção há também dois sub-ítem: um trata da modelagem da turbulência (processo para o qual são necessárias equações constitutivas); o segundo discute as condições de contorno referentes a escoamentos bifásicos em bolhas. Na seção 2.4 estão os trabalhos experimentais que enfocam as técnicas de medida que caracterizam a segregação das fases em escoamentos multifásicos gás-líquido. Na seção 2.5 mostra-se os trabalhos que analisam escoamentos gás-líquido em tubulação de seção não circular. E, finalmente a seção 2.6 traz uma conclusão sobre o capítulo de Revisão da Bibliografia.

2.2 - O Modelo de Dois Fluidos e as Forças Interfaciais

O desenvolvimento do Modelo de Dois Fluidos sempre esteve intimamente ligado aos dados experimentais da distribuição da fração de vazio na seção transversal do escoamento. A

modelagem tem que considerar as interações entre as fases que dependem de: condições operacionais, propriedades dos fluidos, dos padrões de escoamento, da distribuição das fases na seção transversal.

O escoamento bifásico mais simples é o gás-líquido vertical ascendente ocorrendo em um tubo de seção circular. Mesmo nesta geometria, na qual pode-se postular uma simetria axial (dessa forma o escoamento fica reduzido a uma geometria bidimensional), ainda tem-se várias distribuições espaciais das fases (bolhas dispersas, pistonado, anular agitado, etc) que devem ser contempladas para que se chegue a uma solução coerente.

Um dos trabalhos pioneiros que tratam da distribuição das fases em um escoamento gás-líquido em bolhas foi o de Serizawa et. al. 1975. Eles mediram a distribuição da fração de vazio do escoamento ascendente bifásico de ar-água em padrão de bolhas dispersas em uma tubulação vertical de seção transversal circular. Os autores observaram, pela primeira vez, um pico na fração de vazio próximo da parede, o chamado “wall picking”. Este efeito também foi observado por outros autores (ex. Wang et al. 1987). Em escoamentos descendentes o máximo de fração de vazio ocorre na parte central da tubulação (Wang et al. 1987). Este fato também é observado em geometrias não circulares como é o caso deste trabalho, onde foi observado o pico de fração de vazio próximo da parede, no trecho reto ascendente.

A modelagem do escoamento bifásico tem que considerar as interações entre as fases, que dependem de condições operacionais, propriedades dos fluidos e também dos padrões de escoamento. No modelo de dois fluidos, cada fase é considerada separadamente. Assim, o modelo é formulado em termos de dois conjuntos de equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia. A formulação original do modelo, Ishii 1975, foi feita a partir das equações diferenciais locais instantâneas de conservação às quais se aplicam procedimentos apropriados de médias temporais. O fechamento do sistema de equações requer o desenvolvimento de equações constitutivas. Os mecanismos físicos a serem modelados, segundo ele, são as forças de arrasto, as que não são de arrasto (massa virtual, sustentação lateral, força de parede), a pressão interfacial e a turbulência. Espera-se que o Modelo de Dois Fluidos tenha a capacidade de prever a distribuição das fases na seção transversal do escoamento. Isto foi

estudado por Lahey Jr. 1990, que demonstrou que os fenômenos da segregação das fases só podem ser preditos se todos os mecanismos físicos forem adequadamente modelados, incluindo a turbulência e as várias forças interfaciais.

As forças de arrasto foram estudadas por Ishii e Zuber 1979 quando os autores desenvolveram equações para o coeficiente de arrasto a partir de critérios de similaridade entre um sistema com uma só partícula e um sistema multi-partícula, e da introdução do conceito da viscosidade de mistura. Os autores, através de inúmeros experimentos e dados publicados na literatura, propuseram, uma “lei” para o coeficiente de arrasto de uma forma geral. Ishii e Pei 1980 estudaram o efeito da contaminação da superfície da bolha no arrasto. Quando a superfície da bolha é contaminada a mesma passa a ter uma velocidade de deslocamento menor do que teria se a superfície da bolha não tivesse sido contaminada. Este fato reflete-se no coeficiente da força de arrasto que deve ser aumentado. Já para Kuo e Wallis 1988 o coeficiente de arrasto é uma função do número de Reynolds e do número de Weber, ambos calculados em função da velocidade relativa da bolha. Os autores concluíram que o coeficiente de arrasto pode variar de $\pm 50\%$ do regime transiente para o regime permanente.

Se a velocidade relativa entre o fluido e a partícula é constante, a única força atuante é a força de arrasto; quando o movimento é transiente ou não uniforme, outras forças que não são de arrasto atuam na partícula. As forças que não são de arrasto são divididas em pressão interfacial, massa virtual e sustentação lateral. Alguns autores incluem dentro da força de sustentação lateral a força de parede. Esta força tem um sentido inverso da força de sustentação lateral e existe somente para uma região próxima da parede. Drew e Lahey Jr. 1987 fizeram um estudo de formulação das forças de massa virtual e a sustentação lateral e concluíram que separadamente cada uma das forças não é objetiva, mas quando somadas elas são objetivas, isto é não dependem do caminho adotado ou do sistema de coordenadas empregadas para expressá-la.

A força de sustentação lateral pode ser entendida como a força que uma esfera rígida sofre ao se deslocar em um escoamento cisalhante. Diversos autores ajustaram os dados experimentais com a força de sustentação lateral através do coeficiente de sustentação lateral, que é a constante que aparece multiplicando a equação da força de sustentação lateral.

Cox e Brenner 1968 consideraram a força de sustentação lateral para escoamentos com a presença de paredes. Eles demonstraram que, para uma partícula suficientemente próxima da parede, é possível usar a teoria da perturbação para computar a força de sustentação lateral. Asmolov e McLaughlin 1999 derivaram os resultados de sustentação lateral para partícula esférica que oscilava ao longo da direção do escoamento cisalhamento simples. Os autores utilizaram método de perturbação para obter os resultados. Os resultados para alta frequência foram consistentes quando comparados com dados da literatura. Antal et al 1991 calcularam analiticamente a força lateral para um escoamento para um escoamento potencial que tinha a presença de uma parede.

A força de massa virtual é a força necessária para acelerar a massa da fase contínua que circunda a fase dispersa quando há uma variação do movimento relativo. O coeficiente da força de massa virtual descreve o volume deslocado para compor a massa efetiva da fase dispersa. Para partículas esféricas Drew e Lahey 1987, sugeriram um valor igual a 0,5. Em outras geometrias que não a esférica estes valores variam.

Contemplar a ação de todas as forças também é importante para a estabilidade das soluções numéricas. Watanabe et. al. 1990 e Okawa e Tomiyama 1998 estudaram a influência do termo da massa virtual na estabilidade de soluções numéricas. Este último autor também estudou a influência dos termos fontes (gravidade, força interfacial e força de fricção na parede) na solução. Além da importância para a estabilidade numérica as forças de pressões interfaciais e sustentações laterais têm uma importância fundamental na distribuição da fração de vazios na seção transversal.

A influência do tamanho das bolhas na distribuição da fração de vazio é estudada por Sheng e Irons 1991 e Liu 1993. Os primeiros utilizaram uma combinação de anemometria Laser e sonda elétrica para medirem velocidades e distribuição da fração de vazio; o outro estudou o escoamento em desenvolvimento e a influência do tamanho da bolha no desenvolvimento e distribuição da fração de vazio local. Liu 1997 fez medidas da tensão na parede para bolhas com tamanhos diferentes e várias frações de vazio, mas não propôs nenhuma correlação entre a tensão na parede e tamanho das bolhas. Já Winterton e Munaweera 1999 relacionaram o tamanho das

bolhas, tendo como parâmetro o diâmetro da tubulação. Song et. al. 2001 estudaram a distribuição da fração de vazio em bolhas de diferentes tamanhos. Os autores concluíram que o tamanho das bolhas tem um efeito dominante na distribuição das fases. Para bolhas menores do que 3,5 mm a distribuição tem um pico próximo da parede. Para bolhas com diâmetros maiores do que 3,7 a 3,8 mm o perfil da distribuição da fração de vazio tem um pico no centro, enquanto que para bolhas entre 3,5 mm e 3,7 mm ocorrem dois picos no perfil de distribuição da fração de vazio. Neste trabalho o tamanho das bolhas é de 2,8 mm, portanto o pico de distribuição será próximo da parede.

Ganze e Shapiro 1997 estudaram o efeito da não esfericidade nas forças e velocidades. O efeito da parede em todas as partículas tipo agulha é pequeno. A parede tende a retardar a translação da partícula. Para as partículas não esféricas este retardo na velocidade é quase independente da orientação. As partículas esferoidais, quando estão em um escoamento não uniforme perto da parede, adquirem uma velocidade de sustentação lateral que é perpendicular às linhas de corrente. Nas simulações feitas neste trabalho optou-se pela utilização de partículas esféricas, pois as bolhas observadas experimentalmente não diferiam muito desta configuração.

Ohnuki e Akimoto 1996 investigaram a estrutura do escoamento em uma seção em desenvolvimento em um tubo vertical (com diâmetro hidráulico de 0,48 m e comprimento de entrada de 4,2 m). Os autores adotaram dois métodos de injeção de ar para encontrarem diferentes estruturas na região de desenvolvimento. Os autores observaram que na metade inferior da seção de teste a distribuição da fração de vazio local depende do método de injeção de ar; entretanto, na metade superior os efeitos na distribuição da fração de vazio são menores. Dias et al. 2000, também estudaram o comprimento de desenvolvimento para o escoamento e concluíram que $73 D_{eq}$ são suficientes para o desenvolvimento do escoamento. Neste trabalho foi adotado um comprimento de desenvolvimento de $77 D_{eq}$.

Para simplificar o estudo dos escoamentos bifásicos considera-se que eles estão em equilíbrio termodinâmico. Com esta premissa o problema é postulado apenas com as Equações de Conservação de Massa e da Quantidade de Movimento. Uma complicação adicional surge quando o canal não é axi-simétrico, como é o caso do presente estudo, em que o escoamento

ocorre no padrão “em bolhas” em uma curva plana de seção quadrada. A exclusão da condição de axi-simetria requer que todo campo tridimensional seja representado na malha computacional.

Apesar de seu sucesso para fluxo vertical completamente desenvolvido em um tubo, o Modelo de Dois Fluidos tem que ainda ser estendido para escoamentos em outras geometrias. Em particular, Bel Fdhila 1991 mostrou que para ajustar os dados experimentais de um escoamento em bolhas em um tubo vertical com uma expansão súbita, o coeficiente de sustentação lateral, teria que ser negativo. Este resultado concorda qualitativamente com as medidas de Rinne e Loth 1995, 1996. Também, Aloui e Souhar 1996 (a, b) encontraram uma distribuição de frações de vazios qualitativamente diferente para escoamento horizontal em bolhas (ar/água) em um tubo simétrico plano de corte transversal retangular que sofre uma expansão súbita. A causa das diferenças entre as distribuições de frações de vazios para vertical axi-simétrico (Bel Fdhila, 1991; Rinne e Loth, 1995, 1996) e expansões súbitas retangulares horizontais (Aloui e Souhar, 1996a, 1996b) tem que ainda serem identificadas. Grossetete 1995 aplicou o Modelo de Dois Fluidos para desenvolver escoamento em bolhas em um tubo vertical. Ele achou que para algumas condições de injeção o coeficiente de sustentação lateral teria que ser negativo para ajustar os dados experimentais.

2.3 - Simulação numérica

Hill et. al. 1995 estudaram escoamentos tanto ascendentes como descendentes em escoamentos concorrentes. Os autores utilizaram o Modelo de Dois Fluidos e o modelo $k-\epsilon$ modificado para um escoamento em bolhas ascendente e outro descendente, sendo ambos os escoamentos concorrentes. Os autores também estudaram a influência da parede no escoamento. O modelo demonstrou ser capaz de prever o escoamento em bolhas tanto no caso ascendente quanto no caso descendente.

Lahey Jr. 1995 reviu o estado da arte de escoamento multifásico, demonstrando mais uma vez que as modernas técnicas de mecânica dos fluidos computacionais (“Computational Fluid Dynamic” CFD) são capazes de prever a distribuição de fase em escoamentos dispersos. O autor fez as simulações com o software CFD PHOENICS®. As comparações foram feitas com

dados experimentais de dois trabalhos da literatura. Para os escoamentos ascendentes foi utilizado o trabalho de Serizawa 1975 e para os escoamentos descendentes foi utilizado o trabalho de Wang 1987. No presente trabalho também optou-se por fazer as simulações com o software CFD PHOENICS® que é um pacote computacional já muito testado em vários aspectos e a UNICAMP dispõe de licenças para a utilização deste software.

A maioria dos trabalhos numéricos com o Modelo de Dois Fluidos utiliza a técnica de volumes finitos, mas também é possível encontrar simulações que empregam elementos finitos para a resolução, conforme foi feito por Afshar e Baliga 1999. Neste trabalho os autores trabalharam com uma geometria triangular e os resultados apresentaram concordância com os dados experimentais obtidos na literatura.

2.3.1 – Modelos Turbulentos Para Escoamento Bifásico

Os escoamentos multifásicos turbulentos predominam em equipamentos industriais. Quando a diferença de densidade entre os fluidos é muito grande, e a maior densidade é da fase contínua pode-se desprezar a turbulência da fase de menor densidade (fase dispersa). Isto ocorre, por exemplo, no escoamento de água e de ar em condições de pressão próxima à atmosférica, onde a diferença entre as densidades é de aproximadamente 850. Mesmo nesse caso a fase dispersa influencia em certa magnitude no escoamento da fase contínua, e desta forma, também na turbulência.

Os escoamentos bifásicos turbulentos no padrão “bolhas dispersas” foram estudados por Michiyoshi e Serizawa 1986 que utilizaram a anemometria de fio quente para determinar as tensões de Reynolds. Os autores discutiram o efeito da “turbulência induzida pelas bolhas”. A turbulência induzida pelas bolhas também é estudada por Kataoka e Serizawa 1995. Neste trabalho os autores estudaram a distribuição radial da velocidade turbulenta que, segundo os mesmos, aumenta na região próxima à parede e diminui na região central, comparado-se estas velocidades com as velocidades para o escoamento monofásico. Wang 1987 utilizou sondas de fio quentes simples e triplas, para medir as propriedades do escoamento (fração de vazio local, velocidade do líquido e tensores de Reynolds). Os autores observaram que, para escoamentos

turbulentos com altos números de Reynolds, a presença do gás (bolhas) diminui a intensidade de turbulência. Lance e Bataille 1991 também estudaram a turbulência da fase líquida em um escoamento em bolhas. Os autores classificaram os escoamentos em dois tipos: no primeiro a fração de vazio é baixa e as interações entre as bolhas são desprezíveis; o segundo tem a fração de vazio alta e as interações entre as bolhas transferem uma grande quantidade de energia cinética para o líquido.

Lopez de Bertodano et. al. 1994 propuseram e testaram um modelo para escoamento bifásico em bolhas. Neste modelo os autores assumiram que a turbulência induzida pelas bolhas pode ser superposta de uma maneira linear com a turbulência da fase líquida. Os coeficientes do modelo $k-\epsilon$ padrão típico para escoamento monofásico são mantidos em uma extensão para o escoamento bifásico. Em vez de fazer uma superposição linear para determinar a turbulência induzida pelas bolhas, Chahed et. al. 1999 trabalharam com um modelo $k-\epsilon$ baseado em um fechamento de segunda ordem desenvolvido para escoamento em bolhas. Neste modelo o tensor de Reynolds foi dividido em duas partes, uma produzida pelo gradiente da velocidade média e outra pela turbulência induzida pelas bolhas. Cada uma das partes é representada por uma equação de transporte.

Segundo Sato et. al. 1981, a viscosidade turbulenta deve contemplar a presença das bolhas, que têm movimento em relação ao líquido circundante. Os autores propõem haver um acoplamento fraco entre as flutuações próprias do escoamento de líquido. Roig et. al. 1998 investigaram um escoamento turbulento em bolhas. A principal característica deste escoamento em bolhas era que a velocidade de deslizamento e a velocidade do líquido tinham a mesma ordem de grandeza. A flutuação de velocidade do líquido era muito diferente dos valores para escoamento monofásico. Os autores mostraram que a flutuação da energia cinética no escoamento em bolha é o resultado aproximado da superposição do cisalhamento induzido e da turbulência induzida pelas bolhas.

2.3.2 - Condições de contorno

A determinação das condições de contorno na simulação do escoamento turbulento pressupõe a determinação correta do fator de atrito do escoamento multifásico. Marié 1987 modelou o fator de atrito para escoamentos multifásicos em um tubo vertical ascendente, completamente desenvolvido e em regime permanente. Os resultados obtidos foram bons para uma faixa de fração de vazio variando entre 0,2 e 0,3. Lopez de Bertodano 1995 desenvolveu uma lei de parede para escoamento em bolhas. Contudo com a expressão obtida não é possível o cálculo do fator de atrito. Moursali et. al. 1995 demonstraram que o gráfico logarítmico da velocidade versus a distância adimensional até a parede tem as mesmas três zonas encontradas no escoamento monofásico, os autores trabalharam com fração de vazio de até 1,5 % e mostraram que as constantes da lei de parede são funções da fração de vazio. Kashinsky e Timkin 1995 compararam a tensão na parede para escoamentos monofásicos e bifásicos. Os autores dividiram a influência das bolhas nesta relação em três regiões, a primeira para velocidade superficial do líquido menor do que 0,104 m/s a segunda de 0,104 m/s até 0,65 m/s e a terceira para vazões maiores. Para a terceira região a influência das bolhas não é significativa, ou seja, a tensão na parede para os escoamentos monofásicos é praticamente a mesma para os escoamentos bifásicos, para a primeira região a relação entre as tensões começa alta e passa por um mínimo. A relação entre as tensões para a segunda região é onde a relação encontra os maiores valores. Os autores calcularam estas relações para frações de vazios variando de 2% a 20%. Troshko e Hassan 2001 implementaram uma nova “lei de parede” baseado na viscosidade induzida pelas bolhas. O resultado foi que nesta nova “lei de parede”, no lugar das constantes que aparecem no escoamento monofásicos, aparecem parâmetros que são funções dos escoamentos.

2.4. – Técnicas de medida e caracterização da distribuição das fases

Existem diversos tipos de medidores utilizados em escoamentos multifásicos. Os medidores podem ser simples, mas intrusivos no escoamento (como as sondas elétricas ou sondas óticas), ou mais complexos, mas não intrusivos no escoamento (como a tomografia com raios de nêutrons ou anemometria “laser-dopler”). A escolha certa por um medidor ou por outro irá depender do tipo de análise que se está querendo fazer.

No presente trabalho usamos a sonda elétrica para medir a fração de vazio local. A razão é que o laboratório MULTLAB da UNICAMP desenvolveu técnicas de construção, posicionamento, operação e processamento do sinal de tais instrumentos ao longo de vários anos. Assim, utilizar uma técnica conhecida e operacionalmente desenvolvida permitiu-nos a concentrar esforço na modelagem do escoamento, mesmo sabendo das dificuldades e do longo tempo para fazer as medidas que nos propusemos. A técnica da sonda elétrica foi inicialmente proposta por Neal e Bankoff 1963 para a determinação do tamanho de bolha e velocidade das bolhas. Desde então a sonda elétrica tem sido muito utilizada, seja na determinação da estrutura do escoamento (Serizawa et al 1975, Heringe e Davis 1976), ou a determinação de características locais das bolhas (Kocamustafaogullari e Wang 1991 e Revankar e Ishii 1992, Dias et al. 2000, pesquisador que desenvolveu seu doutorado no MULTLAB da UNICAMP). Van der Welle 1985 utilizou uma sonda dupla para determinar a fração de vazio do escoamento, o diâmetro e velocidade das bolhas. Além da sonda elétrica para a determinação das fases também se podem citar outros tipos de medidores: anemometria de fio quente (Michiyoshi e Serizawa 1986), sonda cônico 3D (Wang et al. 1987), sensor capacitivo (Elkow e Rezkallah 1996). Também é possível trabalhar com uma combinação de técnicas para medir as variáveis de interesse: cita-se como exemplo Sheng e Irons 1991 que utilizaram tanto anemometria de fio quente quanto a sonda elétrica para medir simultaneamente as velocidades das fases gás e líquido do escoamento.

2.5 – Escoamento Bifásico em Tubulação de Seção não circular

Existem diversos trabalhos sobre escoamentos ascendentes no padrão “em bolhas” em tubos não circulares na literatura. Entretanto, especificamente sobre o tema aqui abordado, a distribuição de fases sob ação de campo centrífugo e gravitacional, somente se encontrou uma publicação na literatura especializada.

Sadatomi et al. 1982 mediram o fator de atrito, a velocidade de grandes bolhas de gás e a fração de vazio média de escoamentos bifásicos em canais retos de seção não circular (retangulares e triangulares). Moujaes e Dougal 1985 fizeram uma comparação entre dados experimentais e numéricos de um escoamento co-corrente em bolhas em um canal vertical e

retangular. Demonstraram a importância de considerar o termo de sustentação lateral na distribuição das fases na seção transversal. Moujaes e Dougal 1987 determinaram a fração de vazio e a velocidade do gás para escoamentos tipo “em bolhas” e “slug flow” em canal vertical retangular, utilizando para isto uma sonda de fibra ótica e anemômetros de fio quente. Hibiqui et al. 1993 fizeram um trabalho de visualização do escoamento em uma seção retangular utilizando raios de nêutrons, enfatizando a identificação dos padrões de escoamento. No trabalho acima citado, os autores mencionaram que os padrões de escoamento foram facilmente observados.

Keska e Fernando 1994 fizeram um levantamento dos padrões de escoamento em um canal horizontal de seção quadrada. Xu et. al. 1999 estudaram o escoamento vertical ar-água em canais de seção retangular de 12 mm por 0,3 mm, 0,6 mm e 1,0 mm. Os autores fizeram um mapeamento dos padrões de escoamento analisando com uma câmera digital as imagens obtidas. Para as duas seções maiores, os padrões de escoamento observados foram similares aos que ocorrem em canais com profundidades maiores. No canal menor, entretanto, as bolhas eram achatadas e de forma bidimensional.

Matos et al 1999 fizeram a análise experimental e numérica de um escoamento vertical ascendente em bolhas em um canal de seção quadrada. As medidas experimentais de fração de vazio local foram realizadas utilizando-se a técnica da sonda elétrica condutiva. As distribuições de fração de vazio experimentais foram comparadas com resultados numéricos obtidos com a simulação do Modelo de Dois Fluidos. O estudo numérico foi realizado em três dimensões (3D), e utilizando o modelo de turbulência k- ϵ com correções para a turbulência induzida por bolhas. O Modelo de Dois Fluidos descreveu com razoável precisão a distribuição da fração de vazio na seção do tubo quadrado. Entretanto, seu resultado para a região central do duto foi ainda ligeiramente superior aos valores medidos, enquanto que próximo às paredes o valor calculado é inferior.

Sim e Lahey Jr. 1986 fizeram medidas para determinar a distribuição de fração de vazio em um tubo vertical cuja seção transversal era um triângulo isósceles. As medidas de fração de vazio foram feitas com uma sonda de impedância e um tubo de pitot. Lahey Jr. et. al. 1993 e Lopez de Bertodano et. al. 1994a estudaram a distribuição da fração de vazio em um uma tubulação cuja

seção era um triângulo isósceles (diâmetro hidráulico de 40 mm e comprimento equivalente de 73D). As medidas foram realizadas utilizando um anemômetro de filme quente. Os dados foram obtidos para uma faixa de número de Reynolds ente 10 000 e 350 000 e um número de Reynolds baseado no diâmetro da bolha igual a 1250. Lopez de Bertodano et. al. 1994b analisaram a distribuição lateral das fases nos escoamentos em bolhas na seção triangular vertical acima descrita, usando o modelo de dois fluidos. Segundo os autores o modelo foi capaz de reproduzir satisfatoriamente a maioria dos dados experimentais. O código computacional utilizado nas simulações foi o PHOENICS®. Afshar e Baliga 1999 também trabalharam com uma geometria triangular, mas em vez de simularem o escoamento com a formulação de volumes finitos, os autores optaram por elementos finitos. Os resultados concordaram, de acordo com os autores, com os dados experimentais obtidos na literatura. Zhao e Bi 2000 estudaram os padrões de escoamento em um canal vertical triangular com diâmetro hidráulico de 2,886 mm, 1,443 mm e 0,886 mm. Os resultados mostraram que para os dois maiores diâmetros os padrões de escoamento são os mesmos encontrados nos escoamentos em canais triangulares para escalas maiores. Para o menor diâmetro hidráulico, o padrão “bolhas dispersas” não foi encontrado. Mas neste menor diâmetro, foi encontrado para as menores vazões de gás o padrão designado por bolhas capilares que é caracterizado por um trem de bolhas.

Saxena et. al. 1996, apresentaram uma correlação da perda de carga em escoamentos em uma espiral helicoidal. O modelo levou em conta a identidade de cada fase e considerou também a curvatura e inclinação referente à torção do tubo. Dias et. al. 2000 trabalharam com um bocal convergente onde foram realizadas medições experimentais e simulação numérica. O objetivo foi determinar a estrutura da distribuição da fração de vazio nas seções do bocal. Mundde e Simonin 1999 simularam uma pluma em uma geometria retangular (500mmx80mmx1500mm) utilizando o modelo de dois fluidos. Consideraram o modelo de turbulência k-ε padrão e também as forças de arrasto e de massa virtual. Awwad et. al. 1995 determinaram os padrões de escoamento em um escoamento horizontal helicoidal. A perda de pressão foi correlacionada com os parâmetros de Lockhart-Martinelli. Triplett et. al. 1999 analisaram os padrões de escoamento em micro canais horizontais. Os experimentos foram realizados em canais de seções circulares e semitriangular. Os autores encontraram cinco padrões de escoamento (bolhas, “slug” ou intermitente, “churn”, “slug-annular” e anular). As inconsistências dos dados com a literatura foram atribuídas à

dificuldade de identificação de padrões. Wölk et al. 2000 fizeram o experimento com escoamento bifásico ar água em um canal circular e quatro não circulares, de diâmetro hidráulico equivalente. A comparação dos resultados para as diferentes seções enfatizou a influência das velocidades superficiais de gás e líquido e a influência da geometria na transição entre os padrões.

Sakaguchi et. al. 1995 determinaram os padrões de escoamento em um tubo horizontal em U. Os padrões foram determinados em três regiões, a parte reta inferior, a parte reta superior e a curva propriamente dita. Tomiyama et. al. 1995 adotaram um sistema de coordenadas curvilíneas para calcular um escoamento gás-líquido em geometrias complexas. O escoamento em bolhas em um tubo U - vertical foi analisado para demonstrar que os efeitos das forças centrífugas e gravitacionais na distribuição das fases são previstos razoavelmente. Matos et al. 2000 estudaram experimentalmente a distribuição da fração de vazios em uma curva plana de 180 graus. A segregação das fases foi caracterizada medindo-se a distribuição da fração de vazio local em quatro seções transversais do duto curvo plano por meio de uma sonda elétrica condutiva. O mecanismo de migração das bolhas dá-se predominante próximo às paredes. A distribuição de fração de vazio para regimes com número de Froude menor do que um ocorre de forma assimétrica, segregando a maior parte do gás na parte interna da curva, revelando uma condição operacional favorável para a curva de 180 graus atuar como separador. Matos et al 2001, estudaram o escoamento de ar e água no padrão de bolhas dispersas numa curva em 'U' de seção quadrada. Foram realizadas análises numérica e experimental comparando os resultados calculados e medidos da fração de vazio local em um escoamento bifásico (ar-água). As simulações, utilizando o Modelo de Dois Fluidos para uma geometria complexa foram realizadas com sucesso. Os autores concluíram que com um modelo de turbulência algébrico e relativamente simples, onde a viscosidade turbulenta é calculada em função da distância da parede e da velocidade, é suficiente para simular com uma precisão razoável a distribuição da fração de vazio.

2.6 – Conclusão da Revisão da Literatura

Neste capítulo foi feita uma revisão dos artigos referenciados neste trabalho. Cada seção abordada poderia ser acrescida de muitos outros trabalhos, mas o objetivo não foi analisar cada um deles separadamente, mas sim em uma geometria relativamente complexa onde há a atuação de força centrífuga. Neste sentido, o presente trabalho é inovador, pois no início do trabalho encontrou-se apenas um artigo que trata de tema similar, Tomiyama et. al. 1995. Este último entretanto está restrito a testar as coordenadas generalizadas utilizadas, enquanto que nesta tese enfoca-se a distribuição da fração de vazio na seção transversal ao longo da curva.

Capítulo 3- Descrição do Experimento

3.1 - Introdução

Neste capítulo, descreve-se o aparato experimental utilizado para determinar a distribuição das fases em uma curva plana¹ de seção transversal quadrada, precedida e sucedida por um duto reto de seção transversal quadrada de mesma dimensão da curva plana. Na seção 3.2 descreve-se as dimensões da seção de teste, o circuito de testes, os equipamentos de movimentação e medição dos fluidos e a faixa operacional na qual os testes foram realizados. A técnica de medição da distribuição da fração de vazio local e os procedimentos para a aquisição e filtragem dos sinais adquiridos são descritos na seção 3.3. Houve a necessidade de testes preliminares para verificar se há simetria do escoamento, qual o número de posições das medidas locais no plano transversal do escoamento necessário para uma medida consistente da fração de vazio média, estes itens estão descritos na seção 3.4. Finalmente na seção 3.5 descreve-se as condições operacionais utilizadas em cada teste.

¹ Denomina-se curva plana aquela cuja linha de centro fica contida em um plano, isto é a torção da linha de centro é nula.

3.2 – Circuito e Seção de teste

3.2.1 Circuito de Teste

O esquema do circuito de teste aparece com detalhes na figura 3.1. Os fluidos de trabalho foram o ar (da rede de ar comprimido do laboratório) e a água. A água percorre um circuito fechado enquanto que o ar percorre um circuito aberto.

A água circula impulsionada por uma bomba, que succiona e descarrega para um reservatório através de um circuito principal e um circuito secundário (“by-pass”), para evitar acidentes por excesso de pressão. No circuito foi instalado um filtro para retirar impurezas que porventura possam aparecer na água. A vazão da água é medida por um medidor de vazão do tipo magnético da Fisher Rosemount modelo 8732C, que trabalha na faixa de vazão de 0 m³/h a 17,82 m³/h. Nesta faixa de operação a saída de sinal do medidor magnético é linear, variando entre 4mA (0 m³/h) e 20mA (17,82m³/h).

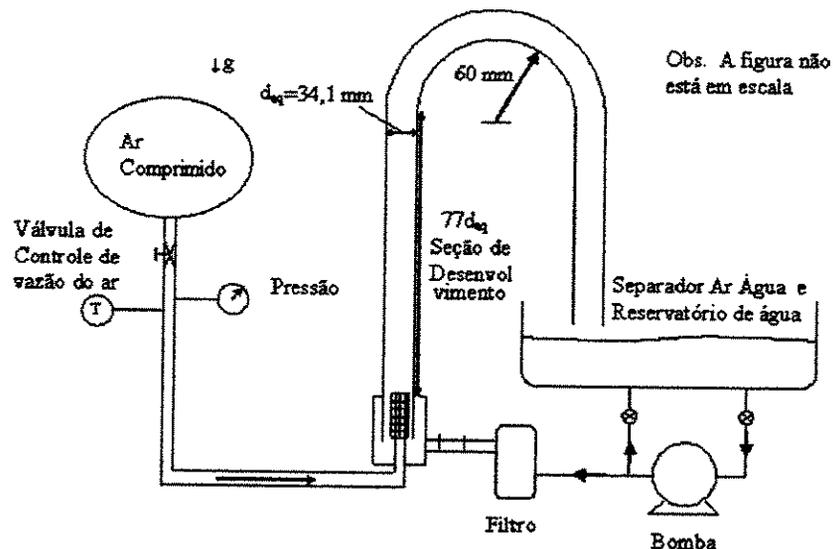


Figura 3.1 - Circuito de Teste.

O ar, por sua vez, percorre um circuito aberto. O laboratório possui uma linha de ar pressurizado à pressão constante. A vazão mássica do ar é medida por um elemento de fluxo

laminar Merian modelo 50MJ10 tipo 9. O laminador trabalha em uma faixa operacional de vazão “in situ” de 0 m³/h a 5,27 m³/h. A vazão de ar no laminador é obtida como função da diferença de pressão entre as extremidades do elemento laminar.

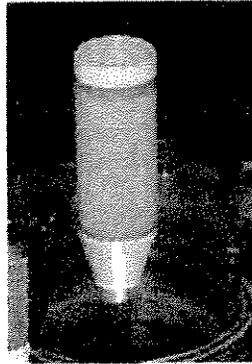


Figura 3.2 - Misturador.

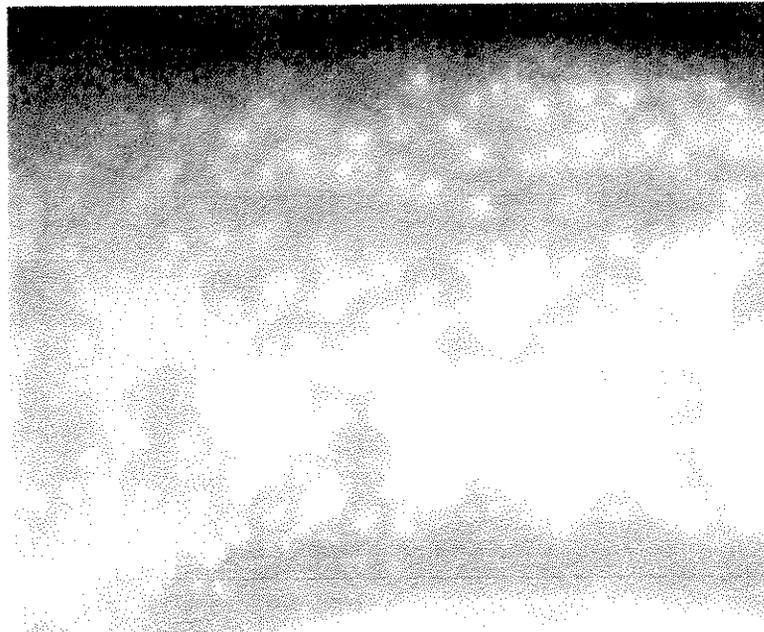


Figura 3.3 - Fotografia do escoamento na seção curva, utilizada para determinar o diâmetro das bolhas.

O ar e a água são misturados em um meio poroso, denominado aqui por misturador (figura 3.2). O misturador está situado na base da seção reta vertical da instalação isto é, o início da seção de desenvolvimento. Este meio poroso é, na realidade, um rebolo de usinagem que foi adaptado para a função. A foto da figura 3.2 mostra que a parte inferior do rebolo é adaptada para

a entrada de ar e a parte superior fechada, de forma que todo o ar que chega até o rebolo sai pela parte lateral do mesmo. A temperatura do ar esteve entre 19°C e 25°C ao longo do período de testes. O ar é injetado no centro do misturador e sai através dos poros existentes no mesmo. A água passa no espaço anular existente entre o misturador e um tubo externo. As bolhas de ar, ao serem formadas na superfície do meio poroso, são arrancadas pela passagem da água. Quanto maior a velocidade da água, menor será o tamanho gerado das bolhas. Neste caso o diâmetro das bolhas está na faixa de $2,8 \pm 0,4$ mm. O tamanho médio das bolhas foi determinado de fotografias do escoamento, das quais a figura 3.3 é um exemplo.

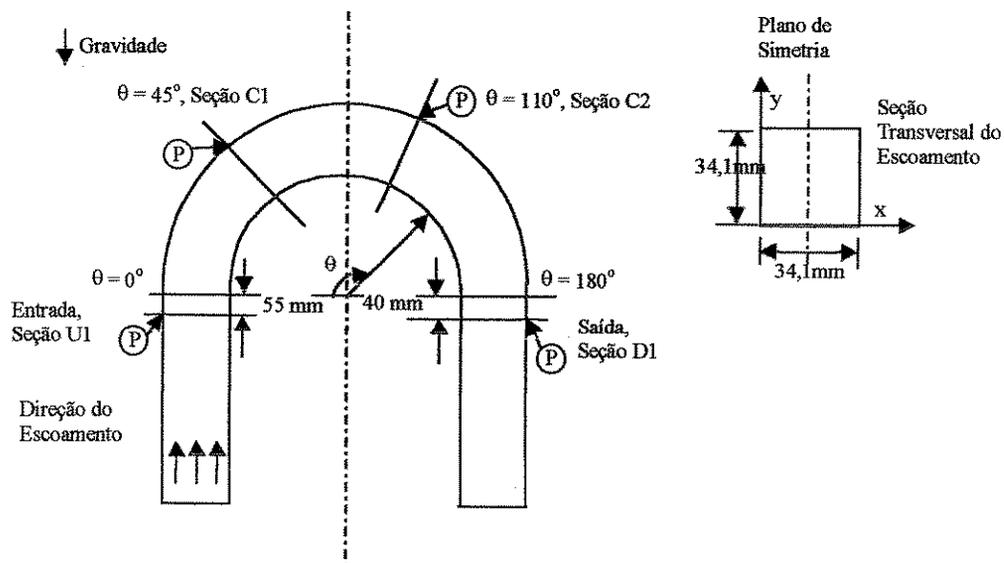


Figura 3.4 - Detalhamento da localização das seções de medida, localização do plano de simetria, pontos de medida de pressão e sentido do escoamento na seção de teste.

3.2.2 – Seção de teste

A seção de testes é uma curva plana de 180 graus com raio interno de 60,0 mm e seção transversal quadrada de lado de 34,1 mm. O duto curvo plano é precedido e sucedido por um trecho reto de seção quadrada de mesmas dimensões transversais (figura 3.4). O diâmetro equivalente (diâmetro hidráulico) da seção transversal quadrada é igual a 34,1 mm.

As partes retas da seção de teste são feitas com um perfil estrutural de alumínio (aluminova 1757) de 34,1 mm de seção quadrada interna e 1,8 mm de espessura. A parte curva foi usinada em um bloco de acrílico. Para a usinagem utilizou-se uma fresadora plana xy controlada por computador. Após a usinagem do bloco foi necessário fazer um polimento para permitir a visualização do escoamento, e o posicionamento da sonda. No bloco de acrílico também foram usinados os encaixes para os perfis de alumínio da parte ascendente e descendente e os furos rosqueados para a fixação da tampa no bloco. Além disso, foram feitas duas ranhuras, uma na parte interna da curva e outra na parte externa, onde foram inseridos “o-rings” para evitar vazamentos entre a curva e os trechos retos (ascendente e descendente) e a tampa da parte curva.

O escoamento ascendente no padrão “bolhas dispersas” desenvolve-se ao longo de 77 diâmetros equivalentes até atingir a entrada da curva. As frações de vazio são medidas em 4 seções transversais do duto. A primeira é a seção de entrada da curva, (na realidade, situada a uma distância de 55 mm antes do início da curva), denominada de U1; a segunda seção, C1, está localizada a 45° do início da curva; a terceira seção, C2, está localizada a 110° do início da curva; finalmente, a última é a seção transversal de saída, (estando localizada a 40 mm do fim da curva), denominada por D1. Pode-se ver a representação das seções na figura 3.4.

A geometria da curva plana está caracterizada pelo sistema de coordenadas curvilíneas ortogonais (x; y; z). A coordenada z coincide com a linha de centro do tubo de seção quadrada. O plano xy é o plano ortogonal a linha de centro e contém a seção transversal da seção de testes.

Na parte externa (em relação à curva, maior raio de curvatura), há orifícios para medida da pressão manométrica do escoamento representados na figura 3.2 pela letra P, que coincidem com as seções U1, C1, C2 e D1. As pressões medidas estiveram na faixa de 0,03 Bar a 0,45 Bar. As pressões medidas foram utilizadas para determinar a vazão volumétrica de ar “in situ” nas seções de medida.

À direita, no alto da figura 3.4, há um detalhe da seção transversal do duto curvo, com a indicação do posicionamento do plano de simetria do escoamento, que corresponde a $x = 17,05$ mm.

3.3 - Procedimentos de medição da fração de vazio local

Para medir a fração de vazio local do escoamento em bolhas, foi utilizada uma sonda que opera de acordo com o princípio de condutividade elétrica. A sonda é conectada a um condicionador de sinal, que mede a variação da condutividade elétrica entre o meio que envolve a extremidade exposta e não isolada do fio de cobre, ver figura 3.5 (Neal e Bankoff 1963). A extremidade não isolada do fio de cobre, que é parte do circuito elétrico, indica localmente a ocorrência de líquido (água) ou gás (ar), através da variação da condutividade elétrica, determinada pelo meio que a circunda, isto é, água ou bolhas de ar.

A sonda foi construída com uma agulha cirúrgica de 1 mm de diâmetro, na qual se insere um fio de cobre de 120 μm de diâmetro. A agulha cirúrgica dá rigidez à sonda, pois o elemento condutor elétrico, o fio de cobre, é flexível.

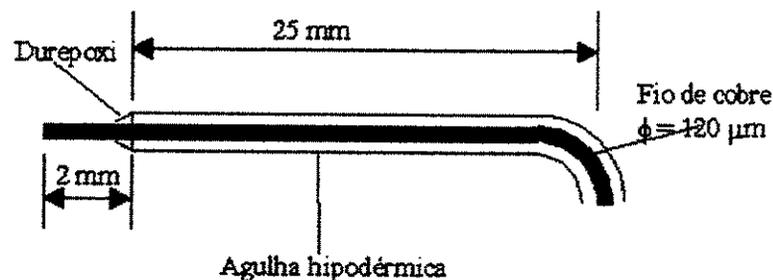


Figura 3.5 - Descrição geométrica da sonda elétrica e fixação do fio de cobre em relação a agulha hipodérmica.

Para medir a distribuição de fração de vazio a sonda é fixa em um ponto da seção de teste e pode ser movimentada ao longo dos eixos x e y . O posicionamento ao longo do eixo x é medido diretamente através de um micrômetro. O posicionamento ao longo do eixo y é medido indiretamente em um transferidor através da rotação da sonda. Com relações trigonométricas, obtém-se o posicionamento da sonda em relação ao eixo y . O posicionamento da sonda está representado na figura 3.6. Nas seções C1 e C2, parte curva do duto, houve uma excentricidade imposta no posicionamento da sonda, para que o plano de medida fosse similar ao das seções retas, (U1 e D1).

Os valores de voltagem, correspondentes à variação da condutividade elétrica do meio que circunda a extremidade da sonda, da forma como disponibilizados pelo condicionador de sinal, foram amostrados e digitalizados por um sistema de aquisição de dados (placa marca National AT-16-MIO de 12 bits) montado no barramento de um computador PC-AT 486.

As aquisições dos dados foram realizadas com uma frequência de 50 kHz. A elevada taxa de amostragem é necessária para minimizar erros na medição da fração de vazio. Considerando uma bolha de 1 mm de diâmetro se movendo a 2 m/s, esta frequência de amostragem irá gerar 25 pontos digitalizados, e uma conseqüente resolução de 4%. Isto é, se a fração de vazio local derivará do processo de digitalização do sinal da condutividade elétrica, a resolução da medida da fração de vazio local, associada ao processo de digitalização do sinal, não será menor ou igual a um ponto em 25 ou 4%.

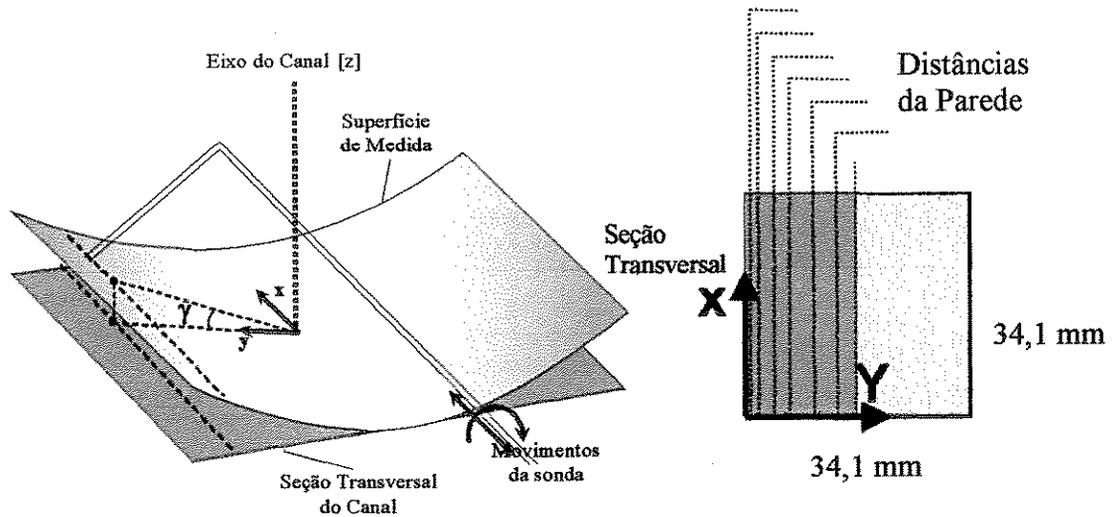


Figura 3.6 - Detalhe da seção de teste mostrando o posicionamento da sonda na seção de teste.

O tamanho da amostra para o cálculo da fração de vazio local é de 524.288 pontos. Isto equivale a um tempo de amostragem de 10,48 s. O programa de aquisição grava os sinais em números inteiros na faixa de -2048 a 2048 (número em 12 bits). Os sinais também são gravados em binário para diminuir o tamanho do arquivo. Assim, torna-se necessário um pós-processamento dos sinais para transformá-los nos valores de voltagem que representem o sinal.

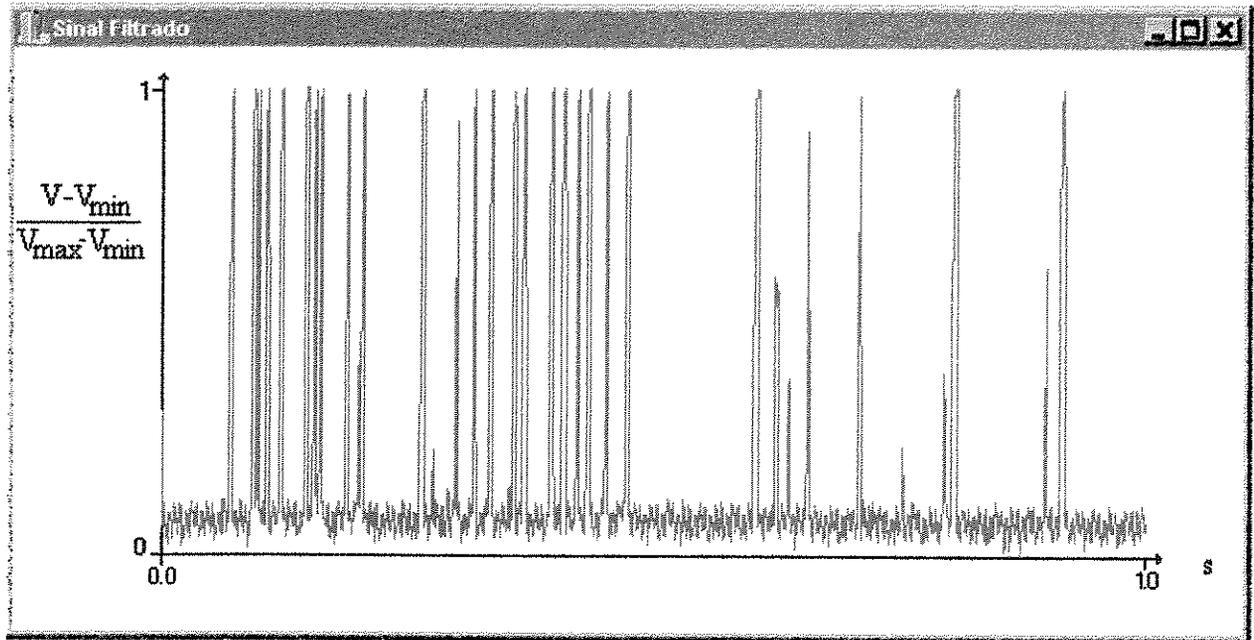


Figura 3.7 - Sinal temporal típico da variação de tensão relativa do escoamento em bolhas. (0) ocorrência de líquido e (1) ocorrência de ar, Tempo (s) x Tensão relativa.

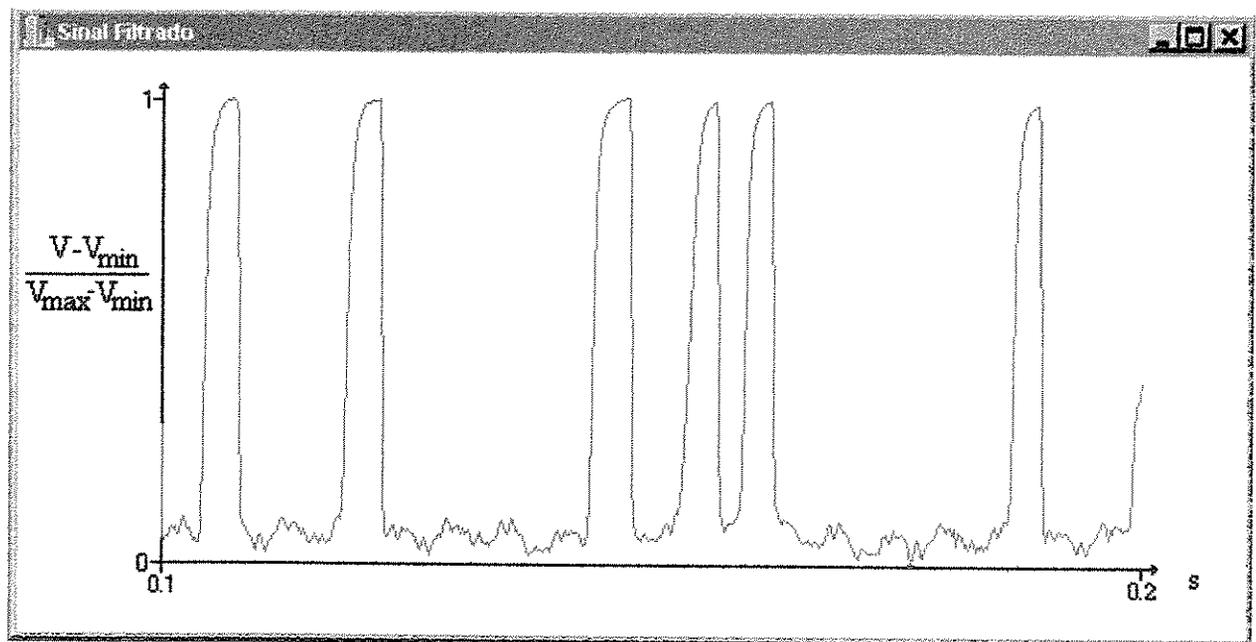


Figura 3.8 – Janela no tempo (entre 0,1 e 0,2 s) do sinal apresentado na figura 3.7, Tempo (s) x Tensão relativa.

Em uma medida estática do sinal, isto é, com a sonda inserida em água e depois exposta ao ar, mediu-se uma diferença de 4 V entre a fase líquida (menor valor) e a fase gás (maior valor).

Os sinais adquiridos foram normalizados entre 0 e 1. Um sinal típico de voltagem normalizada, é mostrado nas figuras 3.7 e 3.8. As duas figuras representam o mesmo sinal, só que na figura 3.7 mostra-se o sinal no intervalo de tempo de 0 a 1 s, enquanto que na figura 3.8 mostra-se o sinal no intervalo de tempo de 0.1 a 0.2 s. Nestas figuras observam-se os picos onde há a ocorrência de bolhas e o sinal da base onde há a ocorrência da fase líquida. Uma das características do sinal é a presença de ruídos de fundo superpostos ao sinal. Os ruídos estão presentes principalmente na fase líquida. Uma filtragem preliminar, realizada com um filtro passa-baixa de 10 kHz, uma frequência muito superior à do fenômeno básico, foi aplicada antes de fazer qualquer análise dos sinais.

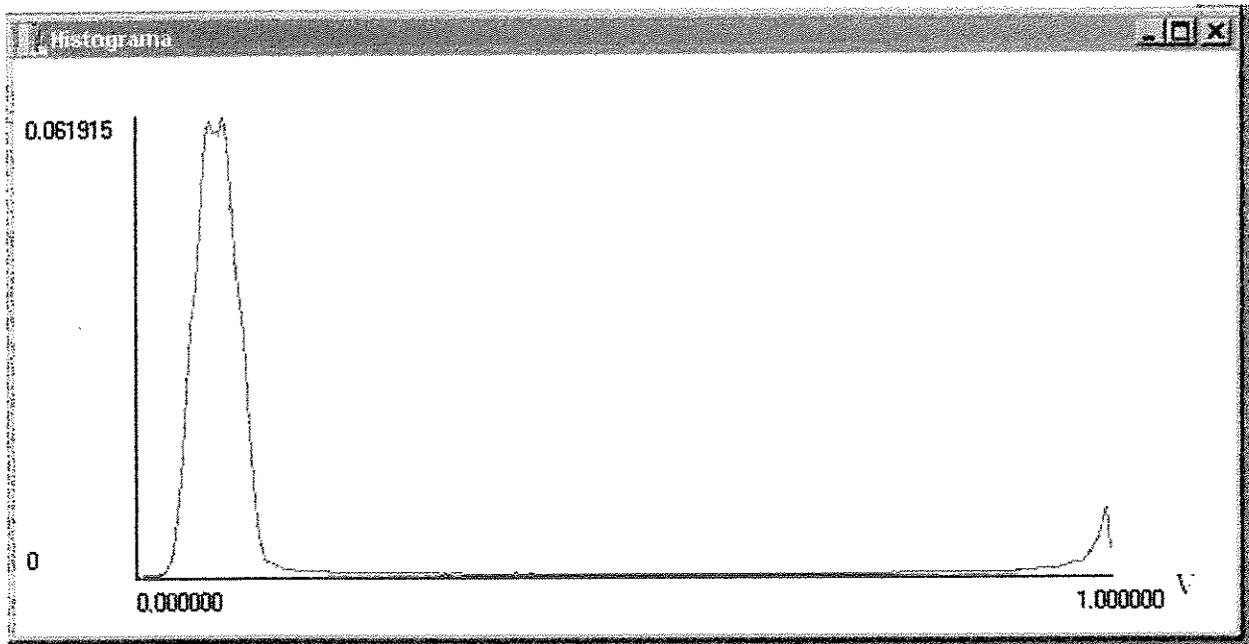


Figura 3.9 - Histograma do sinal de voltagem relativa, em função do fator de corte.

A variação de voltagem relativa deve então ser transformada em um trem de ondas quadradas, para que se possa determinar o tempo inicial e final que uma fase entra em contato com o sensor e a partir disto calcular a fração de vazios local. A onda quadrada corresponde a uma função de fase, $N_G(x,y,z,t)$, definida por:

$$\begin{aligned} N_G(x,y,z,t) &= 1, && \text{quando há gás na posição } x,y,z \text{ no tempo } t; \\ N_G(x,y,z,t) &= 0, && \text{quando há líquido na posição } x,y,z \text{ no tempo } t. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Usando a definição da fase função de fase e designando por T o período de amostragem do sinal, pode-se obter a fração de vazio local, $\alpha(x,y,z)$,

$$\alpha(x,y,z) = \frac{1}{T} \int_{t=0}^{t=T} N_G(x,y,z,t) dt, \quad (3.2)$$

As transformações do sinal de variação de condutividade elétrica na onda quadrada são realizadas definindo-se um valor de voltagem de corte. Neste processo, deve-se considerar cuidadosamente a existência de ruídos de fundo que ainda estão presentes no sinal mesmo após a filtragem inicial realizada, principalmente aqueles superpostos ao sinal de menor valor correspondente à ocorrência da fase líquida. O procedimento utilizado para definir o nível de corte utiliza o histograma do sinal de condutividade elétrica.

A figura 3.9 mostra um histograma típico do sinal de condutividade elétrica. Neste histograma, tem-se 256 níveis entre as voltagens 0 (líquido) e 1 (gás). Cabe ressaltar aqui que se a sonda elétrica fosse ideal, (sinal sem nenhum ruído e tempo de resposta tendendo a zero) somente haveria no histograma dois valores de voltagem 0 e 1. O menor (zero) representaria o sinal referente à água e o maior (um) representaria o ar. Se o sinal fosse ideal, a fração de vazio seria fácil de determinar, bastaria para isto somar o número de vezes que aparece o sinal relativo ao gás e dividir esta quantidade pelo tamanho da amostra. O sinal real apresenta um ruído, que está presente principalmente na fase líquida e o seu efeito sobre o sinal é alargar a base e diminuir a altura do pico de voltagem que representa a fase líquida. Além do ruído, tem-se também um tempo de resposta finito, ou seja, o sinal não passa instantaneamente da voltagem $v^*=0$ (líquido) para $v^*=1$ (gás). O efeito do tempo de resposta é diminuir o pico que representa a fase gás. Como no sinal real praticamente há representação em todos os 256 níveis do histograma, é necessário fazer uma análise de quais valores serão definidos como líquido e quais valores serão definidos como gás.

Para se definir acima de qual valor de voltagem do sinal tem-se gás e, conseqüentemente, abaixo deste tem-se líquido, é necessário definir o fator de corte. Deve-se ter cuidado em definir o fator de corte, para que ele tenha níveis superiores aos ruídos que se sobrepõem principalmente na fase líquida, mas tão próximo quanto possível a ele. Assim a voltagem de corte foi definida

caso a caso, após a verificação do histograma. De acordo com os histogramas, valores de v^* na faixa de 0,2 a 0,6 indicam que a probabilidade de ocorrência de eventos nesta faixa é pequena. Usualmente o fator de corte está entre a faixa de v^* entre 0,2 a 0,25. Aplicando o fator de corte nesta faixa, o valor da fração de vazio praticamente não varia, apontando-a como a faixa ideal de aplicação do corte.

3.4 - Testes Preliminares

Testes preliminares foram realizados para determinar se o escoamento gerado pelo misturador se desenvolveu de modo simétrico na entrada e na curva plana (seções U1 e C2). Também foram feitos testes para determinar o número mínimo de pontos de medida, por seções de teste, necessários para se calcular com precisão a fração de vazio média do escoamento. Foram feitos dois testes para verificar a simetria do escoamento (seções U1 e C2) e mais dois testes para calcular o número mínimo de pontos necessários para calcular a fração de vazio média do escoamento (seção U1).

3.4.1 – Teste de Simetria

Foram realizados dois testes para determinar a simetria do escoamento. O primeiro teste foi feito na seção U1 (figura 3.10a) para determinar a simetria do escoamento no trecho reto de desenvolvimento, em relação ao eixo principal do experimento. Neste teste espera-se simetria no plano yz na posição $x=17,05$ mm e no plano xz na posição $y=17,05$ mm, ou seja, a simetria esperada é para um quarto da seção de testes. O segundo teste foi feito na seção C2 (figura 3.10b) para verificar a simetria lateral do escoamento isto é, em relação ao plano yz e secciona a seção transversal em duas metades ($x=17,05$ mm). Estes testes foram conduzidos com o intuito de se verificar a simetria da distribuição de vazios na seção transversal. Desvios na verticalidade da seção de testes e mesmo uma mistura das correntes ar e água não uniforme propagam seus efeitos até a seção de medidas induzindo assimetrias laterais de distribuições.

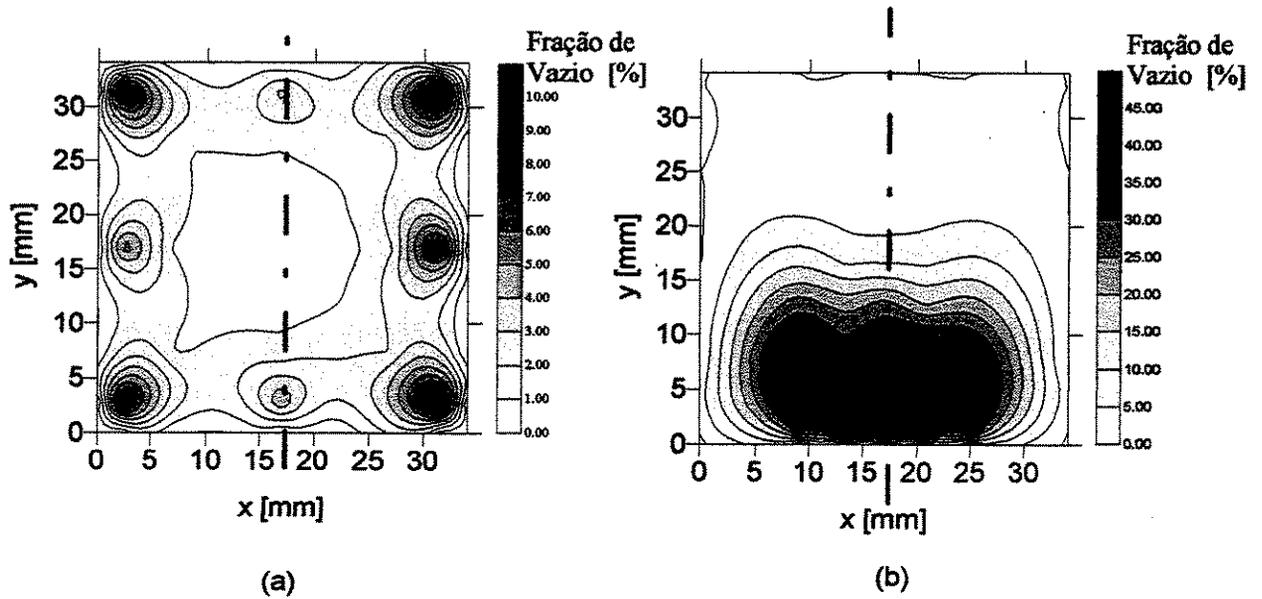


Figura 3.10 - Verificação experimental da simetria para x igual a 17,05mm. a) Seção U1
b) Seção C2

O teste para a seção U1 foi feito para o par de velocidades $(J_L; J_G) = (0,946; 0,041)$ m/s, respectivamente, o que resultou em uma fração de vazio equivalente de escoamento homogêneo na seção transversal, $\langle \alpha \rangle_h^2$, igual a 4,15%. Para esta seção a fração de vazio média experimental foi de $\langle \alpha \rangle$, de 3,3%, isto é coerente pois para uma seção ascendente a fração de vazio tem que ser menor do que a fração de vazio calculada para o modelo homogêneo. O teste para a seção C2 foi feito para o par de velocidades $(J_L; J_G) = (2,20; 0,23)$ m/s, respectivamente, o que resultou em uma fração de vazio equivalente de escoamento homogêneo na seção transversal, $\langle \alpha \rangle_h$, igual a 9,47%. Para esta seção a fração de vazio média experimental foi de $\langle \alpha \rangle$, de 10,45%, isto é coerente pois esta seção já está na descendente e espera-se frações de vazios maiores do que a fração de vazio calculada para o modelo homogêneo. As análises da distribuição das frações de vazios locais indicam que a montagem da seção de teste e o comprimento da seção de desenvolvimento estão adequados, pois há simetria no escoamento em relação ao eixo de simetria, definido por $x = 17,05$ mm. Cabe ressaltar aqui que as verificações de simetria foram feitas unicamente por inspeção visual.

² Esta fração de vazio é para toda a seção transversal, calculada de acordo com o modelo homogêneo

$$\langle \alpha \rangle_h = \frac{j_G}{j_G + j_L}$$

A simetria pode ser observada tanto na figura 3.10a (seção U1) quanto na figura 3.10b (seção C2). Também se pode observar que na seção U1 (figura 3.10a) existe a simetria também em relação ao eixo $y = 17,05$ mm. Se nestas posições a estrutura do escoamento é simétrica em relação ao plano de simetria da seção, definido por $x = 17,05$ mm, assume-se que nas outras posições C1 e D1 o escoamento também será simétrico.

3.4.2 – Teste do número de posições necessárias para o cálculo da fração de vazio.

Os testes preliminares foram finalizados com dois ensaios para se determinar o número de posições necessárias para se calcular, de forma precisa, a fração de vazio média do escoamento nas seções de teste.

Para se calcular a fração de vazio média na seção de testes, a partir das distribuições de frações de vazio locais, faz-se uma média ponderada pelas áreas. Para tanto é necessário definir uma área de “influência” da fração de vazio e dentro desta área assume-se a fração de vazio como sendo constante. A fração de vazio média é definida como:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\sum_i \alpha_i \text{Area}_i}{\sum_i \text{Area}_i}, \quad (3.3)$$

onde α_i é a fração de vazio local do ponto i e a Area_i é a área no plano xy onde a fração de vazio local α_i é considerada constante.

A figura 3.11 ilustra o procedimento de definição das áreas de ponderação para cálculo da fração de vazio média na seção de testes. As áreas são calculadas a partir das posições onde foram feitas as medições de fração de vazio. Por conveniência as áreas são divididas em 3 regiões: parede, interna e simetria. Primeiramente definem-se as áreas que estão associadas às posições internas (denominadas por i), a face de cada célula está no meio da distância entre duas posições consecutivas (isto vale para as duas direções ortogonais x e y). Nas posições adjacentes à parede (denominadas por P), a própria parede é uma das faces, e a outra é definida como feito para as posições internas. Para as posições no plano de simetria (denominadas por S), a definição

da área é feita da seguinte maneira: na direção y, procede-se conforme descrito anteriormente caso seja posição interna ou de parede; na direção x, uma das faces está à meia distância entre a posição de simetria e a posição que antecede, e a outra face está na posição de simetria. A medição efetiva contemplou 105 posições em “meia seção transversal” ao escoamento.

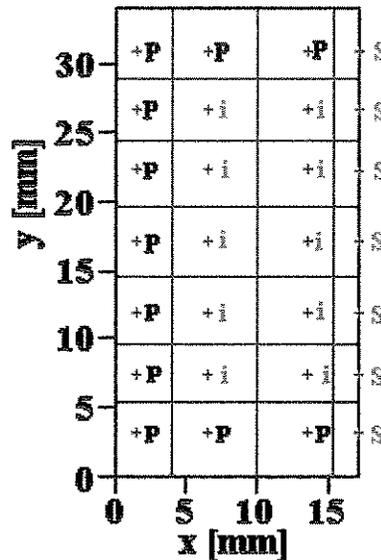


Figura 3.11 - Ilustração do procedimento de fixação das áreas para ponderação e cálculo da fração de vazio média.

Este é um método em que a fração de vazio é determinada de uma forma rápida, mas é necessário que o número de posições de medidas seja suficiente grande para não introduzir erros, principalmente em regiões onde há um elevado gradiente de fração de vazio. As vazões de líquido e gás aplicadas nos testes foram muito próximas (figura 3.12): caso a) $(J_L; J_G) = (1,3523; 0,1468)$ m/s e; caso b) $(J_L; J_G) = (1,2934; 0,1374)$ m/s, pois de um teste para outro não é possível reproduzir exatamente as mesmas condições de ensaio. Observa-se também que a distribuição de fases do escoamento, em ambos os casos, é similar, indicando que o padrão de escoamento foi mantido e também que o procedimento de medição foi correto em ambos os casos.

As implicações de se estabelecer um pequeno número de posições de medida são diretas: no caso da figura 3.12(a), com 42 posições de medida, a fração de vazio média calculada é 12,03%. Se a medida da fração de vazio local é realizada em 105 posições, figura 3.12(b), a fração de vazios média é igual a 8,42%. Evidentemente, há que se estabelecer um critério para

verificar se as medições de fração de vazio local e o respectivo valor médio na seção de testes estão corretos. Adota-se, como referência, o valor da fração de vazio média calculada pelo modelo bifásico homogêneo: 9,79% e 9,60%, respectivamente, correspondendo aos testes mostrados nas figuras 3.12(a) e 3.12(b). Observa-se que quando 42 posições de medidas são utilizadas, a fração de vazios média é superior à fração de vazio calculada pelo modelo homogêneo. Como o valor da fração de vazio calculada pelo modelo homogêneo³ é um valor limite superior, quando o escoamento bifásico em bolhas é ascendente, como ocorre em U1, fica claro que 42 posições de medidas na seção de testes são insuficientes para o cálculo correto da fração de vazio média. Para 84 posições de medida, a fração de vazio média calculada não difere da fração de vazio calculada com 105 posições. A opção por fazer mais medidas deve-se fato de que uma vez que a sonda está montada em uma seção fazer mais medidas não aumentam significativamente o tempo de aquisição.

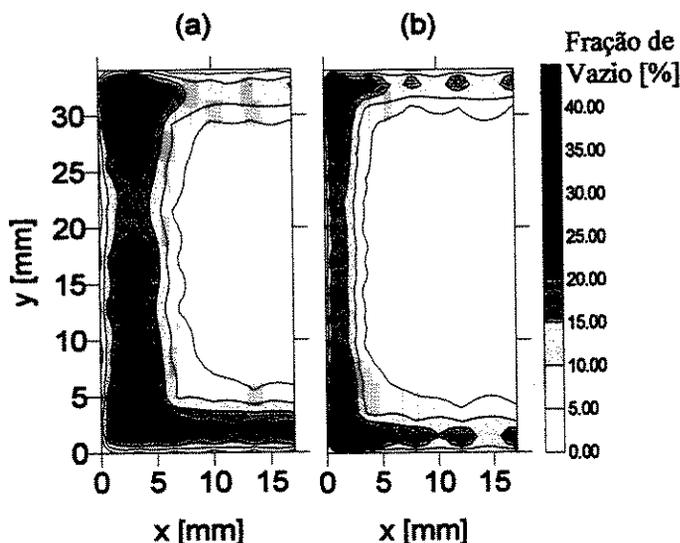


Figura 3.12 - Teste para determinar o número de posições de medida nas seções de testes: a) 42 posições; b) 105 posições.

Para mostrar a distribuição da fração de vazios na seção de testes, como aparecem na figura 3.12, foi utilizado um software computacional comercial, Surfer®. É necessário destacar, entretanto, que as interpolações realizadas entre os valores vizinhos de fração de vazio local, para gerar os contornos de cores ou tons de cinza, são controladas pelo “software”. Assim na Figura

³ O modelo homogêneo não admite o deslizamento ou movimento relativo entre as fases. A fração de vazio é simplesmente a razão entre a vazão de gás e a vazão total das fases.

3.12(b), por exemplo, aparecem vários máximos locais da fração de vazios próximos à parede, enquanto o que se espera é uma faixa continua com um valor de fração de vazio uniforme, de mesma magnitude dos valores medidos em posições discretas. Infelizmente, o problema não pode ser sanado com o “software”. Devido à simetria do escoamento em relação ao eixo $x = 17,05$ mm, as medições foram realizadas somente em metade da seção como forma de agilizar a medição e, posteriormente reduzir o tempo computacional na simulação numérica.

3.5 - Definição das condições operacionais para os testes efetuados

A distribuição das frações de vazios locais nas quatro seções de teste, U1, C1, C2 e D1, foram medidas para quatro testes, denominados de T1, T2, T3 e T4. As condições operacionais destes testes foram expressas em termos das vazões de líquido e gás (ou das respectivas velocidades superficiais), (J_L ; J_G). Estas condições operacionais foram definidas para que, em todas as seções, o escoamento se encontrasse no padrão bolhas. Caso a velocidade superficial fosse mais elevada, poderia ocorrer uma transição para outro padrão de escoamento (na seqüência do escoamento em bolhas o escoamento “slug flow” ou intermitente).

Como as medidas de fração de vazios local, nas quatro seções de teste situadas ao longo do duto curvo, foram realizados em horários e dias diferentes, nem sempre foi possível manter exatamente as mesmas condições operacionais, isto é, os mesmos valores do par (J_L ; J_G). Estes dependem de uma série de fatores, como a pressão do reservatório de ar do laboratório, ou mesmo a sensibilidade de ajuste das válvulas de regulação de vazão, que não podem ser rigorosamente repetidos. Dada esta impossibilidade, procurou-se operar com valores do par (J_L ; J_G) tão próximos quanto possível. As medidas foram realizadas em horários e dias diferentes pois, o posicionamento, e a aquisição dos dados demoravam aproximadamente 2 horas, e o computador onde foram feitas as aquisições e o computador onde foram feitas as análises dos dados eram diferentes e os mesmos não estavam conectados em rede, sendo necessário transportar os dados de um computador para outra através de disquetes.

A tabela 3.1 mostra as condições operacionais efetivamente aplicados em cada um dos ensaios. Os valores de J_L foram calculados a partir da medida da vazão de líquido realizada no medidor de vazão magnético. Como a densidade da água não varia, a velocidade superficial J_L é definida como constante para todas as seções do ensaio. O valor da densidade do ar varia conforme a pressão, por isso o medidor de vazão do ar mede a vazão mássica do ar e em cada seção a vazão volumétrica é definida em função da pressão medida no local. A tabela 3.2 mostra os valores médios de operação, relativos aos testes denominados de T1, T2, T3 e T4. A média é obtida somando-se todos os valores de J_L e J_G e dividindo-os por quatro, que é o número de seções medidas em cada condição operacional aplicada.

Tabela 3.1 - Valores de J_L e J_G nos testes

Seção	Teste T1		Teste T2		Teste T3		Teste T4	
	J_L (m/s)	J_G (m/s)						
U1	1,29	0,13	2,15	0,12	0,86	0,034	0,90	0,10
C1	1,35	0,15	2,12	0,13	0,80	0,032	0,86	0,11
C2	1,36	0,13	2,11	0,13	0,84	0,036	0,87	0,10
D1	1,29	0,15	2,11	0,14	0,84	0,032	0,89	0,11

Tabela 2 - Valores médios de J_L e J_G para os testes realizados.

Teste	$\overline{J_L}$ (m/s)	$\overline{J_G}$ (m/s)
T1	1,33	0,14
T2	2,12	0,13
T3	0,84	0,03
T4	0,88	0,11

Capítulo 4 - Equações do Modelo de Dois Fluidos

4.1 – Introdução

Neste capítulo apresenta-se o Modelo de Dois Fluidos. Ele foi utilizado para modelar matematicamente a distribuição e, conseqüentemente, a segregação das fases no escoamento em bolhas ocorrendo na curva plana de 180 graus, objeto principal deste estudo. Na seção 4.2, que segue, define-se a função de densidade de fase e seu valor médio temporal, que é a fração de vazio local. Na seção 4.3 são mostradas as equações de transporte básicas do Modelo de Dois Fluidos. Nas seções 4.4 a 4.6 são apresentadas as equações necessárias para o fechamento do sistema, isto é, o conjunto de equações constitutivas relativas à força de pressão interfacial, aos termos da transferência interfacial, constituídos pelas forças de massa virtual, de sustentação lateral, e de parede, e à modelagem da turbulência, isto é, o tensor de Reynolds.

4.2 – Função densidade de fase e fração de vazio local.

A função densidade de fase, N_k , é definida como uma função de distribuição que indica a ocorrência da fase k , no ponto do espaço (x, y, z) no instante de tempo t . Se a fase k ocorre no ponto (x, y, z) no tempo t , a variável N_k assume o valor unitário; caso contrário, será nula, veja representação gráfica na figura 4.1.

$$N_k(x, y, z, t) = \begin{cases} 1 & \text{se a fase ocorre} \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (4.1)$$

A fração de vazio local, α_k , por sua vez é definida como a probabilidade da ocorrência da fase k no ponto (x, y, z) e no tempo t . Se Δt_k é a fração de tempo que a fase k ocorre naquele ponto durante o tempo total de observação (Δt) então:

$$\alpha_k \equiv \frac{\sum_{i=1}^n \Delta t_k^i}{\Delta t}, \quad (4.2)$$

o que implica que α_k é a média temporal da função densidade de fase N_k ,

$$\alpha_k = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} N_k(x, y, z, t) dt. \quad (4.3)$$

Esta definição da fração de vazio local é válida unicamente para escoamentos em regime permanente.

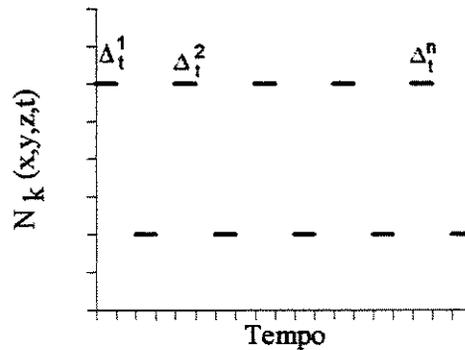


Figura 4.1 - Função densidade de fase.

Quando somente duas fases estão presentes no escoamento, por exemplo, líquido e gás ($k=L$ e $k=G$), a probabilidade de ocorrência de uma fase é complementar à probabilidade de ocorrência da outra, isto é:

$$\alpha_L + \alpha_G = 1, \quad (4.4)$$

e, portanto, basta conhecer a fração de vazio local de uma fase para que a fração de vazio local da outra fase seja conhecida:

$$\alpha_L = 1 - \alpha_G \quad (4.5)$$

A fração de vazio local é um termo corrente nos escoamentos gás-líquido pelo fato dele representar os "vazios" de volume, isto é, de gás, dispersos no líquido. Neste trabalho optou-se por discriminar a fração de vazio local de cada uma das fases do escoamento pelos subscritos L e G ao invés de se utilizar apenas α e $(1-\alpha)$

4.3 – Modelo de dois Fluidos

Um modelo geral para representar matematicamente um escoamento bifásico é o denominado Modelo de Dois Fluidos. As equações de conservação são escritas para as duas fases, que se acoplam através dos termos interfaciais (das denominadas condições de salto "jump conditions"). O Modelo de Dois Fluidos foi formalizado por Ishii 1975, e complementado por Drew e Lahey 1979. O modelo contempla diversos mecanismos que determinam os campos de velocidade, pressão e temperatura das fases e da fração de vazio, o que determina também, como consequência, a distribuição das fases nas direções transversais ao escoamento principal. É um modelo geral na medida em que, através de simplificações, chega-se a modelos mais simples. Por exemplo: modelo de difusão, modelo de deslizamento, modelo homogêneo, modelo de fases separadas. O leitor que estiver interessado em mais detalhes sobre um destes modelos mais simples deve procurar, por exemplo, o livro "One-dimensional Two-phase Flow" (Wallis 1969).

Em um escoamento bifásico isotérmico e sem mudança de fase, as equações de conservação do Modelo de Dois Fluidos reduzem-se às Equações de Conservação da Massa e da Quantidade de Movimento. As condições de salto se transmutam em um termo médio-temporal denominados de "termo de transferência interfacial". Assim, escritas em função de valores médio-temporais das variáveis, procedimento que estabelece o conceito de "meios interpenetrantes", as equações de conservação e a transferência interfacial são escritas, para duas fases representadas por $k=G$ (gás) e $k=L$ (líquido), como (Ishii 1975):

conservação de massa.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \bar{V}_k) = 0, \quad (4.6)$$

conservação da quantidade de movimento.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k \bar{V}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \bar{V}_k \bar{V}_k) = \alpha_k \nabla p_k + \nabla \cdot [\alpha_k \tau_k^{Re}] + \alpha_k \rho_k \bar{g} + (p_{ki} - p_k) \nabla \alpha_k + \bar{M}_k^D, \quad (4.7)$$

transferência interfacial

$$\sum_{k=g,l} (\bar{M}_k^D) = \bar{M}_k^\sigma. \quad (4.8)$$

O subscrito *i* define os valores das variáveis na interface. A fração de vazio local é α_k , ρ_k representa a densidade da fase *k*, V_k é a sua velocidade, p_k é a pressão, \bar{g} é o campo gravitacional, τ_k^{Re} é o tensor de tensão turbulento, \bar{M}_k^D representa as forças interfaciais generalizadas e M_k^σ representa a força resultante da ação da tensão superficial. O fechamento (“closure”) do sistema (Equações de 4.6 a 4.8) é obtido recorrendo-se a equações constitutivas. As equações constitutivas são relações de estado, constantes, correlações, equações algébricas e/ou equações diferenciais representado as densidades das fases, o campo gravitacional, a força de pressão interfacial, as forças interfaciais generalizadas expressas por \bar{M}_k^D além do tensor de tensão turbulento, ou tensor de Reynolds. Por exemplo, da relação de estado do gás perfeito para o ar determina-se sua densidade, em função da temperatura, especificada no caso do presente trabalho, e da pressão; a densidade da água e a aceleração da gravidade são constantes de cálculo, também especificadas para este trabalho. As outras equações constitutivas estão na seqüência do texto.

4.4 – A Força de Pressão Interfacial

A força de pressão interfacial surge quando uma bolha escoar através de um líquido que tem um campo de velocidades não uniforme. Ela está na Equação de Conservação da Quantidade de Movimento como (ver equação 4.7):

$$(p_{ki} - p_k) \nabla \alpha_k = \vec{M}_k^{PI}. \quad (4.9)$$

A determinação da força de pressão interfacial requer o cálculo da diferença de pressão entre o seio da fase (“bulk”) e a interface, $(p_k - p_{ki})$. Uma estratégia adotada para se calcular esta diferença de pressão é a análise do escoamento potencial ao redor de uma esfera.

A força de pressão interfacial atua, predominantemente, em um escoamento com gradientes axiais de pressão suave e moderada, na direção transversal ao escoamento, desde que é proporcional ao gradiente da fração de vazio local. Isto é, em escoamentos usuais, sua componente na direção principal do escoamento é muito pequena frente à sua componente transversal. Há, portanto, quem considere que possa ser anulada, como (Drew 1983), que propôs que .

$$p_k = p_{ki} = p. \quad (4.10)$$

Em conseqüência, a força de pressão interfacial , \vec{M}_k^{PI} , é anulada:

$$\vec{M}_k^{PI} = (p_{ki} - p_k) \nabla \alpha_k = 0. \quad (4.11)$$

Segundo Drew 1983, esta hipótese é razoável caso não haja propagação de ondas de choque na mistura bifásica com consequentes expansão e contração acentuadas das bolhas. A hipótese proposta por Drew 1983 poderia até ser razoável para o estudo em questão, mas o escoamento analisado, no qual se esperava haver gradientes acentuados de fração de vazio devido à segregação das fases provocada, principalmente, pela ação de campo centrífugo, desta forma a pressão interfacial foi modelada conforme o proposto por Stuhmiller, 1977. Este autor calculou a diferença entre a pressão no seio da fase e na interface assumindo a ocorrência de escoamento

potencial ao redor de uma esfera. Assim, a diferença entre a pressão no seio da fase contínua e na interface é dada por:

$$p_{Li} - p_L = -C_{pi}\rho_L (\bar{v}_R)^2, \quad (4.12)$$

onde \bar{v}_R é a velocidade relativa ente a fases gás e líquido, ou seja

$$\bar{v}_R = \bar{v}_G - \bar{v}_L. \quad (4.13)$$

Além disso, assume-se que a diferença de pressão entre as fases é dada pela Equação de Laplace:

$$p_G - p_L = \frac{2\sigma}{D_b/2}. \quad (4.14)$$

Logo tem-se que:

$$p_{Gi} - p_G = p_{Li} - p_L. \quad (4.15)$$

Substituindo-se as equações 4.12, 4.14 e 4.15 na equação 4.9 obtém-se a força de pressão interfacial:

$$\bar{M}_L^{PI} = -\bar{M}_G^{PI} = C_{pi}\rho_L (\bar{v}_R)^2 \nabla\alpha_G. \quad (4.16)$$

No caso de um escoamento potencial em uma bolha esférica, o coeficiente C_{pi} é 0,25. Na prática o escoamento não é potencial, nem a bolha é esférica, portanto, diferentes valores para o coeficiente C_{pi} são usados. Valores de C_{pi} entre 0,5 a 0,7 são sugeridos por Lance e Bataille 1991 e Bertodano et al. 1994. Para bolhas distorcidas, Lahey 1990 sugeriu $C_{pi} = 1$. Lopez de Bertodano et al. 1994c empregaram:

$$C_{pi} = \frac{C_{vm}}{2}, \quad (4.17)$$

onde C_{vm} é o coeficiente de força de massa virtual, apresentada na seqüência.

No presente trabalho utiliza-se, para valorar o coeficiente de pressão interfacial, a função sugerida por Spalding 1994:

$$C_{pi} = C_{pia} (1 + \alpha_G) \alpha_L^2, \quad (4.18)$$

onde C_{pia} é uma constante e no presente trabalho usou-se um valor igual a 0,5.

4.5 - As Forças Interfaciais

A força interfacial generalizada (isto é, por não ser específica) atuando na fase k , \vec{M}_k^D , é normalmente subdividida em força de arrasto, \vec{M}_k^d , e forças que não são de arrasto (“*non-drag forces*”), \vec{M}_k^{nd} . As forças que não são de arrasto são a força de sustentação lateral, a força de parede e a força de massa virtual.

4.5.1 – Força de Arrasto

A força de arrasto surge devido ao deslocamento relativo da bolha (fase dispersa) em relação ao líquido (fase contínua). A força de arrasto em uma bolha de diâmetro D_b pode ser expressa como:

$$\vec{M}_L^d = -\vec{M}_G^d = \frac{3 C_D}{4 D_b} \rho_L \alpha_G |\vec{V}_R| (\vec{V}_R) \quad (4.19)$$

Esta força atua no mesmo sentido do movimento relativo entre as fases, pois o termo $\frac{3 C_D}{4 D_b} \rho_L \alpha_G |\vec{V}_R|$ é um escalar.

Diferentes autores sugerem diferentes dependências para o coeficiente de arrasto C_D . Lahey 1990 sugere uma única expressão para C_D em função do número de Reynolds da bolha, calculado

com base na viscosidade do líquido. Antal et al. 1991, sugere que C_D seja dada em termos do número de Reynolds calculado para uma “viscosidade média” entre as fases.

O presente trabalho emprega a expressão de C_D para bolhas de formas esféricas e não-esféricas (ou bolhas distorcidas) proposta por Kuo e Wallis 1988. Ela é função do número de Reynolds baseado na viscosidade do líquido e no raio da bolha (para bolhas esféricas), ou no número de Weber da bolha (para bolhas distorcidas).

Assim, a expressão sugerida por Kuo e Wallis 1988 é:

$$C_D = \begin{cases} \frac{16}{Re} & \text{se } Re \leq 0,49 \\ \frac{20,68}{Re^{0,643}} & \text{se } 0,49 \leq Re \leq 100 \\ \frac{6,3}{Re^{0,385}} & \text{se } Re \geq 100 \end{cases} \quad (4.20.a)$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{We}{3} & \text{se } Re \geq \frac{2065,1}{We^{2,6}} \\ \frac{8}{3} & We \geq 8 \end{cases} \quad (4.20b)$$

onde os números de Reynolds e Weber são:

$$Re = \frac{|\vec{V}_R| D_b}{\nu_L} \quad (4.21)$$

e

$$We = \frac{\rho_L |\vec{V}_R|^2 D_b}{\sigma} \quad (4.22)$$

As correlações descritas na equação 4.20 foram obtidas generalizando-se as correlações para o escoamento de bolhas em um meio infinito.

4.5.2 - Força de Sustentação Lateral

A força de sustentação lateral surge devido ao deslocamento da bolha através do líquido que tem campo de velocidade transversal não uniforme,

$$\vec{M}_L^L = -\vec{M}_G^L = C_{SL} \rho_L \alpha_G \vec{V}_R \times (\nabla \times \vec{V}_L) \quad (4.23)$$

Drew e Lahey 1987 e 1990 sugerem que se faça o coeficiente de sustentação lateral, C_{SL} , igual ao coeficiente de massa virtual, C_{VM} . Neste trabalho o coeficiente de sustentação lateral pode ser uma função da fração de vazio local, de acordo com expressão proposta por Spalding 1994,

$$C_{SL} = C_{SLA} \cdot [1 - \min(0.2, \alpha_G)] \quad (4.24)$$

onde C_{SLA} é uma constante igual a:

$$C_{SLA} = 0,5 \quad (4.25)$$

Esta força tem um papel importante na distribuição das fases na seção do escoamento. Considerando um escoamento bifásico ascendente “desenvolvido” em bolhas em um tubo com simetria axial, a força de sustentação lateral atua transversalmente. Seu sentido dependerá do gradiente da componente axial da velocidade do líquido. Em escoamentos bifásicos descendentes em bolhas ela atua no sentido inverso, pois a componente axial da velocidade relativa entre as fases passa a ser negativa.

4.5.2.1 – Força na parede

Na região do escoamento mais próxima da parede existe uma força que atua no sentido de repelir as bolhas da parede. Antal et al 1991 calcularam analiticamente esta força lateral para um escoamento potencial e, após simplificações, propuseram a seguinte equação constitutiva:

$$\bar{M}_L^w = -\bar{M}_G^w = \frac{2\alpha_G \rho_L |\bar{V}_\parallel|^2}{D_b} \left[C_{w1} + C_{w2} \left(\frac{D_b}{2y} \right) \right] \bar{n}_w \quad (4.26)$$

sendo \bar{V}_\parallel^4 igual a:

$$\bar{V}_\parallel = (\bar{V}_G - \bar{V}_L) - [\bar{n}_w \cdot (\bar{V}_G - \bar{V}_L)] \bar{n}_w \quad (4.27)$$

e as constantes iguais a:

$$C_{w1} = -0,104 - 0,06 |\bar{V}_R| \quad (4.28)$$

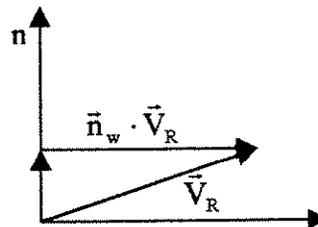
$$C_{w2} = 0,147 \quad (4.27)$$

e \bar{n}_w é o vetor normal à superfície da parede, no sentido do centro da tubulação.

Para a equação 4.26 ser positiva é necessário que

$$C_{w2} \left(\frac{D_b}{2y} \right) > |C_{w1}|. \quad (4.28)$$

Considerando como típica uma velocidade relativa de 0,23 m/s para um escoamento ascendente de ar e água em bolhas, tem-se que para distâncias da parede determinadas por $y < 1,87$ mm, por exemplo, a equação 4.26 é positiva. Para valores maiores de y a equação 4.26 é negativa. A equação 4.26 foi deduzida analiticamente (Antal et. al. 1991), e é aplicada para toda a região do domínio do escoamento. Entretanto, na solução numérica do Modelo de Dois Fluidos é usada unicamente na célula que tem a parede como fronteira, como é sugerido por Lahey 1990.



⁴ É a velocidade relativa do fluido, tangente a parede.

4.5.3 – Força de Massa Virtual

Em um escoamento gás-líquido em bolhas a força de massa virtual é a força necessária para acelerar a massa da fase contínua (líquido) que circunda a fase dispersa (a bolha) quando há variação do movimento relativo, isto é, quando o escoamento em bolhas está se desenvolvendo, condição que existe constantemente, na medida em que o tamanho e a forma da bolha podem se alterar constantemente com a variação da pressão do escoamento. Assim, este efeito pode ser negligenciado se a densidade da fase dispersa é muito maior que a da fase contínua, isto é, $\rho_d/\rho_c \gg 1$. Por exemplo, em escoamentos com partículas sólidas, ou gotas de líquido, escoando com gases, este efeito é pequeno. No movimento de bolhas de gás em líquido, entretanto, há que se considerar as variações de movimento relativo ou ainda quando há uma acentuada expansão ou contração da bolha.

A força de massa virtual é, (como proposta por Drew e Lahey 1987):

$$\vec{M}_L^{vm} = -\vec{M}_G^{vm} = C_{vm}\rho_L\alpha_G\left(\frac{\partial(\vec{V}_G - \vec{V}_L)}{\partial t} + \vec{V}_G\nabla\vec{V}_G - \vec{V}_L\nabla\vec{V}_L\right). \quad (4.29)$$

O termo entre parênteses representa a aceleração total da fase gás em relação à fase líquido

No escoamento em bolhas “desenvolvido” a direção desta força será a mesma da direção principal do escoamento, existindo quando houver variação da componente axial da velocidade relativa. O sentido depende do movimento relativo, se acelerado ou desacelerado. O termo $C_{vm}\rho_L\alpha_G$ é um escalar e $\frac{\partial(\vec{V}_G - \vec{V}_L)}{\partial t}$ é o vetor aceleração instantânea.

O produto entre coeficiente de massa virtual, C_{vm} , e a densidade do líquido equivale à massa de fluido deslocado por unidade de volume, que contribui para compor a “massa efetiva” da fase dispersa. É provável que este parâmetro seja uma função da fração de vazio, α_G , mas freqüentemente é considerado um valor constante. Para bolhas esféricas, Drew e Lahey 1987 sugeriram que C_{vm} seja feito igual a 0,5, mas poderá ter valores diferentes para escoamentos com formas variadas de bolhas. Os valores sugeridos por outros autores são: variando de 2,0 ~ 3,0

(Kuo e Wallis 1988); entre 1,2 ~ 3,4 (Lance e Bataille 1991); uma função da fração de vazio (Watanabe et al. 1990). Neste trabalho utiliza-se um coeficiente de massa virtual igual a 2,0.

4.6 – Turbulência

Os mecanismos de geração, transporte e dissipação da turbulência em escoamentos bifásicos são pouco conhecidos, pois a natureza complexa de como ocorrem os padrões de escoamento são fatores limitantes para a obtenção de dados experimentais que generalizem os mecanismos da turbulência. Entretanto, devem ser considerados na modelagem matemática dos escoamentos bifásicos, pois, mesmo nos escoamentos em bolhas, exercem influência sobre a distribuição das fases na seção transversal (Drew e Lahey 1982).

Nos escoamentos gás-líquido os tensores viscoso e turbulento da fase gás são usualmente desprezados, pois a diferença da densidade entre as fases é muito grande, o que os torna muito inferiores aos equivalentes da fase líquida. O tensor turbulento da fase líquida é expresso considerando a hipótese de Boussinesq (generalizada por Kolgomorov):

$$\tau_L^{Re} = 2\rho_L \nu_T S - \frac{2}{3} kI. \quad (4.30)$$

onde S é tensor de deformação definido por:

$$S = \frac{1}{2} (\nabla \bar{v}_L + \nabla \bar{v}_L^T), \quad (4.31)$$

e I é o tensor identidade:

$$I = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (4.32)$$

a viscosidade turbulenta aparente do escoamento bifásico é ν_T e k é a energia cinética turbulenta. Para a implementação dos efeitos da turbulência é necessário recorrer-se a modelos de turbulência. Antes disso, porém, mostra-se a proposição de Sato et al 1981 para contemplar a existência das bolhas do escoamento bifásico no estabelecimento da viscosidade turbulenta aparente do escoamento bifásico, ν_T . E então, na seqüência, apresenta-se os dois modelos de turbulência, o algébrico, que não depende de nenhuma equação diferencial, LVEL, e o modelo a duas equações, k - ϵ padrão, que serão usados no presente trabalho para calcular a viscosidade turbulenta aparente da fase contínua, ou líquida, ν_T^S .

4.6.1 - Turbulência induzida pelas bolhas

Segundo Sato et. al. 1981, a viscosidade turbulenta, ν_T , de um escoamento em bolhas deve, evidentemente, contemplar a presença das bolhas, que têm movimento em relação ao líquido circundante. Os autores propõem haver um acoplamento fraco entre as flutuações próprias do escoamento de líquido e aquelas produzidas pelo movimento das bolhas. Assim, sugerem uma sobreposição linear destes dois efeitos na constituição da viscosidade turbulenta aparente de um escoamento em bolhas:

$$\nu_T = \nu_T^S + \nu_T^{BI} . \quad (4.33)$$

onde ν_T^S é a viscosidade aparente produzida pela deformação do campo médio da fase líquida, ou fase contínua, e ν_T^{BI} é a viscosidade turbulenta induzida pelas bolhas, dada por

$$\nu_T^{BI} = C_{\mu b} D_b \alpha_G |\vec{V}_R| \quad (4.34)$$

onde a constante $C_{\mu b}$ é igual a 0,6. Este modelo é baseado no conceito do comprimento de mistura, onde o raio da bolha é tomado como a escala turbulenta.

4.6.2 – Modelo LEVEL

O modelo de turbulência LEVEL é algébrico. Ele requer, para o cálculo da viscosidade turbulenta aparente da fase líquida, ν_T^s , o conhecimento da distância à parede e o valor da componente axial da velocidades local. Para escoamentos próximos a paredes, assume-se um certo perfil da velocidade axial, que pode ser expresso em termos da velocidade adimensional (u^+) em função da distância adimensional da parede (y^+), variáveis estas denominadas de coordenadas internas. As coordenadas internas são definidas, em termos da velocidade u e da distância à parede y , como:

$$u^+ = \frac{u}{\sqrt{\tau_w / \rho_L}} \quad (4.35)$$

e

$$y^+ = \frac{y \sqrt{\tau_w / \rho_L}}{\nu_L} \quad (4.36)$$

onde τ_w é a tensão cisalhante na parede, ρ_L é a densidade do fluido na fase continua, ν_L é a viscosidade cinemática do fluido na fase continua, e y é a distância até a parede mais próxima.

Spalding, 1961 propôs uma relação para a velocidade que é válida desde a sub-camada laminar até a região logarítmica, onde y^+ e u^+ estão relacionados por:

$$y^+ = u^+ + \frac{1}{E} \left[e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{(\kappa u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa u^+)^3}{6} - \frac{(\kappa u^+)^4}{24} \right] \quad (4.37)$$

sendo $\kappa=0,417$ (constante de Von-Karman) e $E=8,6$, outra constante necessária para especificar a chamada “lei de parede”.

A viscosidade aparente adimensional ($\nu^+ = \frac{\nu_T^s}{\nu_L}$) é obtida de:

$$v^+ = \frac{dy^+}{du^+}, \quad (4.38)$$

Assim, derivando-se a equação 4.37 em relação a u^+ obtém-se:

$$v^+ = 1 + \frac{\kappa}{E} \left[e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{(\kappa u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa u^+)^3}{6} \right], \quad (4.39)$$

ou de forma explícita tem-se:

$$v_T^s = v_L + \frac{v_L \kappa}{E} \left[e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{(\kappa u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa u^+)^3}{6} \right] \quad (4.40)$$

4.6.3 – Modelo k-ε Padrão

As equações do modelo k-ε padrão no escoamento bifásico diferem daquelas que se aplicam ao escoamento monofásico por terem seus termos ponderados pela fração de vazio. Ademais, a viscosidade aparente é como dada pela Eq. (4.33). Assim, as equações da energia cinética turbulenta e da dissipação da dissipação da energia cinética turbulenta são, respectivamente,

$$\frac{\partial \alpha_L \rho_L k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_L \rho_L \vec{V}_L k) = \rho_L \alpha_L \nabla \cdot \left[\left(v_L + \frac{v_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + \nabla \cdot \left[\frac{\rho_L v_T}{\sigma_\alpha} \nabla k (\alpha_L) \right] + \rho_L \alpha_L (P - \varepsilon) \quad (4.41)$$

$$\frac{\partial \alpha_L \rho_L \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_L \rho_L \vec{V}_L \varepsilon) = \rho_L \alpha_L \nabla \cdot \left[\left(v_L + \frac{v_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \nabla \cdot \left[\frac{\rho_L v_T}{\sigma_\alpha} \nabla \varepsilon (\alpha_L) \right] + \rho_L \alpha_L \frac{\varepsilon}{k} \left(c_1 P - c_2 \frac{\varepsilon}{k} \right) \quad (4.42)$$

onde P é a produção de energia cinética realizada pelo campo médio de velocidades:

$$P = -v_T S : \nabla \vec{V}_L. \quad (4.43)$$

Assim, a viscosidade turbulenta aparente da fase líquida no escoamento bifásico, ν_T^s , é obtida em função da energia cinética turbulenta e da taxa da dissipação da energia cinética turbulenta, e a viscosidade turbulenta aparente do escoamento bifásico se torna

$$\nu_T = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} + C_{\mu b} D_b \alpha_G |\bar{V}_R|. \quad (4.44)$$

Nas equações 4.41 e 4.42 são utilizados os mesmos coeficientes do modelo k- ε padrão para um escoamento monofásico,

$$\sigma_k = 1,0; \sigma_\varepsilon = 1,3 \quad C_\mu = 0,09; c_1 = 1,44; c_2 = 1,92 \quad \sigma_{\alpha_1} = 1,0 \quad (4.45)$$

O modelo é válido para as regiões do escoamento onde a distância da parede, em termos de variáveis internas é maior do que 30, isto é, $y^+ > 30$. Perto da parede, onde $y^+ < 30$, o modelo requer a aplicação de uma lei de parede. Neste caso a energia cinética turbulenta e a dissipação da energia cinética, k_w e ε_w , são definidas da mesma forma que aquelas de um escoamento monofásico,

$$k_w = \frac{\tau_w}{\rho_L} \sqrt{\frac{1}{C_\mu}}, \quad \varepsilon_w = \frac{C_\mu^{0.75} \cdot k^{1.5}}{0.43 \cdot y}. \quad (4.46)$$

Dentre os autores que utilizaram o modelo k- ε padrão pode-se citar:

- Lopez de Bertodano 1994 e Afshar e Baliga 1999, que usou procedimento similar ao descrito acima;
- Chahed et al 1999 dividiu a equação de energia cinética turbulenta k em duas (turbulenta e pseudo turbulenta), mais uma equação para a dissipação da energia cinética turbulenta ε .
- Mudde e Simonin 1999 modificaram as equações para o cálculo da energia cinética turbulenta, k, e da dissipação da energia cinética turbulenta, ε , próprias do escoamento monofásico de líquido, acrescentando-lhes termos para considerar a influência do movimento relativo das bolhas.

Aparentemente não há nenhum trabalho que compara estas três formas de se implementar a “turbulência induzida pelas bolhas” no estabelecimento da viscosidade turbulenta aparente do escoamento em bolhas usando o modelo $k-\epsilon$ Padrão. Todos estes trabalhos citados contemplam o efeito, mas não se sabe qual é mais eficiente, seja no aspecto computacional ou na qualidade da simulação do processo real. O modelo utilizado neste trabalho foi o mesmo adotado por Lopez de Bertodano 1994, principalmente por ser este o que mais facilmente se implementa numericamente.

Capítulo 5– Método Numérico

5.1 - Introdução

Este capítulo trata do método numérico utilizado para a implementação do Modelo de Dois Fluidos, utilizando as equações na forma de coordenadas generalizadas, que foram aplicadas no pacote de mecânica dos fluidos computacional PHOENICS® para a solução do escoamento em bolhas na curva plana. As equações para cada região do domínio são discutidas na seção 5.2. No final desta mesma seção há uma tabela resumo com as equações utilizadas. A discretização das equações generalizadas para o escoamento bifásico é discutida na seção 5.3. Na seção 5.4 apresenta-se as especificações das malhas numéricas utilizadas na simulação do escoamento para ambos os modelos de turbulência adotados. O capítulo é finalizado com a seção 5.5, onde são discutidos os termos fontes e as condições de contorno. Estas duas particularidades da modelagem numérica são agrupadas na mesma seção, pois são tratadas de maneira idêntica no programa computacional utilizado.

5.2 - Equações em coordenadas Generalizadas

As equações em coordenadas cartesianas, cilíndricas ou esféricas têm uma aplicação restrita em geometrias complexas, pois nem sempre é possível dividir a geometria de forma que se possam aplicar as coordenadas definidas acima. Uma solução para este tipo de problema é escrever as equações pertinentes utilizando um sistema de coordenadas generalizadas. O uso das coordenadas generalizadas ortogonais tem como desvantagem o fato de que o cálculo das

métricas, na maioria das vezes, não ser simples de implementar. Para a geometria do presente trabalho, como não houve maiores dificuldades para o cálculo das métricas, optou-se pelo uso desta metodologia.

As Equações de Conservação de Massa e Quantidade de Movimento do Modelo de Dois Fluidos (Equações 4.6 e 4.7) foram escritas em um sistema de coordenadas generalizadas. As equações foram baseadas naquelas apresentadas no livro de Warsi 1993, que traz estas equações escritas na forma não conservativa e para escoamento monofásico. Nas equações abaixo o sub-índice k indica a fase do escoamento bifásico.

Equação de conservação da massa:

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial \xi_1} h_2 h_3 \alpha_k (\rho_k U_{1k}) + \\ \frac{\partial}{\partial \xi_2} h_1 h_3 \alpha_k (\rho_k U_{2k}) + \\ \frac{\partial}{\partial \xi_3} h_1 h_2 \alpha_k (\rho_k U_{3k}) \end{array} \right] = 0 \quad (5.1)$$

Equação da conservação da quantidade de movimento na direção ξ_1 :

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \alpha_k \rho_k U_{1k}}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\begin{aligned} & \frac{\partial h_2 h_3 \alpha_k}{\partial \xi_1} \left(\rho_k U_{1k} U_{1k} - \frac{\mu_k}{h_1} \frac{\partial U_{1k}}{\partial \xi_1} \right) + \\ & \frac{\partial h_1 h_3 \alpha_k}{\partial \xi_2} \left(\rho_k U_{2k} U_{1k} - \frac{\mu_k}{h_2} \frac{\partial U_{1k}}{\partial \xi_2} \right) + \\ & \frac{\partial h_1 h_2 \alpha_k}{\partial \xi_3} \left(\rho_k U_{3k} U_{1k} - \frac{\mu_k}{h_3} \frac{\partial U_{1k}}{\partial \xi_3} \right) \end{aligned} \right] = -\frac{\alpha_k}{h_1} \frac{\partial P}{\partial \xi_1} + \alpha_k \begin{pmatrix} \frac{\sigma_{12}}{r_{12}} \\ \frac{\sigma_{13}}{r_{13}} \\ r_{13} \\ -\frac{\sigma_{22}}{r_{21}} \\ r_{21} \\ -\frac{\sigma_{33}}{r_{31}} \end{pmatrix} \\
 & + \frac{\alpha_k \mu_k}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_1} \frac{\partial U_{1k}}{\partial \xi_1} \right) + \right. \\ & \left. \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{h_1 h_3}{h_1} \frac{\partial U_{2k}}{\partial \xi_1} \right) + \right. \\ & \left. \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_1} \frac{\partial U_{3k}}{\partial \xi_1} \right) \right] + \left[\begin{aligned} & 2 \frac{\partial h_2 h_3}{\partial \xi_1} \left(\frac{U_{2k}}{r_{12}} + \frac{U_{3k}}{r_{13}} \right) - \\ & \frac{\partial h_1 h_3}{\partial \xi_2} \left(\frac{U_{2k}}{r_{21}} + \frac{U_{1k}}{r_{12}} \right) - \\ & \frac{\partial h_1 h_2}{\partial \xi_3} \left(\frac{U_{3k}}{r_{31}} + \frac{U_{1k}}{r_{13}} \right) \end{aligned} \right] \end{aligned} \right\} - \alpha_k \rho_k \begin{pmatrix} \frac{U_{1k} U_{2k}}{r_{12}} \\ \frac{U_{2k} U_{2k}}{r_{21}} \\ \frac{r_{21}}{U_{1k} U_{3k}} \\ \frac{r_{13}}{U_{3k} U_{3k}} \\ r_{31} \end{pmatrix} + (5.2) \\
 & M_{k\xi_1} + \alpha_k \rho_k g_{\xi_1}
 \end{aligned}$$

Equação da conservação da quantidade de movimento na direção ξ_2 :

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \alpha_k \rho_k U_{2k}}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\begin{aligned} & \frac{\partial h_2 h_3 \alpha_k}{\partial \xi_1} \left(\rho_k U_{1k} U_{2k} - \frac{\mu_k}{h_1} \frac{\partial U_{2k}}{\partial \xi_1} \right) + \\ & \frac{\partial h_1 h_3 \alpha_k}{\partial \xi_2} \left(\rho_k U_{2k} U_{2k} - \frac{\mu_k}{h_2} \frac{\partial U_{2k}}{\partial \xi_2} \right) + \\ & \frac{\partial h_1 h_2 \alpha_k}{\partial \xi_3} \left(\rho_k U_{3k} U_{2k} - \frac{\mu_k}{h_3} \frac{\partial U_{2k}}{\partial \xi_3} \right) \end{aligned} \right] = -\frac{\alpha_k}{h_2} \frac{\partial P}{\partial \xi_2} + \alpha_k \begin{pmatrix} \frac{\sigma_{12}}{r_{21}} \\ r_{21} \\ \frac{\sigma_{11}}{r_{12}} \\ \frac{\sigma_{23}}{r_{23}} \\ r_{23} \\ \frac{\sigma_{33}}{r_{32}} \end{pmatrix} \\
 & \frac{\alpha_k \mu_k}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_2} \frac{\partial U_{1k}}{\partial \xi_2} \right) + \right. \\ & \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{h_1 h_3}{h_2} \frac{\partial U_{2k}}{\partial \xi_2} \right) + \left. \right. \\ & \left. \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_2} \frac{\partial U_{3k}}{\partial \xi_2} \right) \right] + \left[\begin{aligned} & \frac{\partial h_2 h_3}{\partial \xi_1} \left(\frac{U_{2k}}{r_{21}} + \frac{U_{1k}}{r_{12}} \right) - \\ & 2 \frac{\partial h_1 h_3}{\partial \xi_2} \left(\frac{U_{1k}}{r_{21}} + \frac{U_{3k}}{r_{23}} \right) + \\ & \frac{\partial h_1 h_2}{\partial \xi_3} \left(\frac{U_{3k}}{r_{32}} + \frac{U_{2k}}{r_{23}} \right) \end{aligned} \right] \end{aligned} \right\} - \alpha_k \rho_k \begin{pmatrix} \frac{U_{1k} U_{2k}}{r_{21}} \\ \frac{r_{21}}{U_{1k} U_{1k}} \\ \frac{r_{12}}{U_{2k} U_{3k}} \\ \frac{r_{23}}{U_{3k} U_{3k}} \\ r_{32} \end{pmatrix} + (5.3) \\
 & + M_{k\xi_2} + \alpha_k \rho_k g_{\xi_2}
 \end{aligned}$$

Equação da conservação da quantidade de movimento na direção ξ_3 :

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \alpha_k \rho_k U_{3k}}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\begin{aligned} & \frac{\partial h_2 h_3 \alpha_k}{\partial \xi_1} \left(\rho_k U_{1k} U_{3k} - \frac{\mu_k}{h_1} \frac{\partial U_{3k}}{\partial \xi_1} \right) + \\ & \frac{\partial h_1 h_3 \alpha_k}{\partial \xi_2} \left(\rho_k U_{2k} U_{3k} - \frac{\mu_k}{h_2} \frac{\partial U_{3k}}{\partial \xi_2} \right) + \\ & \frac{\partial h_1 h_2 \alpha_k}{\partial \xi_3} \left(\rho_k U_{3k} U_{3k} - \frac{\mu_k}{h_3} \frac{\partial U_{3k}}{\partial \xi_3} \right) \end{aligned} \right] = -\frac{\alpha_k}{h_3} \frac{\partial P}{\partial \xi_3} + \alpha_k \begin{pmatrix} \frac{\sigma_{13}}{r_{31}} \\ \frac{\sigma_{11}}{r_{13}} \\ \frac{\sigma_{23}}{r_{32}} \\ \frac{\sigma_{22}}{r_{23}} \end{pmatrix} \\
 & \frac{\alpha_k \mu_k}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_3} \frac{\partial U_{1k}}{\partial \xi_3} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{h_1 h_3}{h_3} \frac{\partial U_{2k}}{\partial \xi_3} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \frac{\partial U_{3k}}{\partial \xi_3} \right) \right] \\ & + \left[-\frac{\partial h_2 h_3}{\partial \xi_1} \left(\frac{U_{3k}}{r_{31}} + \frac{U_{1k}}{r_{13}} \right) - \frac{\partial h_1 h_3}{\partial \xi_2} \left(\frac{U_{3k}}{r_{32}} + \frac{U_{2k}}{r_{23}} \right) + 2 \frac{\partial h_1 h_2}{\partial \xi_3} \left(\frac{U_{1k}}{r_{31}} + \frac{U_{2k}}{r_{32}} \right) \right] \end{aligned} \right\} - \alpha_k \rho_k \begin{pmatrix} \frac{U_{1k} U_{3k}}{r_{31}} \\ \frac{U_{1k} U_{1k}}{r_{13}} \\ \frac{U_{2k} U_{3k}}{r_{32}} \\ \frac{U_{2k} U_{2k}}{r_{23}} \end{pmatrix} + \quad (5.4) \\
 & + M_{k\xi_3} + \alpha_k \rho_k g_{\xi_3}
 \end{aligned}$$

onde U_{1k} , U_{2k} e U_{3k} são as componentes da velocidade da fase k nas direções ξ_1 , ξ_2 e ξ_3 , respectivamente, e as componentes do tensor das tensões são:

$$\sigma_{11} = 2\mu_k \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial U_{1k}}{\partial \xi_1} + \frac{U_{2k}}{r_{12}} + \frac{U_{3k}}{r_{13}} \right) \quad (5.5a)$$

$$\sigma_{22} = 2\mu_k \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial U_{2k}}{\partial \xi_2} + \frac{U_{1k}}{r_{21}} + \frac{U_{3k}}{r_{23}} \right) \quad (5.5b)$$

$$\sigma_{33} = 2\mu_k \left(\frac{1}{h_3} \frac{\partial U_{3k}}{\partial \xi_3} + \frac{U_{1k}}{r_{31}} + \frac{U_{2k}}{r_{32}} \right) \quad (5.5c)$$

$$\sigma_{12} = \mu_k \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial U_{2k}}{\partial \xi_1} + \frac{1}{h_2} \frac{\partial U_{1k}}{\partial \xi_2} - \frac{U_{2k}}{r_{21}} - \frac{U_{1k}}{r_{12}} \right) \quad (5.5d)$$

$$\sigma_{13} = \mu_k \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial U_{3k}}{\partial \xi_1} + \frac{1}{h_3} \frac{\partial U_{1k}}{\partial \xi_3} - \frac{U_{3k}}{r_{31}} - \frac{U_{1k}}{r_{13}} \right) \quad (5.5e)$$

$$\sigma_{23} = \mu_k \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial U_{3k}}{\partial \xi_2} + \frac{1}{h_3} \frac{\partial U_{2k}}{\partial \xi_3} - \frac{U_{3k}}{r_{32}} - \frac{U_{2k}}{r_{23}} \right). \quad (5.5f)$$

onde r_{ij} são os raios de curvatura da malha ao longo de um plano ij constante (Raithby et al., 1986), sendo calculados pela equação 5.6:

$$\frac{1}{r_{ij}} = \frac{1}{h_i h_j} \frac{\partial h_i}{\partial \xi_j} \quad (5.6)$$

As métricas de transformação são calculadas pelas seguintes equações:

$$(h_1)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi_1} \right)^2 \quad (5.7a)$$

$$(h_2)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi_2} \right)^2 \quad (5.7b)$$

$$(h_3)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi_3} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi_3} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi_3} \right)^2. \quad (5.7c)$$

As equações (5.1), (5.2), (5.3) e (5.4) podem ser representadas de forma genérica:

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \phi_k}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_i^\phi = \mathbf{S}^\phi + \mathbf{P}^\phi \quad (5.8)$$

onde o produto escalar do operador ∇ por \mathbf{J} , $(\nabla \cdot \mathbf{J})$, é o divergente de \mathbf{J} para um sistema ortogonal de coordenadas:

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_i^\phi = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left(\frac{\partial}{\partial \xi_1} h_2 h_3 J_1^\phi + \frac{\partial}{\partial \xi_2} h_1 h_3 J_2^\phi + \frac{\partial}{\partial \xi_3} h_1 h_2 J_3^\phi \right) \quad (5.9)$$

sendo J_i^ϕ é o tensor de fluxo (convectivo e difusivo) representado por:

$$J_i^\phi = \alpha_k \left(\rho_k U_{ik} \phi_k - \frac{\mu_k}{h_i} \frac{\partial \phi_k}{\partial \xi_i} \right). \quad (5.10)$$

O símbolo S^ϕ representa os termos fontes das equações e o símbolo P^ϕ representa o gradiente de pressão na Equação de Conservação da Quantidade de Movimento, sendo dado na forma genérica:

$$P^\phi = -\frac{1}{h_i} \frac{\partial P}{\partial \xi_i}. \quad (5.11)$$

O conjunto das equações 5.1 a 5.5 com as métricas (equações 5.7a a 5.7c) é genérico. Para resolver um caso particular é necessário especificar as métricas h_1 , h_2 e h_3 . Para tanto é necessário conhecer a geometria do domínio.

Para facilitar o cálculo das métricas utilizadas no presente trabalho, dividiu-se a geometria do escoamento em bolhas ocorrendo na seção de teste do experimento em questão em 3 domínios, ou planos, computacionais (figura 5.1). A primeira e terceira são os trechos retos de tubulação que precedem e sucedem a curva plana de 180 graus. Nestas duas regiões computacionais o sistema de coordenadas ortogonais corresponde ao sistema cartesiano. A segunda região é curva plana de 180 graus. Nesta região o sistema de coordenadas generalizadas corresponde ao sistema cilíndrico-polar.

Para as regiões 1 e 3 as equações de transformação entre os planos físico e computacional são:

$$\xi_1 = x, \quad (5.12a)$$

$$\xi_2 = y, \quad (5.12b)$$

$$\xi_3 = z. \quad (5.12c)$$

Já para a região 2 as equações de transformação entre os planos físico e computacional são:

$$\xi_1 = x. \quad (5.13a)$$

$$\xi_2 = (y + R_i) \cos(z - \gamma \cdot D_{eq}), \quad (5.13b)$$

$$\xi_3 = (y + R_i) \text{sen}(z - \gamma \cdot D_{eq}), \quad (5.13c)$$

onde $\gamma D_{eq} \leq z \leq \gamma D_{eq} + \pi$

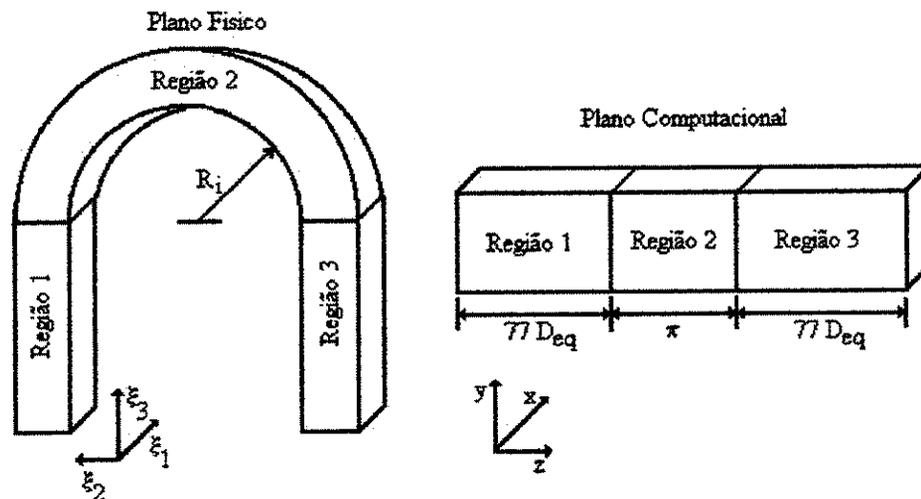


Figura 5.1 - Divisão da geometria do escoamento (domínio físico) em três planos computacionais (domínio computacional).

Com as equações 5.12 e 5.13 é possível calcular as métricas de transformação. As métricas para todas as regiões podem ser generalizadas como:

$$h_1 = 1 \quad (5.14a)$$

$$h_2 = 1 \quad (5.14b)$$

$$h_3 = (y + R_i)^j \quad (5.14c)$$

onde o j assumirá os valores 0 ou 1 de acordo com a região. Para as regiões 1 e 3, j assume o valor igual a 0. Para a região 2, j assume o valor igual a 1. R_i é o raio interno da curva.

Utilizando-se as métricas para a geometria específica deste trabalho, pode-se simplificar as Equações de Conservação da Massa e da Quantidade de Movimento, Eqs. 5.1 a 5.4, para:

Equação da conservação da massa:

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \frac{1}{(y + R_i)^j} \left[\begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x} (y + R_i)^j \alpha_k (\rho_k u_k) + \\ \frac{\partial}{\partial y} (y + R_i)^j \alpha_k (\rho_k v_k) + \\ \frac{\partial}{\partial z} \alpha_k (\rho_k w_k) \end{array} \right] = 0 \quad (5.15)$$

Equação da conservação da quantidade de movimento na direção x :

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k u_k}{\partial t} + \frac{1}{(y + R_i)^j} \left(\begin{array}{l} \frac{\partial (y + R_i)^j \alpha_k}{\partial x} \left(\rho_k u_k u_k - \mu_k \frac{\partial u_k}{\partial x} \right) + \\ \frac{\partial (y + R_i)^j \alpha_k}{\partial y} \left(\rho_k v_k u_k - \mu_k \frac{\partial u_k}{\partial y} \right) + \\ \frac{\partial \alpha_k}{\partial z} \left(\rho_k w_k u_k - \frac{\mu_k}{(y + R_i)^j} \frac{\partial u_k}{\partial z} \right) \end{array} \right) = -\alpha_k \frac{\partial P}{\partial x} + \quad (5.16)$$

$$+ M_{kx} + \alpha_k \rho_k g_x$$

Equação da conservação da quantidade de movimento na direção y :

$$\begin{aligned}
& \left. \begin{aligned}
& \frac{\partial \alpha_k \rho_k v_k}{\partial t} + \frac{1}{(y+R_i)^j} \left(\frac{\partial (y+R_i)^j \alpha_k}{\partial x} \left(\rho_k u_k v_k - \mu_k \frac{\partial v_k}{\partial x} \right) + \right. \\
& \frac{\partial (y+R_i)^j \alpha_k}{\partial y} \left(\rho_k v_k v_k - \mu_k \frac{\partial v_k}{\partial y} \right) + \\
& \left. \frac{\partial \alpha_k}{\partial z} \left(\rho_k w_k v_k - \frac{\mu_k}{(y+R_i)^j} \frac{\partial v_k}{\partial z} \right) \right) = -\alpha_k \frac{\partial P}{\partial y}
\end{aligned} \right. \quad (5.17) \\
& -j \frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y+R_i)^j]^2} \frac{\partial w_k}{\partial z} - j \frac{\alpha_k \mu_k}{[(y+R_i)^j]^2} v_k + j \frac{\alpha_k \rho_k w_k w_k}{(y+R_i)^j} + M_{ky} + \alpha_k \rho_k g_y
\end{aligned}$$

Equação da conservação da quantidade de movimento na direção z:

$$\begin{aligned}
& \left. \begin{aligned}
& \frac{\partial \alpha_k \rho_k w_k}{\partial t} + \frac{1}{(y+R^i)^j} \left(\frac{\partial (y+R^i)^j \alpha_k}{\partial x} \left(\rho_k u_k w_k - \mu_k \frac{\partial w_k}{\partial x} \right) + \right. \\
& \frac{\partial (y+R^i)^j \alpha_k}{\partial y} \left(\rho_k v_k w_k - \mu_k \frac{\partial w_k}{\partial y} \right) + \\
& \left. \frac{\partial \alpha_k}{\partial z} \left(\rho_k w_k w_k - \frac{\mu_k}{(y+R^i)^j} \frac{\partial w_k}{\partial z} \right) \right) = -\frac{\alpha_k}{(y+R^i)^j} \frac{\partial P}{\partial z}
\end{aligned} \right. \quad (5.18) \\
& -j \frac{\alpha_k \mu_k w_k}{[(y+R^i)^j]^2} - j \frac{\alpha_k \rho_k v_k w_k}{(y+R^i)^j} + j \frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y+R^i)^j]^2} \frac{\partial v_k}{\partial z} + M_{kz} + \alpha_k \rho_k g_z
\end{aligned}$$

Notar a correspondência direta entre U_{1k} , U_{2k} e U_{3k} , as componentes da velocidade da fases k nas direções ξ_1 , ξ_2 e ξ_3 , e u_k , v_k , e w_k , suas componentes cartesianas, nas direções (x,y,z) . Na região 1, a componente vertical da aceleração da gravidade, $g_z = -9,81 \text{ m/s}^2$, e g_x e g_y são nulos. Na região 2, $g_x = 0$, $g_y = -9,81 \cdot \cos(z - 77D_{eq}) \text{ m/s}^2$ e $g_z = -9,81 \cdot \sin(z - 77D_{eq}) \text{ m/s}^2$. Na região 3, $g_x = 0$, $g_y = 0$ e $g_z = 9,81 \text{ m/s}^2$.

No programa computacional as equações foram implementadas em um sistema de coordenadas cartesiano. A transformação de coordenadas generalizadas do modelo matemático para as coordenadas cartesianas do programa computacional são realizadas através da multiplicação das áreas das faces pelas métricas e pela adição de termos fontes. Para as partes retas (regiões 1 e 3) as métricas são iguais a 1 e não existem termos fontes além do gradiente de

pressão, que está implícito no programa computacional. Na região 2 a métrica é diferente de 1 e também há a adição de termos fontes além do de pressão.

As Equações de Conservação 5.15 a 5.18, e as Equações de Energia Cinética Turbulenta (equação 4.41) e Dissipação da Energia Cinética Turbulenta (equação 4.42) podem ser escritas na forma generalizada da equação 5.8. A tabela 5.1 apresenta os valores para a variável genérica ϕ_k , os tensores de fluxo nas direções cartesianas, (x, y, z) , e o termo fonte específico do gradiente de pressão, P^ϕ . Na tabela 5.2 aparecem os termo fonte S_k^ϕ destas equações.

Tabela 5.1 - Valores de ϕ , J_x^ϕ , J_y^ϕ , J_z^ϕ e P^ϕ .

Equação	ϕ	J_x^ϕ	J_y^ϕ	J_z^ϕ	P^ϕ
Massa (eq.5.15)	1	$\alpha_k \rho_k u_k$	$\alpha_k \rho_k v_k$	$\alpha_k \rho_k w_k$	0
Quantidade de movimento na direção x (eq.5.16)	u_k	$\alpha_k \left(\rho_k u_k u_k - \mu_k \frac{\partial u_k}{\partial x} \right)$	$\alpha_k \left(\rho_k v_k u_k - \mu_k \frac{\partial u_k}{\partial y} \right)$	$\alpha_k \left(\rho_k w_k u_k - \frac{\mu_k}{(y+R_i)^j} \frac{\partial u_k}{\partial z} \right)$	$-\alpha_k \frac{\partial P}{\partial x}$
Quantidade de movimento na direção y (eq.5.17)	v_k	$\alpha_k \left(\rho_k u_k v_k - \mu_k \frac{\partial v_k}{\partial x} \right)$	$\alpha_k \left(\rho_k v_k v_k - \mu_k \frac{\partial v_k}{\partial y} \right)$	$\alpha_k \left(\rho_k w_k v_k - \frac{\mu_k}{(y+R_i)^j} \frac{\partial v_k}{\partial z} \right)$	$-\alpha_k \frac{\partial P}{\partial y}$
Quantidade de movimento na direção z (eq.5.18)	w_k	$\alpha_k \left(\rho_k u_k w_k - \mu_k \frac{\partial w_k}{\partial x} \right)$	$\alpha_k \left(\rho_k v_k w_k - \mu_k \frac{\partial w_k}{\partial y} \right)$	$\alpha_k \left(\rho_k w_k w_k - \frac{\mu_k}{(y+R_i)^j} \frac{\partial w_k}{\partial z} \right)$	$-\frac{\alpha_k}{(y+R_i)^j} \frac{\partial P}{\partial z}$
Energia cinética turbulenta (eq.4.41)	k	$\alpha_L \left(\rho_L u_L k - \left(\mu_L + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right)$	$\alpha_L \left(\rho_L v_L k - \left(\mu_L + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right)$	$\alpha_L \left(\rho_L w_L k - \frac{\mu_k}{(y+R_i)^j} \frac{\partial k}{\partial z} \right)$	0
Dissipação da energia cinética turbulenta (eq.4.42)	ϵ	$\alpha_L \left(\rho_L u_L \epsilon - \left(\mu_L + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right)$	$\alpha_L \left(\rho_L v_L \epsilon - \left(\mu_L + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right)$	$\alpha_L \left(\rho_L w_L \epsilon - \frac{\mu_k}{(y+R_i)^j} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right)$	0

Tabela 5.2 - Valores de S^ϕ para as equações de conservação.

Equação	ϕ	S^ϕ
Massa (eq.5.15)	1	0
Quantidade de movimento na direção x (eq.5.16)	u_k	$\alpha_k \rho_k \mathbf{g}_x + M_{kx}$
Quantidade de movimento na direção y (eq.5.17)	v_k	$\alpha_k \rho_k \mathbf{g}_y - j \left[\frac{2\alpha_k \mu_k}{(y+R_i)^j} \frac{\partial w_k}{\partial z} - j \frac{\alpha_k \mu_k v_k}{(y+R_i)^j} + j \frac{\alpha_k \rho_k w_k w_k}{(y+R_i)^j} + M_{ky} \right]$
Quantidade de movimento na direção z (eq.5.18)	w_k	$\alpha_k \rho_k \mathbf{g}_z - j \left[\frac{\alpha_k \mu_k w_k}{(y+R_i)^j} - j \frac{\alpha_k \rho_k v_k w_k}{(y+R_i)^j} + j \frac{2\alpha_k \mu_k}{(y+R_i)^j} \frac{\partial v_k}{\partial z} + M_{kz} \right]$
Energia cinética turbulenta (eq.4.41)	k	$\frac{1}{(y+R_i)^j} \left[\frac{\partial}{\partial x} (y+R_i)^j \left(\frac{\rho_L v_T k}{\sigma_{\alpha_L}} \frac{\partial \alpha_L}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho_L v_T k}{\sigma_{\alpha_L}} \frac{\partial \alpha_L}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (y+R_i)^j \left(\frac{\rho_L v_T k}{\sigma_{\alpha_L}} \frac{\partial \alpha_L}{\partial z} \right) \right] + P - \varepsilon$
Dissipação da energia cinética turbulenta (eq.4.42)	ε	$\frac{1}{(y+R_i)^j} \left[\frac{\partial}{\partial x} (y+R_i)^j \left(\frac{\rho_L v_T \varepsilon}{\sigma_{\alpha_L}} \frac{\partial \alpha_L}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho_L v_T \varepsilon}{(y+R_i)^j} \frac{\partial \alpha_L}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (y+R_i)^j \left(\frac{\rho_L v_T \varepsilon}{\sigma_{\alpha_L}} \frac{\partial \alpha_L}{\partial z} \right) \right] + c_1 P \frac{\varepsilon}{k} - c_2 \frac{\varepsilon^2}{k}$

5.3 - Discretização das equações de Conservação.

O procedimento numérico de solução do sistema de equações diferenciais requer a discretização das mesmas. A representação computacional do domínio físico é obtida utilizando-se de um sistema coincidente com o cartesiano, com os efeitos do aumento da área e da rotação introduzidos por meio de porosidades e de termos fontes apropriados (Rosa et al, 1999; Rosa et al, 1998; Jayanti et al, 1988). Na discretização deve-se, evidentemente, respeitar os princípios de conservação ao nível de cada volume elementar.

A figura 5.2 mostra a malha tridimensional utilizada, a qual caracteriza os volumes elementares. Na direção x os volumes de controle adjacentes ao ponto P são: o volume a oeste (W) e o volume a leste (E). Na direção y os volumes de controle adjacentes ao ponto P são: o volume ao sul (S) e o volume ao norte (N). Na direção z os volumes de controle adjacentes ao ponto P são: o volume inferior (L) e o volume superior (H). As letras minúsculas correspondentes indicam a posição das faces. O autor optou pelos mesmos índices usados no programa computacional Phoenix para simplificar o procedimento de implementação.

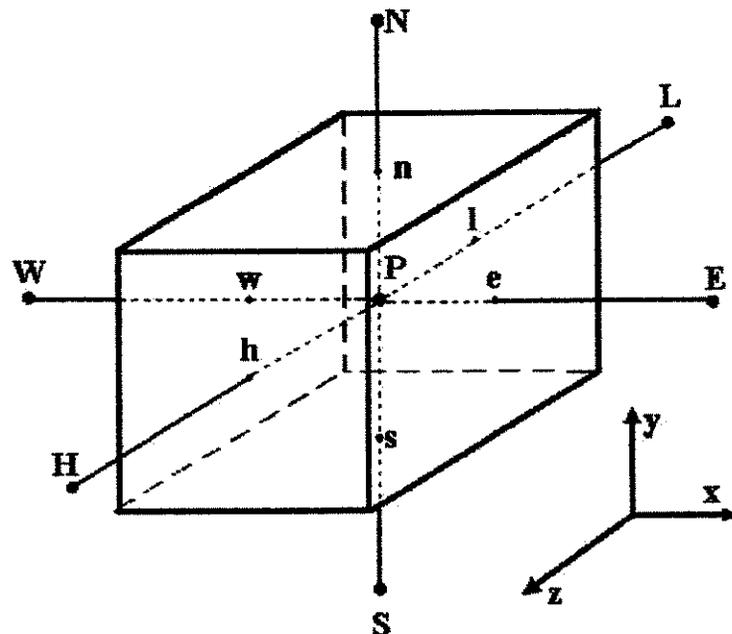


Figura 5.2 - Malha tridimensional, identificando os volumes e as faces adjacentes a P , de acordo com o sistema cartesiano (x,y,z) .

Integrando-se a equação 5.8 no espaço e tempo para o volume de controle mostrado na figura 5.2 tem-se que:

$$\left(J_z^\phi|_H A_H - J_z^\phi|_L A_L\right) + \left(J_y^\phi|_N A_N - J_y^\phi|_S A_S\right) + \left(J_x^\phi|_E A_E - J_x^\phi|_W A_W\right) = S^\phi \cdot \nabla + P^\phi \cdot \nabla \quad (5.19)$$

onde ∇ é o volume, A_E , A_W , A_N , A_S , A_H , A_L são as áreas das faces leste, oeste, norte, sul, superior e inferior, respectivamente e J_x^ϕ , J_y^ϕ e J_z^ϕ são as componentes do tensor de fluxo da propriedade ϕ nas direções x , y e z . Tanto o volume quanto as áreas têm que ser calculados sob o domínio físico (Figura 5.3a), mas devem ser representadas pelo domínio numérico (Figura 5.3b)

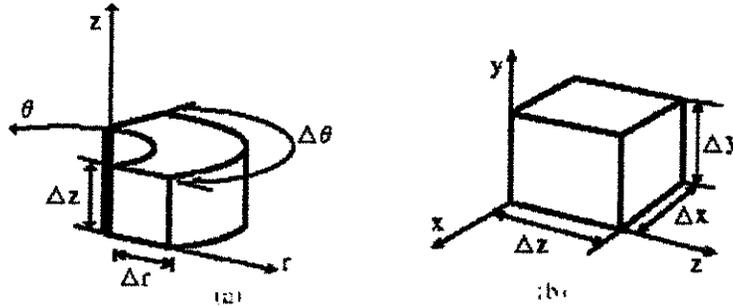


Figura 5.3 – Desenho esquemático do volume de controle adotado: a) domínio físico; b) domínio numérico.

As áreas leste e oeste têm o versor na direção x , as áreas norte e sul têm o versor na direção y e as áreas superior e inferior, na direção z do domínio físico. As áreas são definidas por:

$$A_E = \left(\frac{y_n + y_s}{2} + R_i\right) \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.20a)$$

$$A_W = \left(\frac{y_n + y_s}{2} + R_i\right) \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.20b)$$

$$A_N = (y_n + R_i) \Delta x \cdot \Delta z \quad (5.20c)$$

$$A_S = (y_n + R_i) \Delta x \cdot \Delta z \quad (5.20d)$$

$$A_H = \Delta x \Delta y \quad (5.20e)$$

$$A_L = \Delta x \Delta y \quad (5.20f)$$

Desta forma, as áreas do domínio físico foram escritas em função das áreas do domínio numérico ($\Delta x \Delta y$, $\Delta y \Delta z$, $\Delta x \Delta z$) vezes um fator multiplicador. Nas faces leste e oeste o fator multiplicador de área é único, igual ao raio médio do volume. Nas faces norte e sul, há um fator multiplicador para cada área, que são os raios de cada face. No programa computacional CFD PHOENICS® há uma propriedade denominada de porosidade, que é justamente o fator multiplicador de área. As porosidades definidas no software são: EPOR, porosidade na direção x, NPOR porosidade na direção y e HPOR porosidade na direção z. A porosidade na face sul é definida como sendo a porosidade da face norte da célula anterior, da mesma forma a porosidade da face oeste é definida como sendo a porosidade da face leste da célula anterior. Desta forma as áreas do domínio físico são determinadas por:

$$A_E = A_W = EPOR \Delta y \Delta z, \quad (5.21a)$$

$$A_N = A_S = NPOR \Delta x \Delta z, \quad (5.21b)$$

$$A_H = A_L = \Delta x \Delta y, \quad (5.21c)$$

sendo as porosidades:

$$EPOR = \left(\frac{y_N + y_S}{2} \right) + R_i, \quad (5.22)$$

$$NPOR = y_N + R_i. \quad (5.23)$$

Substituindo na Eq. (5.19) o tensor de fluxo, as áreas e os termos fontes, conforme o mesmo procedimento feito por Patankar 1980, chega-se a uma equação na seguinte forma:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_H \phi_H + a_L \phi_L + b. \quad (5.24)$$

O valor dos coeficientes, se positivos ou negativos, é de fundamental importância para que a solução seja fisicamente coerente, pois quando os coeficientes são negativos nem sempre é conseguida a convergência do método numérico. Em escoamentos monofásicos foram desenvolvidos alguns esquemas de interpolação das variáveis na interface (“upwind”, híbrido, “power-low”, etc) para se garantir valores positivos dos coeficientes. Para o escoamento bifásico em questão, o esquema de interpolação utilizado foi o “upwind”. Maiores detalhes do cálculo dos coeficientes podem ser consultados em: Rosten H.I. e Spalding D.B. 1987.

5.4 - Malha utilizada

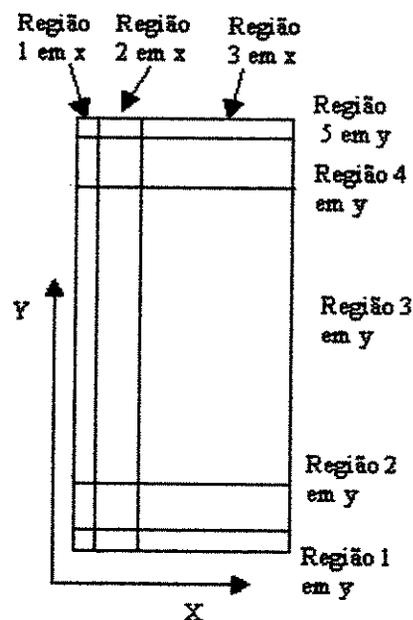


Figura 5.4 - Regiões da malha na direção transversal ao escoamento, para o modelo de turbulência k-ε padrão

Como já discutido na seção 3.4.1 o escoamento é simétrico com relação ao eixo x. Assim as simulações utilizaram esta simplificação para uma economia de tempo computacional. Foram utilizadas duas malhas computacionais diferentes, uma para cada modelo de turbulência. Para o modelo k-ε padrão a malha computacional utilizada foi de 20x40x180 volumes, nas direções

(x,y,z), respectivamente. Para o modelo algébrico a malha computacional utilizada foi de 25x50x180 volumes.

Na direção z a malha foi dividida em três regiões. A primeira e a terceira regiões foram os trechos retos ascendente e descendente do escoamento. Cada uma tinha 50 volumes. A segunda região correspondeu à parte curva, contendo 80 volumes. Na seção transversal ao escoamento a malha foi dividida conforme o modelo de turbulência adotado.

5.4.1 - Malha na direção transversal para o modelo k-ε padrão.

Para o modelo k-ε padrão a malha na direção transversal ao escoamento é dividido em regiões, Fig. (5.4). Na direção x explora-se a simetria do escoamento para reduzir o tempo computacional: somente meio domínio físico é representado. Nesta direção, a primeira região tem 1 volume de controle. A distância da face deste volume até a parede é estabelecida para atender as condições da “lei da parede”. A segunda região foi refinada para se conseguir um maior número de volumes de controle perto da parede, pois esta é uma região de grande interesse para a determinação precisa do campo de escoamento, pois já se suspeitava, a partir da análise preliminar dos dados experimentais, que a migração de bolhas da porção externa da curva para sua porção interna pudesse ocorrer junto à parede. Esta região contém 8 volumes de controle, que estão distribuídos de maneira não uniforme. A terceira região é a parte mais central do plano transversal ao escoamento, e contém 11 volumes, também distribuídos de maneira não uniforme. Na direção y tem-se 5 regiões, distribuídas simetricamente por todo o domínio. As regiões 1 e 5 são similares à região 1 na direção x no que se refere ao número de volumes (no caso, 1) e ao estabelecimento da posição da face. As regiões 2 e 4 na direção y são similares à região 2 na direção x, e a região 3 na direção y é similar à região 3 na direção x, a não uniformidade é preservada mas tem-se uma simetria em relação ao eixo $y=17,05$ mm.

5.4.2 - Malha na direção transversal para o modelo algébrico.

No modelo algébrico a malha na direção transversal ao escoamento também foi dividida em regiões (figura 5.5), mas de forma distinta das regiões do modelo k-ε padrão. A malha na direção

x foi dividida em duas regiões: a primeira com 5 mm, da parede até $x = 5$ mm, e com 15 volumes distribuídos uniformemente; a segunda, de $x = 5$ mm até o plano de simetria, $x = 17,05$ mm, contendo o resto do domínio e com 10 volumes distribuídos não-uniformemente. Na direção y a malha tinha 3 regiões. A primeira e a terceira eram regiões de contato com as paredes interna e externa da curva. Estas regiões tinham 5 mm e 15 volumes distribuídos uniformemente. A segunda região era o restante do domínio, contendo 20 volumes distribuídos de maneira não uniforme e simétrica em relação às paredes.

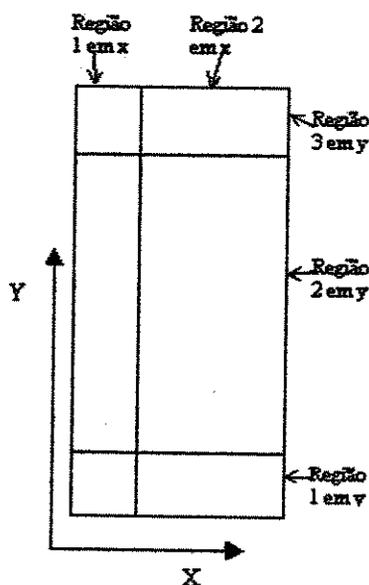


Figura 5.5 - Regiões da malha na direção transversal ao escoamento, para o modelo de turbulência algébrico.

5.5- Termos Fontes e Condições de Contorno

Após a discretização, as equações gerais de conservação são representadas por equações algébricas para cada célula, onde os valores de cada célula são determinados pelas contribuições de seus vizinhos. Estas equações são válidas em todo o domínio interno, mas falham quando não existe um volume vizinho, por exemplo, na fronteira com parede. Assim, as informações do contorno do domínio são estabelecidas de uma maneira genérica como sendo um termo fonte (Spalding 1994):

$$S = TC(V - \phi), \quad (5.25)$$

onde T é uma área ou volume (face ou volume onde o termo está atuando), C é um coeficiente (positivo para dar estabilidade na convergência) e V é um valor. Variando-se T, C e V é possível estabelecer qualquer termo fonte.

Substituindo-se (5.25) em (5.24) tem-se:

$$\phi_P = \frac{\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + \sum TCV}{a_P + \sum TC} \quad (5.26)$$

5.5.1 – Tipos de condições de contorno

Valor fixo: quando deseja-se que uma determinada célula tenha um valor fixo, deve-se ajustar o valor do coeficiente C para um valor muito grande, e estabelecer o valor desejado para V. Conseqüentemente, o produto TCV será muito maior do que $\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb}$ e o valor de ϕ_P será:

$$\phi_P \cong \frac{TCV}{TC} = V \quad (5.27)$$

Fluxo prescrito: quando for necessário especificar o fluxo em uma região, deve-se ajustar o coeficiente C para um valor muito pequeno e fazer o fluxo igual a V/C. Conseqüentemente, o valor do produto TC será muito pequeno, o denominador não alterará e no numerador o produto TCV ficará igual a V. O valor de ϕ_P será:

$$\phi_P = \frac{\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + V}{a_P} \quad (5.28)$$

5.5.2 - Condições de Contorno Para escoamento Bifásico

As condições de contorno utilizadas neste trabalho foram as seguintes:

- na direção z teve-se a condição de entrada de massa (primeiro volume de controle) e a condição de saída de massa (último volume de controle);
- na direção y , tanto no primeiro quanto no último volume de controle, teve-se a condição de contorno de parede;
- na direção x , no primeiro volume de controle teve-se a condição de contorno de parede e, no último volume de controle (no plano de simetria), teve-se condição de contorno de simetria, i. é., de derivada nula.

Ressalta-se aqui que a condição de contorno de derivada nula é o padrão do programa computacional caso não se forneça nenhuma outra opção. A Fig. 5.6 ilustra a implementação das condições de contorno.

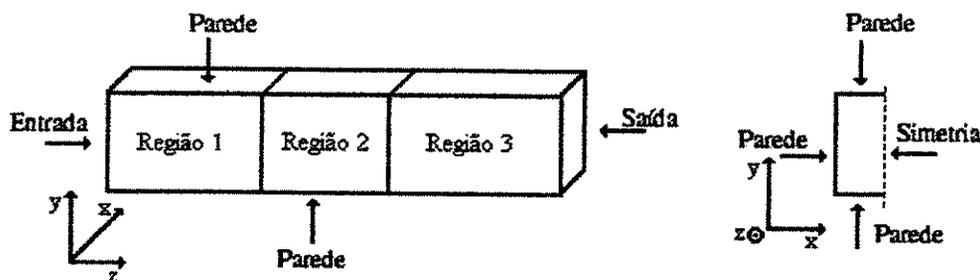


Figura 5.6 – Regiões onde as condições de contorno são implementadas.

5.5.2.1 - Condição de contorno de entrada e saída

Na entrada do domínio computacional fixou-se o valor das velocidades das fases de forma que a vazão de ambas as fases fosse pré-estabelecida. Também fixou-se o valor da fração de vazio como sendo calculada pelo modelo homogêneo.

O valor de k , energia cinética turbulenta é dado por:

$$k = (I_T \cdot W_{entr})^2, \quad (5.29)$$

sendo I_T a intensidade turbulenta, que foi feita igual a 0,02, W_{entr} é a velocidade de mistura baseada no modelo homogêneo.

Os valores de ε , a dissipação da energia cinética turbulenta, é dado por:

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l_{ent}} \quad (5.30)$$

onde C_μ é uma constante e vale 0,09, l_{ent} é a escala de comprimento na entrada do canal sendo calculada como:

$$l_{ent} = 0,1 \cdot \text{COMPY}, \quad (5.31)$$

onde COMPY é igual a 0,0341 m, isto é, o diâmetro hidráulico da seção transversal quadrada.

As variáveis k e ε foram implementadas de forma que somente a convecção tivesse efeito no transporte da propriedade da fronteira para o centro da célula, isto é os efeitos difusivos foram anulados. No programa computacional isto é feito utilizando-se um operador (“flag”) específico (“ONLYMS”), associado ao valor do coeficiente. Para o modelo algébrico não se aplicam as variáveis k e ε .

Na saída do domínio estabeleceu-se que o escoamento é localmente parabólico, com exceção da pressão, que foi fixada em zero.

5.5.2.2 - Condição de contorno de parede

Nos escoamentos bifásicos as condições de contorno de parede são impostas unicamente para a fase contínua (no caso, o líquido), estabelecendo-se a condição de não-deslizamento. Assim, não há especificação de condição de contorno para a fase dispersa, o gás. Para introduzir a condição de não-deslizamento do líquido na parede, é necessário adicionar termos fontes e tornar nulos os coeficientes específicos da equação discretizada.

Para introduzir a condição de não-deslizamento na Equação de Conservação da Quantidade de Movimento, calcula-se a força que atua na parede e adiciona-se, na equação discretizada, um termo fonte correspondente a ela. A tensão na parede é calculada como:

$$\tau_w = f \cdot \rho_L |\vec{V}_{RW}| \vec{V} \quad (5.32)$$

onde f é o fator de atrito, \vec{V}_{RW} é a velocidade resultante na parede. O módulo desta velocidade é calculado pela Eq. (5.33), abaixo, e sua direção é a resultante da soma vetorial das componentes nas direções x e z . Na figura 5.7 ilustra-se a atuação destas componentes, onde ilustra-se no caso a) a velocidade na direção z , e no caso b) ilustra-se a velocidade na direção x .

$$|\vec{V}_{RW}| = \sqrt{\left(\frac{w_{LLL} + w_{LLH}}{2}\right)^2 + \left(\frac{u_{LLW} + u_{LLE}}{2}\right)^2} \quad (5.33)$$

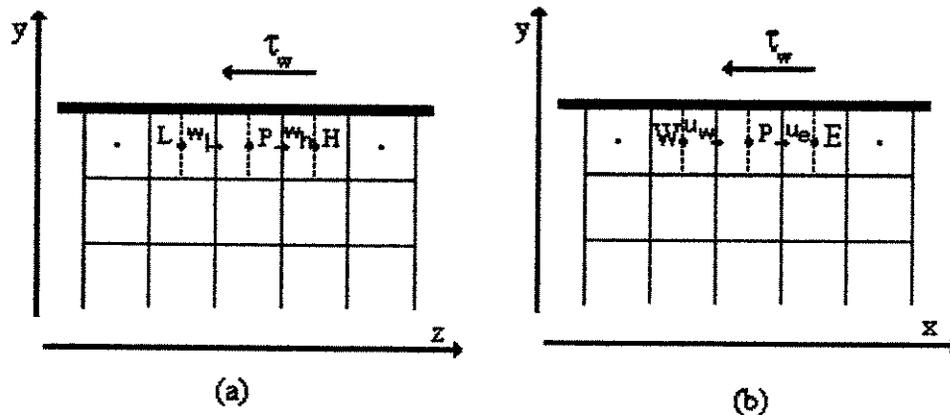


Figura 5.7 – Volumes de controle nas fronteiras do domínio computacional.

O fator de atrito f é calculado como sendo o máximo entre os fatores de atrito dos escoamentos laminar e turbulento, sendo cada um calculado, respectivamente, por

$$f_i = \frac{64}{Re}, \quad (5.34)$$

$$f_T = \left(\frac{\kappa}{\ln(1.01 + 9 \text{Re} \sqrt{f_T})} \right)^2 \quad (5.35)$$

onde κ é a constante de Von Karman e o número de Reynolds é calculado como:

$$\text{Re} = \frac{\rho_L |V_{RW}| y}{\mu_L}, \quad (5.36)$$

sendo y a distância do centro do volume de controle até a parede.

Novamente, na parede as condições para k e ε são impostas de acordo com a Eq. (4.46).

Para utilizar as condições de contorno de parede é necessário que a distância adimensional entre a parede e o centro do primeiro volume de controle esteja entre $30 < y^+ < 120$, onde

$$y^+ = \frac{\rho_L u_w y}{\mu_L} \quad (5.37)$$

e u_w é calculado por

$$u_w = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_L}}. \quad (5.38)$$

sendo τ_w a tensão na parede.

5.5.3 - Linearização dos termos-fonte das equações de k e ε no modelo k - ε padrão.

No programa computacional PHOENICS® todos os termos-fonte assumem a forma da Eq. (5.25). Os que aparecem nas Eqs. (4.41) e (4.42) (equações para k e ε no modelo k - ε padrão) devem ser linearizados para assumir esta forma estabelecida.

Na equação da energia cinética turbulenta equação (4.41) o termo fonte assume a seguinte forma:

$$S = \alpha_L P - \alpha_L \varepsilon \quad (5.39)$$

que pode ser linearizada como:

$$S = \rho_L c_\mu \frac{k}{v_t} \left(\frac{v_t^2 P}{c_\mu k} - k \right) \quad (5.40)$$

Na equação da taxa da dissipação da energia cinética turbulenta, Eq. (4.42), o termo fonte assume a seguinte forma:

$$S = c_1 P \alpha_L \frac{\varepsilon}{k} - c_2 \alpha_L \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5.41)$$

que pode ser linearizada como:

$$S = C_{\varepsilon 2} \rho c_\mu \frac{k}{v_t} \left(\frac{C_{\varepsilon 1}}{C_{\varepsilon 2}} v_t P - \varepsilon \right) \quad (5.42)$$

A implementação destes termos fontes no programa computacional PHOENICS® é realizada em uma sub-rotina específica (gxturb.f, ver no anexo 1).

5.5.4 – Rearranjo dos termos-fonte devido à curvatura.

A equação da quantidade de movimento na direção radial, Eq. (5.17), possui três termos-fonte devido à curvatura,

$$-j \underbrace{\frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y+R_i)^j]^2} \frac{\partial w_k}{\partial z}}_I - j \underbrace{\frac{\alpha_k \mu_k v_k}{[(y+R_i)^j]^2}}_{II} + j \underbrace{\frac{\alpha_k \rho_k w_k w_k}{(y+R_i)^j}}_{III} \quad (5.43)$$

Integrando-se cada um deles no volume obtém-se

$$I = -j \frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y + R_i)^j]^2} \frac{\partial w_k}{\partial z} \nabla = -j \frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y + R_i)^j]^2} \frac{\partial w_k}{\partial z} \Delta x \cdot (y + R_i)^j \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.44)$$

$$II = -j \frac{\alpha_k \mu_k v_k}{[(y + R_i)^j]^2} \nabla = \frac{\alpha_k \mu_k v_k}{[(y + R_i)^j]^2} \Delta x \cdot (y + R_i)^j \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.45)$$

$$III = j \frac{\alpha_k \rho_k w_k w_k}{(y + R_i)^j} \nabla = j \frac{\alpha_k \rho_k w_k w_k}{(y + R_i)^j} \Delta x \cdot (y + R_i)^j \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.46)$$

que podem ser rearranjados na forma da Eq. (5.25):

$$I = -j \frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y + R_i)^j]^2} \frac{\partial w_k}{\partial z} \nabla = -j \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot 10^{-10} \cdot \left(\frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y + R_i)^j]^2} \frac{\partial w_k}{\partial z} - v_k \right) \quad (5.47)$$

$$II = -j \frac{\alpha_k \mu_k v_k}{[(y + R_i)^j]^2} \nabla = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot j \frac{\alpha_k \mu_k}{(y + R_i)^j} (0 - v_k) \quad (5.48)$$

$$III = j \frac{\alpha_k \rho_k w_k w_k}{(y + R_i)^j} \nabla = j \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot 10^{-10} \cdot \left(\frac{\alpha_k \rho_k w_k w_k}{10^{-10}} - v_k \right) \quad (5.49)$$

A componente tangencial da Equação da Quantidade de Movimento, Eq. (5.18), possui três termos fontes devido à curvatura,

$$-j \underbrace{\frac{\alpha_k \mu_k w_k}{[(y + R_i)^j]^2}}_I - j \underbrace{\frac{\alpha_k \rho_k v_k w_k}{(y + R_i)^j}}_{II} + j \underbrace{\frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y + R_i)^j]^2} \frac{\partial v_k}{\partial z}}_{III} \quad (5.50)$$

Integrando-se cada um deles no volume obtém-se

$$I = -j \frac{\alpha_k \mu_k w_k}{[(y + R_i)^j]^2} \nabla = -j \frac{\alpha_k \mu_k w_k}{[(y + R_i)^j]^2} \Delta x \cdot (y + R_i)^j \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.51)$$

$$\Pi = -j \frac{\alpha_k \rho_k v_k w_k}{(y + R_i)^j} \nabla = -j \frac{\alpha_k \rho_k v_k w_k}{(y + R_i)^j} \Delta x \cdot (y + R_i)^j \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.52)$$

$$\text{III} = j \frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y + R_i)^j]^2} \frac{\partial v_k}{\partial z} \nabla = j \frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y + R_i)^j]^2} \frac{\partial v_k}{\partial z} \Delta x \cdot (y + R_i)^j \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.53)$$

que podem ser rearranjados na forma da Eq. (5.25):

$$I = -j \frac{\alpha_k \mu_k w_k}{[(y + R_i)^j]^2} \nabla = j \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \frac{\alpha_k \mu_k}{(y + R_i)^j} (0 - w_k) \quad (5.54)$$

$$\Pi = -j \frac{\alpha_k \rho_k v_k w_k}{(y + R_i)^j} \nabla = j \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \alpha_k \rho_k v_k (0 - w_k) \quad (5.55)$$

$$\text{III} = j \frac{2\alpha_k \mu_k}{[(y + R_i)^j]^2} \frac{\partial v_k}{\partial \xi_3} \nabla = j \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot 10^{-10} \cdot \left(\frac{\frac{2\alpha_k \mu_k}{(y + R_i)^j} \frac{\partial v_k}{\partial z}}{10^{-10}} - w_k \right) \quad (5.56)$$

5.5.5 – Relaxação das variáveis utilizadas nas simulações

Para evitar divergências nos cálculos numéricos é necessário lançar mão do artifício da relaxação das variáveis, onde nem toda a variação da variável é passada para o passo seguinte. A tabela 5.3 mostra os valores utilizados nas relaxações do presente trabalho.

Tabela 5.3 – Fatores de relaxação utilizada nos cálculos das variáveis.

Variável	Fator de Relaxação
P	0,8
U _L	0,1
U _G	0,1
V _L	0,1
V _G	0,1
W _L	0,7
W _G	0,4
α_L	0,4
α_G	0,4
K	0,15
ε	0,15

Capítulo 6 - Resultados

6.1 - Introdução

Neste capítulo mostram-se os resultados obtidos através das simulações e experimentos, com as respectivas comparações e análises. Na próxima seção (seção 6.2) são apresentadas simulações do escoamento monofásico no tubo curvo, com o propósito de mostrar a adequação da metodologia (discutida no capítulo 5). Nesta seção também são mostrados os resultados de testes de malha da simulação numérica, que tiveram por objetivo determinar a malha mais adequada para as simulações. Na seção 6.3 mostram-se os resultados experimentais, e respectivas análises, da distribuição de fração de vazio na seção transversal do escoamento. Finalmente, a seção 6.4 mostra os resultados das simulações da distribuição da fração de vazio na curva plana, precedida e sucedida por tubo reto, comparando-se os dados experimentais com os simulados e a análise destas comparações. As simulações para as quatro condições operacionais foram feitas utilizando-se dois modelos de turbulência, algébrico e k- ϵ padrão, descritos no capítulo 4.

6.2 - Simulação monofásica e teste de malha.

6.2.1 – Simulação monofásica.

Antes de iniciar as simulações com o escoamento bifásico foi necessário comprovar se a metodologia discutida no capítulo 5 (inclusão de termos fontes e multiplicação das áreas pelas métricas) foi implementada corretamente. Para isto fez-se a comparação de simulações numéricas de escoamentos monofásicos em uma geometria similar à utilizada na montagem experimental do

presente trabalho. Porém, com duas abordagens diferentes: a primeira delas utilizando-se de uma malha tipo fronteira ajustada ao contorno (**Bondary Fit Contour**), denominada de implementação *BFC*, nativa do CFD PHOENICS®; a outra, utilizando-se de malha com geometria cartesiana, com adição de termos fontes e a multiplicação das áreas das faces dos volumes de controle pelas métricas, abordagem esta denominada de implementação com *Porosidades* (em alusão à propriedade *porosidade* do CFD PHOENICS®, onde as métricas são implementadas). Assim, para verificar a correção da implementação com *Porosidades*, as seguintes variáveis do escoamento monofásico no tubo curvo foram calculadas com as duas implementações e comparadas: W , a velocidade axial; k , a energia cinética turbulenta, e ϵ , a dissipação da energia cinética turbulenta.

Efetivamente, os resultados mostraram não haver diferenças significativas entre a velocidade axial, a energia cinética turbulenta e a dissipação da energia cinética turbulenta do escoamento no tubo curvo obtidas em ambas implementações (figuras 6.1 a 6.3). As figuras mencionadas mostram os resultados para somente três planos (30° , 90° e 145°) do tubo curvo, mas em todos eles, desde a seção reta à montante da curva, até a seção reta de saída, os resultados numéricos são muito próximos. No caso da velocidade axial W , o maior desvio obtido, de 0,49%, foi no plano transversal ao tubo curvo.

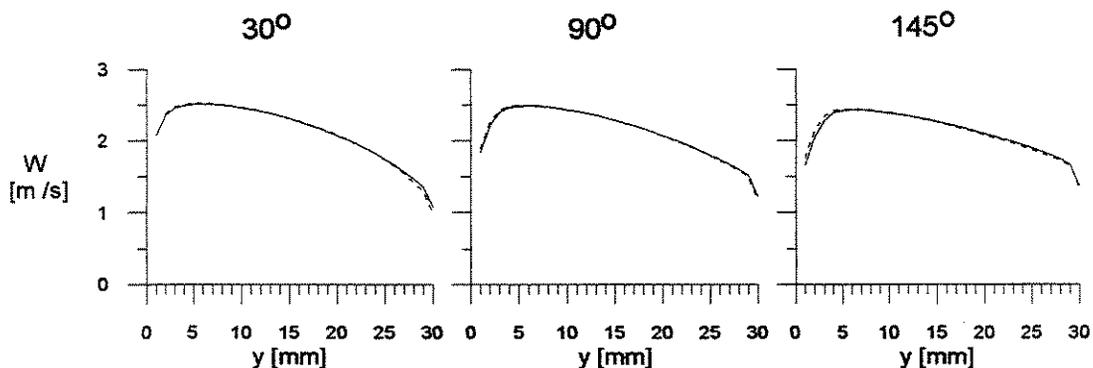


Figura 6.1 - Velocidade axial em três planos diferentes do tubo curvo para as implementações *BFC* (linha tracejada) e *Porosidades* (linha contínua).

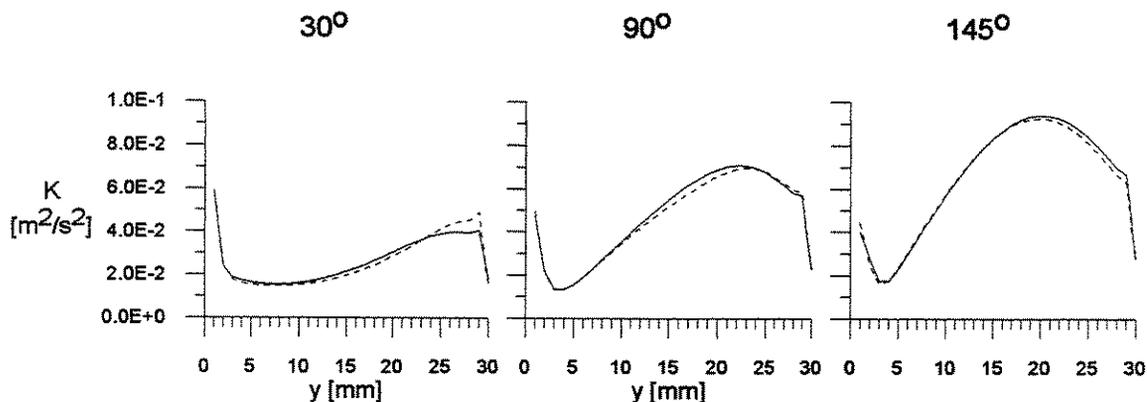


Figura 6.2 - Energia cinética turbulenta em três planos diferentes do tubo curvo para as implementações *BFC* (linha tracejada) e *Porosidades* (linha contínua).

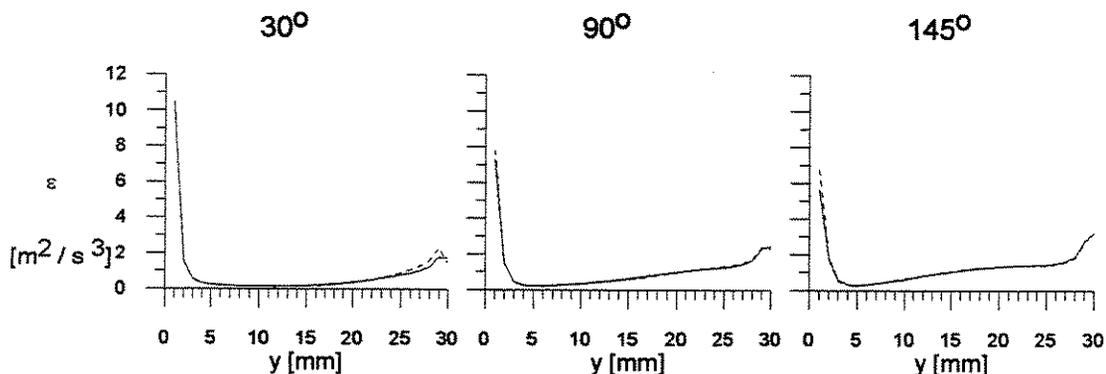


Figura 6.3 - Dissipação da energia cinética turbulenta em três planos diferentes para as implementações *BFC* (linha tracejada) e *Porosidades* (linha contínua).

No caso da energia cinética turbulenta, o desvio maior é de 8%, ocorrendo também no plano localizado a 30° da seção de entrada. Para a dissipação da energia cinética turbulenta, ainda no mesmo plano, o desvio entre os resultados numéricos das duas implementações é de 4,5%.

A conclusão é que, apesar das duas abordagens numéricas terem pequenas divergências nos resultados das variáveis: velocidade axial, energia cinética turbulenta e dissipação da energia cinética turbulenta, ambas as simulações se equivalem e, portanto, a implementação com porosidades, realizada neste trabalho, está correta pois se equivale à implementação *BFC*, nativa do CFD PHOENICS®, e largamente testada.

6.2.2 – Teste de Malha

Para determinar a configuração adequada das malhas para a implementação do modelo numérico *porosidades*, realizaram-se 14 testes com escoamento bifásico: onze com a simulação realizada com o modelo de turbulência k- ϵ padrão, e três com o modelo de turbulência algébrico.

Para o modelo k- ϵ padrão (figura 6.4) foram feitos oito testes com quatro malhas diferentes. Dos oito testes quatro testes foram feitos sem a atuação da força de parede e outros quatro com a atuação desta força. Os testes tiveram as seguintes configurações: velocidades superficiais do líquido e do gás $(J_L, J_G) = (2, 12; 0, 13)$ m/s; Coeficiente de pressão interfacial calculado de acordo com a equação 4.18 onde $C_{pia} = 0,5$; coeficiente de sustentação lateral calculado de acordo com a equação 4.24 onde $C_{SLA} = 0,5$ e o coeficiente da massa virtual $C_{vm} = 2,0$. Além da comparação com a fração de vazio experimental também se comparou o valor de k (energia cinética turbulenta). Isto é feito para ter mais um parâmetro de comparação, pois somente a fração de vazio experimental pode não ser suficiente. Das malhas apresentadas pode-se observar que para as malhas 20x20, 25x25 e 30x30 não houve uma variação significativa nos resultados para a fração de vazio.

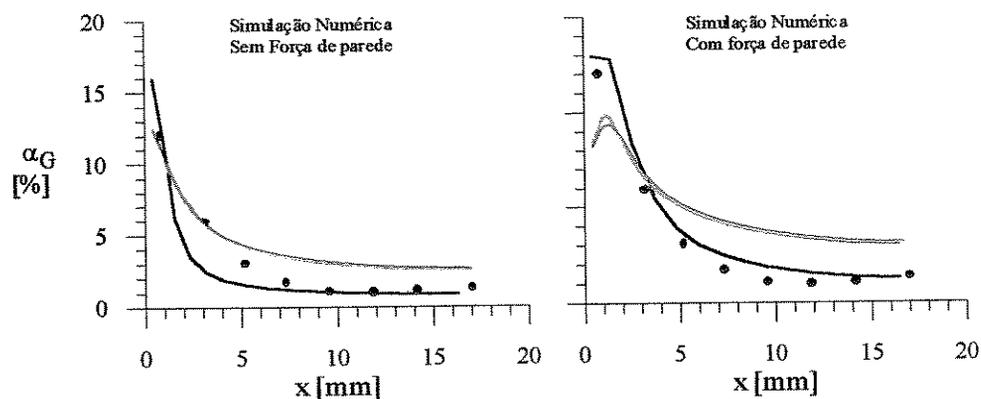


Figura 6.4 - Comparação de malha para o modelo k- ϵ padrão. Linha preta malha 15x15, linha azul malha 20x20, linha verde malha 25x25 e linha vermelha malha 30x30.

Para o modelo algébrico (figura 6.5) foram adotadas duas configurações diferentes para a variação da distribuição da malha, na primeira (cores: preta vermelha e azul) a seção é dividida em duas sendo que a primeira parte mais próxima da parede tem 5 mm e a segunda parte é o resto

para completar meio canal. Na Segunda distribuição, (cor verde) a primeira parte próxima da parede tem 2 mm e a outra parte é o resto para completar meio canal. Os testes foram feitos com as mesmas velocidades superficiais e as mesmas constantes de pressão interfacial, sustentação lateral e massa virtual utilizadas no modelo k- ϵ padrão. Para as simulações sem a presença da força de parede não houve uma diferença significativa entre os resultados simulados em nenhuma das duas configurações. Para as simulações com a força de parede ativa houve pequenas variações perto da parede.

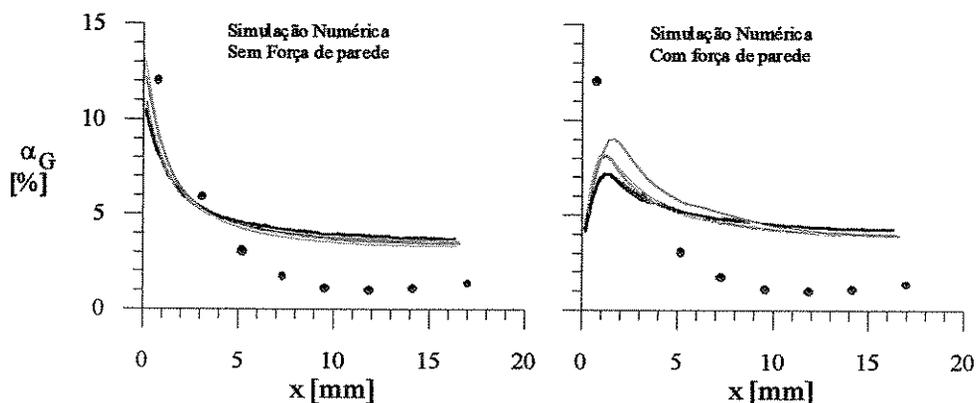


Figura 6.5 - Comparação entre as simulações do modelo algébrico. Linha preta malha 25x25 configuração 1, linha azul malha 30x30 configuração 1, linha vermelha 35x35 configuração 1, linha verde malha 25x25 configuração 2.

Em seguida, foram feitas mais três simulações (testes “a”, “b” e “c”) para determinar a configuração da malha na seção longitudinal do escoamento. Estes testes foram implementados com a malha transversal determinada anteriormente. Destas simulações (figura 6.6) conclui-se que não houve uma variação significativa entre os testes “b” e “c”. Dessa forma a malha adotada em todas as simulações inclusive para o modelo algébrico foi (20x40x180).

Cabe salientar que para o teste de malha da seção transversal, tinha-se simetria em um quarto da seção, mas para o teste longitudinal, a simetria é de somente meia seção, portanto a malha que foi 20x20 em um quarto de seção é rebatida em meia seção e passa a ser 20x40.

Tabela 6.1 - Condições do teste de malha para a seção longitudinal do escoamento, modelo k- ϵ padrão. $(J_L; J_G) = (2,12; 0,13)$ m/s; $C_{pia} = 0.5$; $C_{SLA} = 0.5$ e $C_{vm} = 2.0$.

Teste	Malha	Região 1	Região 2	Região 3
A	20x40x150	50	50	50
B	20x40x180	50	80	50
C	20x40x210	60	90	60

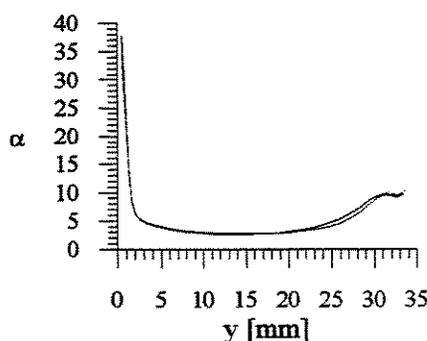


Figura 6.6 - Resultados da distribuição de fração de vazio no plano XY, modelo de turbulência k- ϵ padrão: linha preta - teste “a”, linha azul - teste “b” e linha vermelha - teste “c”.

6.3 - Resultados experimentais

Foram realizados testes experimentais com quatro pares de vazões de líquido e de gás, em cada um destes testes foram feitas medições em quatro seções do tubo curvo, U1, C1, C2 e D1. Devido à impossibilidade de se conduzir num único teste, simultaneamente, as medições nas quatro seções, pois a introdução da sonda resistiva de medida de fração de vazio introduz perturbações à jusante da seção onde estão instaladas, as vazões de água e ar, expressas pelas velocidades superficiais J_L e J_G , foram mantidas tão próximas quanto possíveis entre os testes. A tabela 6.2 reporta os valores médios das velocidades superficiais aplicadas nos testes. De forma complementar, as condições operacionais são mostradas na quarta e quinta coluna desta tabela, com valores correspondentes a uma estimativa do “número de Froude”, Fr , e à fração de vazio média hipotética de um escoamento homogêneo, $\langle \alpha \rangle_h$ ocorrendo com as mesmas condições operacionais.

Tabela 6.2 – Testes experimentais e valores médios das velocidades superficiais do líquido (\bar{J}_L) e do gás (\bar{J}_G), número de Froude correspondente, Fr, e fração de vazio hipotética de escoamento homogêneo $\langle\alpha\rangle_h$ equivalente.

Teste	\bar{J}_L (m/s)	\bar{J}_G (m/s)	Fr	$\langle\alpha\rangle_h$ (%)
T1	1,33	0,14	0,35	9,5
T2	2,12	0,13	0,15	5,8
T3	0,88	0,03	1,00	3,4
T4	0,88	0,10	0,79	10,2

O número de Fr é definido pela Eq. (6.1) e expressa uma razão entre a força de empuxo de referência e a força centrífuga do escoamento na curva que varia em cada teste:

$$Fr = \frac{\text{Força Empuxo}}{\text{Força Centrífuga}} = \frac{(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{(\rho_L \cdot V_L^2 - \rho_G \cdot V_G^2) / R_M} \cong \frac{g \cdot R_M}{\left[J_L / (1 - \langle\alpha\rangle_h) \right]^2}, \quad (6.1)$$

a simplificação foi feita desprezando-se o valor da densidade de gás. Os subscritos L e G referem-se às fases líquido e gás, V e ρ são a velocidade e densidade, R_M o raio médio da curva e J_L é a velocidade superficial do líquido. A fração de vazios correspondente a um escoamento homogêneo (sem deslizamento entre fases) é dada pela equação 6.2:

$$\langle\alpha\rangle_h = \frac{J_G}{J}. \quad (6.2)$$

Os resultados da distribuição de fração de vazio do teste T1, mostrados na figura 6.7, indicam que a fração de vazio local na seção U1, situada antes da curva, é elevada (da ordem de 40%) na região próxima da parede e muito próxima de zero na região central do tubo. Este mesmo comportamento é relatado na literatura como ocorrendo em escoamento em bolhas ascendente em tubulações verticais de seção transversal circular, por exemplo, no trabalho pioneiro de Serizawa et. al., 1975. Ocorrem também em tubulações verticais de seção transversal triangular, referido por Sim e Lahey Jr., 1986, e Lahey Jr. et. al., 1993, e também de seção transversal retangular, mencionado por Sadatomi et. al., 1982, e Moujaes e Dougal, 1987. Na seção C1, que está situada a 45° do início da curva, já é evidente a atuação da força centrífuga na

segregação das fases. A distribuição da fração de vazio mostra uma concentração predominante de líquido na parte externa da curva, como era de se esperar, com o conseqüente aumento da concentração de gás na parte interna da curva. Apesar da atuação da força centrífuga, ainda há gás na parte superior da curva, indicando um potencial de migração de gás da parte superior da curva para a parte inferior. Se na seção anterior, U1, a fração de vazio em regiões próximas à parede, era, em média, 15%, com alguns pontos localizados chegando a 20%, na seção C1 a fração de vazio média em regiões próximas à parede superior do tubo tem valores típicos da ordem de 5%.

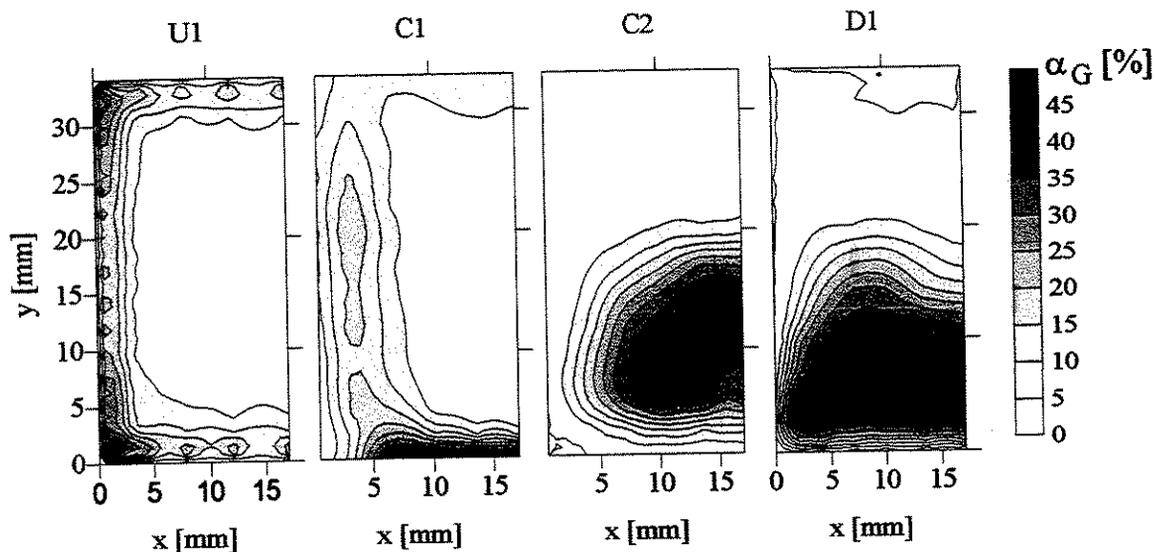


Figura 6.7 - Distribuições de fração de vazio medidas no teste T1 $[(J_L; J_G) = (1,33; 0,14) \text{ m/s}]$ nas seções U1(8,42%), C1(8,00%), C2(13,07%) e D1(16,80%).

Nesta seção C1 a região central do tubo continua com a concentração de gás muito próxima de zero. Este fato permite-nos concluir que a migração do gás, da parte externa para a parte interna da curva, ocorre junto às paredes, provavelmente induzida por escoamentos secundários. Este fenômeno está presente em todos os ensaios realizados, com diferentes valores médios de fração de vazio e diversos valores de velocidades superficiais. É interessante ainda observar que, ocorrendo a migração do gás em regiões das seções do tubo próximas à parede, torna-se vital um modelamento adequado da turbulência para expressar a correta distribuição de fração de vazio transversalmente ao escoamento e ao longo das seções que compõem a curva plana.

Nas seções C2 (110°) e D1 (40 mm depois do término da curva), praticamente todo o gás está da região central para a parte interna da curva. Nesta condição operacional, $J_L = 1,33$ m/s e $J_G = 0,14$ m/s, a curva plana atua efetivamente como um separador de fases, com as bolhas migrando para a parte interna da seção transversal ao escoamento. Valores de fração de vazio tão altos quanto 40% foram medidos no terço inferior da seção transversal, C2 e D1.

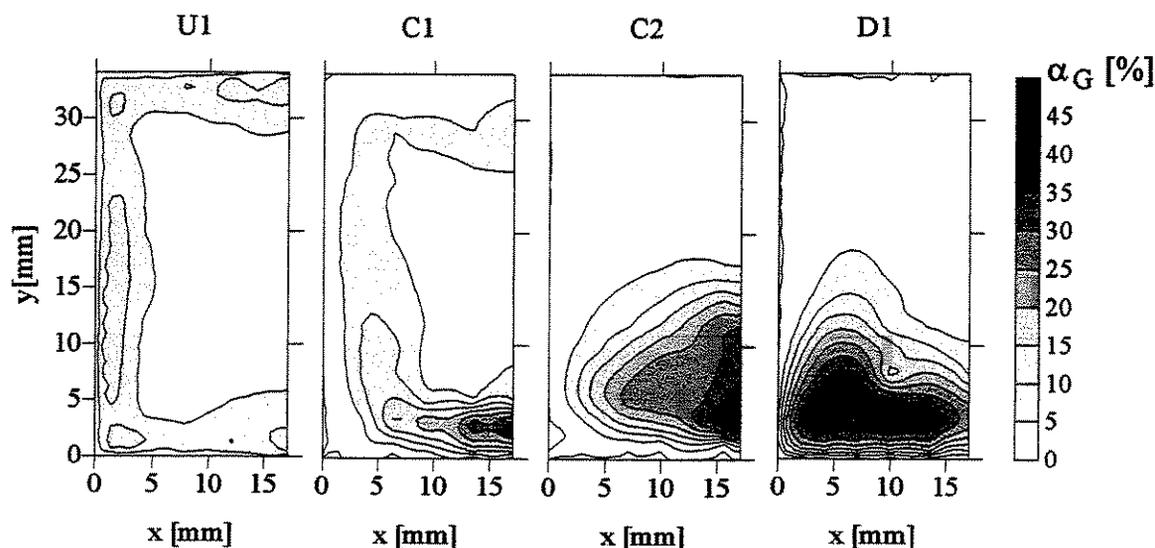


Figura 6.8 - Distribuições de fração de vazio medidas no teste T2 [$(J_L; J_G) = (2,12; 0,13)$ m/s], nas seções U1(4,93%), C1(5,65%), C2(7,87%) e D1(9,45%).

Os resultados da distribuição da fração de vazio do teste T2, mostrados na figura 6.8, são similares aos obtidos no teste T1, em todas as quatro seções da curva. Neste teste o valor da velocidade superficial do líquido é quase o dobro daquela do teste T1, 2,12 m/s e 1,33 m/s, respectivamente, enquanto que a velocidade superficial do gás foi a mesma, 0,13 m/s. Desta forma, uma hipotética fração de vazio de um escoamento em mistura homogênea é aproximadamente a metade, de 9,5% para 5,8%. Neste teste, desde que a velocidade superficial do líquido foi maior, implicando em uma força centrífuga maior - o número de Froude é quase a metade daquele do teste T1, a segregação de fases ocorreu de forma mais acentuada do que aquela medida no teste T1. Por exemplo, a fração de vazio máxima, cerca de 40%, ocorre no oitavo inferior das seções transversais C2 e D1, isto é, já próximo à parede interna, onde o raio de curvatura é o menor. Da mesma maneira que no teste T1, para este par de velocidades superficiais aplicados, a geometria utilizada também atua efetivamente como um separador de fases.

A distribuição da fração de vazios na seção U1 para o teste T3, que aparece na figura 6.9, foi, uma vez mais, similar às obtidas nos testes anteriores (T1 e T2), nesta mesma seção. Entretanto, diferenças nas distribuições da fração de vazio ao longo da curva começam a surgir já a partir da seção C1, onde mediu-se uma quantidade maior de gás próxima à parede externa do tubo (maior raio de curvatura), quando comparada aos testes anteriores. Nota-se também que a concentração de gás junto à parede do tubo especificada pelo plano YZ (à esquerda, na figura) não se diferencia muito daquela que ocorre na seção U1; nos ensaios anteriores era nítida a diferença. é aproximadamente igual à da seção U1, enquanto que nos testes T1 e T2 esta espessura era bem maior. Ainda neste teste T3, na seção C2 ainda há uma grande quantidade de gás na parte externa da curva, com valores de fração de vazio da ordem de 24%; nos testes T1 e T2 esta região praticamente não tinha gás. A Fig. 6.9 mostra ainda que há gás distribuído por toda a região central do tubo, mesmo que a seção interna da curva apresente valores mais elevados de fração de vazio, da ordem de 12%. Nos outros testes, T1 e T2, a fração de vazio nesta seção chegou até a 40%. Em suma, nem todo gás foi transportado ou segregou-se na seção interna da curva. A velocidade superficial do líquido é a menor dentre os testes realizados, resultando em um número de Froude igual a 1,0, quase sete vezes maior que aquele do teste T1.

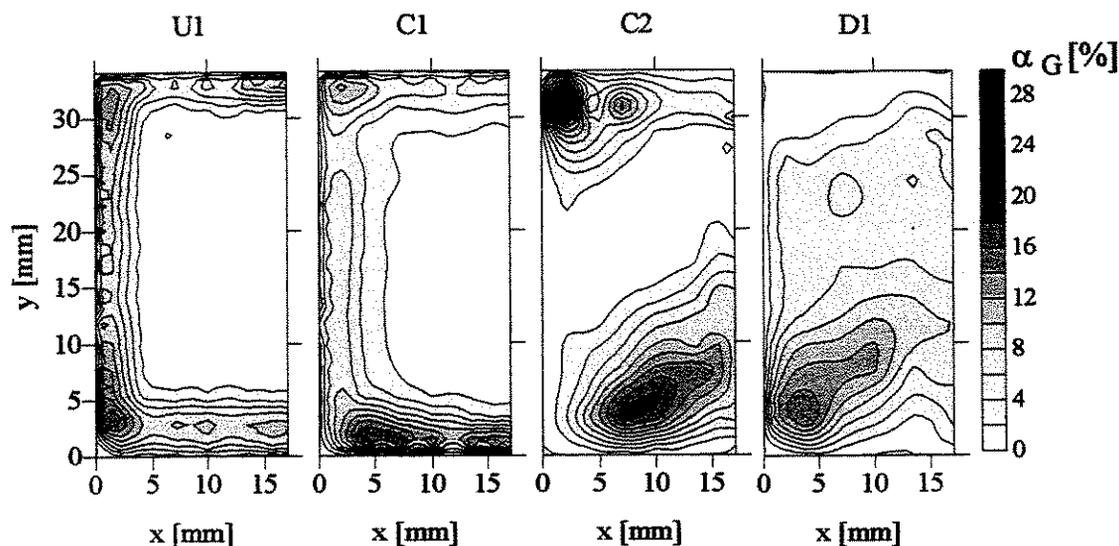


Figura 6.9 - Distribuições de fração de vazio medidas no teste T3 $[(J_L; J_G) = (0,88; 0,03) \text{ m/s}]$, nas seções U1(3,38%), C1(4,17%), C2(5,02%) e D1(5,49%).

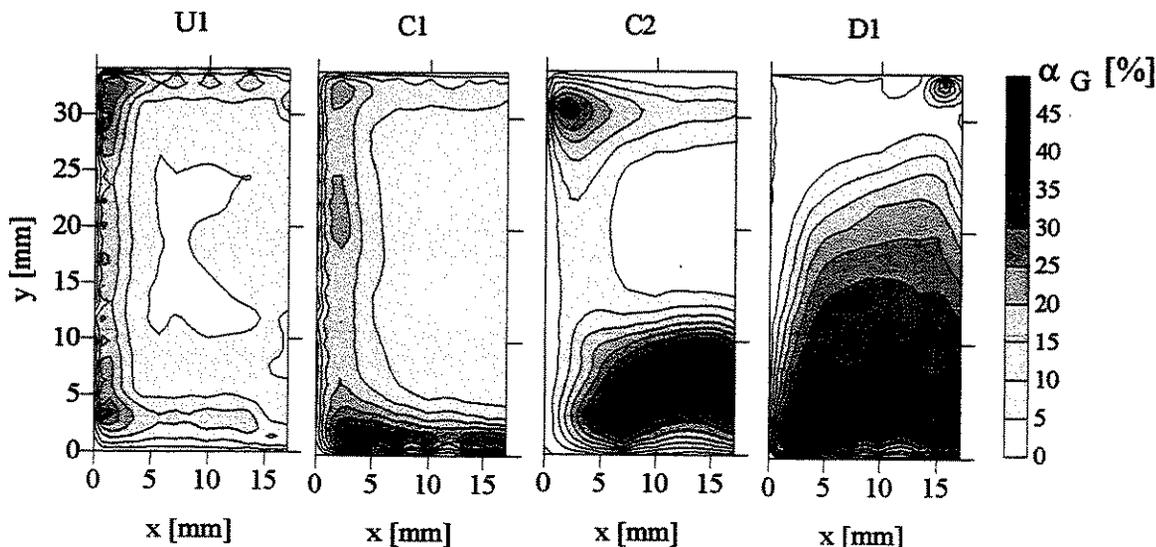


Figura 6.10 - Distribuições de fração de vazio medidas no teste T4[($J_L; J_G$)=(0,88;0,10) m/s], nas seções U1(9,86%), C1(12,70%), C2(14,27%) e D1(20,52%).

A análise realizada para os resultados de distribuição de fração de vazio no teste T3 pode ser estendida para o teste T4, mostrado na figura 6.10. Neste caso, o valor da velocidade superficial, é o mesmo que no teste T3, $J_L = 0,88$ m/s, porém o valor da velocidade superficial do gás é três vezes superior, $J_G = 0,10$ m/s contra $J_G = 0,03$ m/s. Assim, a forma da distribuição de fração de vazio é similar para os dois testes, mas os valores locais da fração de vazio no teste T4 são superiores aos do teste T3, o que é evidente, pois a concentração volumétrica média de gás varia de 3,2% (teste T3) para 10,4% (teste T4). No teste T3 a força centrífuga tem a mesma magnitude da força gravitacional, $Fr \approx 1$; no teste T4, $Fr = 0,79$. As diferenças entre as respectivas distribuições de fração de vazio, decorrem, então, das diferentes concentrações volumétricas de gás e de números de Froude diferentes. É importante mencionar, uma vez mais, que a migração do gás, da parte externa para a parte interna da curva, ocorreu preferencialmente junto às paredes, em todos os testes realizados. Assim, só o modelamento adequado da turbulência pode expressar a correta distribuição de fração de vazio ao longo das seções que compõem a curva plana.

Outros fenômenos merecem comentários: observa-se que, independentemente das velocidades superficiais impostas, na seção U1 o gás se concentra nos vértices e nas paredes, indicando o fenômeno de pico junto à parede, “wall picking”, já comentado. Na a seção C1 observa-se que, com o aumento da velocidade do líquido (teste T1 para T2), aumenta a

concentração do gás na seção interna da curva. Mantida a velocidade do líquido e aumentando-se a velocidade do gás (teste T3 para T4), o aumento da vazão de gás de certa forma distribui mais uniformemente o gás na seção transversal do tubo, pois concentrações maiores foram medidas junto às paredes laterais e superior. Na seção C2, a concentração é maior na seção interna da curva quando as velocidades superficiais de líquido são mais elevadas, como era de se esperar, dadas à ação do campo centrífugo. Quando as velocidades superficiais do líquido são menores, há ainda presença de gás nos vértices externos do duto, indicando a segregação incompleta das fases. Na seção D1, saída do tubo curvo e início do escoamento vertical descendente, praticamente todo o gás está na parte interna da curva. E a segregação das fases, novamente, é tão mais intensa quanto maior é a velocidade do líquido. Na saída do tubo só há gás em vértices externos da seção transversal da curva no teste T4, que tem a menor velocidade média.

A evolução da fração de vazios média nas seções U1 a D1 é mostrada na figura 6.11 para os testes T1 a T4. Para referência, a linha tracejada representa a fração de vazios média se o escoamento fosse escoamento homogêneo, $\langle \alpha \rangle_h$. Em todos os testes ocorre um aumento da fração de vazios média à medida em que o escoamento percorre a curva. Ele é justificado pois ao longo da curva de 180 graus (de vertical ascendente para vertical descendente) há uma inversão no sentido da força de empuxo que age sobre o gás. Consequentemente, e progressivamente, de U1 até D1, o deslizamento positivo do gás em relação ao líquido torna-se negativo. Isto é, inicialmente os bolhas de gás se deslocam mais rapidamente que o líquido circundante (deslizamento positivo), deslizamento este que se desacelera para tornar-se negativo a partir da seção central (90°). Assim, a fração de vazio média do escoamento, $\langle \alpha \rangle$, deve aumentar, e efetivamente aumenta, de U1 a D1. Por exemplo, a ocorrência de deslizamento negativo entre fases ocorre na seção C2, localizada a 110 graus do início da curva e, portanto, $\langle \alpha \rangle_{C2} > \langle \alpha \rangle_h$, como mostra a Fig. 6.11.

A seção C1, localizada a 45 graus do início da curva, tem 70% da gravidade atuando na direção do escoamento e, portanto, deve apresentar um deslizamento positivo do gás em relação ao líquido. Entretanto, os dados experimentais que aparecem na Fig. 6.11 mostram valores de $\langle \alpha \rangle_{C1}$ próximos ou mesmo coincidentes com $\langle \alpha \rangle_h$. A aparente redução ou mesmo supressão do deslizamento entre fases pode ser atribuída aos elevados gradientes de concentração, que

reduzem o movimento relativo entre as fases, e às correntes secundárias formadas pelo campo centrífugo, que transportam as bolhas prioritariamente próximo à região de parede onde as velocidades são menores.

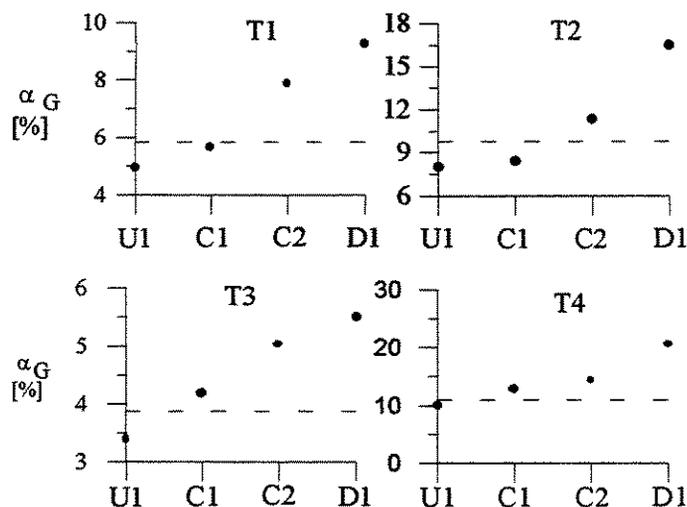


Figura 6.11 - Distribuição da fração de vazio média na seção transversal, $\langle\alpha\rangle$, nos testes T1 a T4. A linha tracejada representa fração de vazio de um escoamento homogêneo, $\langle\alpha\rangle_h$.

6.4 - Simulação numérica bifásica do escoamento na curva plana, precedida e sucedida por tubo reto ascendente, e descendente.

6.4.1. - Comparação qualitativa com resultados experimentais nas seções transversais

Neste item apresenta-se a comparação qualitativa entre os resultados experimentais e numéricos da distribuição de fração de vazios do escoamento na curva plana. Para tanto, construíram-se gráficos de iso-superfícies, com o “software” Grafer[®], com os valores medidos experimentalmente e obtidos com a simulação numérica, para cada uma das condições experimentais dos testes. A comparação é dita qualitativa, pois não se tem controle sobre a forma como são realizadas as interpolações para gerar os gráficos de iso-superfície: o “software” Grapher[®] as realiza automaticamente, não revelando detalhes do algoritmo usado. As figuras 6.12 a 6.15 mostram todas as curvas de iso-superfície da distribuição da fração de vazio em seções

diversas da curva plana, U1, C1, C2 e D1, para efeito de comparação e análise. Os resultados numéricos referem-se à adoção dos dois modelos de turbulência utilizados.

Da comparação dos resultados experimentais e numéricos do teste T1 (figura 6.12) conclui-se que o modelo numérico com o modelo k- ϵ padrão implementado simula melhor a distribuição de fases na seção U1 de entrada da curva, com os picos de fração de vazio nos cantos e a região central da seção com uma concentração de gás pequena. Na seção C1, neste mesmo teste, os dados experimentais revelam que ainda há uma pequena quantidade de gás na região externa da seção superior; a simulação com o modelo k- ϵ padrão representa melhor esta estrutura de distribuição de fases. Nas seções C2 e D1, como vimos, o gás está predominantemente na região interna da curva. Dentre os dois modelos numéricos implementados, o que descreve a turbulência com o modelo algébrico apresenta resultados mais próximos dos valores experimentais.

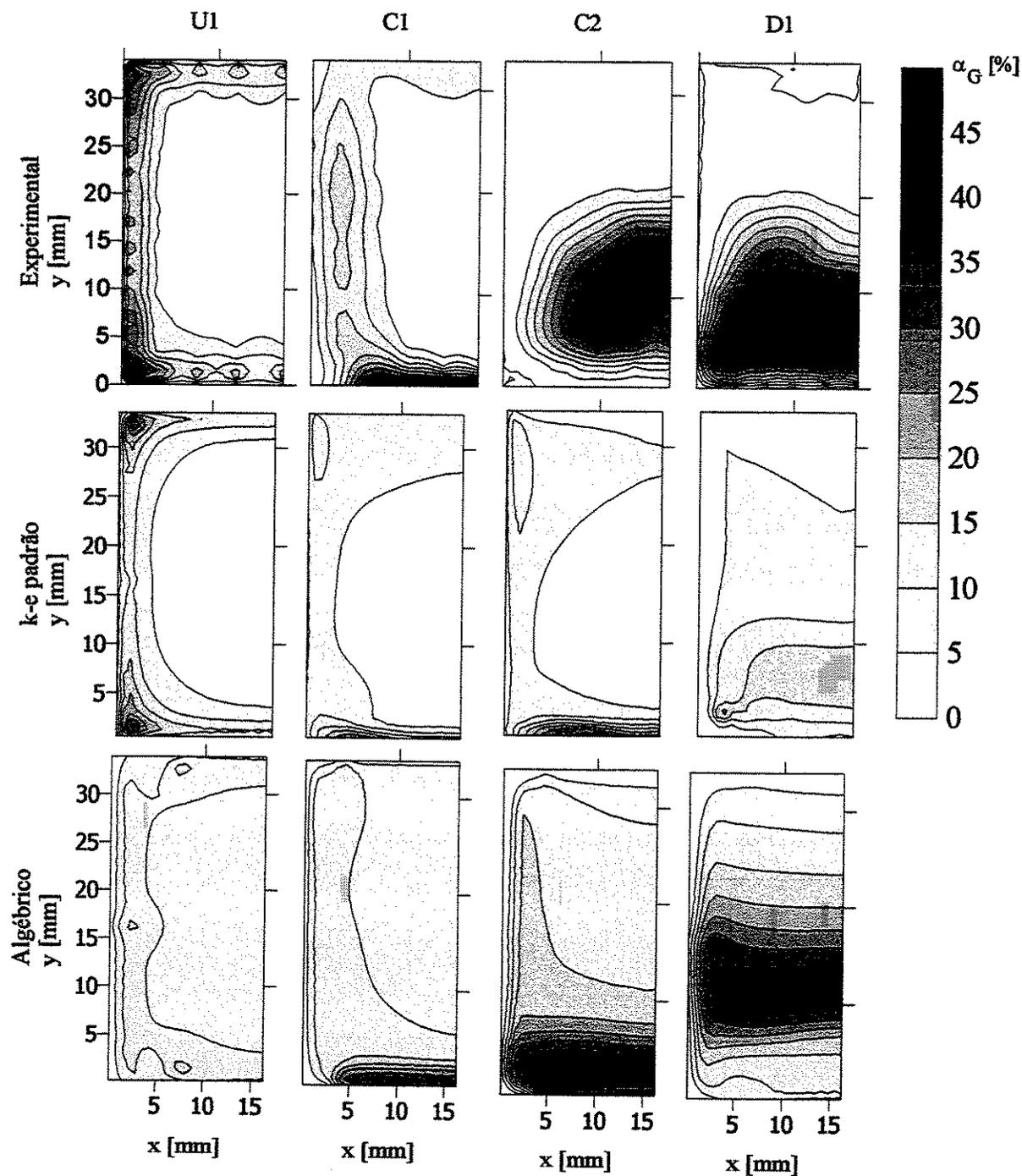


Figura 6.12 – Comparação qualitativa entre os resultados experimentais e os simulados numericamente com dois modelos de turbulência: k- ϵ padrão e algébrico.

Teste T1 [(J_L ; J_G) = (1,33; 0,14) m/s].

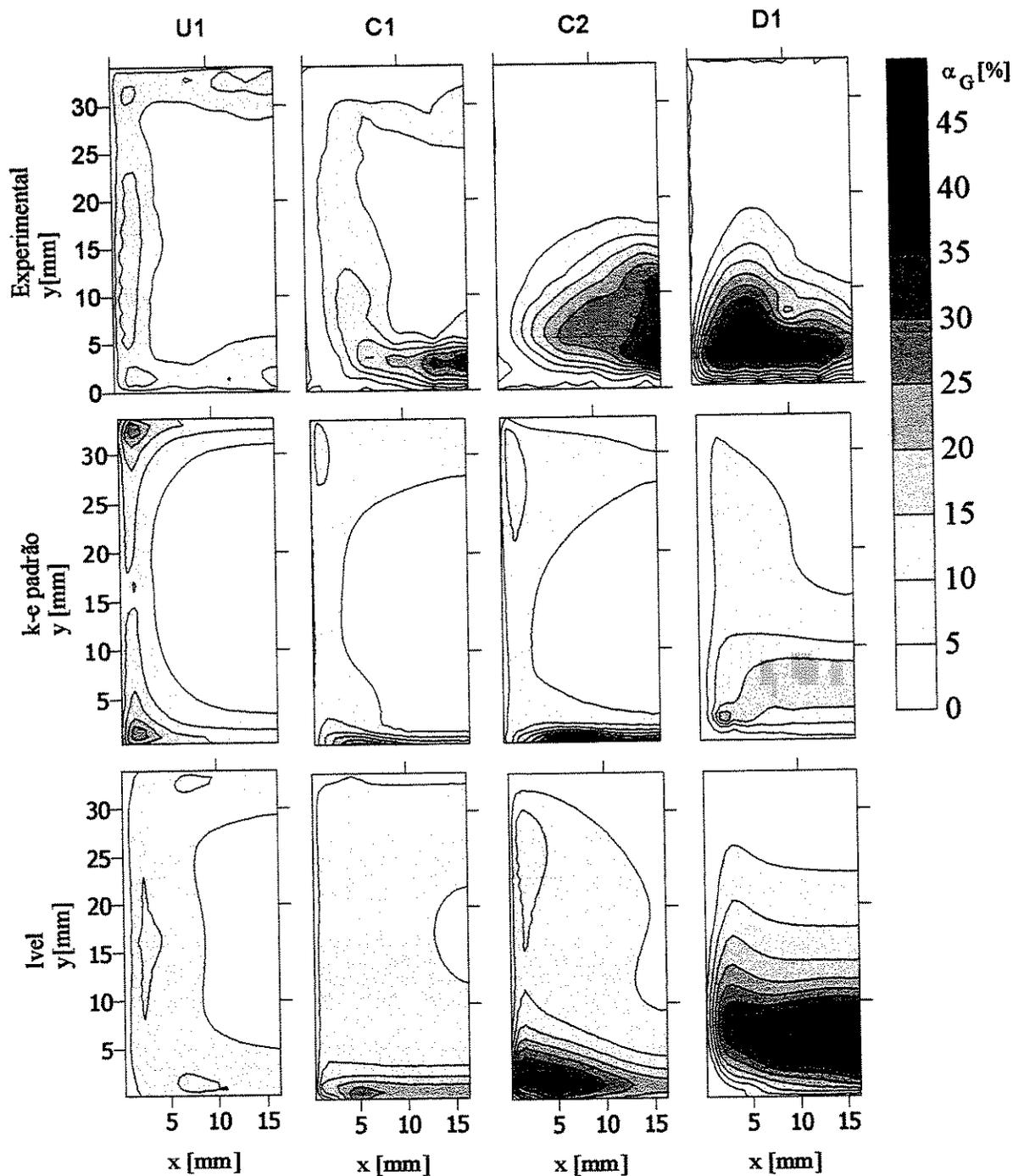


Figura 6.13 – Comparação qualitativa entre os resultados experimentais e os simulados numericamente com dois modelos de turbulência: k- ϵ padrão e algébrico.

Teste T2 [(J_L ; J_G) = (2,12; 0,13) m/s].

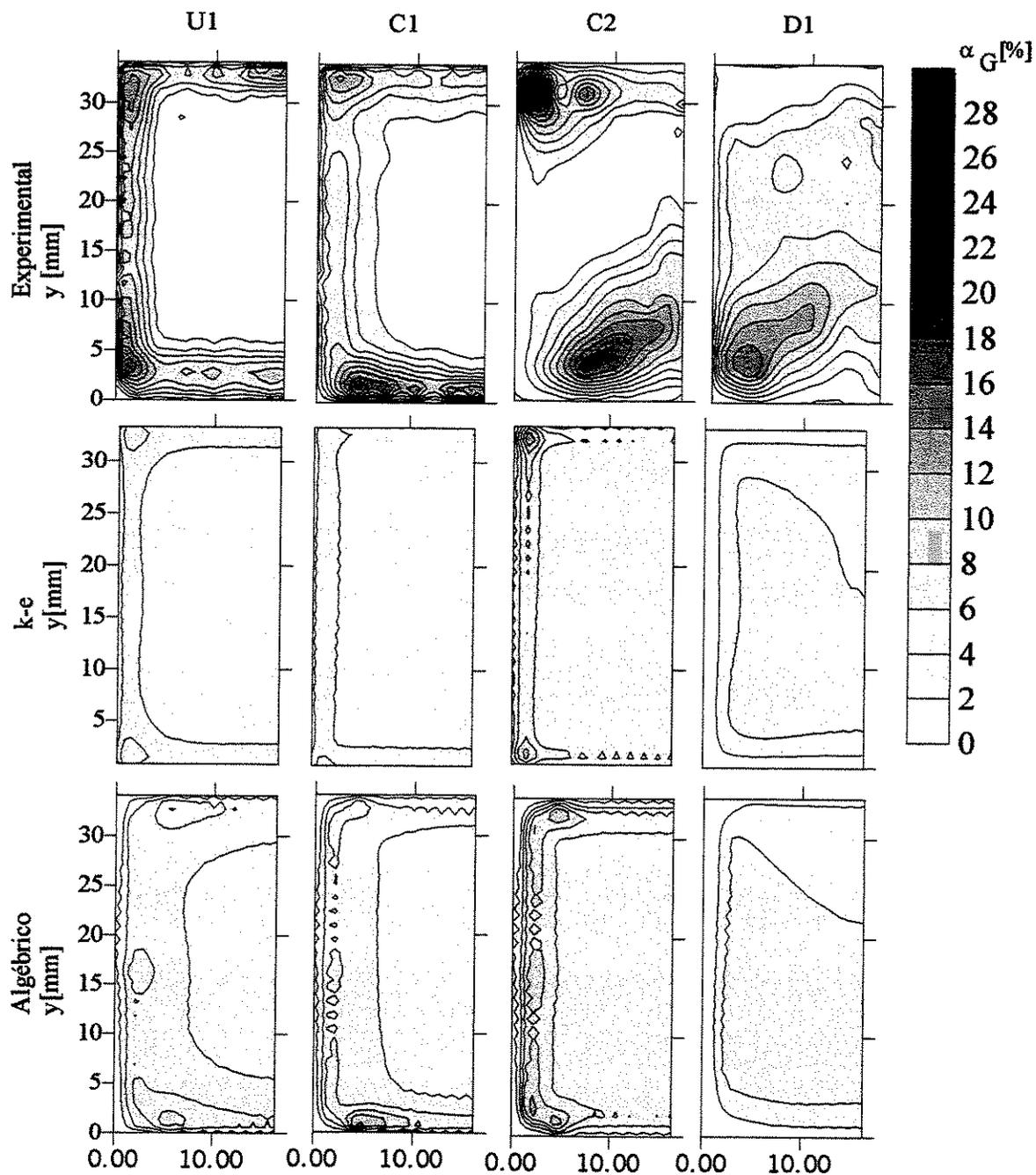


Figura 6.14 – Comparação qualitativa entre os resultados experimentais e os simulados numericamente com dois modelos de turbulência: k-ε padrão e algébrico.

Teste T3 [(JL; JG) = (0,88; 0,03) m/s].

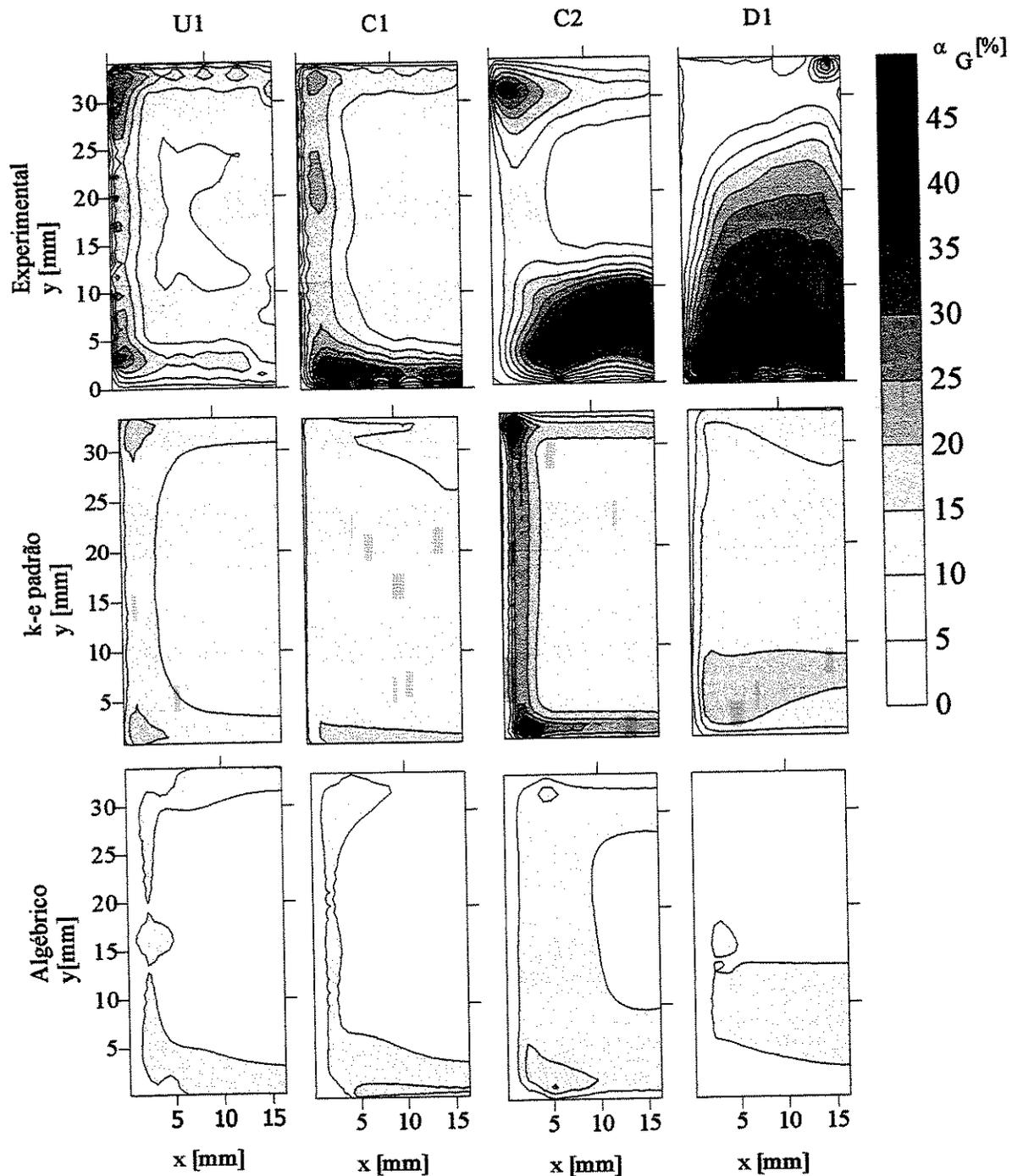


Figura 6.15 - Comparação qualitativa entre os resultados experimentais e os simulados numericamente com dois modelos de turbulência: k- ϵ padrão e algébrico.

Teste T4 [(J_L ; J_G) = (0,88; 0,10) m/s].

Para o teste T2 (figura 6.13) observa-se, novamente, que na seção U1 o resultado numérico obtido com o modelo k- ϵ padrão aproxima-se mais dos dados experimentais do que aquele obtido com o modelo algébrico. Similarmente ao que acontece no teste T1, a seção transversal C2 é a que apresenta a maior diferença entre os resultados experimentais e numéricos. Os resultados experimentais nesta seção mostram não haver mais gás na região mais externa da curva, enquanto que a simulação produz ainda valores significativos de fração de vazio. Para o mesmo teste na seção D1, ambos os modelos concentram a fração de vazio na parte inferior da curva, mas o modelo algébrico de turbulência gera valores mais próximos dos experimentais.

Para o teste T3 (figura 6.14), onde têm-se os menores valores locais da fração de vazios, e as menores velocidades superficiais, observa-se que ambos os modelos simulam as distribuições de fração de vazio com a mesma estrutura daquelas dos dados experimentais. Na seção C2, que foi a mais crítica nos outros testes, ambos os modelos simularam picos de fração de vazios nas regiões externas e internas da curva. Resultados experimentais e numéricos também são similares na seção D1. Este teste foi o que mais demorou para a convergência

No teste T4 (figura 6.15) observa-se que o gás mantém-se na região externa da curva por um perímetro mais extenso. A razão deve-se, como já comentado anteriormente, ao fato do campo centrífugo gerado ser o menos intenso, pois as velocidades superficiais são as menores entre os testes. Os resultados de ambos os modelos de turbulência mostram a presença de gás nesta região externa da curva. Na seção D1, embora ambos os modelos prevejam a concentração da fração de vazio na mesma parte, mas para o modelo k- ϵ padrão os valores são maiores.

6.4.2. – Evolução longitudinal da fração de vazio

O objetivo desta seção é mostrar o resultado da simulação numérica da evolução da fração de vazio ao longo de todo o circuito de escoamento bifásico, desde o misturador de ar, passando pelo escoamento vertical ascendente no tubo reto de seção transversal quadrada, na curva plana de seção transversal quadrada e no tubo vertical de saída, onde o escoamento é descendente. Para tanto, calculou-se a distribuição de fração de vazios em quatro planos YZ (isto é, em posições X

determinadas), contemplando toda a evolução longitudinal do escoamento em bolhas (ver definição dos eixos no capítulo 3).

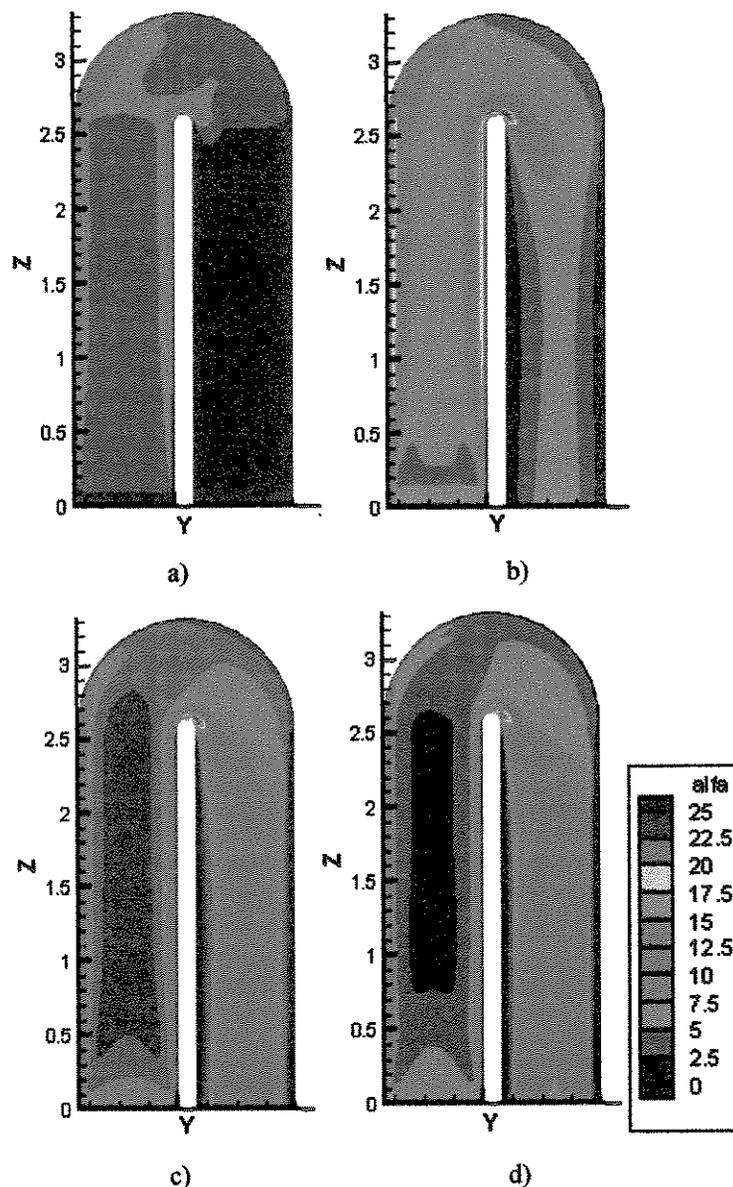


Figura 6.16 – Distribuição da fração de vazios nos planos longitudinais YZ.
a) $X=1,18$ mm, b) $X = 4,59$ mm, c) $X = 10,52$ mm e d) $X = 17,05$ mm.
Simulação numérica para o teste T2.

Como já havíamos observado na análise dos resultados experimentais de distribuição de fração de vazio, na seção reta ascendente o gás concentra-se principalmente próximo às paredes do tubo de seção quadrada, com concentrações relativamente mais elevadas nos cantos. Isto fica

evidente quando se compara a distribuição de fração de vazio entre as figuras 6.16 (b), plano próximo à parede, e 6.16 (c e d), que se referem aos resultados numéricos equivalentes aos realizados nos testes experimentais identificados como T2. Na seção reta descendente ocorre o inverso, ou seja, a concentração de gás tem um valor mais elevado no centro da tubulação. Estes resultados numéricos corroboram a observação pioneira de Serizawa (1975), para escoamentos em bolhas ascendentes, e de Lahey et al. (1993), para escoamentos descendentes, ambos em tubos de seção circular. Assim, o modelo numérico foi capaz de reproduzir qualitativamente o fenômeno em ambos os casos. Na porção da curva plana a distribuição da fração de vazios mostra a migração do gás para a parte interna da curva. Esta migração se dá, principalmente, pelos planos YZ próximos das paredes; isto fica aparente comparando-se as distribuições de fração de vazio na curva, entre as figuras 6.16 (a e b) com 6.16 (c e d).

6.4.3 - Comparação Quantitativa da Fração de Vazio

Como vimos, pela relativa facilidade experimental em se medir a fração de vazios local do escoamento em bolhas e, conseqüentemente, calcular a sua distribuição nas seções de escoamento, além desta grandeza representar, de forma indireta, as influências no escoamento e na segregação das fases dos campos de velocidade e pressão, das correntes secundárias, das tensões turbulentas, assim como de todos os termos de acoplamento interfacial, ela foi adotada como parâmetro de validação da simulação numérica do escoamento. Até então, nos itens anteriores, mostramos os resultados experimentais da distribuição de fração de vazios, comparamos, em uma comparação dita qualitativa, os resultados experimentais e com os resultados numéricos, e mostramos a evolução longitudinal da fração de vazios em todo o circuito de escoamento bifásico do experimento. Nesta presente seção apresentaremos os resultados experimentais e numéricos não mais como gráficos de iso-superfície, sobre os quais não temos controle do processo de interpolação, mas em uma comparação direta, valorável, em gráficos cartesianos XY (o plano transversal ao escoamento) que representam, efetivamente, os pontos de medida da fração de vazio local e seus cálculos numéricos. Assim, para efeito de análise, os resultados experimentais e numéricos são comparados e analisados em quatro estações de medidas, conforme descritas na figura 3.4. Como já mencionado, as frações de vazio médias

nestas seções são apresentadas para referência de cálculo, tendo sido foram calculadas a partir de um processo de mediação ponderada pela área.

Novamente, em cada seção foram medidas as frações de vazios locais em 105 pontos distribuídos em 7 planos diferentes (YZ). Os planos estavam nas posições $X=0,8$ mm, 1,8 mm, 3,9 mm, 6,8 mm, 9,8 mm, 13,8 mm e 17,05 mm. Dos sete planos medidos, só não aparece nas figuras o plano especificado por $X=0,8$ mm, a justificativa para tal aparece na seqüência. As figuras 6.17 a 6.20 mostram a comparação, ponto a ponto, da fração de vazio nas seções U1, C1, C2 e D1, para o par de velocidades $(J_L, J_G) = (2,12; 0,13)$ m/s, desde um plano próximo da parede até o centro da seção.

Na a seção U1 (figura 6.17), observa-se que, nos planos que têm $X \geq 4,80$ mm, os resultados numéricos obtidos com ambos os modelos de turbulência representam adequadamente a distribuição de fração de vazios medida. Ainda, quanto mais central a posição do plano de medida (maiores valores de X), melhor o ajuste entre resultados numéricos e medidas. Observe também que os valores numéricos da simulação com o modelo algébrico conseguem representar variações sutis como os picos centrais da distribuição de fração de vazios nas seções do escoamento próximo às paredes ($X = 3,50$ mm, $X = 4,80$ mm). Os resultados do modelo k- ϵ não mostram crescimentos da fração de vazio local na região central do tubo. Via de regra, os resultados numéricos do modelo k- ϵ estão melhor ajustados aos resultados experimentais, principalmente para $X > 4,80$ mm. Por exemplo, resultados do modelo k- ϵ indicam valores de pico de fração de vazio junto à parede, em $X = 17,05$ mm, tão altos quanto 15%; os valores experimentais são tão altos quanto 16% a 19%. Na região central do tubo, os valores médios da fração de vazio estão em torno de 2% no caso dos resultados numéricos do modelo k- ϵ , de 4% a 5% no caso dos resultados do modelo algébrico, sendo que os resultados experimentais indicam valores em torno de 1,5%.

Para a seção C1 (figura 6.18), a análise recém-realizada se aplica: o modelo algébrico representa melhor a distribuição de fração de vazios na seção definida por $X = 3,90$ mm e $X = 6,80$ mm; os resultados do modelo k- ϵ ajustam-se melhor aos dados experimentais em

seções de $X > 6,8$ mm. Ambos não refletem a distribuição de fração de vazios em $X = 1,80$ mm, os resultados numéricos de ambos os modelos de turbulência apresentam um pico na parede da curva onde $Y = 0$, e os dados experimentais não o tem. A razão é clara: nestas seções a distribuição experimental de fração de vazio não apresentou simetria, o que indica dificuldades de medição da fração de vazio local em posições muito próximas às paredes ou nos cantos do tubo quadrado. O posicionamento da sonda elétrica de condutividade pode ser um dos motivos que explicam a deficiência da medição. Mais ainda, nestas posições a velocidade é baixa e escoamentos secundários existem, o que pode representar uma dificuldade adicional pois a sonda deve interferir mais acentuadamente no campo de escoamento. Inferindo-se sobre a similaridade que deve existir entre a experimentação e a representação matemática do escoamento, novos problemas surgem. A distribuição real da fração de vazios em posições próximas às paredes depende de características “físicas” do escoamento em bolhas, como a função estatística de distribuição de tamanho de bolhas.

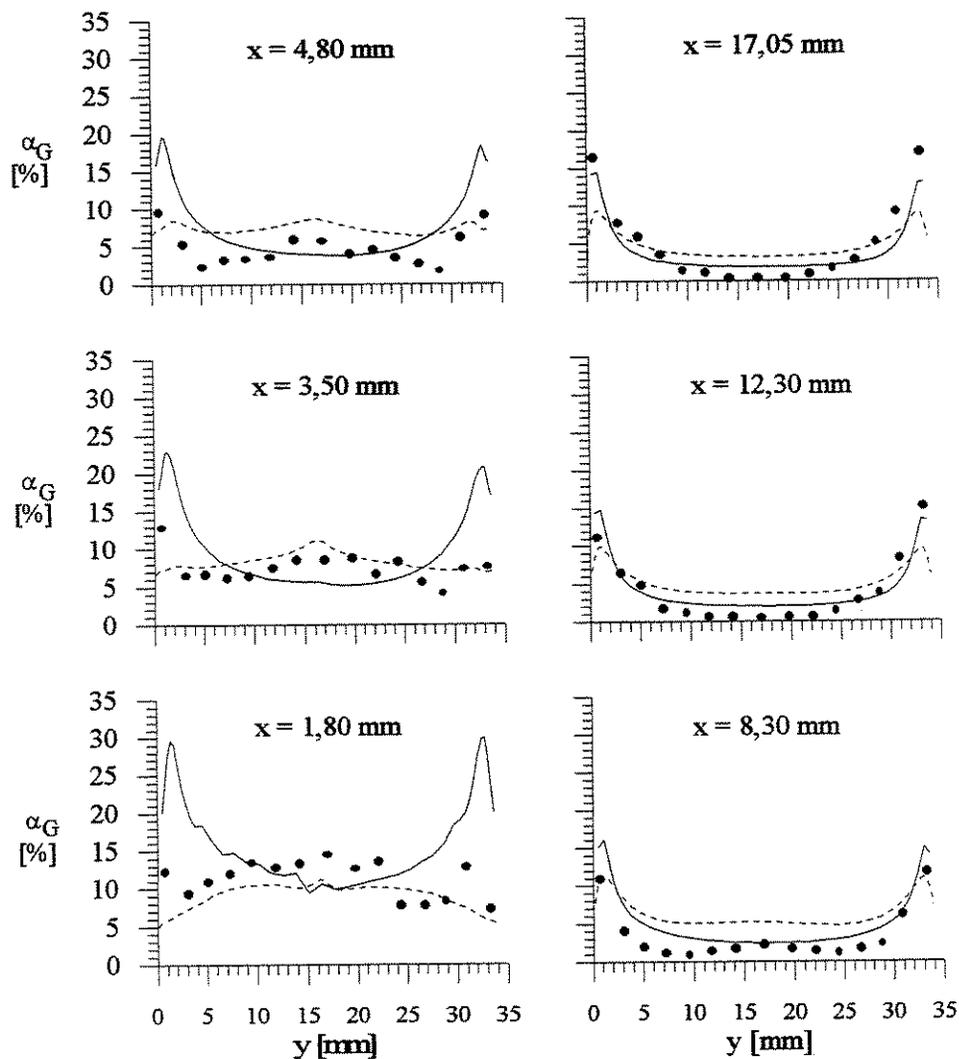


Figura 6.17 - Resultados experimentais versus numéricos da distribuição da fração de vazios para o teste T2 $[(J_L, J_G) = (2,12; 0,13) \text{ m/s}]$. Resultados numéricos: modelos $k-\epsilon$ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção U1.

O modelo matemático – Modelo de Dois Fluidos – não tem o tamanho (ou o diâmetro) da bolha como uma restrição quando calcula a distribuição das fases. Em outras palavras, no mundo real da experimentação o volume de gás tem uma dimensão finita, ditada por uma distribuição estatística de tamanho de bolhas – o sensor condutivo somente “vê” bolhas maiores que um certo tamanho, por exemplo, enquanto que no mundo simbólico da matemática o Modelo de Dois Fluidos lida com a mistura bifásica como se fosse um “continuum”. Conseqüentemente, pode não fazer sentido comparar resultados experimentais e numéricos em posições da seção transversal do tubo próximas da parede se uma dimensão característica da malha numérica foi inferior ao

diâmetro da bolha, por exemplo. Este foi o caso da posição de medida com $X = 0,80$ mm e $X = 1,80$ mm.

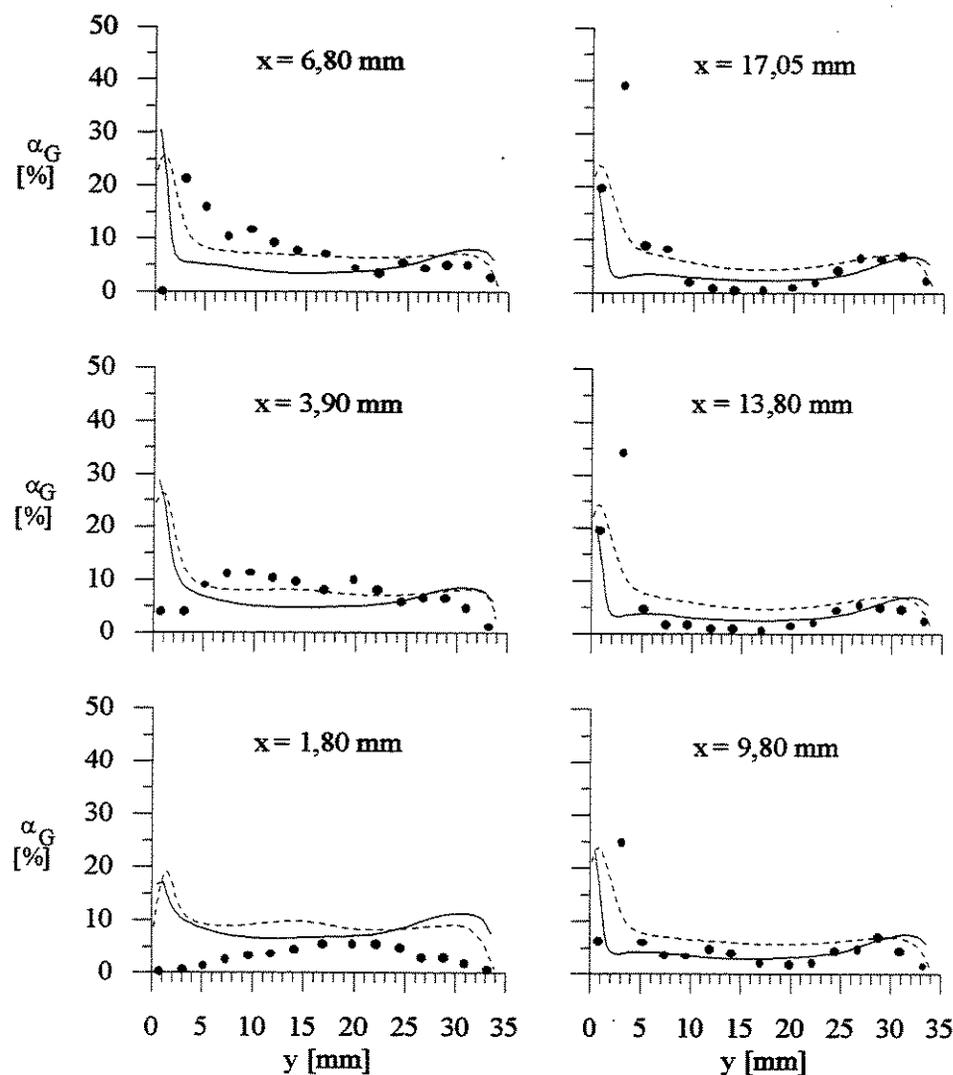


Figura 6.18 - Resultados experimentais versus numéricos da distribuição da fração de vazios para o teste T2 $[(J_L, J_G) = (2,12; 0,13)$ m/s]. Resultados numéricos: modelos k- ϵ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada) na seção C1.

Na seção C2 o gás está praticamente confinado na parte interna da curva, como mostram os resultados experimentais (figura 6.19). Os resultados dos modelos ainda estão indicando o processo de migração do gás para a parte interna da curva. Nesta seção C2 (figura 6.19), estão as maiores discrepâncias entre experimentos e simulação, qualquer que seja o modelo de turbulência que constitui o Modelo de Dois Fluidos. Apesar desta discrepância, a tendência geral se mantém: os valores simulados da distribuição da fração de vazios apresentam um pico na parede interna da

tubulação, mas ele fica restrito a $0 < y < 5,00$ mm; o pico experimental estende-se pela região delimitada por $0 < y < 20,00$ mm.

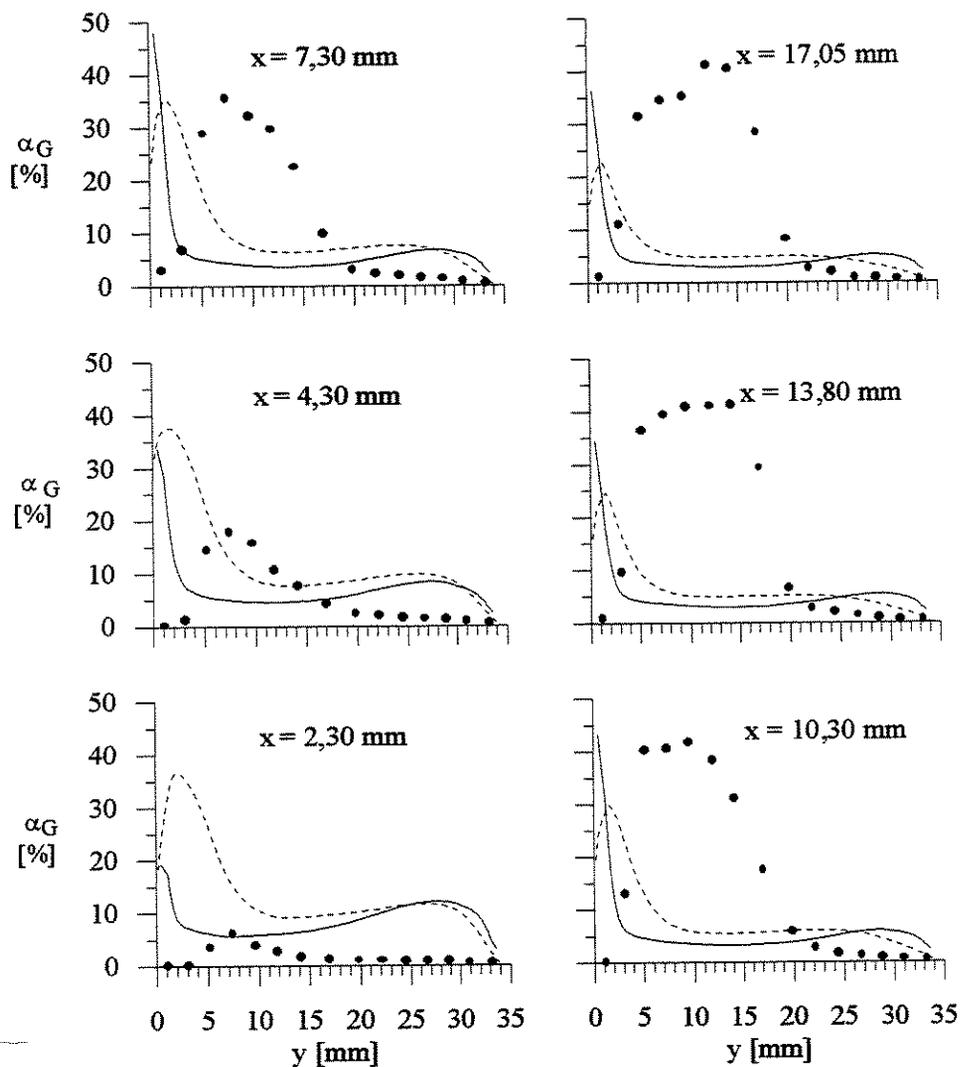


Figura 6.19 - Resultados experimentais versus numéricos da distribuição da fração de vazios para o teste T2 $[(J_L; J_G) = (2,12; 0,13)$ m/s]. Resultados numéricos: modelos k- ϵ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada) na seção C2.

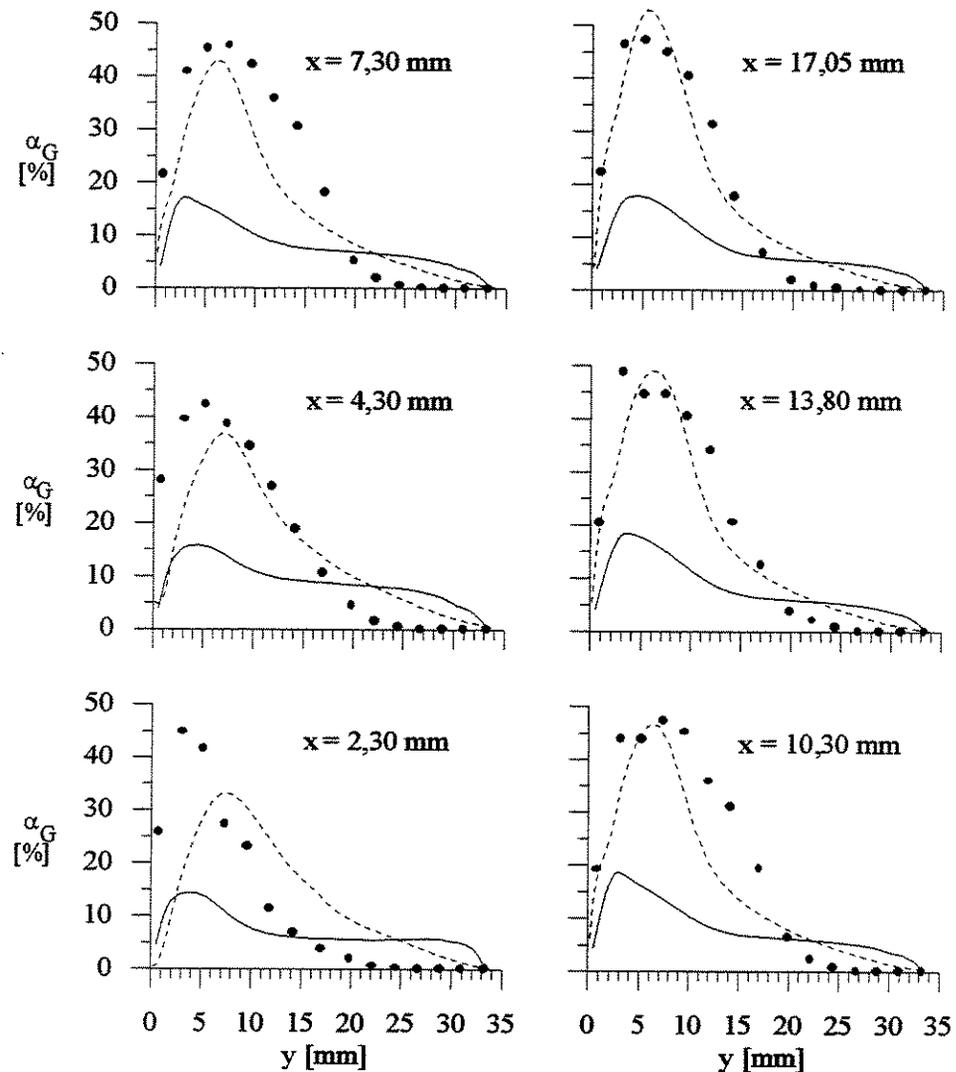


Figura 6.20 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazio para o teste T2 $[(J_L; J_G) = (2,12; 0,13) \text{ m/s}]$ na seção D1, utilizando os modelos k- ϵ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada).

A seção D1 (figura 6.20) volta a apresentar, novamente, melhor concordância entre valores simulados e experimentais. Neste caso, entretanto, a análise realizada para os planos U1 e C1 não se aplica. A solução numérica do modelo de turbulência algébrico está sempre melhor ajustada aos dados experimentais, qual seja a posição considerada, de $X = 2,3 \text{ mm}$ a $X = 17,05 \text{ mm}$. Por exemplo, em $X = 4,3 \text{ mm}$, o pico da fração de vazio local é 37%, enquanto que o valor medido é 45%; em $X = 13,80 \text{ mm}$, o pico da fração de vazio local é 49%, e o valor medido é também 49%. Observa-se também que há similaridade entre as distribuições de fração de vazios calculadas com os dois modelos de turbulência, mas não semelhança.

Os resultados obtidos com o modelo de turbulência LEVEL estão melhor ajustados aos dados experimentais de distribuição de fração de vazio destes perfis altamente distorcidos. Mesmo no plano YZ mais central, $X > 4.3$ mm, os resultados numéricos obtidos com o LEVEL têm melhor concordância. Por exemplo, em $X = 4,3$ mm, o pico de fração de vazio local calculado é 37%, enquanto que o valor medido é 43%; em $X = 13,80$ mm, o valor calculado é 49%, igual ao medido. Os resultados numéricos obtidos com o modelo k- ϵ são muito inferiores aos experimentais em regiões do tubo onde a fração de vazio é elevada. Isto pode ser uma indicação de que o modelo “distribui” as bolhas na seção transversal do escoamento, o que reduz a força de arrasto, que depende, localmente, da fração de vazio. O resultado líquido é que as bolhas se deslocam mais rapidamente, reduzindo a fração de vazio local e então a fração de vazio média. Esta, entretanto, é somente uma especulação pois a fração de vazio local determina também outras forças que contribuem para distribuir as fases na seção. Uma análise paramétrica extensa, em termos de valores de variáveis e dispêndio de tempo, deve ser realizada para que conclusões efetivas possam ser expressas.

Outros resultados de distribuição de fração de vazio dos testes T1, T3 e T4 são mostrados no anexo 2.

6.4.4 – Escoamento Secundário

Não houve medição do campo de velocidades instantâneas ou médias nos testes, que pudessem ser usadas para calcular o tensor de Reynolds ou trazer informações sobre escoamentos secundários. Entretanto, mostrar valores calculados do campo de velocidades médias, especialmente aqueles que revelam escoamentos secundários, pois permite inferir sobre o processo de migração das bolhas de ar na curva plana, sob a ação das várias forças transversais (centrífuga, arrasto, pressão interfacial, sustentação lateral gravidade e, eventualmente, turbulentas) que são significativas no processo de segregação das fases.

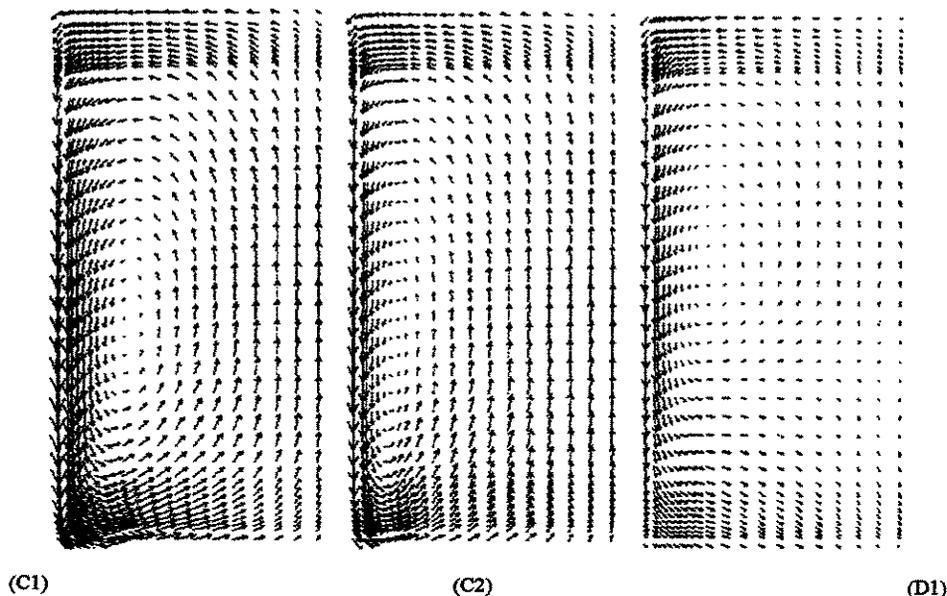


Figura 6.21 - escoamento secundário para a fase contínua usando o modelo de turbulência k- ϵ padrão, para o teste T2 [J_L, J_G] = (2,12;0,13) m/s] nas seções C1, C2 e D1.

Devido à simetria da seção transversal do escoamento, não há escoamento secundário na seção U1. Entretanto, quando a mistura adentra a curva, o escoamento secundário da fase contínua se estabelece e as forças mencionadas atuam, gerando o processo de segregação das fases. O escoamento apresenta duas células de recirculação do líquido, de acordo com a solução numérica. Pode-se visualizar o escoamento secundário nas seções C1, C2 e D1 na forma de vetores (figura 6.21), de acordo com os resultados propiciados pelo modelo k- ϵ . Para metade do domínio, o escoamento é caracterizado por uma circulação no sentido anti-horário. Destaca-se a elevada magnitude das velocidades próxima da parede (seções C1 e C2, na curva plana), provavelmente responsável pelo transporte das bolhas, conduzindo à segregação da fase gás. Para os outros testes os resultados estão mostrados no anexo 3.

6.4.5 – Perfis da velocidade do líquido e da energia cinética turbulenta

O perfil da velocidade axial (direção z) da fase contínua (líquido) está representado na figura 6.22 para as seções U1, C1, C2 e D1. Em todas estas seções representou-se a velocidade no plano de simetria ($x = 17,05$ mm). Para referência, comparação e análise, mostra-se também nestas figuras o perfil da velocidade axial de um escoamento monofásico de líquido que tem a

mesma velocidade média na seção transversal que a do escoamento bifásico. Em todas as seções o perfil de velocidades do escoamento bifásico difere do perfil de velocidade axial do escoamento monofásico: os desvios são menores, entretanto, nas seções U1 e C2. Estas também são as seções transversais do escoamento onde a energia cinética turbulenta (figura 6.23) e viscosidade turbulenta adimensionalizada em função da viscosidade do líquido (figura 6.24), se desviam menos daqueles que se aplicam ao monofásico. De acordo com o modelo de turbulência adotado, pode-se ser induzido a concluir que a viscosidade turbulenta do escoamento bifásico deve ser sempre superior a do escoamento monofásico, devido ao termo de turbulência induzida pelas bolhas (equações 4.33 e 4.34). Entretanto, pode-se observar nos gráficos da figura 6.24 que nem sempre isto ocorre. A viscosidade turbulenta é calculada em função dos parâmetros do escoamento (velocidades e energia cinética turbulenta e dissipação da energia cinética turbulenta). Assim, a composição destes vários parâmetros pode fazer com que a viscosidade turbulenta do escoamento bifásico seja até inferior à do escoamento monofásico, como mostram as figuras. Os anexos 4, 5 e 6 mostram respectivamente os gráficos para os outros testes referentes a velocidade axial, energia cinética turbulenta e viscosidade turbulenta.

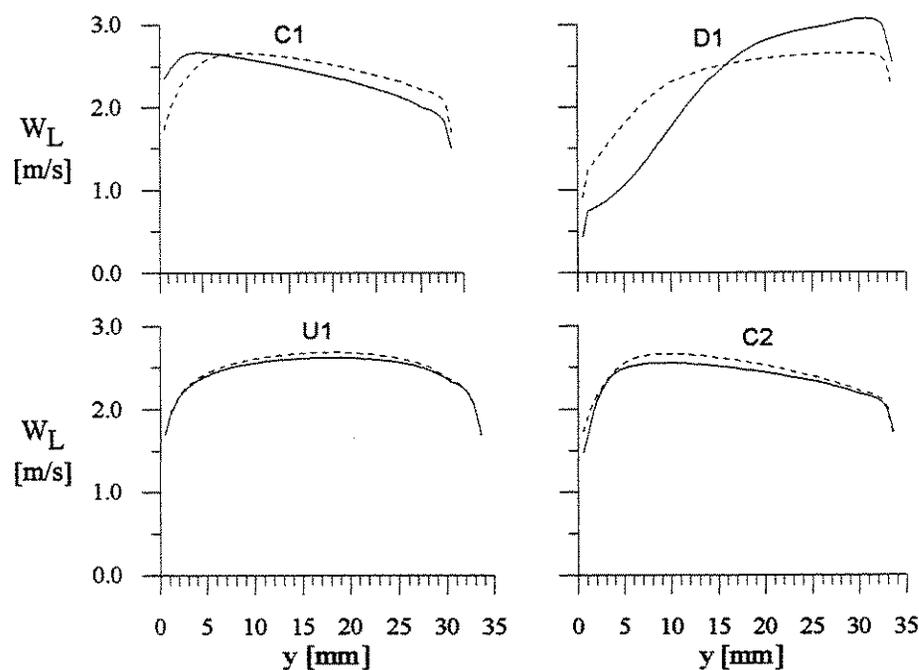


Figura 6.22 - Velocidade axial do líquido (linha contínua) no plano de simetria da tubulação. Posição $x = 17,05$ mm, para o teste T2 $[(J_L; J_G) = (2,12; 0,13)$ m/s]. Linha tracejada - velocidade do escoamento monofásico.

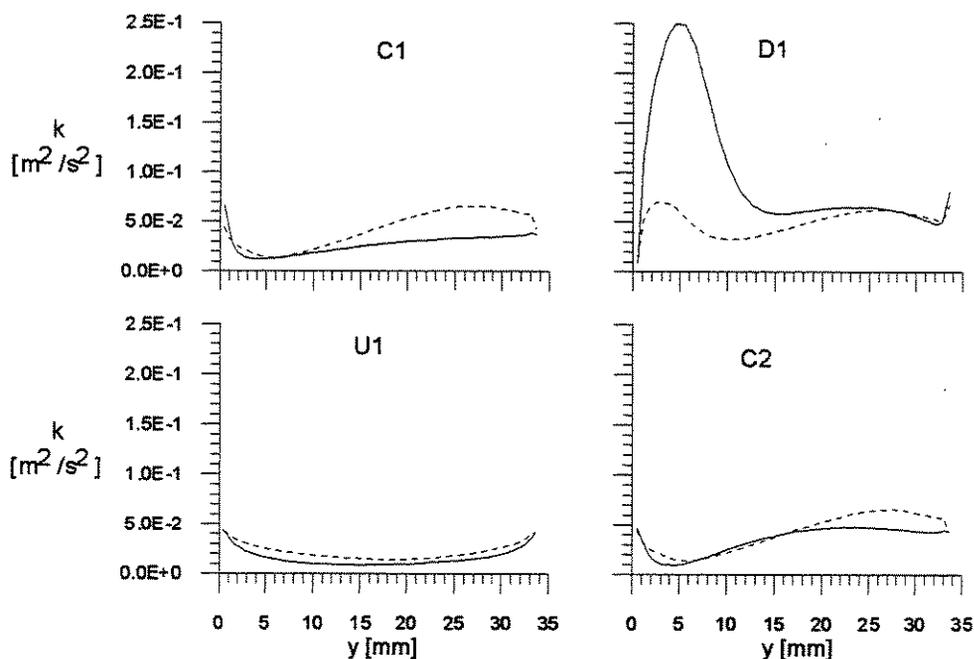


Figura 6.23 - Energia cinética turbulenta (linha contínua) no plano de simetria da tubulação, modelo k - ϵ , posição $x = 17,05$ mm, para o teste T2 $[(J_L; J_G) = (2,12; 0,13)$ m/s]. Linha tracejada - energia cinética turbulenta do escoamento monofásico.

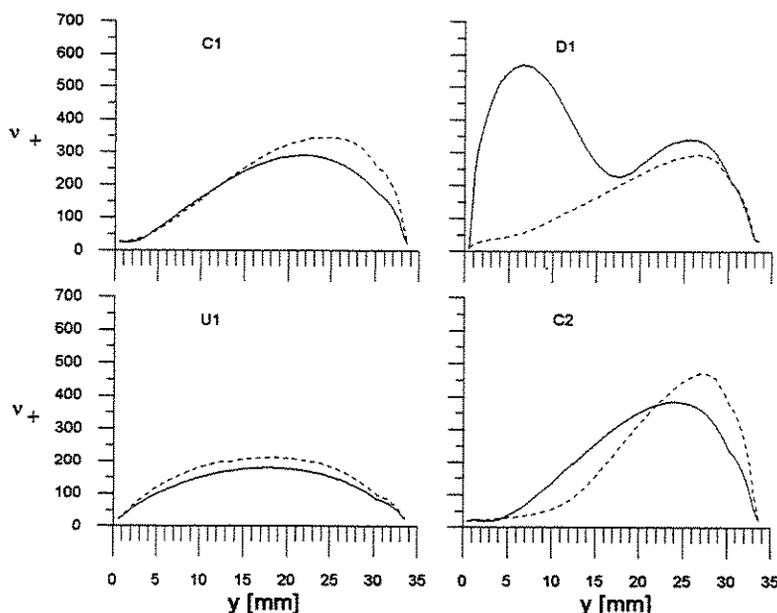


Figura 6.24 - Viscosidade turbulenta (linha contínua) no plano de simetria da tubulação, modelo k - ϵ , posição $x = 17,05$ mm, para o teste T2 $[(J_L; J_G) = (2,12; 0,13)$ m/s]. Linha tracejada - viscosidade turbulenta do escoamento monofásico.

Na seção U1 a distribuição da energia cinética turbulenta é simétrica, em relação ao eixo da tubulação, sobre o plano médio YZ estabelecido por $X = 17,05$ mm. Observa-se também que em U1, C1 and C2 as bolhas amortecem a turbulência, na medida em que a energia cinética turbulenta do escoamento monofásico excede, quase sempre, sua equivalente do escoamento em bolhas. A maior diferença, entretanto, ocorre na seção D1. Em regiões próximas à parede, onde a fração de vazio é mais elevada, a intensidade de energia cinética turbulenta, e então a viscosidade turbulenta, é muito superior àquelas do escoamento monofásico. Isto está, de certa forma, de acordo com hipótese previamente levantada, de que o modelo k- ϵ pode estar superestimando a intensidade de turbulência nestas regiões, distribuindo mais uniformemente as bolhas pela seção do tubo, o que leva à redução da força de arrasto local, ao aumento da velocidade relativa local e então a fração de vazio local e seu valor médio transversal. Somente em uma região muito pequena próxima do centro da tubulação a energia cinética turbulenta supera aquela equivalente do escoamento monofásico.

Capítulo 7 - Conclusões e Sugestões para Trabalhos Futuros

A segregação das fases em um escoamento em bolhas ocorrendo no interior de uma curva plana, isto é, uma curva sem torção, de 180° , foi medida e simulada numericamente.

Para medir a distribuição de fração de vazio utilizou-se de sondas elétricas condutivas de fio único. Este tipo de sensor de ocorrência instantânea de fase foi utilizado por ser de domínio dos pesquisadores do Multlab da FEM-Unicamp. Um grande número de medidas de fração de vazio local médio-temporal, para cada condição operacional imposta, foram realizadas. Em cada plano, 105 valores da fração de vazio médio-temporal local foram registrados, para quatro condições operacionais distintas. Então, sendo quatro os planos de medida, 1840 valores da fração de vazio média foram medidos durante a experimentação. Esta grande quantidade de pontos experimentais é necessária pois a curva é uma singularidade na tubulação, exigindo uma representação espacial do campo das variáveis, dada a não-simetria do escoamento. Os resultados experimentais foram traçados em termos de gráficos de iso-superfície e de linha, permitindo uma visualização ampla e também detalhada da distribuição de fases. Análises foram realizadas quanto ao papel da intensidade do campo centrífugo sobre a segregação das fases.

Inicialmente, como forma de “calibrar” tanto o procedimento experimental quanto o numérico adotado, ensaios com escoamentos verticais na tubulação ascendente de alimentação da curva plana foram realizados. Aspectos como o alinhamento vertical da tubulação de alimentação e a distribuição das fases foram verificados a partir de medições, para garantir a condição de entrada correta do escoamento para a simulação numérica. Adicionalmente, estas medições na

tubulação vertical revelaram aspectos do escoamento em bolhas co-corrente ascendente que não são amplamente divulgados na literatura especializada da área. Por exemplo, a segregação das bolhas junto à parede (o chamado “*wall-peaking*”), especialmente a grande concentração das bolhas nos vértices. Este detalhe do escoamento vertical co-corrente em bolhas é freqüentemente medido e citado na literatura para tubulações de seção circular. Sobre escoamentos em bolhas em tubulações de seções não-axialmente simétricas os dados experimentais e numéricos são relativamente escassos. O motivo deve-se, talvez, ao grande esforço experimental e numérico que se deve dedicar para medir e calcular tais fenômenos em “singularidades” do escoamento, como o é uma curva, exigindo uma representação espacial dos dados.

Ainda nesta fase inicial, no aspecto da simulação numérica do escoamento vertical em bolhas em um canal de seção transversal quadrada, o domínio computacional abrangeu, desde a mistura homogênea que se estabeleceu na seção de entrada, seção de localização do injetor/misturador de ar, até a seção de entrada da curva. Uma implementação tridimensional cartesiana bastante completa do Modelo de Dois Fluidos foi utilizada. Resultados experimentais e numéricos da distribuição da fração de vazio na entrada da curva, a 77 diâmetros equivalentes do misturador, mostraram uma concordância muito boa, até surpreendente dada à dificuldade de medição e simulação da distribuição das fases. Assim, mesmo em uma fase preparatória inicial, este trabalho já foi de valia por expor resultados experimentais e numéricos do escoamento em bolhas co-corrente vertical de ar e água que não são amplamente disponíveis na literatura, com a abrangência aqui conseguida.

Uma conclusão imediata da análise da distribuição de fases foi a de que a curva plana de 180 graus foi um eficiente separador de fases de um escoamento em bolhas. Mesmo na condição operacional que implicou na menor intensidade do campo centrífugo, há a segregação do gás na parte interna da curva no plano de saída, não sendo medido qualquer valor significativo da fração de vazio na sua parte externa.

Outra conclusão que surgiu a partir da análise da distribuição de fração de vazio nos quatro planos ao longo da curva, da entrada até a saída, foi a de que a migração das bolhas de gás da parte externa para a interna da curva, sob a ação do campo centrífugo, deu-se pelas

paredes laterais da tubulação. Em cada um dos planos de medida sucessivos a fração de vazio sempre teve valor muito pequeno e mesmo nulo na região central da tubulação. Isto foi um indicativo de que a migração das bolhas ocorreu por efeito de escoamentos secundários na seção transversal ao escoamento. A simulação numérica de escoamentos secundários corroborou esta hipótese.

O cálculo numérico do escoamento foi realizado com o CFD PHOENICS®. Uma implementação Euleriana-Euleriana do Modelo de Dois Fluidos, expresso por suas equações locais médio-temporais, foi utilizada para representar matematicamente o escoamento. Para simular o escoamento na curva plana, as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento foram escritas em termos de coordenadas generalizadas para um sistema 3D cartesiano. Termos fontes adicionais simularam a ação do campo centrífugo que surge no escoamento ao longo da curva.

Os resultados experimentais e numéricos da distribuição de fração de vazio nos quatro diferentes planos ao longo da curva, da seção de entrada até sua seção de saída, para as várias condições operacionais e, conseqüentemente, várias intensidades de campo centrífugo, foram comparados em termos de gráficos de iso-superfícies, que deram uma visão geral, mas aproximada, das distribuições, e também em termos de gráficos lineares, precisos em termos do valor local da fração de vazio. A comparação entre estes resultados para os quatro planos seqüenciais ao longo da curva confirmou detalhes e hipóteses sobre os processos de segregação e migração das fases, como a eficácia da curva plana para atuar como segregador de fases, e o fato de que as bolhas migram da seção externa para a seção interna da curva em trajetórias próximas às paredes laterais.

A comparação, ponto a ponto, nos gráficos em linha, entre resultados experimentais e numéricos, para os dois modelos de turbulência adotados, indicou que na maioria dos casos houve similaridade entre as distribuições de fração de vazios calculadas com os dois modelos de turbulência, mas não necessariamente semelhança. Em alguns casos os resultados propiciados pelo modelo algébrico mostraram melhor concordância com os dados experimentais, em outros casos os resultados obtidos com o modelo k- ϵ se ajustaram melhor. Não houve, então, uma conclusão definitiva sobre a adequação do modelo. Cabe ressaltar,

novamente, que mesmo as soluções obtidas com um modelo de turbulência relativamente simples, cuja física não representa adequadamente o processo ensaiado, como já foi expresso anteriormente, representaram razoavelmente a distribuição da fração de vazio em uma tubulação de seção transversal quadrada com geometria axial do tipo reta - curva plana - reta. Assim, em termos gerais, pode-se afirmar que nenhum modelo de turbulência adotado, o algébrico ou o $k-\epsilon$, ambos contemplando termo adicional de turbulência induzida por bolhas, consegue simular com precisão a evolução da fração de vazio em todas as seções da curva, de sua entrada até a saída. Nas duas primeiras seções próximas à entrada da curva, a simulação com o modelo $k-\epsilon$ padrão gerou resultados mais coerentes. Na terceira seção nenhum modelo de turbulência adotado produziu resultados razoavelmente precisos. Entretanto, na seção de saída da curva, onde o escoamento é co-corrente descendente, os resultados novamente reproduziram a distribuição de fração de vazio com o modelo algébrico melhor simulando os perfis.

Adicionalmente, a solução numérica do escoamento permitiu que fossem traçados gráficos representativos de escoamento secundário, de distribuição da componente axial da velocidade do líquido, da distribuição da energia cinética turbulenta e da viscosidade turbulenta. Desta forma, o papel da turbulência na segregação das fases se tornou passível de análise. Ainda, os resultados numéricos de simulação da velocidade axial, da energia cinética turbulenta e da viscosidade turbulenta do escoamento em bolhas na curva plana foram comparados com seus equivalentes de em um escoamento monofásico. Estes valores numéricos foram apresentados para simulações realizadas na mesma geometria, nas mesmas condições operacionais, com os modelos de turbulência $k-\epsilon$ padrão (escoamento monofásico) e $k-\epsilon$ com termo adicional de turbulência induzida pelas bolhas. Os resultados não diferiram sobremaneira, a menos em escoamentos com condições operacionais que produziram as mais elevadas frações de vazios, como se verificou, em certos casos, na seção de saída da curva plana.

Trabalhos complementares e futuros devem ser realizados, para que se atinja a pretensão inicial da proposta que inicialmente foi colocada, qual seja, a análise da segregação das fases em escoamentos em “gas-handlers” ou pré-separadores de bombas centrífugas utilizadas no

bombeamento submerso de petróleo. Assim, escoamentos com fluidos de reologia típica de hidrocarbonetos líquidos podem ser realizados e modelados. A utilização de fluidos com propriedades físicas distintas, como a tensão superficial, permitirá o ensaio e a modelagem de escoamentos em bolhas com bolhas de menor diâmetro, por exemplo. É o que pode ocorrer na produção de petróleo, na base do poço produtor, onde as bolhas se formam a partir da nucleação das fases mais leves do hidrocarboneto, atingido o “ponto de bolha”, isto é a condição termodinâmica de temperatura e pressão em que a nucleação das bolhas se inicia. Segregar as fases líquido e gás em um escoamento de fluido viscoso, com bolhas de menor diâmetro que as ensaiadas no presente trabalho, certamente será uma tarefa de maior complexidade, que uma curva plana de 180 graus pode não realizar com eficácia. Ainda no aspecto experimental, medir bolhas menores que 1 mm, por exemplo, com a técnica intrusiva utilizada neste trabalho, pode não ser factível, havendo de se buscar alternativas instrumentais.

Outros trabalhos podem ser feitos na parte experimental, pois torna-se necessário estender a análise deste trabalho para outros padrões de escoamento e a transição entre estes padrões para a geometria em questão.

No aspecto da modelagem numérica do escoamento, no presente trabalho não se explorou suficientemente as diferentes possibilidades para as equações constitutivas, e seu efeito sobre os resultados finais. Por exemplo, das várias expressões, sugeridas por autores variados, para o cálculo do coeficiente de arrasto, restringiu-se somente a uma delas. Dentre a faixa ampla de valores sugeridos para o coeficiente de sustentação lateral, que aparece na força de sustentação lateral, somente uma gama limitada de valores foi aplicado.

No que tange à modelagem da turbulência, somente dois modelos foram analisados. Um deles, o algébrico LVEL, sabidamente não representando a física do processo, como alertou-se anteriormente. Entretanto, a limitação de modelos de turbulência para aplicação em modelagem de escoamentos bifásicos, mesmo os mais simples, como o escoamento em bolhas, é reconhecida e mencionada na literatura. Ademais, há que se considerar também eventuais alterações no termo de turbulência induzida por bolhas (“*bubble induced turbulence*”), isto é, a viscosidade aparente induzida pelo movimento relativo das bolhas, que se sobrepõe à viscosidade induzida por cisalhamento.

Com relação a técnicas numéricas, especificamente, o presente trabalho usou a técnica de porosidades para calcular as métricas, acrescentando termos fontes para simular o escoamento na curva plana. O CFD PHOENICS® contempla também a técnica de multi-blocos, que permite a utilização de um sistema diferente de coordenadas por sub-domínio computacional. Sugere-se, então, empregar a técnica de multi-blocos para avaliar sua eficiência, de forma comparativa com a presentemente adotada.

Este trabalho validou a simulação do modelo de dois fluidos, de acordo com a geometria estudada. As simulações entretanto foram feitas somente para os pares de velocidade superficiais em que foram feitas as medidas experimentais, sugerimos a simulação para outros pares de velocidade.

Este trabalho estuda a segregação das fases, mas não foi testada nenhuma geometria onde a fração de gás é retirada do escoamento, isto se torna necessário para avaliar quanto de líquido deixa o escoamento juntamente com o gás.

Finalmente, com a técnica numérica empregada neste presente trabalho, é possível alterar, com certa presteza, a geometria do escoamento, através da modificação das métricas e dos termos fontes. Sugere-se, então, a alteração da geometria da curva plana para simular numericamente um helicóide, isto é, uma sucessão de curvas com torção, que mais precisamente representa o escoamento em um pré-separador do tipo “gas-handler” de unidades de bombeamento centrífugo submerso, BCS, utilizadas em poços de produção de petróleo, motivação fundamental deste trabalho.

Enfim, vários aspectos, experimentais e numéricos, podem ser modificados, ampliados e aplicados para estender, refinar e consolidar as tarefas, resultados e análises obtidos com o presente trabalho. O que, de certa forma, reafirma sua importância, na medida em que análises do tipo aqui apresentadas, experimental e numérica, da distribuição de fases no escoamento em bolhas em uma curva plana, não estão, até hoje, no domínio da literatura especializada. Pelo menos até onde o conhecimento do autor pode avaliar.

Capítulo 8 - Bibliografia

- Afshar, M. e Baliga, B. R., Numerical simulations of fully-developed turbulent, bubbly two-phase flows in straight ducts of triangular cross-section. ISTP'99, Int. Symposium on Two-phase Flow Modelling and Experimentation, v. 2, p.1071-1078, Pisa, Italy, maio, 1999.
- Aloui, F. e Souhar, M., Experimental study of a two-phase bubbly flow in a flat duct symmetric sudden expansion – Part 1: visualization, pressure and void fraction. *Int. J. Multiphase Flow* v. 22, n. 4 p.651-665, agosto, 1996a.
- Aloui, F. e Souhar, M., Experimental study of a two-phase bubbly flow in a flat duct symmetric sudden expansion – Part 2: liquid and bubble velocities, bubble size. *Int. J. Multiphase Flow*. v. 22, n. 5, p.849-861, setembro, 1996b.
- Antal, S. P., Lahey, R. T., Jr. e Flaherty, J. E., Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow. *Int. Journal of Multiphase Flow*, v. 17, n.5, p. 635-652, setembro/outubro, 1991.
- Asmolov, E. S. e McLaughlin, J. B., The inertial lift on an oscillating sphere in a linear shear flow. *Int. J. Multiphase Flow*, v. 25, n. 4, p.739-751, junho, 1999.
- Awwad, A., Xin, R. C., Dong, Z. F., Ebadian, M. A. e Soliman, H. M., Flow patterns and pressure drop in air/water two-phase flow in horizontal helicoidal pipes. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, v.117, n.4, p.720-726, dezembro, 1995.

-
- Bel Fdhila, R'Bei, Analyse expérimentale et modélisation d'un écoulement vertical à bulles un élargissement brusque. PhD thesis, L'Institute National Polytechnique de Toulouse, Toulouse, France, 1991 (*em Moraga et. al 1999*).
- Chahed, J., Masvernati, L. e Bellakhel, G., $k-\epsilon$ turbulence model for bubbly flows. ISTP'99, Int. Symposium On Two-phase Flow Modelling and Experimentation. v.2, p.1035-1041, Pisa, Italy, maio, 1999.
- Clarke, N. N. e Rezkallah, K. S., A study of drift velocity in bubbly two-phase flow under microgravity conditions. Int. J. Multiphase Flow v.27, n.9, p.1533-1554, setembro, 2001.
- Collier, J. G. e Thome, J. R., Convective Boiling and Condensation, Oxford University Press, Oxford, England, 1994.
- Cox, R. G. e Brenner, H., The lateral migration of solid particles in Poiseuille flow: I. Theory. Chem. Engng. Sci. v.23, p.147-173, 1968.
- Dias, S. G., França, F. A. e Rosa, E. S., Statistical method to calculate local interfacial variables in two-phase bubbly flows using intrusive crossing probes. Int. Journal of Multiphase Flow, v.26, n.11, p. 1797-1830, novembro, 2000.
- Drew, D. A., Mathematical modeling of two-phase flow. Annual Rev. Fluid Mech., v.15, p 261-291, 1983.
- Drew, D. A., Lahey, R. T., Jr., The virtual mass and lift force on a sphere in rotating and straining inviscid flow. Int. Journal of Multiphase flow, v. 13, no. 1, p.113-121, janeiro/fevereiro, 1987.
- Drew, D. A. e Lahey, R. T., Jr., Some supplemental analysis concerning the virtual mass and lift force on a sphere in a rotating and straining flow. Int. Journal of Multiphase Flow, v.16, n.6, p.1127-1130, novembro/dezembro, 1990.

-
- Drew, D. A. e Lahey, R. T., Jr., Application of general constitutive principles to the derivation of multidimensional two-phase flow equations. *Int. Journal of Multiphase Flow*, v.5, p.243-264, 1979.
- Drew, D. A. e Lahey, Jr, R. T., Jr., Phase distribution mechanisms in turbulent two-phase flow in channels of arbitrary cross section. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering*, v.103, n.4, p.583-589, dezembro, 1981.
- Elkow, K. J. e Rezkallah, K. S., Void fraction measurements in gas-liquid flows using capacitance sensors. *Meas. Sci, Technol.* V.7, p.1153-1163, 1996.
- Fletcher, D. F. e Witt, P. J., Numerical studies of multiphase mixing with application to some small scale experiments. *Nuclear Engineering and Design*, v.166, n.2, p.135-145, 1996.
- Ghajar, A. J., Kim, J., Malhotra, K., e Trimble, S., Systematic Heat Transfer Measurements For Air-Water Two-Phase Flow In A Horizontal And Slightly Upward Inclined Pipe. *Proceedings of the 10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering – ENCIT 2004 Braz. Soc. of Mechanical Sciences and Engineering – ABCM, Rio de Janeiro, Brazil, Nov. 29 – Dec. 03, 2004*
- Ganze, E. e Shapiro, M., Particles in a shear flow near a solid wall: effect of nonsphericity on forces and velocities. *Int. J. Multiphase Flow*, v.3, n.1, p.155-182, 1997.
- Grossetete, C., Caraterisation experimentale et simulations de l'evolution d'un ecoulement diphasique a bulles ascendant dans un conduite verticale. *Collection de notes internes de la Direction des Études et Recherches. Electricité de France, December. 1995. (in Moraga et al 1999).*
- Herringe, R. A. e Davis, M. R. Structural development of gas-liquid mixture flows, *J. Fluid Mech.* v.73, n.1, p.97-123, janeiro, 1976.

- Hibiqui, T., Misshima, K., Yoneda, K., Fujine, S. Tsuruno, A. e Matsubayashi, M., Visualization of fluid phenomena using a high frame-rate neutron radiography with steady thermal beam. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*: v. 351, p.423-436, 1994.
- Hill, D. P, Wang, D. M., Gosman, A. D. e Issa, R. I.. Numerical prediction of two-phase bubbly flow in a pipe. *Proceedings of the 2nd International Conference on Multiphase Flow '95*, Kyoto, Japan, p.MO3_1-MO3_6, abril, 1995.
- Ishii, M. e Zuber, N., Drag Coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows. *AIChE Journal* v.25, n.5, p.843-855, 1979.
- Ishii, T., Pei, D. C. T., Drag coefficient of relatively contaminated gas bubbles. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.58, 1980.
- Ishii, M. *Thermo-fluid Dynamics Theory of Two-phase Flow*. France: Eyrolles, 1975.
- Kashinsky, O. N. e Timkin, L. S., Wall shear stress and the wall void peak in upward laminar bubbly flow. *Proceedings of the 2nd International Conference on Multiphase flow '95*, Kyoto, Japan, p.P4_63-P4_68, abril, 1995.
- Kataoka, I e Serizawa, A., Modeling and prediction of turbulence in bubbly two-phase flow. *Proceedings of the 2nd International Conference on Multiphase Flow '95*, Kyoto, Japan, 1995, M02_11-MO2_16, abril, 1995.
- Keska, J. K. e Fernando, R. D., Average physical parameters in an air-water two-phase flow in a small, square-sectioned channel. *Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering* v.116, n.2, p.247-254, junho, 1994.
- Kocamustafaogullari, G. e Wang, Z., An Experimental study on local interfacial parameters in a horizontal bubbly two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow* v.17, n.5, p.553-572, setembro/outubro, 1991.

-
- Kuo, J. T. e Wallis, G. B., Flow of bubbles through nozzles. *Int. Journal of Multiphase Flow*, v.14, n.5, p.547-564, setembro/outubro, 1988.
- Lahey, Jr., R. T., The CFD analysis of multidimensional phenomena in multiphase flow. *Proceedings of the 2nd International Conference on Multiphase Flow '95, Kyoto, Japan, MO2_1-MO2_9*, abril, 1995.
- Lahey, Jr., R. T. and Drew, D. A., Phase Distribution Mechanisms in Turbulent Low Quality Two-Phase Flow in a Circular Pipe, *Journal of Fluid Mechanics*, 117, 91-106, 1982.
- Lahey, R.T.Jr., Bertodano, M. L. de, Jones, O. C., Phase distribution in complex geometry conduits, *Nuclear Engineering & Design*, v. 141, n. 1&2, p.177-201, 1993.
- Lahey, R. T. Jr., The analysis of phase separation and phase distribution phenomena using two-fluid models, *Nuclear Engineering & Design*, v.122, p. 17-40, 1990.
- Lance, M. e Bataille, J., Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow, *Journal Fluid Mechanics*, v. 222, p.95-118, janeiro, 1991.
- Liu, T. J., Investigation of the wall shear stress in vertical bubbly flow under different bubble size conditions. *Int. Journal of Multiphase Flow*, v. 23. n.6, p.1085-1109, novembro,1997.
- Liu, T. J., Bubble size and entrance length effects on void development in a vertical channel. *Int. J. Multiphase Flow*, v.19, n.1, p99-113, fevereiro, 1993.
- Lopez de Bertodano, M. L. de, Lahey, R.T. e Jones, O.C. Phase distribution in bubbly two-phase flow in vertical ducts, *Int. J. Multiphase Flow*, v.20, n.5, p805-818, setembro/outubro, 1994.a.
- Lopez de Bertodano, M. L. de, Lahey, R. T. Jr. e Jones, O. C., Development of a k- ϵ model for bubbly two phase flow. *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, v.116, march, p.128-134, 1994c.

-
- Lopez de Bertodano, M. L., Lahey, R. T. and Jones, O. C., Turbulent bubbly two-phase flow data in a triangular duct. *Nuclear Engineering and Design*, vol. 146, pp. 43-52. 1994b.
- Marié, J. L., Modelling of the skin friction and heat transfer in turbulent two-component bubbly flows in pipes. *Int. J. Multiphase Flow* v.13, n.3, p309-325, maio/junho, 1987.
- Matos, A., Rosa, E. S., França, F. A., Morandin, M. e Morales, R., Análise experimental e numérica de um escoamento vertical ascendente em bolhas em um canal de seção quadrada, XV Cong. Bras. Eng. Mecânica, COBEM Águas Lindóia-SP, in CD rom, Nov. 1999.
- Matos, A., Rosa, E. S. and França, F. A., Distribuição da fração de vazios em uma curva plana de 180 graus. Encontro Nacional de Ciências Térmicas, ENCIT 2000, Porto Alegre, Brasil, novembro, 2000.
- Matos, A., Rosa, E. S. e Franca, F. A., Co-current bubbly flow in a vertical square channel: comparison between experimental and modeling results for various turbulence models, *Proceedings ExHFT-5, Greece, 2001.*
- Michiyoshi, I e Serizawa, A., Turbulence in two-phase bubbly flow. *Nuclear Engineering and Design*. v.95, p.253-267, 1986.
- Moraga, F. J., Boneto F. J. e Lahey, R. T., Lateral forces on spheres in turbulent uniform shear flow. *Int. J. Multiphase Flow*. v.25, n.5-6,p.1321-1377, setembro, 1999.
- Moujaes, S. e Dougall, R. S., Two-phase upflow in rectangular channels. *Int. J. Multiphase Flow*. v.11, n.4, p.503-513, julho/agosto, 1985.
- Moujaes, S. e Dougal, R. S., Experimental Investigation of co-current two-phase flow in a vertical rectangular channel, *Canadian J. Che. Eng.* Vol 65, pp. 705-715, outubro, 1987.

-
- Moursali, E., Marié, J. L. e Bataille, J., Law of the wall and turbulent intensity profiles in a bubbly boundary layer at low void fractions. Proceedings of the 2nd international conference on Multiphase flow '95, Kyoto, p.PI_17-PI_21, abril, 1995.
- Mudde, R. F. e Simonin, O., Two and three-dimensional simulations of a bubble plume using a two-fluid model. Chemical Engineering Science v.54, p.5061-5069, 1999.
- Neal, L. G. e Bankoff, S. G., A high resolution resistivity probe for determination of local void properties in gas-liquid flow. AiChE J. v.9, p.490-494, 1963.
- Ohnuki, A. e Akimoto, H., An experimental study on developing air-water two-phase flow along a large vertical pipe: effect of air injection method. Int. J. Multiphase Flow v.22, n.6, p.1143-1154, novembro, 1996.
- Okawa, T. e Tomiyama, A., Effects of source terms and virtual mass force on mathematical characteristics of a two-fluid model. Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon, France, June 8-12, 1998.
- Patankar, S.V., *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation, 1980, 197p.
- Raithby, G.D., Galpin P.F., Van Doormaal J.P., Prediction of Heat and Fluid Flow in Complex Geometries Using General orthogonal Coordinates, 1986
- Revankar, S. T. e Ishii, M., Local interfacial area measurement in bubbly flow. Int. J. Heat Mass Transfer, v.35, n.4, p.913-925, abril, 1992.
- Rinne, A., Loth, R., Axial and radial development of local bubbly two-phase flow parameters for vertical bubbly flow in a pipe with sudden expansion. In: Celata, G.P., Shah, R.K. (Eds.), Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Edizioni ETS, Italy. 1995.

-
- Rinne, A., Loth, R., Development of two-phase flow local parameters for vertical bubbly flow in a pipe with sudden expansion. *Exp. Thermal and Fluid Science* v.13, p.152-166, 1996.
- Roig, V., Suzanne, C. e Masbernat, L., Experimental investigation of a turbulent bubbly mixing layer. *Int. J. Multiphase Flow*, v.24, n.1, p.35-54, fevereiro, 1998.
- Rosa, E. S., Morales, R., Matos, A. e França, F. A., Desempenho do modelo RNG-K- ϵ para um escoamento 3-D em uma curva de seção retangular”, XV COBEM Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Águas de Lindóia, Brasil, novembro, 1999.
- Rosten, H. I. e Spalding, D. B., *The Phoenix Equations*. Cham, 1987.
- Sadatomi, M., Sato Y. e Saruwatari S., 1982, Two-phase flow in vertical noncircular channels, *Int. J. Multiphase Flow* vol. 8, n. 6, pp. 641-655.
- Sakaguchi, T., Hosokawa, S., Fujii, Y., Minagawa, H., Nakamori, N., Ueno T. e Kodama, J., Flow pattern of gas-liquid two-phase flow in a horizontal U-bend pipe. *Proceedings of the 2nd Int. Conference on Multiphase Flow '95, Kyoto, Japan*, p.FT1_9-FT1_16, abril, 1995.
- Sato, Y., Sadatomi, M. e Sekoguchi, K., Momentum and heat transfer in two-phase bubbly flow - 1. *Int. J. Multiphase Flow*. v. 7, p. 167-177, 1981.
- Saxena, A. K., Nigan, K. D. P., Schumpe, A. e Deckwer, W. D., Liquid Phase Residence time distribution for two phase flow in coiled tubes. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* , v.74, p861-866, dezembro, 1996.
- Serizawa, A., Kataoka, I. e Michiyoshi, I., Turbulence structure of air-water bubbly flow - II. Local properties. *Int. J. Multiphase Flow* v.2, p.235-246, 1975.
- Serizawa, A., Kataoka, I., e Michiyoshi, I., Turbulence structure of air-water bubbly flow-III. Transport properties. *Int. J. Multiphase Flow* v.2, p.247-259, 1975.

-
- Sheng, Y. Y., Irons, G. A., A combined laser Doppler anemometry and electrical probe diagnostic for bubbly two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow* v.17, n.5, p585-598, setembro/outubro, 1991.
- Sim, S. K., Lahey, Jr., R. T., Measurement of phase distribution in a triangular conduit. *Int. J. Multiphase Flow* v.12, n.3, p.405-425, maio/junho, 1986.
- Song, Q., Luo, R., Young, X. e Wang, Z., Phase distributions for upward laminar dilute bubbly flows with non-uniform bubble sizes in a vertical pipe. *Int. J. Multiphase Flow* v.27, n.2, p.379-390, fevereiro, 2000.
- Spalding, D. B., *The Phoenix Encyclopaedia*, Cham, 1994.
- Stuhmiller, J. H., The influence of interfacial pressure forces on the character of two-phase flow model equations, *Int. Journal of Multiphase Flow*, v.3, p.551-, 1977.
- Taitel, Y., Bornea, 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.
- Tomiyaama, A., Matsuoka, T., Fukuda, T. e Sakaguchi, T., A Simple numerical method for solving an incompressible two-fluid model in a general curvilinear coordinate system. *Proceedings of the 2nd Int. Conference on Multiphase Flow '95, Kyoto, Japan*, p.NU_23-NU_30, abril, 1995.
- Triplett, K. A., Ghiaasiaan, S. M., Abdel-Khalik, S. I. e Sadowski D.,L., Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part 1: two-phase flow patterns. *Int. J. Multiphase Flow* v.25, n.3, p.377-394, abril, 1999.
- Troshko, A. A. e Hassan, Y. A., A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows. *Int. J. Multiphase Flow*. v.27, n.11, p.1965-2000, novembro, 2001.

-
- Van Der Welle, R., Void fraction, bubble velocity and bubble size in two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow* v.11, n.3, p.317-345, maio/junho, 1985.
- Wallis, G.B., *One-dimensional Two-phase Flow*. McGraw-Hill, 1969, 408p.
- Wang, S. K., Lee, S. J., Jones, Jr., O. C., Lahey, Jr., R. T., 3-d turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows. *Int. J. Multiphase Flow* v.13, n.3, p.327-343, maio/junho, 1987.
- Warsi Z., U., A., *Fluid dynamics theoretical and computational approaches*. Boca Raton 1993 683p.
- Watanabe T., Hirano M., Tanabe F. e Kamo, H., The effect of the virtual mass force on the numerical stability and efficiency of system calculations. *Nuclear Engineering and Design* v. 120, No 2 & 3, p.181-192, 1990.
- Winterton, R. H. S. e Mnaweera, J. S., Methods of predicting bubble size in bubbly flow. *Two-phase flow Modelling and Experimentation* v.2, p.1019-1026, maio, 1999.
- Wölk, G, Dreyer, M., Rath, H., J., Flow patterns in small diameter vertical non-circular channels. *Int. J. Multiphase Flow*. v.26, n.6, p.1037-1061, junho, 2000.
- Xu, J. L., Cheng, P. e Zhao, T. S., Gas-liquid two-phase flow regimes in rectangular channels with mini- micro gaps. *Int. J. Multiphase Flow* v.25, n.3, p 411-432, abril, 1999.
- Zhao, T. S. e Bi, Q. C., Co-current air-water Two-phase flow patterns in vertical triangular microchannels. *Int. J. Multiphase Flow* v.27, n5. P.765-782, maio, 2000.

Anexo 1- Programas utilizados

Arquivo Q1

```
TALK=T;RUN( 1, 1)
*****
Q1 created by GENERAL menu, Version 3.1, Date 05/02/98
CPVNAM=GENERAL
*****
IRUNN = 1;LIBREF = 14
*****
Group 1. Run Title
TEXT(No title has been set for this run. )
INTEGER(ITORNA,IVEL)
ITORNA = 2
IVEL = 2
*****
Group 2. Transience
STEADY = T
*****
Groups 3, 4, 5 Grid Information
* Overall number of cells, RSET(M,NX,NY,NZ,tolerance)
REAL(ALTURA,COMPX,COMPY,COMPZ)
REAL(RINN)
REAL(COMPZ1,COMPZ2,COMPZ3)
REAL(PY1,PX1,PX2,PY2,PY3,PY4)
INTEGER(NZ1,NZ2,NZ3)
INTEGER(NY1,NY2,NY3,NY4,NY5)
INTEGER(NX1,NX2,NX3)
ALTURA = 0.0341
RINN = .06
COMPX = ALTURA/2.0
COMPY = ALTURA
COMPZ1 = 77.0*ALTURA
COMPZ2 = 4*atan(1)
COMPZ3 = 77.0*ALTURA
COMPZ = COMPZ1+COMPZ2+COMPZ3
NX1 = 1
NX2 = 8
NX3 = 11
NX = NX1+NX2+NX3

NY1 = 1
NY2 = 8
NY3 = 22
NY4 = 8
NY5 = 1
NY = NY1+NY2+NY3+NY4+NY5

NZ1 = 50
NZ2 = 80
NZ3 = 50
NZ = NZ1+NZ2+NZ3

PX1 = 0.001
PX2 = 0.004-PX1
PY1 = 0.001
PY2 = 0.004-PY1
PY3 = PY2
PY4 = PY1

NREGX=3
IREGX=1;GRDPWR(X,NX1,PX1,1.0)
IREGX=2;GRDPWR(X,NX2,PX2,1.3)
IREGX=3;GRDPWR(X,NX3,COMPX-PX1-PX2,1.1)
```

```

NREGY=5
IREGY=1;GRDPWR(Y,NY1,PY1,1.0)
IREGY=2;GRDPWR(Y,NY2,PY2,1.3)
IREGY=3;GRDPWR(Y,NY3,COMPY-PY1-PY2-PY3-PY4,1.1)
IREGY=4;GRDPWR(Y,NY4,PY3,1.3)
IREGY=5;GRDPWR(Y,NY5,PY4,1.0)

```

```

NREGZ=3
IREGZ=1;GRDPWR(Z,NZ1,COMPZ1,1.0)
IREGZ=2;GRDPWR(Z,NZ2,COMPZ2,1.0)
IREGZ=3;GRDPWR(Z,NZ3,COMPZ3,1.0)

```

```

*****
Group 6. Body-Fitted coordinates

```

```

* X-cyclic boundaries switched
*****

```

```

Group 7. Variables: STOREd,SOLVEd,NAMED
ONEPHS = F

```

```

* Solved variables list
SOLVE(P1 ,U1 ,U2 ,V1 ,V2 ,W1 ,W2 ,R1 )
SOLVE(R2 )

```

```

* Stored variables list
STORE(EPKE,DEN1,SIZE,VREL,REYN,CD ,APRJ,ENUT)
STORE(EL1 ,C1,C4)

```

```

* Additional solver options
SOLUTN(P1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
TURMOD(LVEL)
ELSE
TURMOD(KEMODL)
ENDIF

```

```

*****
* POROSIDADES E RAIO *
*****
STORE(NPOR,EPOR,RAIO)
*****

```

```

Group 8. Terms & Devices
*****

```

```

Group 9. Properties
RHO1 = 9.982300E+02
CP1 = 4.181800E+03
RHO2 = 1.180000E+00
CP2 = 4.181800E+03
ENUL = 1.006000E-06
EL1A = 0.01

```

```

*****

```

```

Group 10. Inter-Phase Transfer Processes
CFIPS = GRND7
RLOLIM = 0.000000E+00 ;CMDOT = 0.000000E+00
CFIPA = 1.000000E-03 ;CFIPB = 3.000000E-03
CFIPC = 7.000000E-02 ;CFIPD = 4.000000E+00
CVM = 2.0
CVMA = 2.0
CPIP = GRND2
CPIPA = 0.5
CLIFT = GRND2
CLIFTA = 0.5
INTSOR(LIFT,CLIFT,CLIFTA)
INTSOR(INTPS,CPIP,CPIPA)

```

```

*****

```

```

Group 11. Initialise Var/Porosity Fields

```

```

REAL(WIIN,J1,J2,J21)
REAL(RIIN,R2IN,W2IN)
REAL(TKEIN,EPIN)
INTEGER(IIM)
REAL(AUX1,AUX2)
J1 = 2.1239
J2 = 0.13123
R2IN = J2/(J1+J2)
R1IN = 1.-R2IN

```

```

J21 = .23*R2IN*(1-R2IN)
R2IN = (J2/(J1+J2))*(1-J21/J2)
R1IN = 1.-R2IN
W1IN = (J1+J2)/(1+J21/J1)
W2IN = (J1+J2)/(1-J21/J2)
TKEIN = (W1IN*0.02)**2
EPIN = 0.1643*TKEIN**1.5/(0.1*COMPY)
IF(TTORNA.EQ.1) THEN
  FIINIT(KE )= TKEIN
  FIINIT(EP )= EPIN
  FIINIT(W1 )= W1IN
  FIINIT(P1 )= RHO1*W1IN*W1IN/4
  FIINIT(R1 )= R1IN
  FIINIT(R2 )= R2IN
  FIINIT(W2 )= W2IN
ELSE
  FIINIT(W1 )= READFI
  FIINIT(P1 )= READFI
  FIINIT(R1 )= READFI
  FIINIT(R2 )= READFI
  FIINIT(W2 )= READFI
  FIINIT(U1 )= READFI
  FIINIT(V1 )= READFI
  FIINIT(U2 )= READFI
  FIINIT(V2 )= READFI
  FIINIT(ENUT)= READFI
  FIINIT(KE )= TKEIN
  FIINIT(EP )= EPIN
ENDIF

*****
* INICIA AS POROSIDADES COMO ZERO *
*****
FIINIT(RAIO) = 0.0
FIINIT(NPOR) = 0.0
FIINIT(EPOR) = 0.0
*****
* CRIA POROSIDADES NAS FACES NORTE E LESTE *
* AUX1 --> RAO NA FACE NORTE *
* AUX2 --> RAO NO CENTRO DO V.C. *
*****
PATCH(NPORA , INIVAL,1,NX,1,NY,1,NZ1,1,1)
COVAL(NPORA , NPOR, FIXVAL, 1.0)
PATCH(NPORB , INIVAL,1,NX,1,NY,NZ1+NZ2+1,NZ,1,1)
COVAL(NPORB , NPOR, FIXVAL, 1.0)
PATCH(EPORA , INIVAL,1,NX,1,NY,1,NZ1,1,1)
COVAL(EPORA , EPOR, FIXVAL, 1.0)
PATCH(EPORB , INIVAL,1,NX,1,NY,NZ1+NZ2+1,NZ,1,1)
COVAL(EPORB , EPOR, FIXVAL, 1.0)
PATCH(RAIA , INIVAL,1,NX,1,NY,1,NZ1,1,1)
COVAL(RAIA , RAO, FIXVAL, 1.0)
PATCH(RAIB , INIVAL,1,NX,1,NY,NZ1+NZ2+1,NZ,1,1)
COVAL(RAIB , RAO, FIXVAL, 1.0)

DO II = 1,NY
  AUX1 = RINN+YFRAC(II)*COMPY
  IF(II.EQ.1) THEN
    AUX2 = RINN+YFRAC(II)*COMPY/2.0
  ELSE
    IIM=II-1
    AUX2 = RINN+((YFRAC(II)-YFRAC(IIM))/2.0+YFRAC(IIM))*COMPY
  ENDIF
  PATCH(NPOR:II , INIVAL,1,NX,II,II,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
  COVAL(NPOR:II , NPOR, FIXVAL, AUX1)
  PATCH(EPOR:II , INIVAL,1,NX,II,II,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
  COVAL(EPOR:II , EPOR, FIXVAL, AUX2)
  PATCH(RAI:II , INIVAL,1,NX,II,II,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
  COVAL(RAI:II , RAO, FIXVAL, AUX2)
ENDDO

INIADD = T
*****

```

Group 12. Convection and diffusion adjustments

No PATCHes used for this Group

```
DO II = 1,NY
IF(II.EQ.1) THEN
AUX2 = RINN+YFRAC(II)*COMPY/2.0
ELSE
IIM=II-1
AUX2 = RINN+((YFRAC(II)-YFRAC(IIM))/2.0+YFRAC(IIM))*COMPY
ENDIF
PATCH (&DFH:II,CELL ,1,NX,II,II,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
COVAL (&DFH:II,U1 , AUX2, 0.000000E+00)
COVAL (&DFH:II,V1 , AUX2, 0.000000E+00)
COVAL (&DFH:II,W1 , AUX2, 0.000000E+00)
COVAL (&DFH:II,U2 , AUX2, 0.000000E+00)
COVAL (&DFH:II,V2 , AUX2, 0.000000E+00)
COVAL (&DFH:II,W2 , AUX2, 0.000000E+00)

IF(IVEL.EQ.2) THEN
COVAL (&DFH:II,KE , AUX2, 0.000000E+00)
COVAL (&DFH:II,EP , AUX2, 0.000000E+00)
ELSE
PATCH (&DFN:II,CELL ,1,NX,II,II,1,NZ,1,1)
COVAL (&DFN:II,LTLS , 1.0/AUX2, 0.000000E+00)
ENDIF
ENDDO
```

Group 13. Boundary & Special Sources

REAL(graviz,graviy,angulo)

```
PATCH(ENTRADA ,LOW ,1,NX,1,NY,1,1,1,1)
COVAL(ENTRADA ,W1 , 0.0 , W1IN)
COVAL(ENTRADA ,W2 , 0.0 , W2IN)
COVAL(ENTRADA ,R1 , FIXFLU , RHO1*W1IN*R1IN)
COVAL(ENTRADA ,R2 , FIXFLU , RHO2*W2IN*R2IN)
IF(IVEL.EQ.2) THEN
COVAL(ENTRADA ,KE , 0.0 , TKEIN)
COVAL(ENTRADA ,EP , 0.0 , EPIN)
ENDIF
```

```
PATCH(SAIDA ,HIGH ,1,NX,1,NY,NZ,NZ,1,1)
COVAL(SAIDA ,P1 , RHO1*FIXP, 0.0)
COVAL(SAIDA ,P2 , RHO2*FIXP, 0.0)
IF(IVEL.EQ.2) THEN
COVAL(SAIDA ,KE , 0.0 , SAME )
COVAL(SAIDA ,EP , 0.0 , SAME )
ENDIF
```

```
PATCH(PARS1 ,SWALL ,1,NX,1,1,1,NZ1,1,1)
COVAL(PARS1 ,U1 , GRND2 , 0.0)
COVAL(PARS1 ,W1 , GRND2 , 0.0)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
COVAL(PARS1 ,LTLS , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
ELSE
COVAL(PARS1 ,KE , GRND2 , GRND2 )
COVAL(PARS1 ,EP , GRND2 , GRND2 )
ENDIF
```

```
PATCH(PARN1 ,NWALL ,1,NX,NY,NY,1,NZ1,1,1)
COVAL(PARN1 ,U1 , GRND2 , 0.0)
COVAL(PARN1 ,W1 , GRND2 , 0.0)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
COVAL(PARN1 ,LTLS , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
ELSE
COVAL(PARN1 ,KE , GRND2 , GRND2 )
COVAL(PARN1 ,EP , GRND2 , GRND2 )
ENDIF
```

```
PATCH(PARW1 ,WWALL ,1,1,1,NY,1,NZ1,1,1)
COVAL(PARW1 ,V1 , GRND2 , 0.0)
COVAL(PARW1 ,W1 , GRND2 , 0.0)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
```

```

COVAL (PARW1 ,LTLS, 1.000000E+00, 0.000000E+00)
ELSE
COVAL (PARW1 ,KE , GRND2 , GRND2 )
COVAL (PARW1 ,EP , GRND2 , GRND2 )
ENDIF

PATCH (PARS2 ,SWALL ,1,NX,1,1,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
COVAL (PARS2 ,LTLS, 1.000000E+00, 0.000000E+00)
ELSE
COVAL (PARS2 ,KE , GRND2 , GRND2 )
COVAL (PARS2 ,EP , GRND2 , GRND2 )
ENDIF

PATCH (PARSS ,SOUTH ,1,NX,1,1,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
COVAL (PARSS ,U1 , GRND5 , 0.0)
COVAL (PARSS ,W1 , GRND5 , 0.0)

PATCH (PARN2 ,NWALL ,1,NX,NY,NY,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
COVAL (PARN2 ,LTLS, 1.000000E+00, 0.000000E+00)
ELSE
COVAL (PARN2 ,KE , GRND2 , GRND2 )
COVAL (PARN2 ,EP , GRND2 , GRND2 )
ENDIF

PATCH (PARNN ,NORTH ,1,NX,NY,NY,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
COVAL (PARNN ,U1 , GRND5 , 0.0)
COVAL (PARNN ,W1 , GRND5 , 0.0)

PATCH (PARW2 ,WWALL ,1,1,1,NY,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
COVAL (PARW2 ,LTLS, 1.000000E+00, 0.000000E+00)
ELSE
COVAL (PARW2 ,KE , GRND2 , GRND2 )
COVAL (PARW2 ,EP , GRND2 , GRND2 )
ENDIF

PATCH (PARWW ,WEST ,1,1,1,NY,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
COVAL (PARWW ,V1 , GRND5 , 0.0)
COVAL (PARWW ,W1 , GRND5 , 0.0)

PATCH (PARS3 ,SWALL ,1,NX,1,1,NZ1+NZ2+1,NZ,1,1)
COVAL (PARS3 ,U1 , GRND2 , 0.0)
COVAL (PARS3 ,W1 , GRND2 , 0.0)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
COVAL (PARS3 ,LTLS, 1.000000E+00, 0.000000E+00)
ELSE
COVAL (PARS3 ,KE , GRND2 , GRND2 )
COVAL (PARS3 ,EP , GRND2 , GRND2 )
ENDIF

PATCH (PARN3 ,NWALL ,1,NX,NY,NY,NZ1+NZ2+1,NZ,1,1)
COVAL (PARN3 ,U1 , GRND2 , 0.0)
COVAL (PARN3 ,W1 , GRND2 , 0.0)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
COVAL (PARN3 ,LTLS, 1.000000E+00, 0.000000E+00)
ELSE
COVAL (PARN3 ,KE , GRND2 , GRND2 )
COVAL (PARN3 ,EP , GRND2 , GRND2 )
ENDIF

PATCH (PARW3 ,WWALL ,1,1,1,NY,NZ1+NZ2+1,NZ,1,1)
COVAL (PARW3 ,V1 , GRND2 , 0.0)
COVAL (PARW3 ,W1 , GRND2 , 0.0)
IF(IVEL.EQ.1) THEN
COVAL (PARW3 ,LTLS, 1.000000E+00, 0.000000E+00)
ELSE
COVAL (PARW3 ,KE , GRND2 , GRND2 )
COVAL (PARW3 ,EP , GRND2 , GRND2 )
ENDIF

```

```

IF(IVEL.EQ.2) THEN
PATCH (KEDISP,CELL,1,NX,1,NY,1,NZ,1,1)
COVAL (KEDISP,KE,FXFLU,GRND3)
COVAL (KEDISP,EP,FXFLU,GRND3)
ENDIF

PATCH (GRAVa,PHASEM,1,NX,1,NY,1,NZ1,1,1)
COVAL (GRAVa,W1,FXFLU,-9.81)
COVAL (GRAVa,W2,FXFLU,-9.81)

PATCH (GRAVB,PHASEM,1,NX,1,NY,NZ1+NZ2+1,NZ,1,1)
COVAL (GRAVB,W1,FXFLU,9.81)
COVAL (GRAVB,W2,FXFLU,9.81)

DO II=0,NZ2-1
angulo = (90./NZ2+180.*ii/NZ2)*3.1416/180.
graviy = -9.81*sin(angulo)
graviz = -9.81*cos(angulo)
PATCH (GRAV:II,PHASEM,1,NX,1,NY,NZ1+1+II,NZ1+1+II,1,1)
COVAL (GRAV:II,V1,FXFLU,graviy )
COVAL (GRAV:II,W1,FXFLU,graviz )
COVAL (GRAV:II,V2,FXFLU,graviy )
COVAL (GRAV:II,W2,FXFLU,graviz )
ENDDO

*****
* TERMO FONTE CENTRIFUGO *
*****
PATCH(CENTRIFREEN,1,NX,1,NY,-1,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
COVAL(CENTRI,V1,FXFLU,GRND)
COVAL(CENTRI,V2,FXFLU,GRND)

*****
* TERMO FONTE CORIOLIS *
*****
PATCH(CORI,HIGH,1,NX,1,NY,-1,NZ1+1,NZ1+NZ2,1,1)
COVAL(CORI,W1,GRND,0.0)
COVAL(CORI,W2,GRND,0.0)

*****
* TERMO FONTE COMPLEMENTO V1 *
*****
PATCH(COV1,NORTH,1,NX,1,NY,-1,1,NZ,1,1)
COVAL(COV1,V1,GRND1,0.0)
COVAL(COV1,V2,GRND1,0.0)

*****
* TERMO FONTE COMPLEMENTO W1 *
*****
PATCH(COW1,HIGH,1,NX,1,NY,1,NZ-1,1,1)
COVAL(COW1,W1,GRND1,0.0)
COVAL(COW1,W2,GRND1,0.0)

*****
Group 14. Downstream Pressure For PARAB
*****
Group 15. Terminate Sweeps
REAL(FLUXAGUA,RESCCELL)
REAL(AREA,FLUXAR)

LSWEEP = 3000
LITHYD = 1
SELREF = F
LITFLX = 3
RESFAC = 0.01
RESCCELL = 0.0001
AREA = COMPY*COMPX

FLUXAGUA = RHO1*W1IN*R1IN*AREA*RESCCELL*NZ
FLUXAR = RHO2*W2IN*R2IN*AREA*RESCCELL*NZ

```

```

RESREF(P1 )= FLUXAGUA
RESREF(U1 )= FLUXAGUA*W1IN
RESREF(V1 )= FLUXAGUA*W1IN
RESREF(W1 )= FLUXAGUA*W1IN
RESREF(U2 )= FLUXAGUA*W2IN
RESREF(V2 )= FLUXAGUA*W2IN
RESREF(W2 )= FLUXAGUA*W2IN
RESREF(R1 )= FLUXAGUA*R1IN
RESREF(R2 )= FLUXAR*R2IN
RESREF(KE )= FLUXAGUA*TKEIN
RESREF(EP )= FLUXAGUA*EPIN

```

Group 16. Terminate iterations

```

LITER (P1 )= 350 ;LITER (U1 )= 100
LITER (U2 )= 700 ;LITER (V1 )= 100
LITER (V2 )= 700 ;LITER (W1 )= 100
LITER (W2 )= 100 ;LITER (R1 )= 100
LITER (R2 )= 100 ;LITER (KE )= 10
LITER (EP )= 10
ENDIT (P1 )= 1.000000E-05 ;ENDIT (U1 )= 1.000000E-10
ENDIT (U2 )= 1.000000E-10 ;ENDIT (V1 )= 1.000000E-10
ENDIT (V2 )= 1.000000E-10 ;ENDIT (W1 )= 1.000000E-03
ENDIT (W2 )= 1.000000E-03 ;ENDIT (R1 )= 1.000000E-05
ENDIT (R2 )= 1.000000E-05 ;ENDIT (KE )= 1.000000E-07
ENDIT (EP )= 1.000000E-07

```

Group 17. Relaxation

```

RELAX(P1 ,LINRLX, 8.000000E-01)
RELAX(U1 ,LINRLX, 1.000000E-02)
RELAX(U2 ,LINRLX, 1.000000E-02)
RELAX(V1 ,LINRLX, 1.000000E-02)
RELAX(V2 ,LINRLX, 1.000000E-02)
RELAX(W1 ,LINRLX, 7.000000E-01)
RELAX(W2 ,LINRLX, 4.000000E-01)
RELAX(KE ,LINRLX, 1.500000E-01)
RELAX(EP ,LINRLX, 1.500000E-01)
RELAX(ENUT,LINRLX, 1.000000E-01)
RELAX(R1 ,LINRLX, 4.000000E-01)
RELAX(R2 ,LINRLX, 4.000000E-01)
KELIN = 2

```

Group 18. Limits

```

VARMAX(U1 )= 1.5*w1in ;VARMIN(U1 )=-1.5*w1in
VARMAX(U2 )= 1.5*w2in ;VARMIN(U2 )=-1.5*w2in
VARMAX(V1 )= 1.5*w1in ;VARMIN(V1 )=-1.5*w1in
VARMAX(V2 )= 1.5*w2in ;VARMIN(V2 )=-1.5*w2in
VARMAX(W1 )= 5.0*w1in ;VARMIN(W1 )=-0.05*w1in
VARMAX(W2 )= 5.0*w2in ;VARMIN(W2 )=-0.05*w2in

```

Group 19. EARTH Calls To GROUND Station

```

REAL(GTEM)
INTEGER(INY2)
GENK = T
NFUSER = NX+NY+2

DO II=1,NX
IIM = II-1
IF(II.EQ.1) THEN
GTEM = XFRAC(II)*COMPX/2.0
ELSE
GTEM = XFRAC(IIM)*COMPX+(XFRAC(II)-XFRAC(IIM))*COMPX/2.0
ENDIF
RG(II) = GTEM
ENDDO

DO II=1,NY
IIM = II-1
INY2 = NY/2
IF(II.LE.INY2) THEN
IF(II.EQ.1) THEN
GTEM = YFRAC(II)*COMPY/2.0

```



```

C 3 User places his data statements here, for example:
C DATA NXDIM,NYDIM/10,10/
C
C 4 Insert own coding below as desired, guided by GREX examples.
C Note that the satellite-to-GREX special data in the labelled
C COMMONs /RSG/, /ISG/, /LSG/ and /CSG/ can be included and
C used below but the user must check GREX for any conflicting
C uses. The same comment applies to the EARTH-spare working
C arrays EASP1, EASP2,...EASP20. In addition to the EASPs,
C there are 10 GROUND-earth SPARE arrays, GRSP1,...,GRSP10,
C supplied solely for the user, which are not used by GREX. If
C the call to GREX has been deactivated then all of the arrays
C may be used without reservation.
C
C*****
C
C IXL=IABS(DXL)
C IF(IGR.EQ.13) GO TO 13
C IF(IGR.EQ.19) GO TO 19
C GO TO (1,2,3,4,5,6,25,8,9,10,11,12,13,14,25,25,25,25,19,20,25,
C 121,23,24),IGR
C 25 CONTINUE
C RETURN
C*****
C
C--- GROUP 1. Run title and other preliminaries
C
C 1 GO TO (1001,1002,1003),ISC
C
C 1001 CONTINUE
C
C * -----GROUP 1 SECTION 3 -----
C--- Use this group to create storage via MAKE, GXMAKE etc which it is
C essential to dump to PHI (or PHIDA) for restarts
C User may here change message transmitted to the VDU screen
C IF(.NOT.NULLPR.AND.IDVCGR.EQ.0)
C 1 CALL WRYT40('GROUND file is GROUND.F of: 230597')
C
C RETURN
C * -----GROUP 1 SECTION 3 -----
C--- Use this group to create storage via GXMAKE which it is not
C necessary to dump to PHI (or PHIDA) for restarts
C
C 1003 CONTINUE
C CALL MAKE(DYG2D)
C GO TO 25
C 1002 CONTINUE
C DO JJ=1,NX
C F(LOUSER+JJ) = RG(JJ)
C ENDDO
C DO JJ=1,NY
C F(LOUSER+JJ+NX) = RG(JJ+NX)
C ENDDO
C RETURN
C*****
C--- GROUP 2. Transience, time-step specification
C 2 CONTINUE
C RETURN
C*****
C--- GROUP 3. X-direction grid specification
C 3 CONTINUE
C RETURN
C*****
C--- GROUP 4. Y-direction grid specification
C
C 4 CONTINUE
C RETURN
C*****
C--- GROUP 5. Z-direction grid specification
C
C 5 CONTINUE
C RETURN

```

```

C*****
C--- GROUP 6. Body-fitted coordinates or grid distortion
C
  6 CONTINUE
  RETURN
C*****
C * Make changes for this group only in group 19.
C--- GROUP 7. Variables stored, solved & named
C*****
C--- GROUP 8. Terms (in differential equations) & devices
C
  8 GO TO (81,82,83,84,85,86,87,88,89,810,811,812,813,814,815,816)
  1,ISC
  81 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 -----
C For U1AD.LE.GRND--- phase 1 additional velocity. Index VELAD
  RETURN
  82 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 -----
C For U2AD.LE.GRND--- phase 2 additional velocity. Index VELAD
  RETURN
  83 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 -----
C For V1AD.LE.GRND--- phase 1 additional velocity. Index VELAD
  RETURN
  84 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 -----
C For V2AD.LE.GRND--- phase 2 additional velocity. Index VELAD
  RETURN
  85 CONTINUE
C * ----- SECTION 5 -----
C For W1AD.LE.GRND--- phase 1 additional velocity. Index VELAD
  RETURN
  86 CONTINUE
C * ----- SECTION 6 -----
C For W2AD.LE.GRND--- phase 2 additional velocity. Index VELAD
  RETURN
  87 CONTINUE
C * ----- SECTION 7 --- Volumetric source for gala
  RETURN
  88 CONTINUE
C * ----- SECTION 8 --- Convection fluxes
C--- Entered when UCONV = .TRUE.; block-location indices are:
C LD11 for east and north (accessible at the same time),
C LD12 for west and south (accessible at the same time),
C LD2 for high (which becomes low for the next slab).
C User should provide INDVAR and NDIREC IF's as appropriate.
  RETURN
  89 CONTINUE
C * ----- SECTION 9 --- Diffusion coefficients
C--- Entered when UDIFF = .TRUE.; block-location indices are LAE
C for east, LAW for west, LAN for north, LAS for
C south, LD11 for high, and LD11 for low.
C User should provide INDVAR and NDIREC IF's as above.
C EARTH will apply the DIFCUT and GP12 modifications after the user
C has made his settings.
C
  RETURN
  810 CONTINUE
C * ----- SECTION 10 --- Convection neighbours
  RETURN
  811 CONTINUE
C * ----- SECTION 11 --- Diffusion neighbours
  RETURN
  812 CONTINUE
C * ----- SECTION 12 --- Linearised sources
  RETURN
  813 CONTINUE
C * ----- SECTION 13 --- Correction coefficients
  RETURN
  814 CONTINUE
C * ----- SECTION 14 --- User's own solver

```

```

RETURN
815 CONTINUE
C * ----- SECTION 15 --- Change solution
RETURN
816 CONTINUE
C * ----- SECTION 16 --- Change DVEL/DPs
RETURN
C
C * See the equivalent section in GREX for the indices to be
C used in sections 7 - 16
C
C * Make all other group-8 changes in GROUP 19.
C*****
C
C--- GROUP 9. Properties of the medium (or media)
C
C The sections in this group are arranged sequentially in their
C order of calling from EARTH. Thus, as can be seen from below,
C the temperature sections (10 and 11) precede the density
C sections (1 and 3); so, density formulae can refer to
C temperature stores already set.
C GO TO (91,92,93,94,95,96,97,98,99,900,901,902,903,904,905),ISC
C*****
900 CONTINUE
C * ----- SECTION 10 -----
C For TMP1.LE.GRND----- phase-1 temperature Index TEMP1
RETURN
901 CONTINUE
C * ----- SECTION 11 -----
C For TMP2.LE.GRND----- phase-2 temperature Index TEMP2
RETURN
902 CONTINUE
C * ----- SECTION 12 -----
C For EL1.LE.GRND----- phase-1 length scale Index LEN1
RETURN
903 CONTINUE
C * ----- SECTION 13 -----
C For EL2.LE.GRND----- phase-2 length scale Index LEN2
RETURN
904 CONTINUE
C * ----- SECTION 14 -----
C For SOLVE(TEM1)----- phase-1 specific heat
RETURN
905 CONTINUE
C * ----- SECTION 15 -----
C For SOLVE(TEM2)----- phase-2 specific heat
RETURN
91 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 -----
C For RHO1.LE.GRND--- density for phase 1 Index DEN1
RETURN
92 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 -----
C For DRH1DP.LE.GRND--- D(LN(DEN))/DP for phase 1
C Index D1DP
RETURN
93 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 -----
C For RHO2.LE.GRND--- density for phase 2 Index DEN2
RETURN
94 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 -----
C For DRH2DP.LE.GRND--- D(LN(DEN))/DP for phase 2
C Index D2DP
RETURN
95 CONTINUE
C * ----- SECTION 5 -----
C For ENUT.LE.GRND--- reference turbulent kinematic viscosity
C Index VIST
RETURN
96 CONTINUE
C * ----- SECTION 6 -----

```

```

C For ENUL.LE.GRND--- reference laminar kinematic viscosity
C                               Index VISL
RETURN
97 CONTINUE
C * ----- SECTION 7 -----
C For PRNDTL( ).LE.GRND--- laminar PRANDTL nos., or diffusivity
C                               Index LAMPR
RETURN
98 CONTINUE
C * ----- SECTION 8 -----
C For PHINT( ).LE.GRND--- interface value of first phase
C                               Index FI1
RETURN
99 CONTINUE
C * ----- SECTION 9 -----
C For PHINT( ).LE.GRND--- interface value of second phase
C                               Index FI2
RETURN
C*****
C--- GROUP 10. Inter-phase-transfer processes and properties
C
10 GO TO (101,102,103,104,105),ISC
101 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 -----
C For CFIPS.LE.GRND--- inter-phase friction coeff.
C                               Index INTFRC
RETURN
102 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 -----
C For CMDOT.EQ.GRND- inter-phase mass transfer Index INTMDT
RETURN
103 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 -----
C For CINT( ).EQ.GRND--- phase1-to-interface transfer coefficients
C                               Index COI1
RETURN
104 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 -----
C For CINT( ).EQ.GRND--- phase2-to-interface transfer coefficients
C                               Index COI2

RETURN
105 CONTINUE
C * ----- SECTION 5 -----
C For CVM.EQ.GRND--- virtual mass coefficient
C                               Index LD12
1052 CONTINUE
RETURN
C*****
C--- GROUP 11. Initialization of variable or porosity fields
C                               Index VAL
11 CONTINUE
RETURN
C*****
C--- GROUP 12. Convection and diffusion adjustments
C
12 CONTINUE
RETURN
C*****
C--- GROUP 13. Boundary conditions and special sources
C                               Index for Coefficient - CO
C                               Index for Value - VAL
13 CONTINUE
GO TO (130,131,132,133,134,135,136,137,138,139,1310,
11311,1312,1313,1314,1315,1316,1317,1318,1319,1320,1321),ISC
130 CONTINUE
C----- SECTION 1 ----- coefficient = GRND
IF(NPATCH.EQ.'CORI') THEN
gkk = 3.1416/ig(1)
IF(INDVAR.EQ.W1) THEN
CALL FN21(CO,V1,DEN1,0.0,gkk)
ENDIF

```

```

IF(INDVAR.EQ.W2) THEN
  CALL FN21(CO,V2,DEN2,0.0,gkk)
ENDIF
ENDIF
RETURN
131 CONTINUE
C----- SECTION 2 ----- coefficient = GRND1
IF(NPATCH.EQ.'COV1') THEN
  IF(INDVAR.EQ.V1) THEN
    CALL FN55(CO,VISL,DEN1,DYG2D,1.0)
  ENDIF
  IF(INDVAR.EQ.V2) THEN
    CALL FN55(CO,VISL,DEN2,DYG2D,1.0)
  ENDIF
ENDIF
IF(NPATCH.EQ.'COW1') THEN
  gkk = 3.1416/ig(1)
  IF(INDVAR.EQ.W1) THEN
    CALL FN21(CO,VISL,DEN1,0.0,GKK)
  ENDIF
  IF(INDVAR.EQ.W2) THEN
    CALL FN21(CO,VISL,DEN2,0.0,GKK)
  ENDIF
ENDIF
RETURN
132 CONTINUE
C----- SECTION 3 ----- coefficient = GRND2
RETURN
133 CONTINUE
C----- SECTION 4 ----- coefficient = GRND3
RETURN
134 CONTINUE
C----- SECTION 5 ----- coefficient = GRND4
RETURN
135 CONTINUE
C----- SECTION 6 ----- coefficient = GRND5
IF(NPATCH.EQ.'PARSS') THEN
  IF(IG(2).EQ.1) THEN
    GPY1RAIO = 0.06/RG(NX+NY+1)
    CALL FN10(CO,VISL,VIST,0.0,1.0,1.0)
    CALL FN26(CO,DEN1)
    CALL FN25(CO,GPY1RAIO)
  ELSE
    CALL FN29(C1,1,2,1,1,1)
    CALL FN21(CO,DEN1,C1,0.0,0.06)
    LOCO = L0F(CO)
    CALL FN15(c4,c1,visl,0.0,RG(NX+NY+1))
    LOC4 = L0F(C4)
    DO KI=1,NX
      IF(F(LOC4+1+(KI-1)*NY).LE.300) THEN
        GFF = 1/(F(LOC4+1+(KI-1)*NY)+TINY)
      ELSE
        FF1 = 0.1
        DO II=1,20
          a = 1.01+9.*F(LOC4+1+(KI-1)*NY)*ff1
          FF = 0.435/LOG(a)
          IF(ABS(FF-FF1).LE.0.0000001) THEN
            GO TO 512
          ELSE
            FF1 = FF
          ENDIF
        ENDDO
      ENDIF
    ENDDO
512  FF = FF*FF
  ENDIF
  F(LOCO+1+(KI-1)*NY) = F(LOCO+1+(KI-1)*NY)*FF
  ENDDO
ENDIF
ENDIF
IF(NPATCH.EQ.'PARNN') THEN
  IF(IG(2).EQ.1) THEN
    GPY1RAIO = 0.0941/RG(NX+NY+1)
    CALL FN10(CO,VISL,VIST,0.0,1.0,1.0)
  
```

```

CALL FN26(CO,DEN1)
CALL FN25(CO,GPYRAIO)
ELSE
CALL FN29(C1,1,2,1,1,1)
call fn21(CO,den1,c1,0.0,0.0941)
call fn15(c4,c1,visl,0.0,RG(NX+NY+1))
LOCO = LOF(CO)
LOC4 = LOF(C4)
DO KI = 1,NX
IF(F(LOC4+NY+(KI-1)*NY).LE.300) THEN
  GFF = 1/(F(LOC4+NY+(KI-1)*NY)+TINY)
ELSE
  FF1 = 0.01
  DO II=1,20
  a = 1.01+9.*F(LOC4+NY+(KI-1)*NY)*ff1
  FF = 0.435/LOG(a)
  IF(ABS(FF-FF1).LE.0.0000001) THEN
    GO TO 513
  ELSE
    FF1 = FF
  ENDIF
  ENDDO
513  FF =FF*FF
ENDIF
F(LOCO+NY+(KI-1)*NY) = F(LOCO+NY+(KI-1)*NY)*FF
ENDDO
ENDIF
ENDIF
IF(NPATCH.EQ.'PARWW') THEN
IF(IG(2).EQ.1) THEN
GPX1 = RG(NX+NY+2)
CALL FN10(CO,VISL,VIST,0.0,1.0,1.0)
CALL FN26(CO,DEN1)
CALL FN25(CO,GPX)
CALL FN26(CO,LBNAME('RAIO'))
ELSE
CALL FN29(C1,1,1,1,1,1)
call fn21(co,den1,c1,0.0,1.0)
call fn15(c4,c1,visl,0.0,RG(NX+NY+2))
LOCO = LOF(CO)
LOC4 = LOF(C4)
LORAI= LOF(LBNAME('RAIO'))
DO II = 1,NY
IF(F(LOC4+II).LE.300) THEN
  GFF = 1/(F(LOC4+II)+TINY)
ELSE
  FF1 = 0.01
  DO KK=1,20
  a = 1.01+9.*F(LOC4+II)*ff1
  FF = 0.435/LOG(a)
  IF(ABS(FF-FF1).LE.0.0000001) THEN
    GO TO 514
  ELSE
    FF1 = FF
  ENDIF
  ENDDO
514  FF =FF*FF
ENDIF
F(LOCO+II) = F(LOCO+II)*GFF*F(LORAI+II)
ENDDO
ENDIF
ENDIF
RETURN
136 CONTINUE
C----- SECTION 7 ----- coefficient = GRND6
RETURN
137 CONTINUE
C----- SECTION 8 ----- coefficient = GRND7
RETURN
138 CONTINUE
C----- SECTION 9 ----- coefficient = GRND8
RETURN

```

```

139 CONTINUE
C----- SECTION 10 ----- coefficient = GRND9
RETURN
1310 CONTINUE
C----- SECTION 11 ----- coefficient = GRND10
RETURN
1311 CONTINUE
C----- SECTION 12 ----- value = GRND
IF(NPATCH.EQ.'CENTRI') THEN
C A VARIAVEL DYG2D E' A VARIAVEL QUE PERMITE UMA MALHA VARIAVEL
C NA DIRECAO Y

IF(INDVAR.EQ.V1) THEN
CALL FNAV(VAL,W1,'NORTH')
CALL FN50(VAL,2)
CALL FN76(VAL,DEN1,LBNAME('RAIO'))
CALL FN26(VAL,DYG2D)
ENDIF
IF(INDVAR.EQ.V2) THEN
CALL FNAV(VAL,W2,'NORTH')
CALL FN50(VAL,2)
CALL FN76(VAL,DEN2,LBNAME('RAIO'))
CALL FN26(VAL,DYG2D)
ENDIF
ENDIF
RETURN
1312 CONTINUE
C----- SECTION 13 ----- value = GRND1
RETURN
1313 CONTINUE
C----- SECTION 14 ----- value = GRND2
RETURN
1314 CONTINUE
C----- SECTION 15 ----- value = GRND3
RETURN
1315 CONTINUE
C----- SECTION 16 ----- value = GRND4
RETURN
1316 CONTINUE
C----- SECTION 17 ----- value = GRND5
RETURN
1317 CONTINUE
C----- SECTION 18 ----- value = GRND6
RETURN
1318 CONTINUE
C----- SECTION 19 ----- value = GRND7
RETURN
1319 CONTINUE
C----- SECTION 20 ----- value = GRND8
RETURN
1320 CONTINUE
C----- SECTION 21 ----- value = GRND9
RETURN
1321 CONTINUE
C----- SECTION 22 ----- value = GRND10
RETURN
C*****
C
C--- GROUP 14. Downstream pressure for PARAB=.TRUE.
C
14 CONTINUE
RETURN
C*****
C* Make changes to data for GROUPS 15, 16, 17, 18 GROUP 19.
C*****
C
C--- GROUP 19. Special calls to GROUND from EARTH
C
19 GO TO (191,192,193,194,195,196,197,198,199,1910,1911),ISC
191 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 --- Start of time step.
RETURN

```

```

192 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 ---- Start of sweep.
  RETURN
193 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 ---- Start of iz slab.
  RETURN
194 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 ---- Start of iterations over slab.
  RETURN
1911 CONTINUE
C * ----- SECTION 11 ---- After calculation of convection
C           fluxes for scalars, and of volume
C           fractions, but before calculation of
C           scalars or velocities
  RETURN
199 CONTINUE
C * ----- SECTION 9 ---- Start of solution sequence for
C                           a variable
  RETURN
1910 CONTINUE
C * ----- SECTION 10 ---- Finish of solution sequence for
C                           a variable
  RETURN
195 CONTINUE
C * ----- SECTION 5 ---- Finish of iterations over slab.
  RETURN
196 CONTINUE
C * ----- SECTION 6 ---- Finish of iz slab.
C   **** arquivos de saida ****
C
OPEN(UNIT=500,FILE='jgjl.dat',STATUS='UNKNOW')
OPEN(UNIT=510,FILE='velo.dat',STATUS='UNKNOW')
OPEN(UNIT=520,FILE='pres.dat',STATUS='UNKNOW')
C
  LOR2 = L0F(ANYZ(R2,IZ))
  LOW1 = L0F(ANYZ(W1,IZ))
  LOU1 = L0F(ANYZ(U1,IZ))
  LOV1 = L0F(ANYZ(V1,IZ))
  DO I = 1,NX
  DO J = 1,NY
C   **** variaveis calculadas **
  IF(F(LOR2+J+(I-1)*NY).GT.0.52) THEN
    F(LOR2+J+(I-1)*NY) = 0.52
  ENDIF
ENDDO
ENDDO
C   posicao inicial das variaveis calculadas no vetor F
  LOP1 = L0F(ANYZ(P1,IZ))
  GP1A(IZ) = F(LOP1+1+(20-1)*NY)
  GW1A(IZ) = F(LOW1+1+(20-1)*NY)
  GU1A(IZ) = F(LOU1+1+(20-1)*NY)
  GV1A(IZ) = F(LOV1+1+(20-1)*NY)
  GW1B(IZ) = F(LOW1+40+(20-1)*NY)
  GU1B(IZ) = F(LOU1+40+(20-1)*NY)
  GV1B(IZ) = F(LOV1+40+(20-1)*NY)
  GP1B(IZ) = F(LOP1+40+(20-1)*NY)
  IF(IZ.EQ.180) THEN
    DO KK=1,NZ
      WRITE(520,503) KK, GU1A(KK), GV1A(KK), GW1A(KK), GP1A(KK)
      , GU1B(KK), GV1B(KK), GW1B(KK), GP1B(KK)
    ENDDO
  ENDIF
  IF(IZ.EQ.48.OR.IZ.EQ.70.OR.IZ.EQ.99.OR.IZ.EQ.131) THEN
  IF(IG(2).EQ.2) THEN
    LOKE = L0F(ANYZ(KE,IZ))
    LOEP = L0F(ANYZ(EP,IZ))
  ENDIF
  LOW2 = L0F(ANYZ(W2,IZ))
  LOU2 = L0F(ANYZ(U2,IZ))
  LOV2 = L0F(ANYZ(V2,IZ))
  DO I = 1,NX
  DO J = 1,NY

```

```

C      **** variaveis calculadas **
      GR2 = F(LOR2+J+(I-1)*NY)
      IF(IG(2),EQ,2) THEN
      GKE = F(LOKE+J+(I-1)*NY)
      GEP = F(LOEP+J+(I-1)*NY)
      ENDIF
      GENU = F(LOEN+J+(I-1)*NY)
      GW1 = F(LOW1+J+(I-1)*NY)
      GUI = F(LOU1+J+(I-1)*NY)
      GV1 = F(LOV1+J+(I-1)*NY)

      GW2 = F(LOW2+J+(I-1)*NY)
      GP1 = F(LOP1+J+(I-1)*NY)
      GU2 = F(LOU2+J+(I-1)*NY)
      GV2 = F(LOV2+J+(I-1)*NY)
      IF(IG(2),EQ,1) THEN
      WRITE(500,504) I,I,Z,GR2,GUI,GV1,GW1,GENU
      ELSE
      WRITE(500,501) I,I,Z,GR2,GKE,GEP,GU1,GV1,GW1,GENU
      ENDIF
      WRITE(510,502) I,I,Z,GU2,GV2,GW2,GP1
      ENDDO
      ENDDO
      ENDF
501 FORMAT(3I4,7E16.8)
502 FORMAT(3I4,4E16.8)
503 FORMAT(1I4,8E16.8)
504 FORMAT(3I4,5E16.8)
      RETURN
197 CONTINUE
C * ----- SECTION 7 ---- Finish of sweep.
      CLOSE(500)
      CLOSE(510)
      CLOSE(520)
      RETURN
198 CONTINUE
C * ----- SECTION 8 ---- Finish of time step.
C
      RETURN
C*****
C
C--- GROUP 20. Preliminary print-out
C
      20 CONTINUE
      RETURN
C*****
C--- GROUP 21. Special print-out to screen
      21 CONTINUE
      GO TO 25
C*****
C* Make changes to data for GROUP 22 only in GROUP 19.
C*****
C
C--- GROUP 23. Field print-out and plot control
      23 CONTINUE
      RETURN
C*****
C
C--- GROUP 24. Dumps for restarts
C
      24 CONTINUE
      END

```

Arquivo gxgenk (somente a parte modificada)

```

<a name="subgfdudz"></a>
      SUBROUTINE GFDUDZ(IPH,IZZ,IDUDZ0)
      INCLUDE 'lp32/d_includ/grdloc'

```

```

INCLUDE 'p32/d_includ/satgrd'
COMMON /CMNGN/IUG0(2),IVG0(2),IWG0(2),IUIZM0,IUIZP0,IC1(4),IDUDIO,
1   IDUDJ0,IDUDK0,IC2(6)
1   /FNDR/IDF1(6),IDIDZ0,IDJDZ0,IDKDZ0,IDF2(38)
1   /GENI/IG1(2),NXNYST,IG2(6),NFM,IG3(50)
1   /LDATA/LDT1(19),BFC,LDT2(64)/GENFL/LGF(9),COLVEL,AXISYM
LOGICAL LGF,COLVEL,AXISYM,LDT1,BFC,LDT2
C
REAL POSINL,POSFIN
POSINI = 51
POSFIN = 130
IF(COLVEL) THEN
  IF(BFC) THEN
    IADW= (IZZ-1)*NXNYST
    CALL SUB3(IDZ,IDIDZ0+IADW, JDZ,IDJDZ0+IADW, KDZ,IDKDZ0+IADW)
    DO 10 IJ= 1,NXNYST
      F(IDUDZ0+IJ)= F(IDUDIO+IJ)*F(IDZ+IJ)+F(IDUDJ0+IJ)*F(JDZ+IJ)
1      + F(IDUDK0+IJ)*F(KDZ+IJ)
10  CONTINUE
    ELSE
      CALL FNDFDZ(IUG0(IPH)+(IZZ-1)*NFM,IDUDZ0,IZZ, FALSE.)
    ENDIF
  ELSE
    C... Treatment of staggered velocities on non-BFC grids:
    CALL FUVVDZ(IUIZM0,IUG0(IPH),IUIZP0,IDUDZ0,IZZ)
    ENDIF
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
C  AS LINHAS A SEGUIR NAO PERTENCEM AO CODIGO ORIGINAL          C
IF(IZZ.GE.POSINL.AND.IZZ.LE.POSFIN) THEN
  LORA = L0F(ANYZ(LBNAME('RAIO'),IZZ))
  DO 20 IJ=1,NXNYST
    F(IDUDZ0+IJ) = F(IDUDZ0+IJ)/(F(LORA+IJ)+TYNY)
20  CONTINUE
  ENDIF
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
  END
C!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
C
<a name="gfdvdz"></a>
SUBROUTINE GFDVDZ(IPH,IZZ,IDVDZ0)
INCLUDE 'p32/d_includ/grdloc'
INCLUDE 'p32/d_includ/satgrd'
COMMON /CMNGN/IUG0(2),IVG0(2),IWG0(2),IC1(2),IUIZM0,IUIZP0,IC2(5),
1   IDVDI0,IDVDJ0,IDVDK0,IC3(3)
1   /FNDR/IDF1(6),IDIDZ0,IDJDZ0,IDKDZ0,IDF2(38)
1   /GENI/IG1(2),NXNYST,IG2(6),NFM,IG3(50)
1   /LDATA/LDT1(19),BFC,LDT2(64)/GENFL/LGF(9),COLVEL,AXISYM
LOGICAL LGF,COLVEL,AXISYM,LDT1,BFC,LDT2

```

```

REAL POSINI, POSFIN
POSINI = 51
POSFIN = 130
IF(COLVEL) THEN
  IF(BFC) THEN
    IADW= (IZZ-1)*NXNYST
    CALL SUB3(IDZ, IDIDZ0+IADW, JDZ, IDJDZ0+IADW, KDZ, IDKDZ0+IADW)
    DO 10 LJ= 1, NXNYST
      F(IDVDZ0+LJ)= F(IDVDI0+LJ)*F(IDZ+LJ)+F(IDVDJ0+LJ)*F(JDZ+LJ)
1      + F(IDVDK0+LJ)*F(KDZ+LJ)
10  CONTINUE
    ELSE
      CALL FNDFDZ(IVG0(IPH)+(IZZ-1)*NFM, IDVDZ0, IZZ, .FALSE.)
    ENDIF
  ELSE
    C.... Treatment of staggered velocities on non-BFC grids:
    CALL FUVWDZ(IVIZM0, IVG0(IPH), IVIZP0, IDVDZ0, IZZ)
    ENDIF
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
C  AS LINHAS A SEGUIR NAO PERTENCEM AO CODIGO ORIGINAL          C
IF(IZZ.GE.POSINI.AND.IZZ.LE.POSFIN) THEN
  LORA = L0F(ANYZ(LBNAME('RAIO'), IZZ))
  LOW1 = L0F(w1)
  LOWL = L0F(low(w1))
  DO 20 LJ=1, NXNYST
    if(IZZ.eq.POSINI) then
      gmed = f(low1+ij)
    elseif(IZZ.eq.POSFIN) then
      gmed = f(lowl+ij)
    else
      gmed = (f(low1+ij)+f(lowl+ij))/2.
    endif
    F(IDVDZ0+LJ) = F(IDVDZ0+LJ)/(F(LORA+LJ)+TYNY)
1  -GMED/(F(LORA+LJ)+TYNY)
20  CONTINUE
  ENDIF
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
  END
C!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
C
<a name="subgfdwdz"></a>
SUBROUTINE GFDWDZ(IPH, IZZ, IDWDZ0, AVEVEL)
  INCLUDE 'lp32/d_includ/grdloc'
  INCLUDE 'lp32/d_includ/satgrd'
  COMMON /CMNGN/ IUG0(2), IVG0(2), IWG0(2), IC1(4), IWIZM0, IWIZP0, IC2(6),
1  IDWDI0, IDWDJ0, IDWDK0
1  /FNDRI/ IDF1(6), IDIDZ0, IDJDZ0, IDKDZ0, IDF2(38)
1  /GENI/ IG1(2), NXNYST, IG2(6), NFM, IG3(50)

```

```

1 /LDATA/LDT1(19),BFC,LDT2(64)/GENFL/LGF(9),COLVEL,AXISYM
LOGICAL AVEVEL,LGF,COLVEL,AXISYM,LDT1,BFC,LDT2
C
REAL POSINI,POSFIN
POSINI = 51
POSFIN = 130
IF(COLVEL) THEN
  IF(BFC) THEN
    IADW = (IZZ-1)*NXNYST
    CALL SUB3(IDZ,IDJZ0+IADW, JDZ,IDJZ0+IADW, KDZ,DKDZ0+IADW)
    DO 10 IJ= 1,NXNYST
      F(IDWDZ0+IJ)= F(IDWDI0+IJ)*F(IDZ+IJ)+F(IDWDJ0+IJ)*F(JDZ+IJ)
1      + F(IDWDK0+IJ)*F(KDZ+IJ)
10 CONTINUE
    ELSE
      CALL FNDFDZ(IWG0(IPH)+(IZZ-1)*NFM,IDWDZ0,IZZ,.FALSE.)
    ENDIF
  ELSE
C... Treatment of staggered velocities on non-BFC grids:
    IF(AVEVEL) THEN
      CALL FUVWDZ(IWIZM0,IWG0(IPH),IWIZP0,IDWDZ0,IZZ)
    ELSE
      CALL AVDVEL(5,6,LOF(7+IPH-1),IDWDZ0,IZZ)
    ENDIF
  ENDIF
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
C AS LINHAS A SEGUIR NAO PERTENCEM AO CODIGO ORIGINAL C
IF(IZZ.GE.POSINLAND.IZZ.LE.POSFIN) THEN
  LORA = LOF(ANYZ(LBNAME('RAIO'),IZZ))
  LOV1 = LOF(ANYZ(V1,IZZ))
  DO 20 IJ=1,NXNYST
    IF(IJ.EQ.1) THEN
      GMED = F(LOV1+IJ)
    ELSEIF(IJ.EQ.NXNYST) THEN
      GMED = F(LOV1+IJ-1)
    ELSE
      GMED = (F(LOV1+IJ)+F(LOV1+IJ-1))/2.
    ENDIF
    F(IDWDZ0+IJ) = F(IDWDZ0+IJ)/(F(LORA+IJ)+TYNY)+
1 F(LOV1+IJ)/(F(LORA+IJ)+TYNY)
20 CONTINUE
  ENDIF
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
END

```

Arquivo gxturb.f (somente a parte modificada)

```
ELSEIF(KELIN.EQ.2) THEN
```



```

F(LOLFX+JYY+(IXX-1)*NY)=F(LOLFX+JYY+(IXX-1)*NY)-FMLX
ENDIF
ENDDO
ENDDO

```

```

DO JYY = JMEIO+1,NY
DO IXX = 1,NX
GVREL = F(LOW2+JYY+(IXX-1)*NY)-F(LOW1+JYY+(IXX-1)*NY)
CW1 = -0.06*GVREL-0.104
GVREL = GVREL*GVREL
ZZZDY = F(LOUSER+JYY+NX)
FMLY = (CW1+CW2*ABS(CFIPB)/(2.0*ZZZDY))
* *F(LOZR2+JYY+(IXX-1)*NY)*460.0/ABS(CFIPB)
IF(FMLY.GE.0) THEN
F(LOLFY+JYY+(IXX-1)*NY)=F(LOLFY+JYY+(IXX-1)*NY)+FMLY
ENDIF
ZZZDX = F(LOUSER+IXX)
FMLX = (CW1+CW2*ABS(CFIPB)/(2.0*ZZZDX))
* *F(LOZR2+JYY+(IXX-1)*NY)*460.0/ABS(CFIPB)
IF(FMLX.GE.0) THEN
F(LOLFX+JYY+(IXX-1)*NY)=F(LOLFX+JYY+(IXX-1)*NY)-FMLX
ENDIF
ENDDO
ENDDO

```

```

CC
CC
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC

```

Anexo 2 - Resultados para outros pares de velocidade superficiais para a curva-reta.

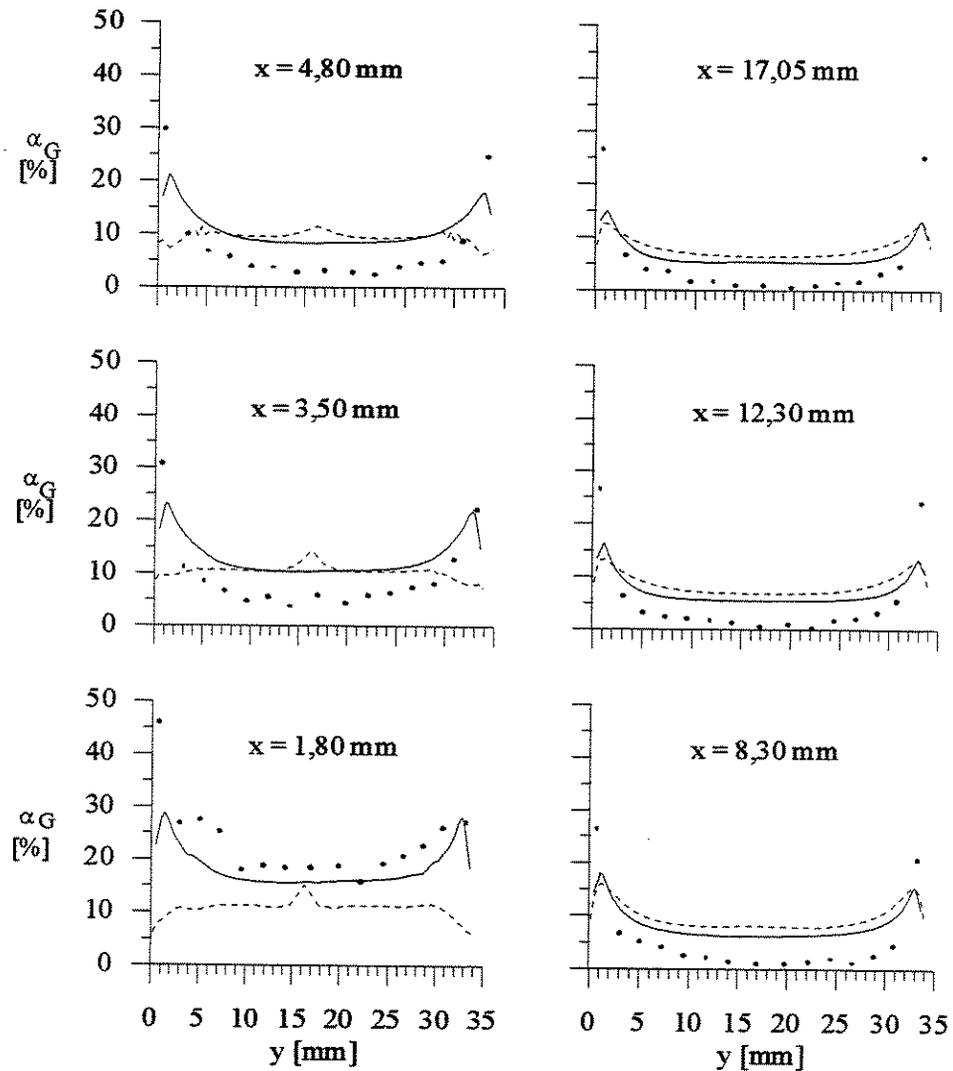


Figura A2.1 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T1 [($J_L; J_G$) = (1,33;0,14) m/s], utilizando os modelos $k-\epsilon$ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção U1

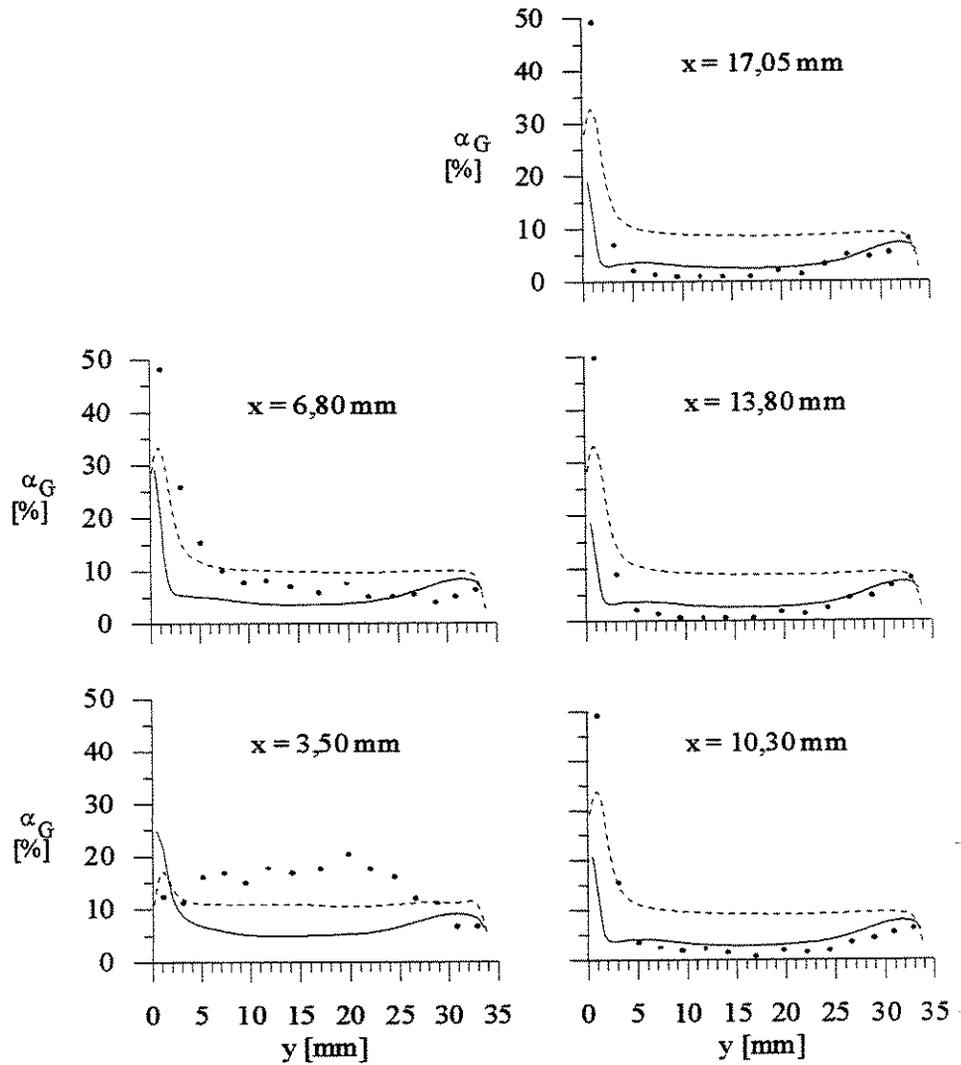


Figura A2.2 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T1 [($J_L; J_G$) = (1,33;0,14) m/s], utilizando os modelos $k-\epsilon$ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção C1

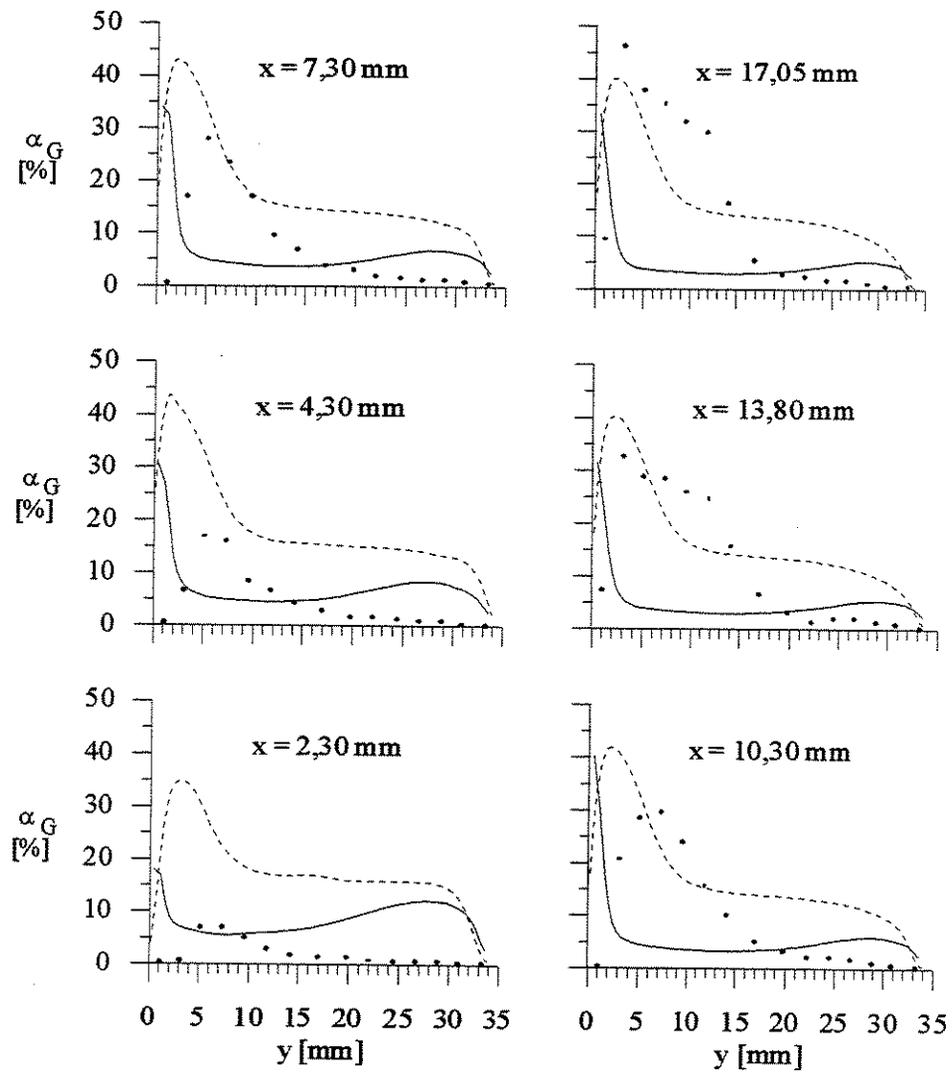


Figura A2.3 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T1 [($J_L; J_G$) = (1,33;0,14) m/s], utilizando os modelos $k-\epsilon$ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção C2.

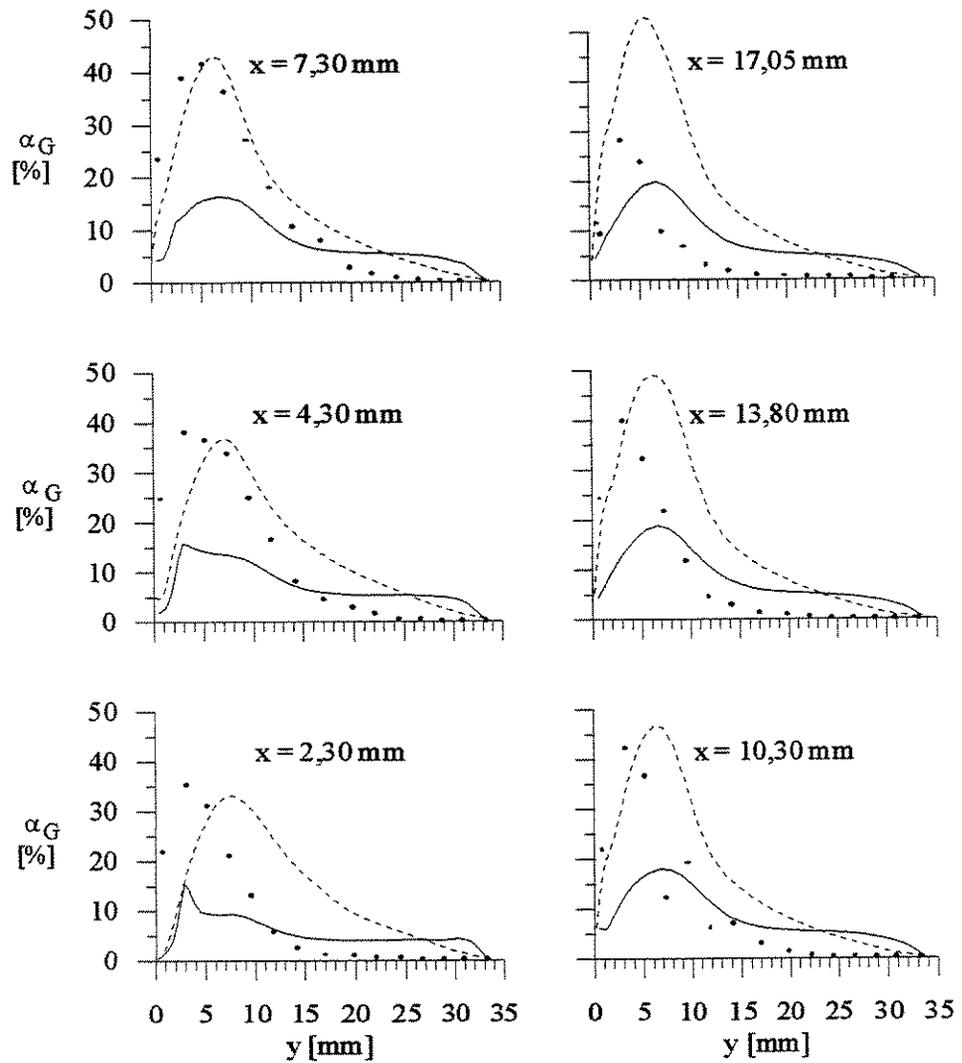


Figura A2.4 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T1 [(J_L, J_G) = (1,33;0,14) m/s], utilizando os modelos $k-\epsilon$ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção D1.

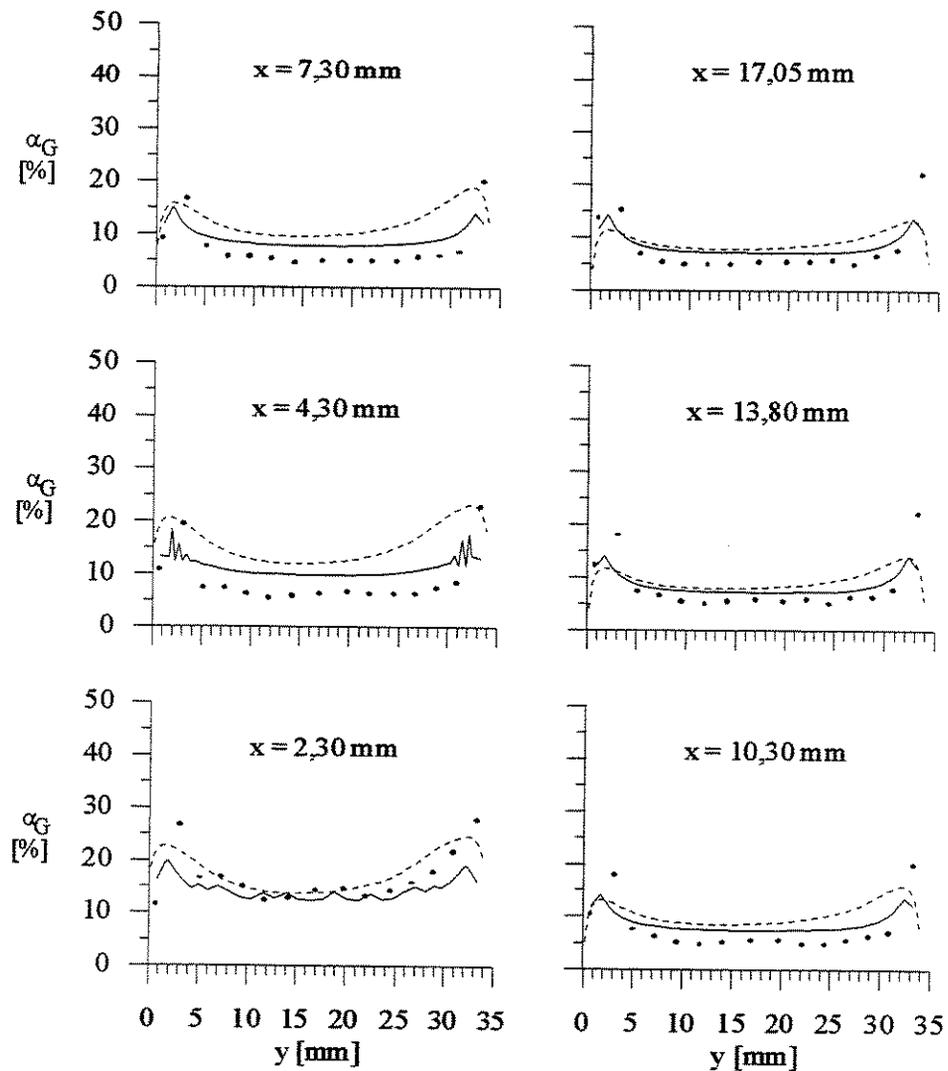


Figura A2.5 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T4 [($J_L; J_G$) = (0,88;0,10) m/s], utilizando os modelos $k-\epsilon$ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção U1.

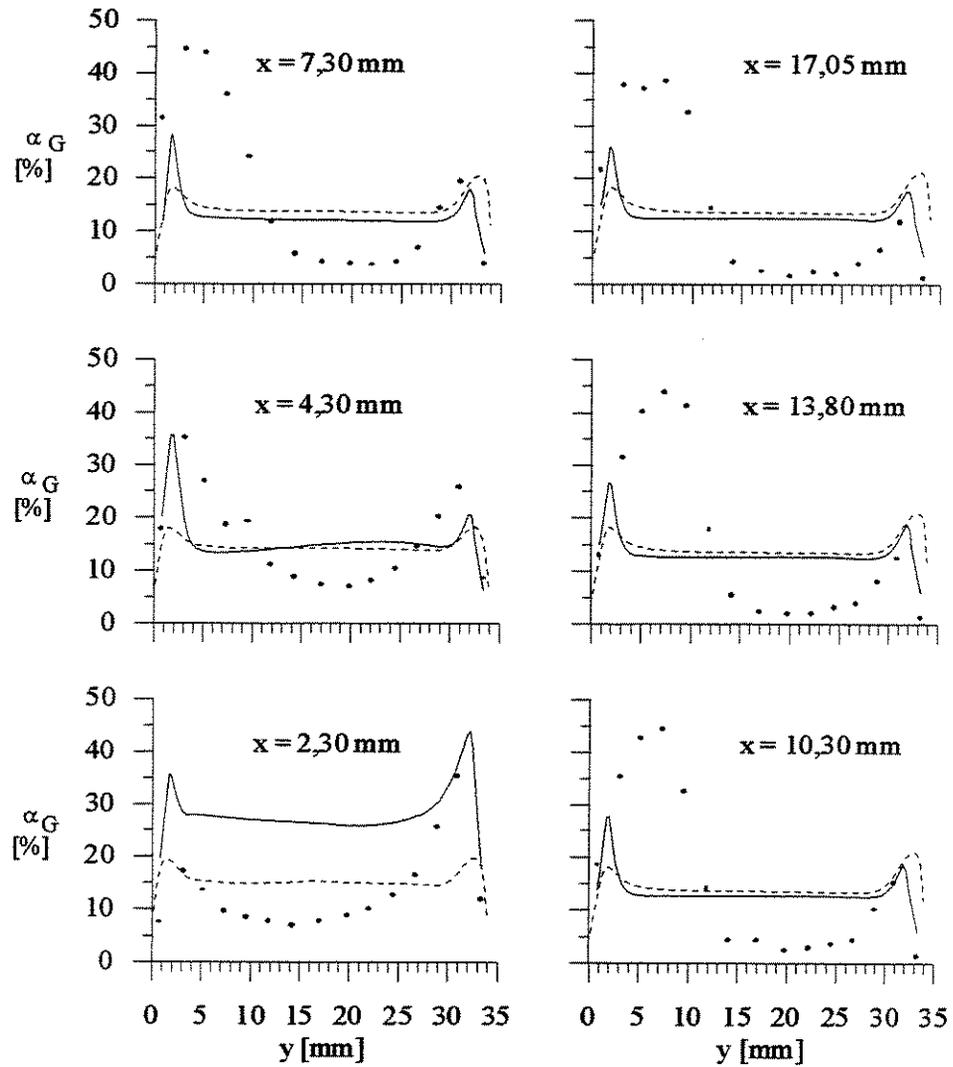


Figura A2.7 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T4 [($J_L; J_G$) = (0,88;0,10) m/s], utilizando os modelos $k-\epsilon$ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção C2.

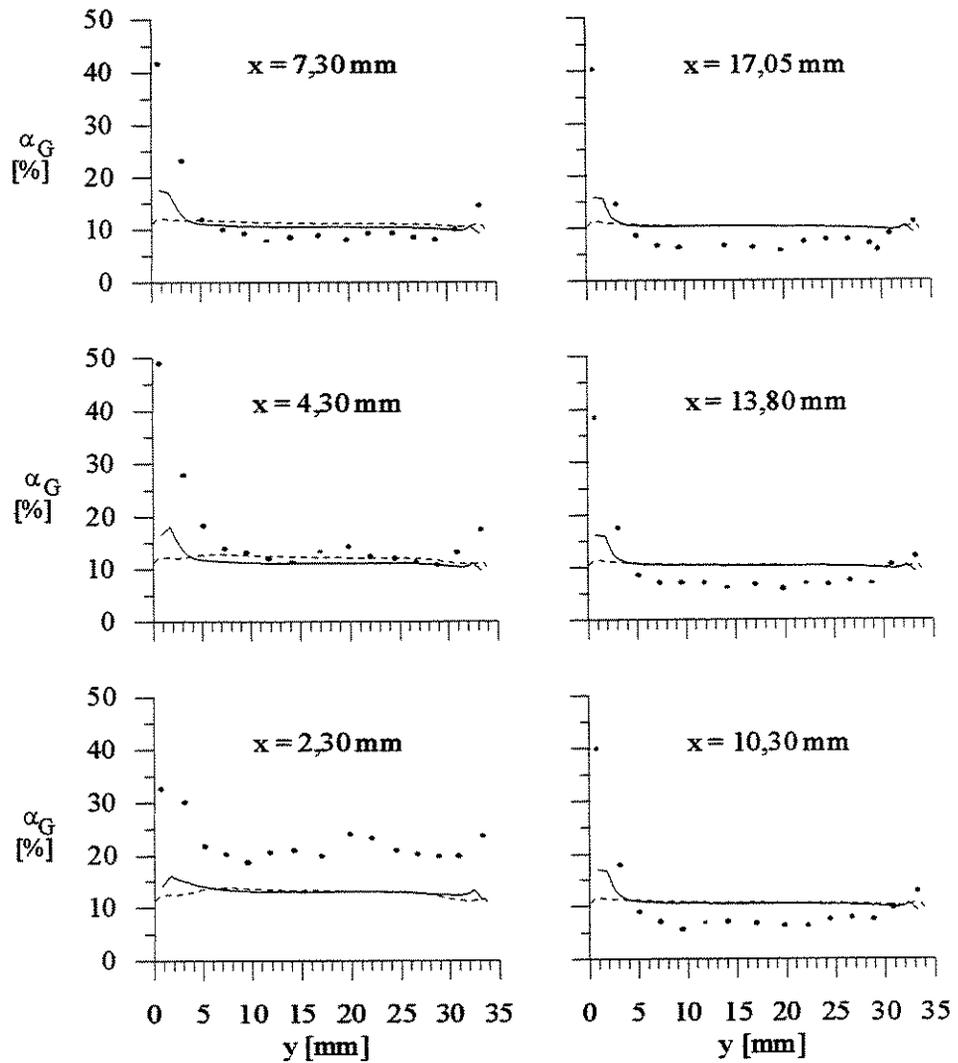


Figura A2.6 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T4 [($J_L; J_G$) = (0,88;0,10) m/s], utilizando os modelos $k-\epsilon$ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção C1.

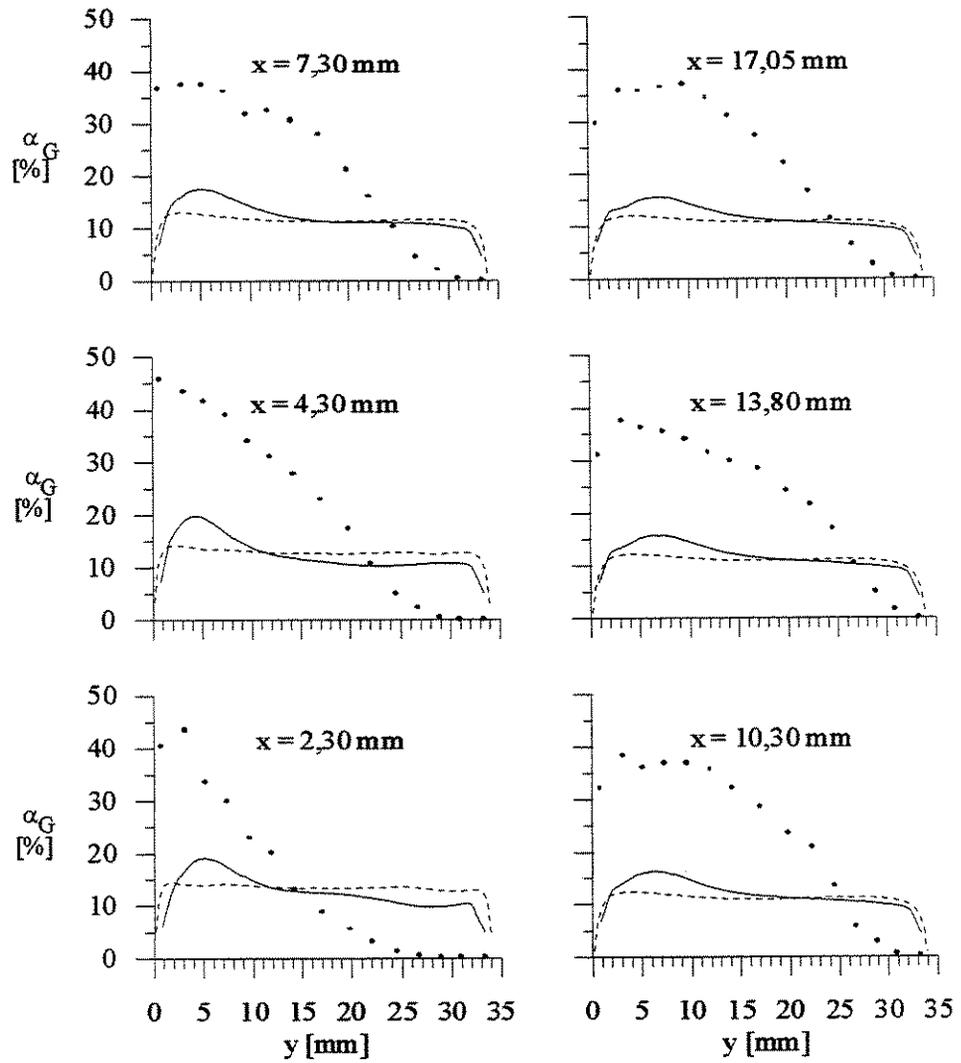


Figura A2.8 - Comparação Experimental x Simulação da fração de vazio para o teste T4 [(J_L, J_G) = (0,88;0,10) m/s], utilizando os modelos k- ϵ padrão (linha contínua) e algébrico (linha tracejada), na seção D1.

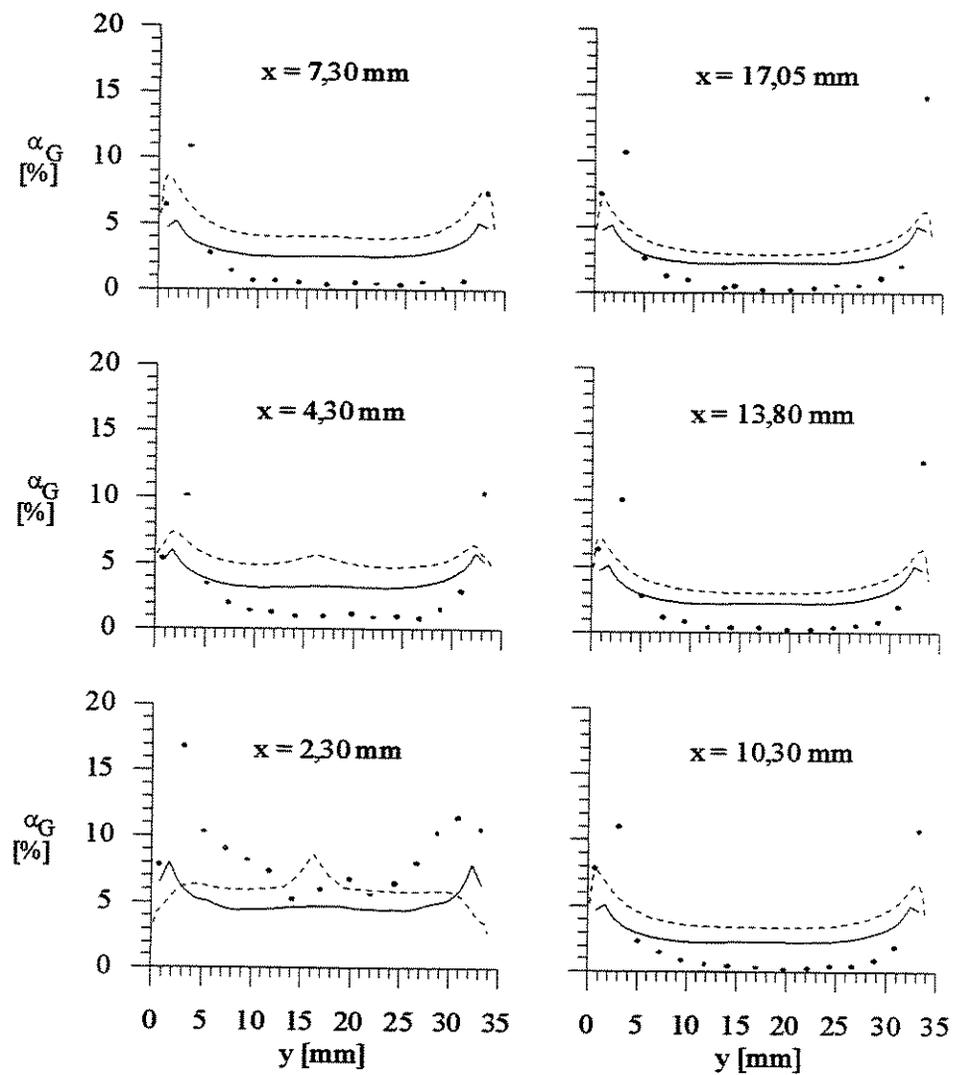


Figura A2.9 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazão $(J_L; J_G) = (0,88; 0,03)$ m/s, utilizando os modelos k- ϵ padrão e algébrico, na seção U1.

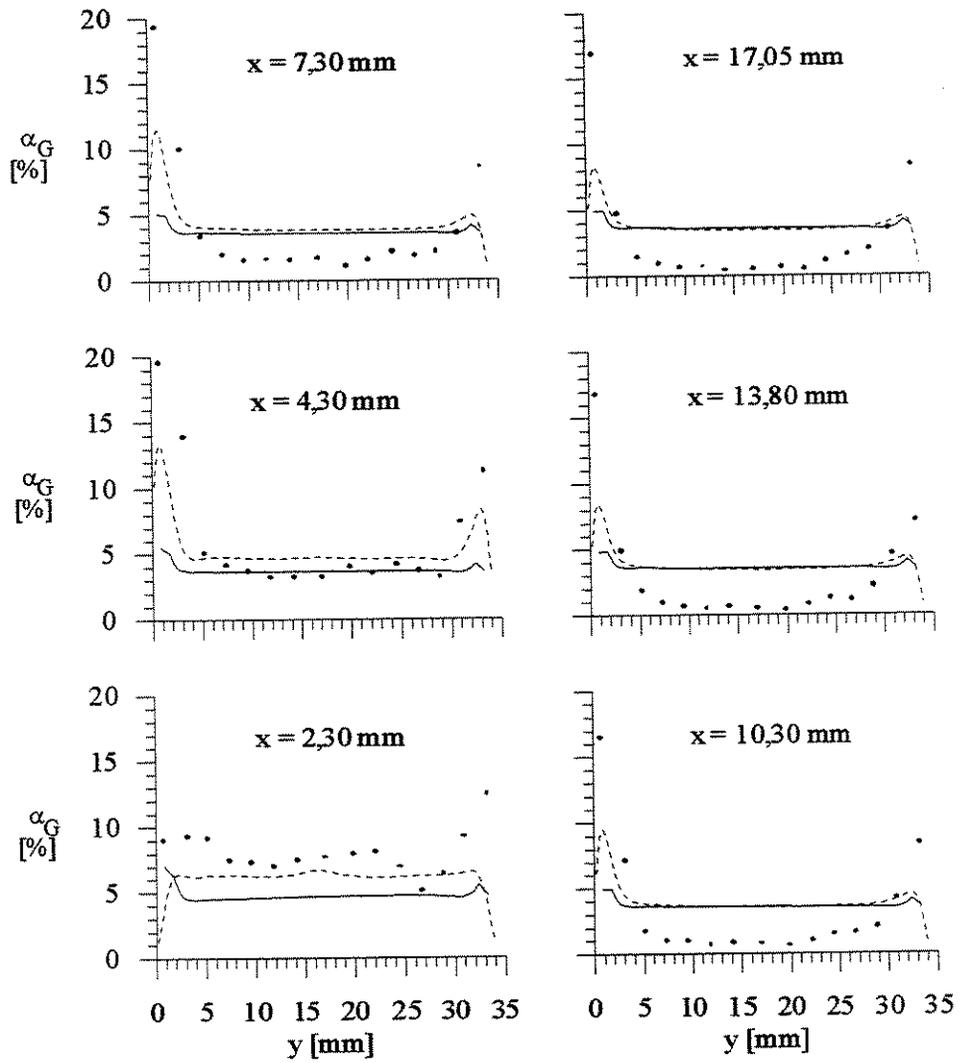


Figura A2.10 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazio $(J_L, J_G) = (0,88; 0,03)$ m/s, utilizando os modelos k- ϵ padrão e algébrico, na seção C1.

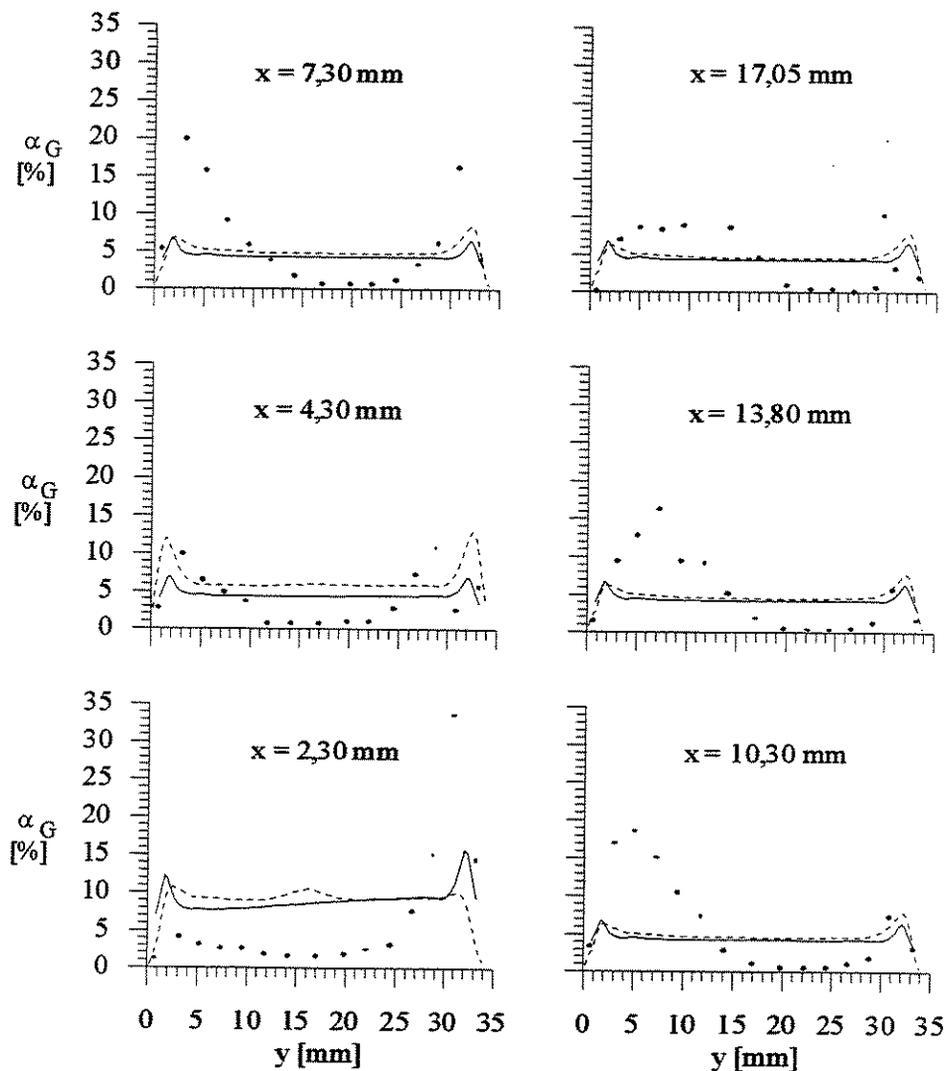


Figura A2.11 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazio $(J_L; J_G) = (0,88; 0,03)$ m/s, utilizando os modelos $k-\epsilon$ padrão e algébrico, na seção C2.

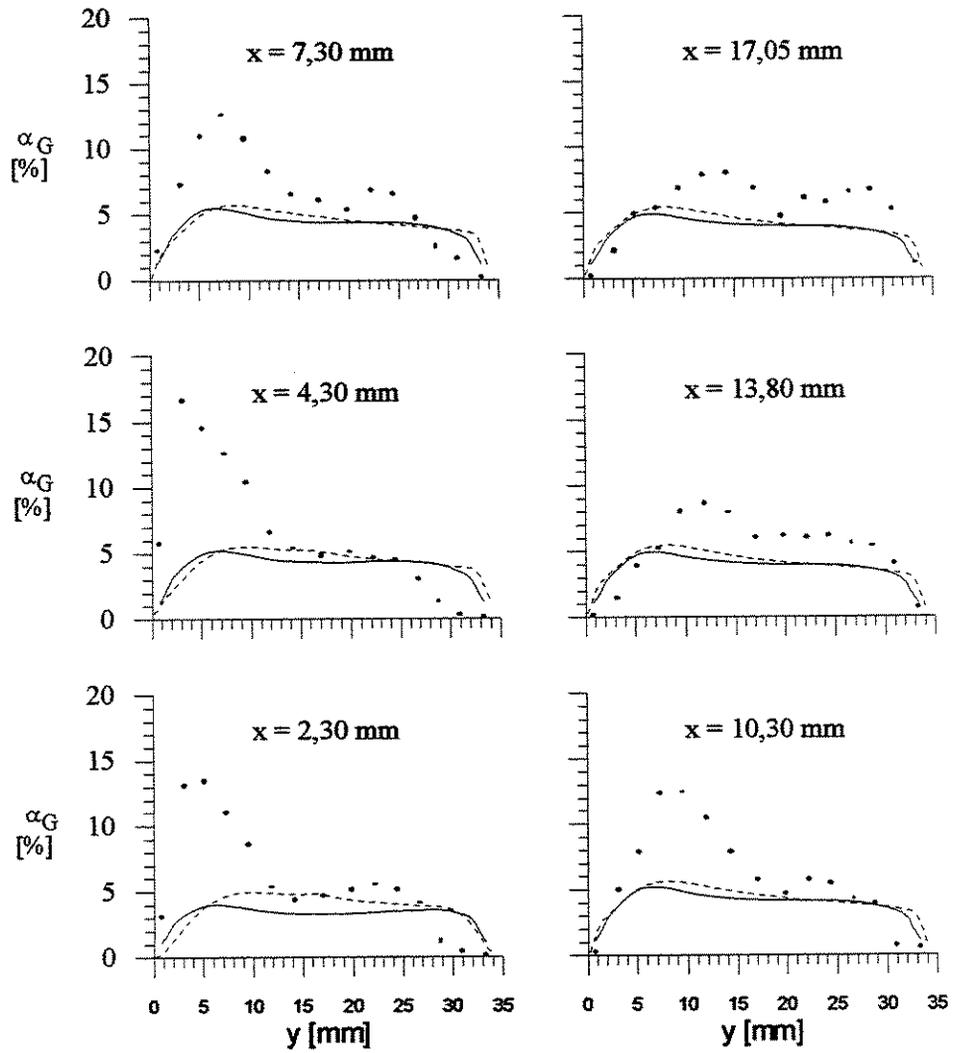


Figura A2.12 - Comparação Experimental x Simulação para fração de vazão $(J_L, J_G) = (0,88; 0,03)$ m/s, utilizando os modelos k- ϵ padrão e algébrico, na seção D1.

Anexo 3 - Escoamento secundário

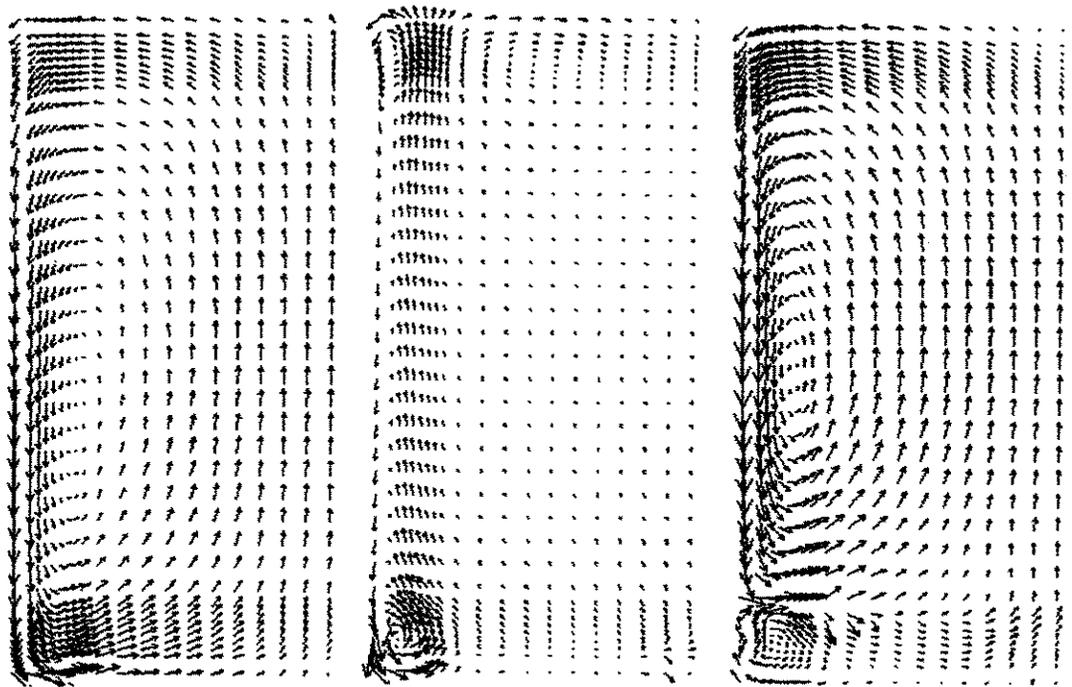


Figura A3.1 - Escoamento secundário para o modelo k- ϵ padrão, nas seções C1, C2 e D1. $(J_L; J_G)$
= (1,33;0,14) m/s

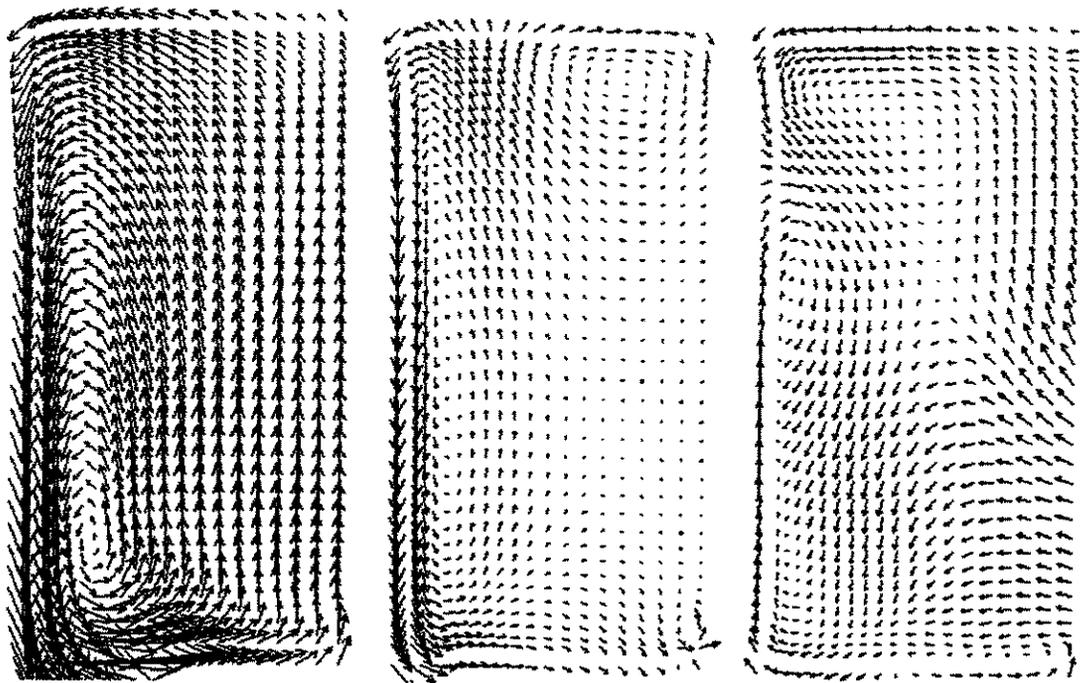


Figura A3.2 - Escoamento secundário para o modelo k- ϵ padrão, nas seções C1, C2 e D1. $(J_L; J_G)$
= (0,88; 0,10) m/s.

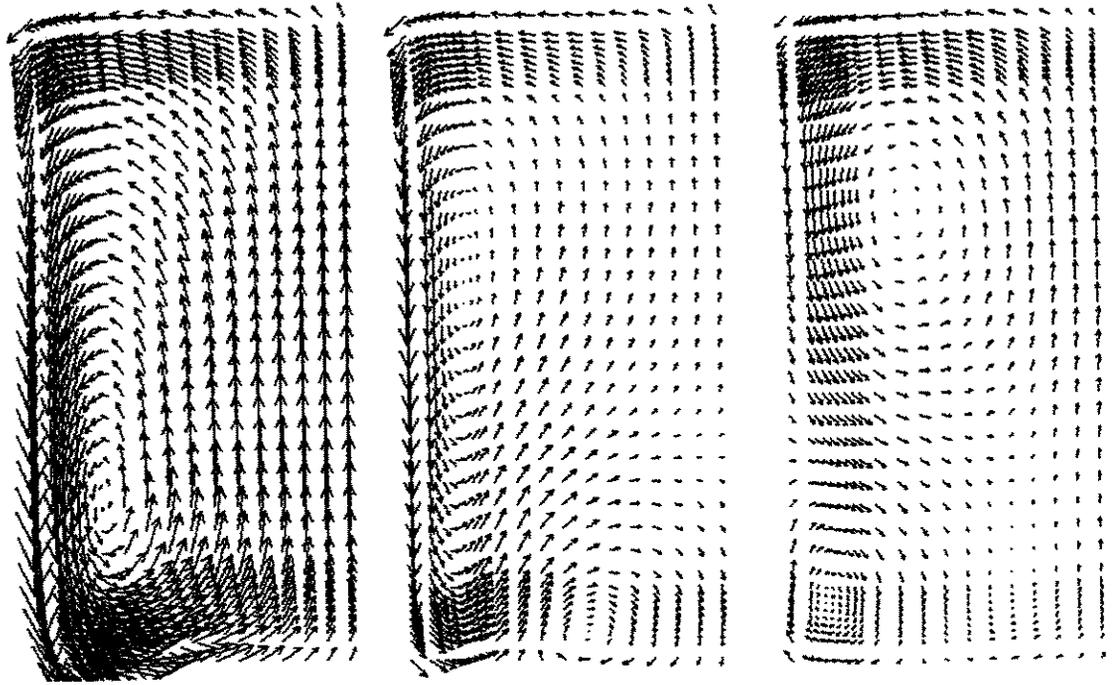


Figura A3.3 - Escoamento secundário para o modelo k- ϵ padrão, nas seções C1, C2 e D1. (J_L ; J_G)
= (0,88; 0,03) m/s

Anexo 4 – Velocidade axial

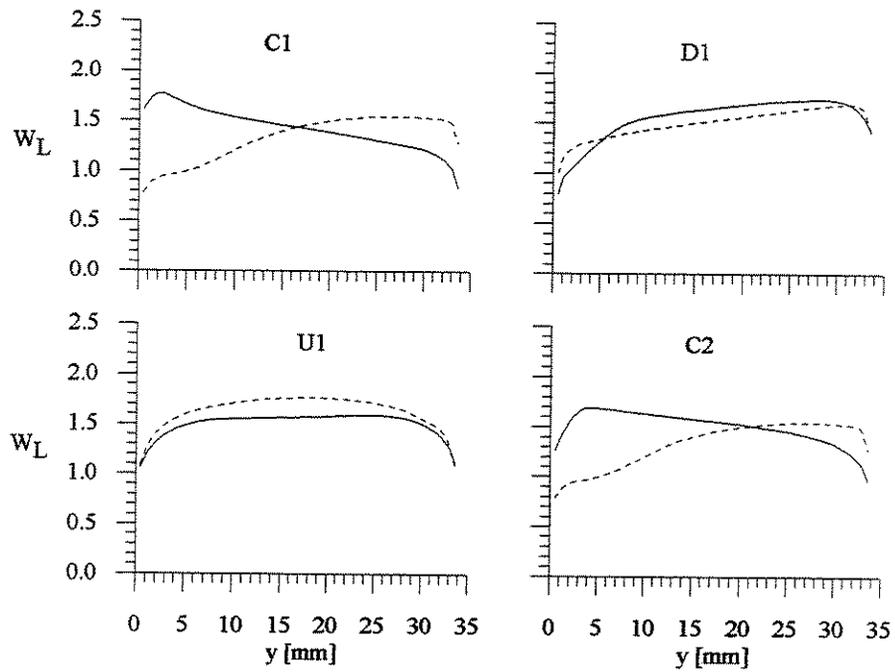


Figura A4.1 - Velocidade axial do líquido para as velocidades superficiais de $(J_L; J_G) = (1,33; 0,14)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.

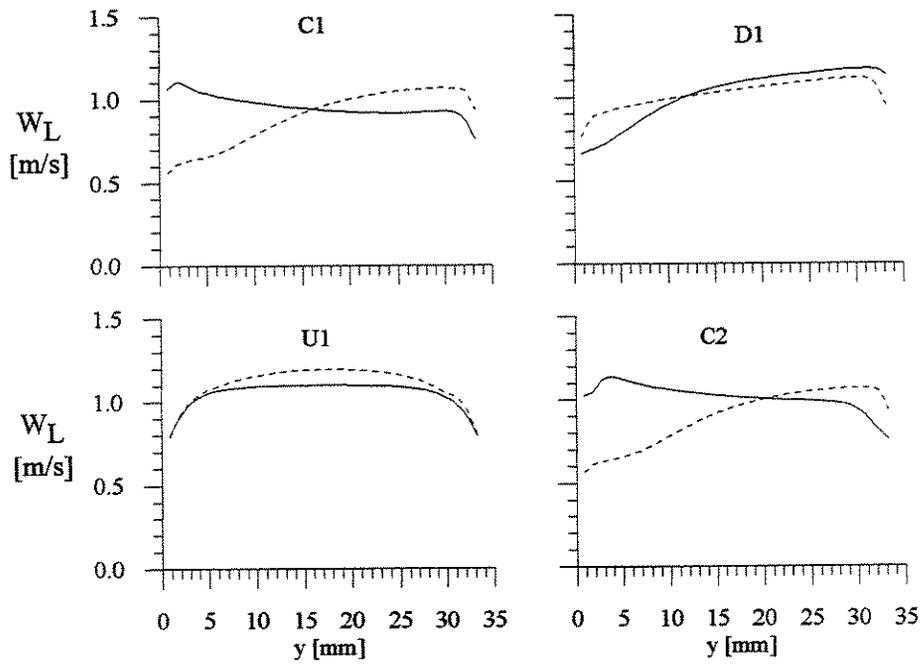


Figura A4.2 - Velocidade axial do líquido para as velocidades superficiais de $(J_L; J_G) = (0,88; 0,10)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.

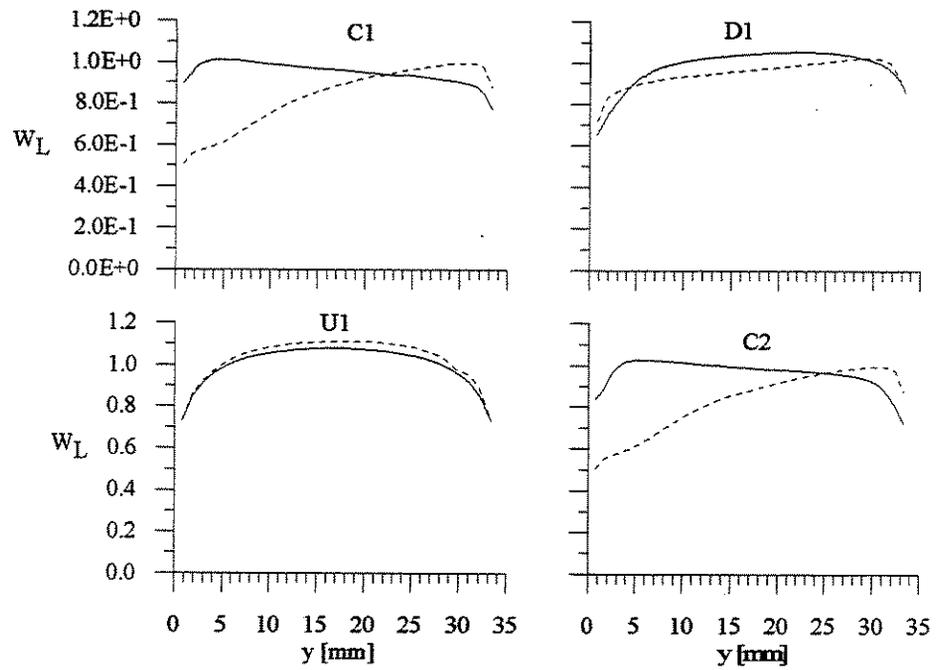


Figura A4.3 - Velocidade axial do líquido para as velocidades superficiais de $(J_L; J_G) = (0,88; 0,03)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.

Anexo 5 – Energia Cinética Turbulenta

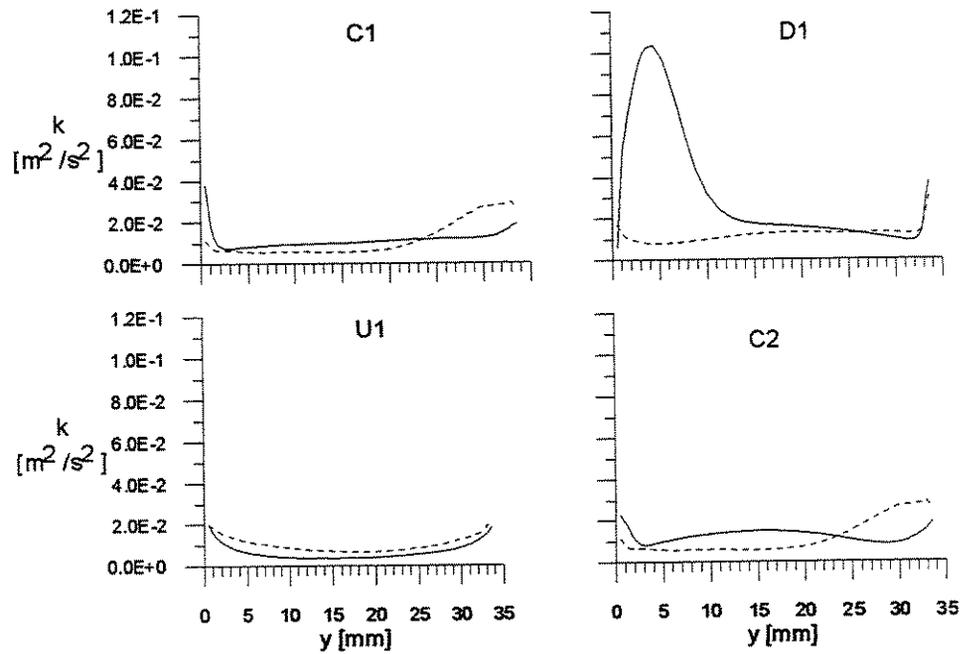


Figura A5.1 - Energia cinética turbulenta para as velocidades superficiais de $(J_L; J_G) = (1,33; 0,14)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.

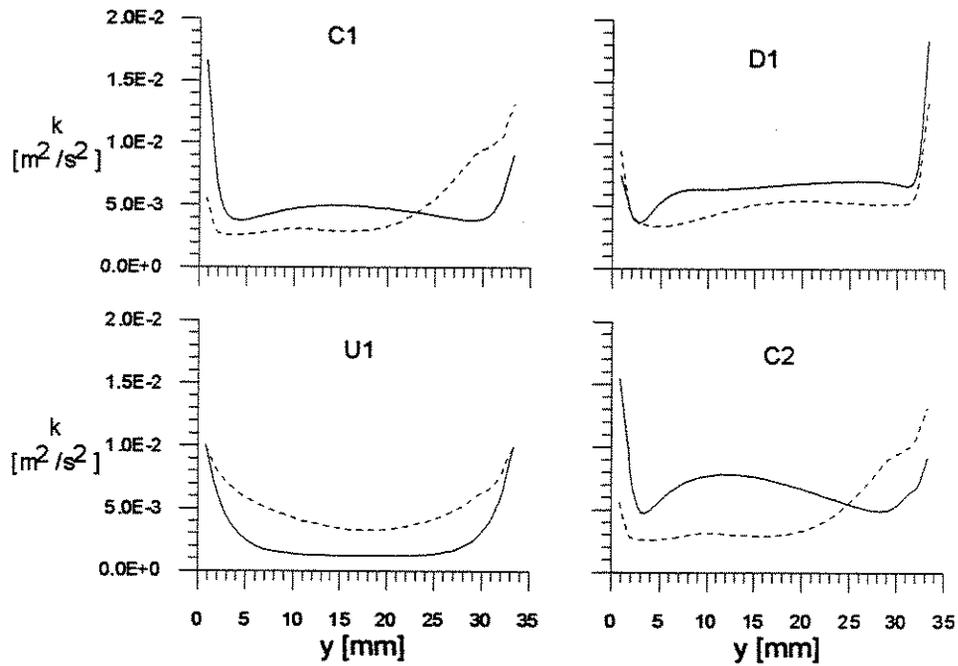


Figura A5.2 - Energia cinética turbulenta para as velocidades superficiais de $(J_L; J_G) = (0,88; 0,10)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.

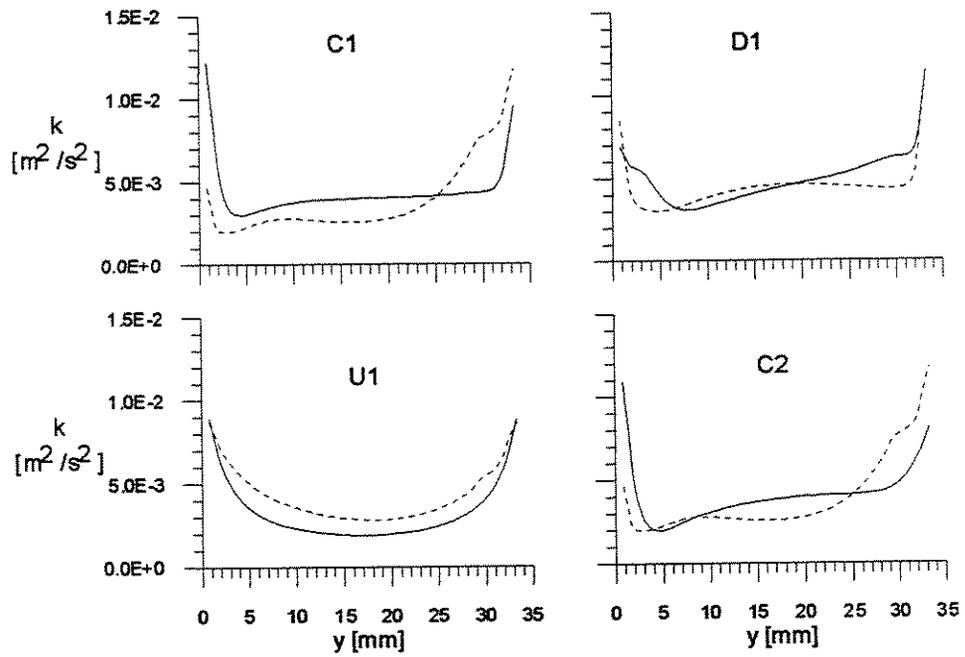


Figura A5.3 - Energia cinética turbulenta para as velocidades superficiais de $(J_L; J_G) = (0,88; 0,03)$ m/s. Posição $x = 17,05$ mm. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico.

Anexo 6 - Viscosidade turbulenta

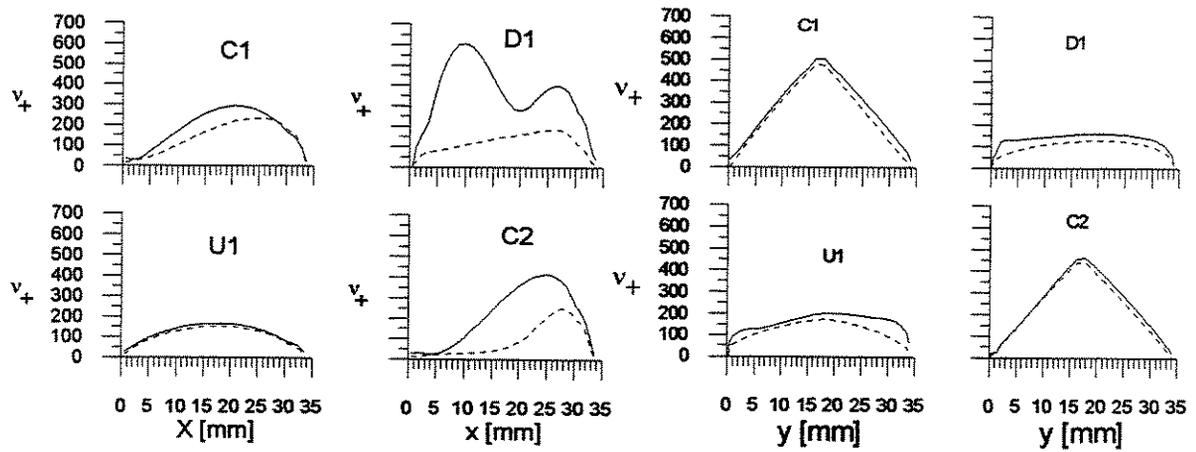


Figura A6.1 - Viscosidade turbulenta para os modelos a) k- ϵ padrão e b) algébrico. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico. $(J_L; J_G) = (1,33; 0,14)$ m/s.

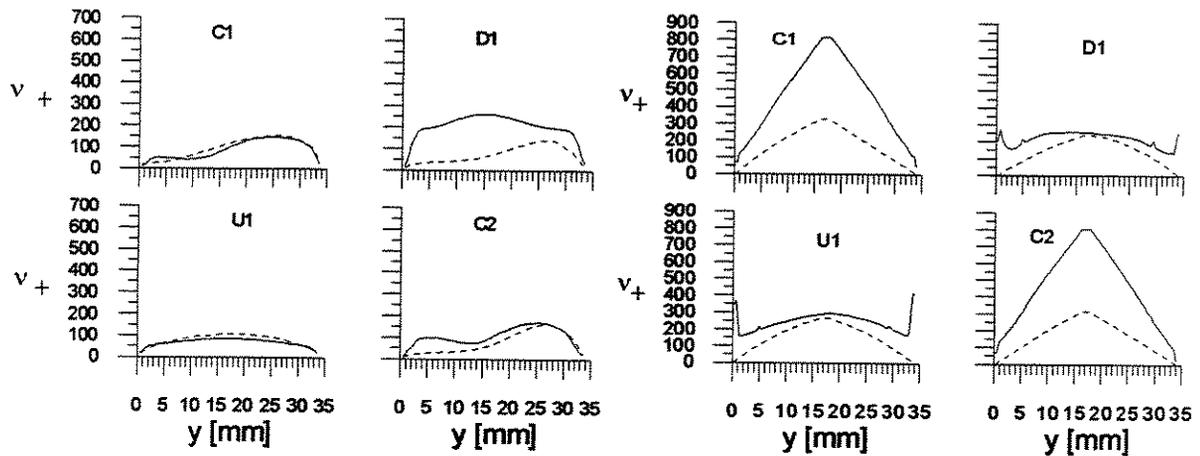


Figura A6.2 - Viscosidade turbulenta para os modelos a) k- ϵ padrão e b) algébrico. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico. $(J_L; J_G) = (0,88; 0,10)$ m/s.

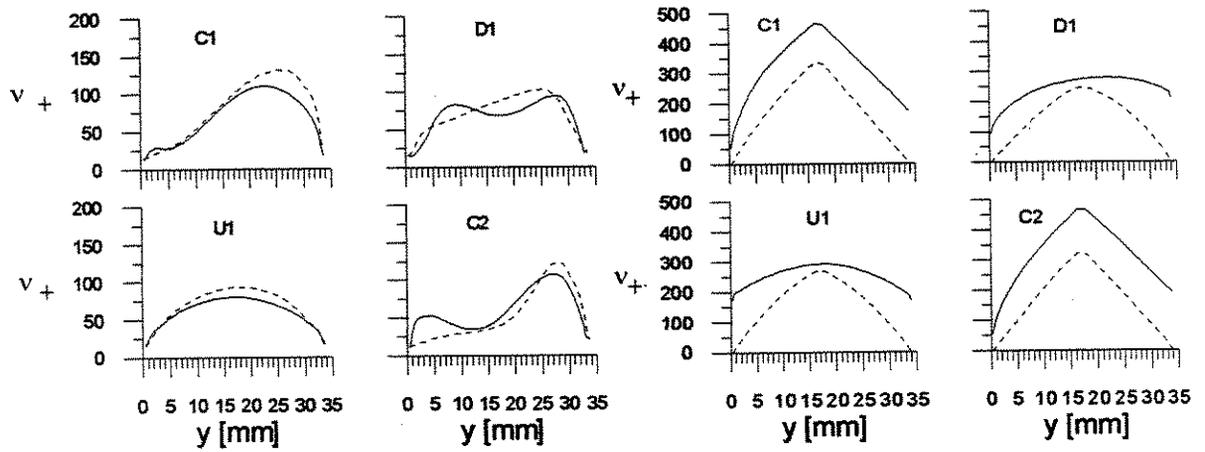


Figura A6.3 - Viscosidade turbulenta para os modelos a) k- ϵ padrão e b) algébrico. Linha tracejada – monofásico; linha contínua – bifásico. $(J_L; J_G) = (0,88; 0,03)$ m/s.