



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA



FLUIDODINÂMICA DE ESFERAS LEVES E BOLHAS EM LÍQUIDOS

Fabiana Regina Grandaux Melo

Uberlândia - MG

2007



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA



FLUIDODINÂMICA DE ESFERAS LEVES E BOLHAS EM LÍQUIDOS

Fabiana Regina Grandaux Melo

Orientador: Carlos Henrique Ataíde

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Química.

Uberlândia - MG

2007

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

- M528f Melo, Fabiana Regina Grandaux, 1971-
Fluidodinâmica de esferas leves e bolhas em líquidos / Fabiana Regina Grandaux Melo. - 2007.
100 f. : il.
- Orientador: Carlos Henrique Ataíde
- Tese (doutorado) – Universidade Federal de Uberlândia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química.
- Inclui bibliografia.
1. Fluidos não-newtonianos - Teses. 2. Fluidos newtonianos - Teses.
I. Ataíde, Carlos Henrique. II. Universidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química. III. Título.

CDU: 66.021.2

**TESE DE DOUTORADO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO
EM ENGENHARIA QUÍMICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
COMO PARTE DOS REQUISITOS PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE DOUTOR
EM ENGENHARIA QUÍMICA, EM 28 DE SETEMBRO DE 2007.**

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Carlos Henrique Ataíde
Orientador (PPG-EQ/UFU)

Prof. Dr. Marcos Antônio de Souza Barrozo
co-Orientador (PPG-EQ/UFU)

Prof. Dr. Cláudio Roberto Duarte
(PPG-EQ/UFU)

Prof^a. Dr^a. Cláudia Miriam Scheid
(DEQ/UFRRJ)

Dr^a Ana Beatriz Neves Brito
(DEQ/UFSCar)

**Dedico este trabalho a minha família,
que nesses quatro anos sempre me
apoiou, compreendeu e deu forças para
prosseguir nessa caminhada.**

AGRADECIMENTOS

Nesses dois anos muitas pessoas estiveram do meu lado. Umas distantes, meus pais e minha irmã, outras bem perto, meu marido e meus filhos. Mas delas sempre tive compreensão, carinho, paciência, incentivo e principalmente amor. A elas agradeço de coração.

Agradeço ao corpo técnico da FEQ pelo apoio e amizade, em especial ao “seu Alcides”, “dona Ione”, José Henrique, Anísio, Cleide e Tiago.

A turma de trabalho da Unidade Avançada de Pesquisa (chamada por nós de “postinho”) pelos momentos agradáveis de convivência. Sempre lembrando dos cafés da tarde de onde nasceram sinceras amizades.

Ao professor Humberto Molinar Henrique pelo carinho e apoio, que apesar de não ser orientador do meu trabalho sempre cooperou com idéias e suporte técnico.

As amigas Janaina Ferreira Nunes e Letícia Cardoso pelo auxílio na condução dos trabalhos experimentais. E também aos amigos Fábio de Assis Ressel Pereira e Cláudio Roberto Duarte pelo auxílio e paciência nas orientações para melhor conduzir as simulações numéricas.

Em especial aos meus orientadores professores Carlos Henrique Ataíde e Marcos Antonio de Souza Barrozo, que ao longo desses anos com amizade e profissionalismo contribuíram para a minha formação.

E agradeço principalmente a Deus.

“O sucesso não é definitivo, nem o fracasso, final.

O que conta é a coragem de perseverar”

Winston Churchill

SUMÁRIO

	Páginas
Lista de Tabelas	i
Lista de Figuras	iv
Lista de Símbolos	ix
Resumo	xiv
“Abstract”	xv
CAPÍTULO I – INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO II – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1 Classificação dos Fluidos	5
2.1.1 Fluidos Newtonianos	5
2.1.2 Fluidos não-Newtonianos	7
2.1.2.1 Fluidos não-Newtonianos Independentes do Tempo	7
2.1.2.2 Fluidos não-Newtonianos Dependentes do Tempo	14
2.2 Dinâmica da Partícula/Bolha Isolada em Meio Fluido	15
2.3 Ascensão de Esferas Leves e Bolhas	16
2.3.1 Ascensão de Esferas Leves em Fluidos Newtonianos	17
2.3.2 Ascensão de Bolhas em Fluidos Newtonianos	21
2.3.3 Ascensão de Esferas Leves em Fluidos não-Newtonianos	39
2.3.4 Ascensão de Bolhas em Fluidos não-Newtonianos	44
2.4 Simulação da Hidrodinâmica de Ascensão de Esferas/Bolhas Utilizando Técnicas da Fluidodinâmica Computacional	51
2.4.1 Modelagem de Escoamentos Multifásicos via FLUENT	52
2.4.1.1 Modelos de Fase Discreta	56
2.4.1.2 Modelo Volume de Fluido (VOF)	59
2.4.2 Equações de Transporte para Simulação Bidimensional	61
2.4.3 Métodos Numéricos	62
2.4.4 Geração de Malhas Computacionais	64
2.4.4.1 Métodos de Malha Estruturada	64
2.4.4.2 Métodos de Malha não Estruturada	65

2.4.4.3 Métodos de Malha Híbrida	65
CAPÍTULO III – MATERIAIS E MÉTODOS	67
3.1 Unidade Experimental	67
3.2 Ajustes Experimentais	68
3.2.1 Bolhas de Ar	68
3.2.2 Linhas de Corrente	69
3.2.3 Equilíbrio Térmico	69
3.2.4 Dimensões do Tanque e Esferas	69
3.2.5 Distância Inicial	69
3.2.6 Iluminação do Ambiente	70
3.3 Fluidos de Trabalho	70
3.4 Esferas	72
3.5 Bolhas de Nitrogênio	74
3.6 Procedimento Experimental	75
3.6.1 Velocidade Terminal de Ascensão das Esferas	75
3.6.2 Velocidade Terminal de Ascensão das Bolhas	76
3.6.3 Diâmetro Equivalente das Bolhas	76
3.6.4 Tratamento das Imagens	77
3.6.5 Tratamento dos Dados Experimentais	79
3.7 Execução Numérica	81
3.7.1 Confecção da Malha Computacional	81
3.7.2 Condições de Contorno e Modelos	83
CAPÍTULO IV – RESULTADOS E DISCUSSÕES	85
4.1 Propriedades dos fluidos Newtonianos e não-Newtonianos	85
4.1.1 Densidade e Viscosidade das Soluções de Glicerina	85
4.1.2 Densidade e Reograma das Soluções Poliméricas	85
4.1.3 Efeito da Temperatura	86
4.2 Ascensão de esferas leves em fluidos Newtonianos	86
4.2.1 Resultados Experimentais	86
4.2.2 Correlações para Previsão do Coeficiente de Arraste (C_D)	93
4.2.2.1 Correlação de HAIDER; LEVENSPIEL (1989)	93

4.2.2.2 Correlação de TURTON; LEVENSPIEL (1986)

95

4.2.2.3	Correlação de KHAN; RICHARDSON (1987)	97
4.2.2.4	Correlação de MORSI; ALEXANDER (1972)	98
4.2.2.5	Correlação de COELHO; MASSARANI (1996)	95
4.2.2.6	Outras correlações	101
4.2.3	Simulação Numérica da Ascensão de Esferas Leves em Fluidos Newtonianos	102
4.3	Similaridades entre Queda e Ascensão de Esferas	110
4.4	Ascensão de Bolhas de Nitrogênio em Fluidos Newtonianos	111
4.4.1	Resultados Experimentais	111
4.4.1.1	Diâmetro Volumétrico Equivalente	114
4.4.1.2	<i>Aspect ratio</i> e Diâmetro Projetado sobre o Plano Horizontal	116
4.4.1.3	<i>Aspect Ratio</i>	118
4.4.1.4	Trajetória de Ascensão das Bolhas	120
4.4.2	Correlações para Previsão do Coeficiente de Arraste (C_D) com base em d_{eq}	121
4.4.2.1	Correlação de HAIDER; LEVENSPIEL (1989)	121
4.4.2.2	Correlação de TURTON; LEVENSPIEL (1986)	123
4.4.2.3	Correlação de KHAN; RICHARDSON (1987)	124
4.4.2.4	Correlação de MORSI; ALEXANDER (1972)	125
4.4.2.5	Correlação de COELHO; MASSARANI (1996)	125
4.4.2.6	Outras correlações	126
4.4.3	Correlação para Previsão de C_D com base em <i>aspect ratio</i> e Re_t no Diâmetro Projetado sobre o Plano Horizontal	127
4.4.3.1	Correlação de HAIDER; LEVENSPIEL (1989)	127
4.4.3.2	Correlação de TURTON; LEVENSPIEL (1986)	129
4.4.3.3	Correlação de KHAN; RICHARDSON (1987)	131
4.4.3.4	Correlação de MORSI; ALEXANDER (1972)	131
4.4.3.5	Correlação de COELHO; MASSARANI (1996)	132
4.4.3.6	Outras correlações	133
4.4.4	Correlações para Previsão do Coeficiente de Arraste (C_D) com base no <i>aspect ratio</i>	134
4.4.4.1	Correlação de HAIDER; LEVENSPIEL (1989)	134
4.4.4.2	Correlação de TURTON; LEVENSPIEL (1986)	134
4.4.4.3	Correlação de KHAN; RICHARDSON (1987)	135
4.4.4.4	Correlação de MORSI; ALEXANDER (1972)	136

4.4.4.5	Correlação de COELHO; MASSARANI (1996)	136
4.4.4.6	Outras correlações	137
4.4.5	Simulação Numérica da Ascensão de Bolhas em Fluidos Newtonianos	138
4.5	Ascensão de Esferas Leves em Fluidos não-Newtonianos	142
4.5.1	Resultados Experimentais	142
4.5.2	Correlações para Previsão do Coeficiente de Arraste (C_D)	146
4.5.2.1	Correlação de HAIDER; LEVENSPIEL (1989)	146
4.5.2.2	Correlação de TURTON; LEVENSPIEL (1986)	148
4.5.2.3	Correlação de KHAN; RICHARDSON (1987)	149
4.5.2.4	Correlação de MORSI; ALEXANDER (1972)	149
4.5.2.5	Correlação de COELHO; MASSARANI (1996)	149
4.5.2.6	Correlação de DEWSBURY <i>et al.</i> (2002)	151
4.5.2.7	Correlação de MATJASIC; GLASNOVIC (2001)	152
4.6	Ascensão de Bolhas de Nitrogênio em Fluidos não-Newtonianos	153
4.6.1	Resultados Experimentais	153
4.6.1.1	Diâmetro Volumétrico Equivalente	157
4.6.1.2	<i>Aspect ratio</i> e Diâmetro Projetado sobre o Plano Horizontal	158
4.6.1.3	<i>Aspect ratio</i>	159
4.6.1.4	Trajetória de Ascensão das Bolhas em Carbopol	161
4.6.2	Correlações para Previsão do Coeficiente de Arraste (C_D)	161
CAPÍTULO V – CONCLUSÕES		163
5.1	Principais Conclusões	163
5.2	Sugestões para Trabalhos Futuros	165
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		167
ANEXO A		173
Dados Experimentais da Ascensão de Esferas em Fluidos Newtonianos.		
ANEXO B		185
Trajetória de Ascensão de Esferas.		

ANEXO C	189
Verificações estatísticas do ajuste das correlações encontradas na literatura para a ascensão de esferas leves em fluidos Newtonianos.	
ANEXO D	203
Dados resultantes da simulação numérica da ascensão de esferas em fluidos Newtonianos.	
ANEXO E	223
Dados Experimentais de Bolhas de Nitrogênio em Fluidos Newtonianos.	
ANEXO F	231
Trajetória de Ascensão de Bolhas.	
ANEXO G	235
Verificações estatísticas do ajuste das correlações encontradas na literatura para a ascensão de bolhas de nitrogênio em fluidos Newtonianos.	
ANEXO H	267
Dados Experimentais da Ascensão de Esferas em Fluidos Não-Newtonianos.	
ANEXO I	275
Verificações estatísticas do ajuste das correlações encontradas na literatura para a ascensão de esferas leves em fluidos não-Newtonianos.	
ANEXO J	283
Dados Experimentais de Bolhas de Nitrogênio em Fluidos Não-Newtonianos.	

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	– Valores típicos de viscosidade à temperatura ambiente (CHHABRA;RICHARDSON,1999 pág. 4).	7
Tabela 2.2	– Parâmetros numéricos a e b da Eq. (2.22)	23
Tabela 2.3	– Resultados do diâmetro assumido para bolhas pequenas e grandes.	37
Tabela 3.1	– Propriedades físicas das partículas.	72
Tabela 3.2	– Correlações da literatura para o cálculo de C_D em função de Re .	80
Tabela 4.1	– Viscosidade e densidade das soluções de glicerina.	85
Tabela 4.2	– Resultados experimentais obtidos para esferas na solução inicial de glicerina.	87
Tabela 4.3	– Resultados experimentais de Re_t e C_D obtidos para esferas na solução inicial de glicerina.	88
Tabela 4.4	– Valores dos parâmetros da Equação (4.1).	94
Tabela 4.5	– Valores dos parâmetros da Equação (4.2).	96
Tabela 4.6	– Valores dos parâmetros da Equação (4.3).	97
Tabela 4.7	– Valores dos parâmetros originais da Equação (4.4).	98
Tabela 4.8	– Valores dos parâmetros da Equação (4.4) obtidos através da regressão não linear dos pontos experimentais.	99
Tabela 4.9	– Valor do parâmetro da Equação (4.5).	99
Tabela 4.10	– Valor do parâmetro da Equação (4.6).	100
Tabela 4.11	– Valor do parâmetro da Equação (4.7).	101
Tabela 4.12	– Resultados simulados de v_t , Re_t e C_D para esferas em glicerina inicial.	105
Tabela 4.13	– Resultados de coeficiente de arraste através do uso de Re_t experimental.	108
Tabela 4.14	– Comparação entre queda e ascensão de esferas.	110
Tabela 4.15	– Resultados experimentais obtidos para bolhas na solução Glicerina 1.	111
Tabela 4.16	– Resultados experimentais de Re e C_D obtidos para bolhas na solução Glicerina 1.	113
Tabela 4.17	– Valores dos parâmetros da Equação (4.1) para ascensão de bolhas.	121

Tabela 4.18	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.2)	123
Tabela 4.19	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.3).	125
Tabela 4.20	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.4) para ascensão de bolhas.	125
Tabela 4.21	–	Valor do parâmetro da Equação (4.8).	126
Tabela 4.22	–	Valor dos parâmetros da Equação (4.9).	127
Tabela 4.23	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.1) para ascensão de bolhas.	128
Tabela 4.24	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.2).	129
Tabela 4.25	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.3).	131
Tabela 4.26	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.4) para ascensão de bolhas.	131
Tabela 4.27	–	Valor do parâmetro da Equação (4.10).	132
Tabela 4.28	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.11) para ascensão de bolhas.	133
Tabela 4.29	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.1).	134
Tabela 4.30	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.2).	135
Tabela 4.31	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.3).	135
Tabela 4.32	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.4).	136
Tabela 4.33	–	Valor do parâmetro n da Equação (4.5).	137
Tabela 4.34	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.12).	138
Tabela 4.35	–	Valores de velocidade média experimental e simulada para a ascensão de bolhas em fluido Newtoniano.	141
Tabela 4.36	–	Resultados experimentais obtidos para esferas na condição inicial da solução inicial de hidroxietilcelulose.	142
Tabela 4.37	–	Resultados experimentais de Re e C_D obtidos para esferas na condição inicial da solução de hidroxietilcelulose.	143
Tabela 4.38	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.1) para ascensão de esferas.	146
Tabela 4.39	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.2).	148
Tabela 4.40	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.4).	149
Tabela 4.41	–	Valor do parâmetro da Equação (4.5).	150
Tabela 4.42	–	Valor do parâmetro da Equação (4.6).	150

Tabela 4.43	–	Valor do parâmetro da Equação (4.7).	151
Tabela 4.44	–	Valores dos parâmetros da Equação (4.13).	152
Tabela 4.45	–	Valores dos parâmetros das Equações (4.15) e (4.16).	152
Tabela 4.46	–	Resultados experimentais obtidos para bolhas obtidos para bolhas na solução inicial de Carbopol.	154
Tabela 4.47	–	Resultados experimentais de Re e C_D obtidos para bolhas na solução inicial de Carbopol.	155

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	– Representação esquemática do escoamento unidirecional de um fluido	5
Figura 2.2	– Viscosidade para fluidos newtonianos (CHHABRA;RICHARDSON,1999.pág.3).	6
Figura 2.3	– Gráfico ilustrativo de tipos de fluidos não-newtonianos independentes do tempo.	8
Figura 2.4	– Representação esquemática do comportamento pseudoplástico.	9
Figura 2.5	– Reograma representativo de dois fluidos viscoplásticos: (CHHABRA; RICHARDSON,1999 pág.12).	13
Figura 2.6	– Comparação entre curvas de arraste.	19
Figura 2.7	– Relações entre o coeficiente de arraste e número de Reynolds para o movimento livre de partículas em diferentes fluidos. Fontes da Literatura: Ascensão livre: Esferas em fluidos Newtonianos (Karamanev; Nikolov, 1992; Karamanev <i>et al.</i> ,1996) e fluidos não-Newtonianos (Dewsbury <i>et al.</i> , 2000); Bolhas de gás em fluidos Newtonianos contaminados (Karamanev, 1994). Curva de arraste padrão: Turton; Levenspiel, 1986. Queda livre: Esferas em fluidos Newtonianos (Clift <i>et al.</i> , 1978) e fluidos não-Newtonianos (Chhabra, 1993) e em gases (Clift <i>et al.</i> , 1978).	21
Figura 2.8	– Perfis de velocidade na fase líquida ao redor de uma bolha de 33 mm ascendendo em colunas de 0,051 m e 0,1 m de largura.	26
Figura 2.9	– Formato das bolhas e cálculo do diâmetro equivalente.	27
Figura 2.10	– Forma básica da bolha e degeneração.	29
Figura 2.11	– Imagens de bolhas na separação do capilar.	31
Figura 2.12	– Formas típicas da bolha nos três regimes.	33
Figura 2.13	– Efeito do escoamento do líquido sobre a forma da bolha.	34
Figura 2.14	– Velocidade terminal inicial e final da bolha.	38
Figura 2.15	– Coeficiente de transferência de massa normalizado como função do coeficiente de arraste normalizado.	38
Figura 2.16	– Formato das bolhas encontradas nas soluções de CMC.	41

Figura 2.17	– Coeficiente de arraste vs número de Reynolds para bolhas “sólidas” e bolhas de gás em soluções aquosas de CMC.	41
Figura 2.18	– Trajetória de ascensão de esferas sólidas em CMC com altos números de Reynolds: (a) $d=2,5\text{cm}-Re_t=1900$; (b) $d=346,9\text{cm}-Re_t=3290$; (c) $d=4,9\text{cm}-Re_t=4800$; (d) $d=6,0\text{cm}-Re_t=624490$; (e) $d=7,5\text{cm}-Re_t=9010$; (f) $d=12,4\text{cm}-Re_t=19300$.	43
Figura 2.19	– Esquema da técnica birefringence e visualização obtida de uma distribuição de tensões ao redor de uma bolha.	46
Figura 2.20	– Campo de escoamento geral ao redor de uma bolha em fluido não-Newtoniano e viscoelástico.	46
Figura 2.21	– Visão esquemática de uma bolha cápsula esférica, sua esfera de volume equivalente e as projeções sobre o plano horizontal.	49
Figura 2.22	– Comparação das curvas de arraste calculadas através de diferentes formas.	51
Figura 3.1	– Ilustração da unidade experimental.	67
Figura 3.2	– Câmera fotográfica digital Sony CyberShot© P32 e Estroboscópio digital Frata.	68
Figura 3.3	Ilustração do sistema de formação de bolhas.	75
Figura 3.4	– Distância Real percorrida entre duas posições.	76
Figura 3.5	– Forma das bolhas e cálculo do diâmetro volumétrico equivalente e diâmetro projetado sobre o plano horizontal.	77
Figura 3.6	– Fotografia do objeto de referência na tela do <i>software</i> .	78
Figura 3.7	– Fotografia da esfera na tela do <i>software</i> para a leitura dos dados.	78
Figura 3.8	– Fotografia da bolha com formato esferoidal na tela do <i>software</i> .	79
Figura 3.9	– Fotografia da bolha com formato calota esférica na tela do <i>software</i> .	79
Figura 3.10	– Detalhe da malha tetraédrica no tanque.	83
Figura 4.1	– Curva de C_D em função de Re_t para esferas leves em fluidos Newtonianos.	90
Figura 4.2	– Curva de C_D em função de $Re_t > 1000$.	91

Figura 4.3	– Desvio de trajetória das esferas em água: (a) Polipropileno 19 ($\rho_s = 0,207\text{g/cm}^3$; $d_{\text{médio}} = 3,782\text{ cm}$); e (b) Isopor 5B ($\rho_s = 0,786\text{g/cm}^3$; $d_{\text{médio}} = 1,763\text{cm}$).	92
Figura 4.4	– Curva de C_D em função de $Re_t < 1000$.	92
Figura 4.5	Figura 4.5 – Trajetória de ascensão das esferas em glicerina inicial: (a) Polipropileno 19 ($\rho_s = 0,207\text{g/cm}^3$; $d_{\text{médio}} = 3,782\text{ cm}$); e (b) Isopor 5B ($\rho_s = 0,786\text{g/cm}^3$; $d_{\text{médio}} = 1,763\text{cm}$).	93
Figura 4.6	– Função ajustada aos valores experimentais (Equação 4.1).	94
Figura 4.7	– Valores Preditos vs Valores Observados (Equação 4.1).	95
Figura 4.8	– Distribuição de resíduos do coeficiente de arraste (Equação 4.1).	95
Figura 4.9	– Função ajustada aos valores experimentais (Equação 4.2).	96
Figura 4.10	– Valores Preditos vs Valores Observados (Equação 4.2).	96
Figura 4.11	– Distribuição de resíduos do coeficiente de arraste (Equação 4.2).	97
Figura 4.12	– Campo de pressão estabilizado utilizando técnicas de CFD.	102
Figura 4.13	– Componentes da velocidade da esfera Isopor 4A em água: (a) direção x; (b) direção y.	103
Figura 4.14	– Componentes da velocidade da esfera Isopor 4A em glicerina inicial: (a) direção x; (b) direção y.	104
Figura 4.15	– Curva de C_D em função de Re_t obtida através de dados de simulação numérica.	107
Figura 4.16	– Curva de C_D em função de Re considerando d_{eq} em ambos.	115
Figura 4.17	– Curva de C_D em função de $Re > 1000$, considerando d_{eq} em ambos.	115
Figura 4.18	– Curva de C_D em função de $Re < 1000$, considerando d_{eq} em ambos.	116
Figura 4.19	– Curva de C_D (<i>aspect ratio</i>) em função de Re (d_h).	117
Figura 4.20	– Curva de C_D em função de $Re > 1000$.	117
Figura 4.21	– Curva de C_D em função de $Re < 1000$.	118
Figura 4.22	– Curva de C_D em função de Re considerando <i>aspect ratio</i> em ambos.	119

Figura 4.23	– Curva de C_D em função de $Re > 1000$, considerando <i>aspect ratio</i> em ambos.	119
Figura 4.24	– Curva de C_D em função de $Re < 1000$, considerando <i>aspect ratio</i> em ambos.	120
Figura 4.25	– Trajetória de ascensão das bolhas em água: (a) e (b); em glicerina (c) e (d).	121
Figura 4.26	– Função ajustada aos valores experimentais, considerando d_{eq} em ambos (Equação 4.1).	122
Figura 4.27	Valores Preditos vs Valores Observados (Equação 4.1).	122
Figura 4.28	– Distribuição de resíduos do coeficiente de arraste, considerando d_{eq} em ambos, (Equação 4.1).	122
Figura 4.29	– Função ajustada aos valores experimentais (Equação 4.2).	123
Figura 4.30	– Valores Preditos vs Valores Observado (Equação 4.2).	124
Figura 4.31	– Distribuição de resíduos do coeficiente de arraste (Equação 4.2).	124
Figura 4.32	– Função ajustada (Equação 4.1) aos valores experimentais.	128
Figura 4.33	– Valores Preditos vs Valores Observados (Equação 4.1).	128
Figura 4.34	– Distribuição de resíduos do coeficiente de arraste (Equação 4.1)	129
Figura 4.35	– Função ajustada aos valores experimentais.	130
Figura 4.36	– Valores Preditos vs Valores Observados.	130
Figura 4.37	– Distribuição de resíduos do coeficiente de arraste.	130
Figura 4.38	– Ascensão da bolha 14 em água: (a) simulado e (b) experimental.	139
Figura 4.39	– Ascensão da bolha 170 em água: (a) simulado e (b) experimental.	140
Figura 4.40	– Ascensão da bolha 14 em glicerina 1: (a) simulado e (b) experimental.	140
Figura 4.41	– Ascensão da bolha 170 em glicerina1: (a) simulado e (b) experimental.	141
Figura 4.42	– Curva de C_D em função de Re_t de esferas em fluidos não Newtonianos.	144
Figura 4.43	– Curva de C_D em função de Re_t (dados experimentais/expressões da literatura).	145

Figura 4.44	–	Função ajustada aos valores experimentais, para esferas em fluidos não-Newtonianos (Equação 4.1).	147
Figura 4.45	–	Valores Preditos vs Valores Observados.	147
Figura 4.46	–	Distribuição de resíduos do coeficiente de arraste, para esferas em fluidos não-Newtonianos (Equação 4.1).	148
Figura 4.47	–	Curva de C_D em função de Re_{PL} considerando d_{eq} em ambos.	157
Figura 4.48	–	Curva de C_D em função de Re_{PL} (dados experimentais/expressões da literatura).	158
Figura 4.49	–	Curva de C_D (<i>aspect ratio</i>) em função de Re_t (d_h).	158
Figura 4.50	–	Curva de C_D em função de Re_{PL} (dados experimentais/expressões da literatura).	159
Figura 4.51	–	Curva de C_D em função de Re_{PL} considerando <i>aspect ratio</i> em ambos.	160
Figura 4.52	–	Curva de C_D em função de Re_{PL}	160

LISTA DE SÍMBOLOS

A_p	–	Área da placa superior	$[\text{cm}^2]$
Ar	–	Número de Arquimedes	$[-]$
A_1	–	Parâmetro da Equação (2.80)	$[-]$
A_2	–	Parâmetro da Equação (2.80)	$[-]$
A_3	–	Parâmetro da Equação (2.80)	$[-]$
a	–	Parâmetro das Equações (2.20) e (2.22)	$[-]$
a_1	–	Parâmetro das Equações (2.51), (2.52), (2.53), (2.55) e (2.57)	$[\text{cm}]$
B_1	–	Parâmetro da Equação (2.81)	$[-]$
B_2	–	Parâmetro da Equação (2.81)	$[-]$
B_3	–	Parâmetro da Equação (2.81)	$[-]$
B_4	–	Parâmetro da Equação (2.81)	$[-]$
b	–	Parâmetro das Equações (2.20) e (2.22)	$[-]$
b_1	–	Parâmetro das Equações (2.50), (2.51), (2.53)	$[\text{cm}]$
b_2	–	Parâmetro das Equações (2.50), (2.51), (2.53)	$[\text{cm}]$
c	–	Parâmetro da Equação (2.17)	$[-]$
C	–	Parâmetro da Equação (2.63)	$[-]$
Ca	–	Capilar	$[-]$
C_c	–	Fator de Cunningham	$[-]$
C_D	–	Coeficiente de arraste na região de velocidade terminal	$[-]$
d	–	Parâmetro da Equação (2.17)	$[-]$
d_b	–	Diâmetro da bolha	$[\text{cm}]$
d_d	–	Diâmetro da fase dispersa na Equação (2,73)	$[\text{cm}]$
d_{eq}	–	Diâmetro volumétrico equivalente	$[\text{cm}]$
d_h		Diâmetro projetado sobre o plano horizontal	$[\text{cm}]$
d_p	–	Diâmetro da partícula	$[\text{cm}]$
d_s	–	Diâmetro do círculo de mesma área projetada	$[\text{cm}]$
d_v	–	Diâmetro volumétrico equivalente nas Equações (2.19) e (2.20)	$[\text{cm}]$
dx	–	Deformação de dois elementos na forma diferencial	$[-]$
dy	–	Diferencial da espessura do fluido	$[-]$

dV_x	–	Diferencial de velocidade na direção x	[–]
D_p	–	Diâmetro da bolha nas Equações (2.26), (2.27) e (2.30)	[cm]
D_T	–	Diâmetro da coluna	[cm]
D_0	–	Diâmetro da esfera equivalente na Equação (2.56)	[cm]
e_1	–	Excentricidade das duas semi-esferoides na Equação (2.51)	[–]
e_2	–	Excentricidade das duas semi-esferoides na Equação (2.51)	[–]
E	–	Razão entre o eixo menor e o eixo maior da bolha (<i>aspect ratio</i>)	[–]
Eo	–	Número de Eotvos	[–]
F	–	Número de Escoamento	[–]
Fr	–	Número de Froude	[–]
F_x	–	Força aplicada na placa superior	[N/m]
g	–	Aceleração gravitacional	[cm/s ²]
g_x	–	Aceleração gravitacional na direção x.	[cm/s ²]
G	–	Módulo de Young	[dyna.s/cm ²]
h	–	Altura da bolha	[cm]
K	–	Índice de consistência nas Equações (2.4), (2.5) e (2.6)	[Pa.s ⁿ]
K_1	–	Parâmetro da Equação (2.31)	[–]
K_2	–	Parâmetro da Equação (2.32)	[–]
k	–	Coeficiente de arraste baseado na área projetada, Equação (2.22)	[–]
L	–	Distância média entre as partículas	[cm]
M	–	Número de Morton	[–]
m	–	Índice de consistência nas Equações (2.70) e (2.71)	[Pa.s ⁿ]
n	–	Índice de comportamento	[–]
n_1	–	Parâmetro das Equações (3.3), (4.5), (4.6), (4.8) e (4.10)	[–]
q	–	Representa uma das fases do sistema	[–]
Re_L	–	Número de Reynolds do líquido	[–]
Re_t	–	Número de Reynolds terminal	[–]
Re_∞	–	Número de Reynolds terminal das Equações (2.26) e (2.29)	[–]
Re_{pl}	–	Número de Reynolds baseado no modelo de <i>power-law</i>	[–]
R_0	–	Rádio da bolha esférica equivalente na Equação (2.57) e (2.59)	[cm]

SF	–	Fator de escala	[–]
S_t	–	Número de Stokes	[–]
Ta	–	Número de Tadaki	[–]
T_d	–	Tempo de resposta da partícula	[s]
t_s	–	Tempo de resposta do sistema	[s]
U	–	Velocidade terminal das Equações (2.44), (2.45), (2.47)	[cm/s]
U_∞	–	Velocidade terminal da Equação (2.26)	[cm]
u	–	Velocidade do líquido na Equação (2.79)	[cm/s]
u_p	–	Velocidade da partícula na Equação (2.79)	[cm/s]
V	–	Número de velocidade	[–]
V_b	–	Volume da bolha na Equação (2.50)	[cm ³]
V_B	–	Volume da bolha dado pela Equação (2.53)	[cm ³]
V_B	–	Velocidade da bolha dada pela Equação (2.63)	[cm/s]
$V_{L,ave}$	–	Velocidade média da fase líquida.	[cm/s]
V_T	–	Velocidade terminal da bolha dada pelas Equações (2.60), (2.61), (2.63) e (2.64)	[cm/s]
v_b	–	Velocidade terminal de ascensão da bolha.	[cm/s]
v_t	–	Velocidade terminal.	[cm/s]
v_{ts}	–	Velocidade terminal da bolha predita pela Lei de Stokes	[cm/s]
w	–	Largura da bolha	[cm]

Símbolos Gregos

α	– Medida do grau de comportamento pseudoplástico	[–]
α_c	– Fração volumétrica da fase contínua.	[cm ³]
α	– Fração volumétrica da fase dispersa.	[cm ³]
α_q	– Fração volumétrica numa determinada célula computacional	[cm ³]
β	– Carga de partículas do sistema	[–]
ΔS	– Distância real (hipotenusa) entre posições consecutivas da esfera	[cm]
Δt	– Intervalo de tempo para a esfera percorrer a respectiva distância.	[s]
ΔX	– Distância entre duas posições da esfera no eixo X	[cm]
ΔY	– Distância entre duas posições da esfera no eixo Y	[cm]
$\Delta \rho$	– Gradiente de densidades	[g/cm ³]
ϕ	– Esfericidade	[–]
γ	– Razão de densidades	[–]
$\dot{\gamma}$	– Taxa de deformação	[s ⁻¹]
λ	– Parâmetro da Eq. (2.7)	[–]
μ	– Viscosidade do líquido	[mPa.s]
μ_c	– Viscosidade da fase continua.	[mPa.s]
μ_0	– Viscosidade para taxa de deformação tendendo a zero	[mPa.s ⁿ]
μ_∞	– Viscosidade de deformação infinita	[mPa.s ⁿ]
μ_w	– Viscosidade da água na Equação (2.25)	[mPa.s]
η	– Viscosidade aparente	[mPa.s ⁿ]
η_B	– Viscosidade aparente do modelo de Bingham	[mPa.s ⁿ]
η_C	– Viscosidade aparente do modelo de Casson	[mPa.s ⁿ]
ρ	– Densidade do fluido.	[g/cm ³]
ρ_c	– Densidade da fase contínua.	[g/cm ³]
ρ_d	– Densidade da fase dispersa.	[g/cm ³]
ρ_G	– Densidade do gás.	[g/cm ³]
ρ_L	– Densidade do fluido nas Equações (2.28) a (2.30), (2.52) e (2.55).	[g/cm ³]
ρ_q	– Densidade da fase q.	[g/cm ³]

ρ_s	- Densidade da partícula.	[g/cm ³]
σ	- Tensão Superficial.	[mN/m]
τ	- Tensão de cisalhamento	[mPa]
$\tau_{1/2}$	- Tensão de cisalhamento quando a viscosidade aparente assume a metade do valor inicial.	[mPa]
τ_0	- Tensão de cisalhamento inicial	[mPa]
τ_0^B	- Tensão de cisalhamento inicial do modelo de Bingham.	[mPa]
τ_0^H	- Tensão de cisalhamento inicial do modelo de Herschel-Bulkley.	[mPa]
τ_0^C	- Tensão de cisalhamento inicial do modelo de Casson.	[mPa]

RESUMO

No presente trabalho, estudou-se experimentalmente o movimento de ascensão de esferas leves e bolhas em líquidos Newtonianos e não-Newtonianos incompressíveis estagnados em meio infinito.

O movimento de ascensão das esferas e bolhas foi registrado por uma câmera fotográfica digital Sony *CyberShot*® P32 e através do uso de um Estroboscópio digital foi possível observar as trajetórias. As imagens provenientes da câmera foram processadas no *software* Global Lab Image 2. Os ensaios experimentais foram realizados em um tanque de acrílico cujas dimensões asseguram a ausência dos efeitos de parede.

Na primeira etapa estudou-se o movimento de esferas leves e bolhas de nitrogênio em água e glicerina, fluidos de comportamento Newtoniano. Os dados de velocidade obtidos foram utilizados na construção de uma curva de arraste. Quando se trabalhou com bolhas três curvas distintas foram construídas. Uma utilizando como dimensão característica o diâmetro volumétrico equivalente, outra usando o diâmetro projetado sobre o plano horizontal para o cálculo do número de Reynolds e *aspect ratio* (d_{eq}/d_h) para o cálculo do coeficiente de arraste, e a terceira considerando *aspect ratio* para o cálculo de ambos. Como reportado por KARAMANEV *et al.* (2005), quando se considera o diâmetro projetado sobre o plano horizontal para descrever o arraste isto resulta em uma curva universal.

Na segunda etapa, o mesmo procedimento foi empregado quando trabalhou-se com fluidos de comportamento não-Newtoniano.

A terceira etapa consta da utilização de um *software* comercial, FLUENT® 6.3.26, para reproduzir os dados obtidos experimentalmente.

Palavras- chave: fluidos newtonianos, fluidos não newtonianos, esferas, bolhas, coeficiente de arraste, fluidodinâmica computacional.

ABSTRACT

In the present work, it was studied the ascension motion of light spheres and bubbles experimentally in Newtonian and non-Newtonian stagnated incompressible liquids in infinite field.

The movement of ascension of the spheres and bubbles were monitored by a digital photographic camera (model Sony CyberShot P32). By using of a digital strobe it was possible to observe the trajectories of the spheres and bubbles. The images from th camera were processed in the Global Lab Image 2 software. The experimental runs took place in an acrylic tank which was designed to assure the absence of wall effects.

In the first stage it was studied the movement of light spheres and bubbles of nitrogen in water and glycerin which are Newtonian fluids. The drag coefficient was obtained by using experimental data of velocity. Three different curves were obtained when we worked with bubbles. The first one was obtained when the characteristic dimension was the equivalent volumetric diameter. The second one was obtained by using the diameter projected on the horizontal plan for the calculation of the number of Reynolds and aspect ratio (d_e/d_h) for the calculation of the drag coefficient. The third one was obtained by using the aspect ratio for the calculation of both, number of Reynolds and drag coefficient. KARAMANEV et al. (2005) have mentioned that a universal curve is obtained when diameter projected on the horizontal plan is used to describe the drag coefficient.

In the second stage, the same procedure was used but now we worked with non-Newtonian fluids.

The third stage consists of the use of a software package (FLUENT 6.3.16) to simulate the data obtained experimentally.

Keywords: Newtonian fluids, Non-Newtonian fluid, spheres, bubbles, drag coefficient, computational fluidodynamics.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

A dinâmica do movimento de partículas isoladas ou bolhas em líquidos Newtonianos e não-Newtonianos tem sido o objeto de estudo de diversos pesquisadores, com inúmeras publicações nos últimos anos, entre eles pode-se destacar a revisão desenvolvida por CLIFT et al. (2005).

A grande maioria dos trabalhos procura relacionar o coeficiente de arraste/velocidade terminal em função de uma definição conveniente para o número de Reynolds, considerando as características do líquido (Newtoniano ou não Newtoniano) e o fator de forma da partícula ou da bolha para os vários regimes de escoamento, além de correlacionar, nos casos em que haja necessidade, o efeito de parede.

O primeiro relato importante sobre o estudo de queda de partículas em fluidos newtonianos foi reportado por NEWTON (1760) e no século passado o estudo foi documentado por KHAN e RICHARDSON (1987). Porém, até recentemente não haviam estudos sobre partículas esféricas ascendendo em líquidos. Isto é devido à suposição inexata de que partículas esféricas ascendentes têm a mesma curva de arraste que partículas esféricas caindo livremente para uma larga faixa de número de Reynolds. Em princípio, a natureza das forças que atuam sobre ambas, partículas ascendendo ou caindo livremente, são as mesmas e a única diferença está na sua orientação. Então espera-se que duas esferas, leve e pesada, com o mesmo diâmetro e igual gradiente de densidades ($\Delta\rho$), cercadas pelo mesmo fluido, tivessem a mesma velocidade terminal, porém em sentidos opostos. Entretanto, mostrou-se recentemente que ambos velocidade terminal e trajetória, para a ascensão e queda livre de partículas são diferentes.

A ascensão de bolhas em líquidos também tem atraído o interesse acadêmico e aplicado ao longo dos anos. Em diversas operações importantes da engenharia, as bolhas são relevantes em colunas de bolhas, sistemas de tratamentos de água, adsorção, processos fermentativos e leitos fluidizados, incluindo aqueles que envolvem processos de flotação de minerais e carvão. Acreditava-se até recentemente que bolhas de gás ascendendo tinham o mesmo comportamento que partículas sólidas em queda livre, porém quando os parâmetros de ascensão de bolhas são comparados com aqueles de queda livre de partículas sólidas,

diferenças significativas são observadas. Esta descoberta levou a necessidade de novos estudos para a ascensão de bolhas de gás. Em geral, não existe uma única equação que descreve a velocidade de ascensão de uma bolha para uma região inteira de número de Reynolds, e também para diversos tamanhos e formas das bolhas. O coeficiente de arraste de bolhas de gás é calculado por muitos autores com base no diâmetro volumétrico equivalente, somente poucos têm usado a forma real da bolha para o cálculo do coeficiente de arraste. KARAMANEV *et al.* (2005) mostrou que para bolhas esferoidais o coeficiente de arraste pode ser calculado com base no diâmetro volumétrico equivalente (d_{eq}) ou utilizando o diâmetro projetado sobre o plano horizontal (d_h), pois ambos levam a valores semelhantes de coeficiente de arraste. Porém quando se trata de bolhas no formato cápsula esférica, o uso do diâmetro do círculo projetado sobre o plano horizontal para descrever o tamanho da bolha deve ser considerado. Isso porque um aumento no tamanho da bolha, respectivamente no número de Reynolds, resulta normalmente em uma redução da esfericidade. Assim, no caso de grandes números de Reynolds, quando as bolhas usualmente têm formato de cápsula esférica, o coeficiente de arraste baseado em d_{eq} é cerca de 2,6 vezes maior do que o baseado em d_h .

Considerando os aspectos mencionados anteriormente, os objetivos desta tese de doutorado, relacionada à fluidodinâmica de ascensão de esferas lisas isoladas e bolhas de nitrogênio em líquidos Newtonianos e não Newtonianos, são os seguintes:

- Registrar o movimento de ascensão das esferas e bolhas com o auxílio de uma câmera fotográfica digital Sony CyberShot® P32 e de um Estroboscópio digital. Possibilitando assim, registrar trajetória e velocidade em uma mesma fotografia. As imagens provenientes da câmera foram processadas no *software* Global Lab Image 2.
- Os dados experimentais obtidos com a ascensão de esferas sólidas leves em fluidos Newtonianos e não-Newtonianos foram utilizados para construir uma curva do coeficiente de arraste versus o número de Reynolds. Uma verificação estatística do ajuste de diversas correlações da literatura aos dados experimentais foi feita.
- Os dados obtidos na ascensão de bolhas de nitrogênio em fluidos Newtonianos e não-Newtonianos também foram utilizados para a construção de uma curva de arraste. E foi possível observar as eventuais modificações na forma das bolhas em função do número de Reynolds.
- Aplicou-se técnicas de fluidodinâmica computacional (CFD), mediante o uso de um pacote numérico comercial (FLUENT® 6.2.26), no intuito de simular a dinâmica de

ascensão de esferas leves e bolhas de nitrogênio em líquidos Newtonianos e não-Newtonianos.

- Confrontou-se os dados experimentais com os obtidos através das simulações numéricas.

CAPÍTULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo apresenta uma revisão teórica dos tópicos necessários para melhor se compreender os métodos empregados e os resultados obtidos neste trabalho. Apresenta-se de forma sucinta um material bibliográfico sobre classificação dos fluidos e dinâmica de partículas e bolhas isoladas em um meio fluido e ainda alguns dos princípios sobre fluidodinâmica computacional.

Os artigos discutidos neste capítulo não representam todos os trabalhos publicados sobre o assunto, mas uma amostra significativa dos estudos desenvolvidos sobre o tema.

2.1 Classificação dos Fluidos

2.1.1 Fluidos Newtonianos

Considere uma fina camada de fluido contida entre duas placas paralelas separadas por uma distância dy , como mostrado na Figura 2.1 a seguir:

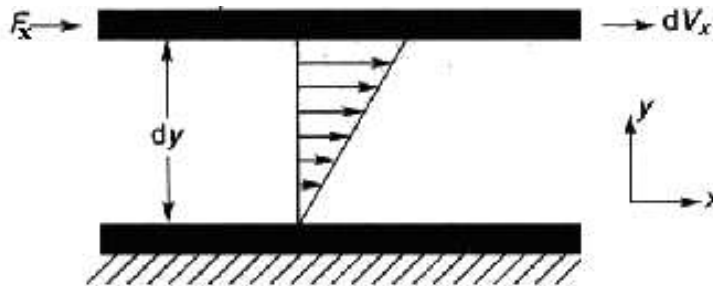


Figura 2.1– Representação esquemática do escoamento unidirecional de um fluido.

Se, sob condições de estado permanente, o fluido é submetido a uma tensão pela aplicação de uma força F_x na placa superior de área A_p , como ilustrado na Figura 2.1, essa será equilibrada por uma força de fricção interna no fluido de igual intensidade e sentido oposto. Para um fluido newtoniano incompressível em regime laminar, a tensão de cisalhamento, τ , é igual ao produto entre a taxa de deformação, $\dot{\gamma}$ e a viscosidade média do fluido, μ . Neste caso simples, a taxa de deformação pode ser expressa como o gradiente de velocidade na direção perpendicular à força de cisalhamento, ou seja, como a razão entre o diferencial da velocidade e o diferencial da espessura do fluido.

$$\frac{F_x}{A_p} = \tau = \mu \left(-\frac{dV_x}{dy} \right) = \mu \dot{\gamma} \quad (2.1)$$

O sinal negativo da Equação (2.1) indica que a tensão de cisalhamento é a medida de resistência do fluido ao movimento. A constante de proporcionalidade μ (ou razão entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação) que é chamada de viscosidade newtoniana é, pela definição de fluido newtoniano, independente da taxa de deformação ($\dot{\gamma}$) ou da tensão de cisalhamento (τ) e depende somente da natureza do material, temperatura e pressão. O diagrama da tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação para um fluido newtoniano, é conhecido como reograma, sendo então uma linha reta de inclinação igual a μ passando através da origem, ou seja, a viscosidade newtoniana μ é numericamente igual a tangente à curva do gráfico de τ em função de $\dot{\gamma}$. A Figura 2.2, a seguir, mostra um digrama típico de tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação para dois fluidos newtonianos: óleo de soja e xarope de milho.

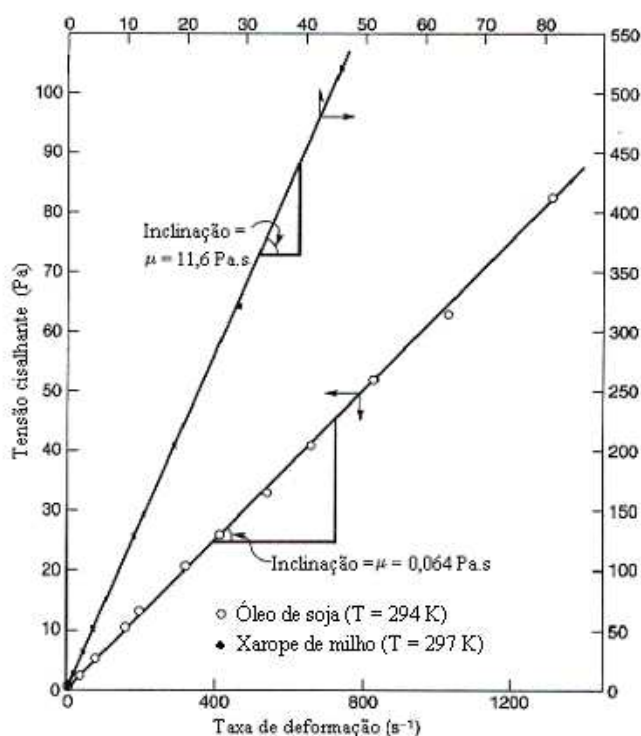


Figura 2.2 –Viscosidade para fluidos newtonianos (CHHABRA;RICHARDSON,1999.pág.3).

A constante μ , desse modo, caracteriza completamente o comportamento de um fluido newtoniano a temperatura e pressão constantes. Gases, líquidos orgânicos simples, soluções de sais inorgânicos de baixo peso molecular e metais fundidos são todos exemplos

de fluidos newtonianos.

A Tabela 2.1 mostra os valores de viscosidade de algumas substâncias utilizadas no cotidiano.

Tabela 2.1 – Valores típicos de viscosidade à temperatura ambiente (CHHABRA;RICHARDSON,1999 pág. 4).

Substância	μ (10^{-3} Pa s)
Ar	10^{-2}
Benzeno	0,65
Água	1
Cloreto de sódio fundido (1173 K)	1,01
Álcool Etílico	1,20
Mercúrio (293 K)	1,55
Etileno glicol	20
Óleo de Oliva	100
Óleo Castor	600
Glicerina 100% (293 K)	1500
Mel	10^4
Xarope de milho	10^5
Betume	10^{11}
Vidro fundido	10^{15}

2.1.2 Fluidos não-Newtonianos

Fluidos não-newtonianos são aqueles cujo diagrama de escoamento (tensão de cisalhamento, τ , em função da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$), não é linear ou não passa através da origem, ou seja, é aquele cuja viscosidade aparente η – razão entre τ e $\dot{\gamma}$ – não é constante a uma dada temperatura e pressão, mas é dependente das condições como geometria de escoamento, taxa de deformação, etc. Dessa maneira, esses fluidos podem ser convenientemente agrupados em três classes:

- Fluidos nos quais a taxa de deformação em qualquer ponto é determinada somente pelo valor da tensão de cisalhamento naquele ponto e naquele instante; esses fluidos são conhecidos como: “independentes do tempo”, inelásticos ou “puramente viscosos”;
- Fluidos mais complexos, onde a relação entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação depende ainda do tempo de duração do cisalhamento e de sua cinemática; são chamados de “fluidos dependentes do tempo”.
- Substâncias com características de fluidos ideais e sólidos elásticos demonstrando parcial recuperação elástica após a deformação; essas são caracterizadas como fluidos viscoelásticos.

Esse esquema de classificação é arbitrário e a maioria dos materiais reais exhibe,

freqüentemente, uma combinação de dois ou até três tipos dessas características não-newtonianas. Geralmente, é possível identificar a característica não-newtoniana predominante e utilizar isso como base para os cálculos subseqüentes. Também, como mencionado anteriormente, é conveniente definir uma viscosidade aparente destes materiais como a razão da tensão cisalhante pela taxa de deformação, embora a última razão seja uma função da tensão cisalhante ou da taxa de deformação e/ou do tempo.

2.1.2.1 Fluidos não-Newtonianos Independentes do Tempo

Em um cisalhamento simples, o comportamento do escoamento desta classe de materiais pode ser descrito por uma função da forma:

$$\dot{\gamma} = f(\tau) \quad (2.2)$$

ou de forma inversa:

$$\tau = f_1(\dot{\gamma}) \quad (2.3)$$

Essas funções mostram que o valor da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$, em qualquer ponto onde o fluido é cisalhado, é determinado somente em função da tensão de cisalhamento, τ , naquele ponto ou vice-versa. Dependendo ainda da forma da função na Equação (2.2) ou (2.3), esses fluidos podem ser subdivididos em três tipos:

- (a) Pseudoplásticos;
- (b) Dilatantes;
- (c) Viscoplásticos.

A Figura 2.3, a seguir, mostra curvas em escala linear para estes três tipos de comportamento do fluido e também a relação típica de fluidos Newtonianos é incluída.

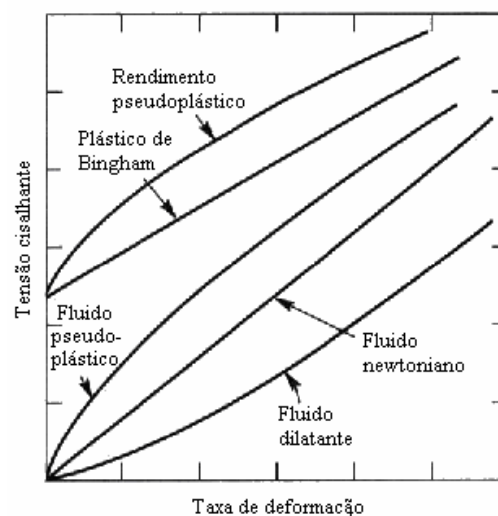


Figura 2.3 – Gráfico ilustrativo de tipos de fluidos não-newtonianos independentes do tempo (CHHABRA;RICHARDSON,1999).

(a) Fluidos Pseudoplásticos

O tipo mais comum de comportamento de fluido não-Newtoniano independente do tempo é o pseudoplástico, caracterizado por uma viscosidade aparente que diminui com o aumento da taxa de deformação.

Tanto em taxas de deformação muito baixas como muito altas, a grande maioria das soluções poliméricas com comportamento pseudoplástico exibe característica Newtoniana, isto é, o gráfico da tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação torna-se uma linha reta, como mostrado esquematicamente na Figura 2.4, e sobre uma escala linear passará através da origem.

Os valores de viscosidade aparente para as taxas de deformação muito baixas e para as taxas de deformação muito altas são designados, respectivamente, viscosidade para taxa de deformação tendendo a zero, μ_0 , e viscosidade para elevadas taxas de deformação, μ_∞ . Desse modo, a viscosidade aparente, para um fluido pseudoplástico, decresce de μ_0 para μ_∞ com o aumento da taxa de deformação.

Geralmente, numa faixa muito baixa de taxa de deformação, a viscosidade aparente é constante (região de deformação zero) e o valor de μ_0 tende a aumentar com a diminuição do peso molecular do polímero e com a queda da concentração do mesmo em solução. Similarmente, o decréscimo da viscosidade aparente também varia de um material para outro.

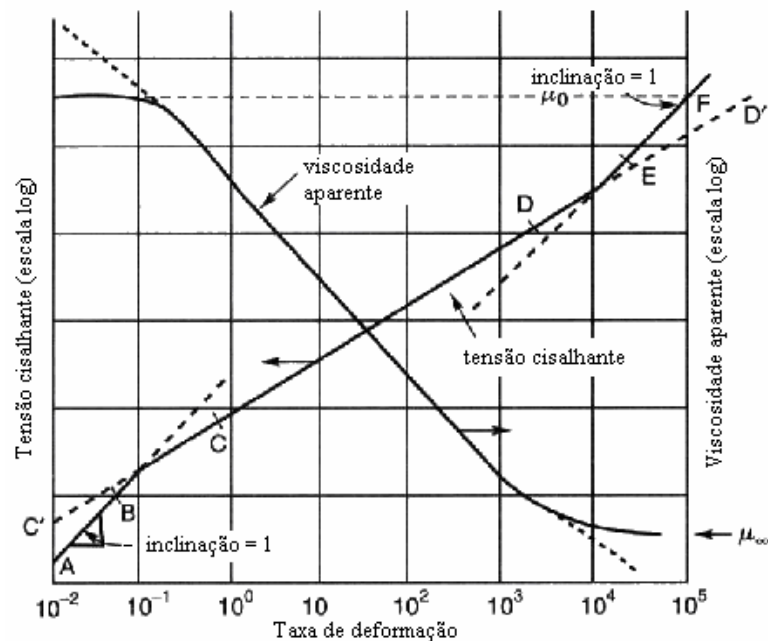


Figura 2.4 – Representação esquemática do comportamento pseudoplástico (CHHABRA;RICHARDSON,1999).

(b) Fluidos Dilatantes

Os fluidos dilatantes são similares aos pseudoplásticos por não possuírem uma tensão de cisalhamento inicial, porém sua viscosidade aparente aumenta com o aumento da taxa de deformação. Esse tipo de comportamento foi observado originalmente em suspensões concentradas de partículas finas e uma possível explicação para isso é que, em repouso, o espaço entre as partículas é mínimo e o líquido presente é suficiente para preenchê-lo. A baixas taxas de deformação, o líquido lubrifica o atrito de uma partícula com a outra resultando, conseqüentemente, numa tensão de cisalhamento menor. A altas taxas de deformação, por outro lado, o material expande ou dilata ligeiramente (como é observado também no “transporte” de dunas de areia), de modo que o líquido existente passa a ser insuficiente para preencher o espaço vazio e prevenir o contato direto sólido-sólido, resultando num aumento de fricção e tensão de cisalhamento. Esse mecanismo causa uma rápida elevação da viscosidade aparente com o aumento da taxa de deformação.

Dentre os fluidos independentes do tempo, esta subclasse tem recebido pouca atenção, conseqüentemente poucos dados confiáveis estão disponíveis na literatura. Até recentemente, os fluidos dilatantes eram considerados como sendo os menos comuns nas indústrias de processos químicos. Porém, com o recente aumento de interesse no manuseio e no processamento de sistemas com altas cargas de sólidos, têm aumentado o número de artigos publicados sobre esse tema.

Como exemplos de materiais com esse comportamento, pode-se citar: suspensões concentradas de argila para fabricação de louças, dióxido de titânio e farinha de milho em água entre outros.

As limitadas informações relatadas na literatura sobre esse fluido sugerem que a viscosidade efetiva/taxa de deformação resulta, freqüentemente, num gráfico linear (em coordenadas logarítmicas) acima de uma faixa limite de taxa de deformação. A modelagem matemática segue o modelo *power-law*, porém com índice de comportamento do fluido ‘*n*’ maior que um, conforme a Equação (2.4).

$$\mu_E = K \left(\dot{\gamma} \right)^{n-1} \quad (2.4)$$

Modelos Matemáticos para Fluidos Pseudoplásticos e Dilatantes

Muitas expressões matemáticas de complexidade e forma variadas foram propostas na literatura para modelar matematicamente as características pseudoplásticas dos fluidos. Na

verdade, essas correlações são tentativas diretas de ajustes empíricos, oriundos de regressão linear ou não linear, de dados experimentais entre a tensão cisalhante (ou viscosidade aparente) e a taxa de deformação, enquanto outras têm algumas bases teóricas em mecânicas estatísticas (como uma extensão da teoria cinética para o estado líquido). Detem-se a três modelos clássicos citados na literatura:

(i) Modelo de Ostwald de Waele ou power-law (Apud CHHABRA; RICHARDSON, 1999)

A relação entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação (esboçada em gráfico com coordenadas logarítmicas) para um fluido pseudoplástico pode, freqüentemente, ser aproximada por uma linha reta, para taxa de deformação superior a um valor limite. Para essa parte da curva, uma expressão da forma a seguir é aplicada:

$$\tau = K(\dot{\gamma})^n \quad (2.5)$$

desse modo, a viscosidade aparente para um fluido “power-law” é dada por:

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = K(\dot{\gamma})^{n-1} \quad (2.6)$$

Para $n < 1$, o fluido exibe propriedades pseudoplásticas; se $n = 1$ o fluido tem comportamento newtoniano; e se $n > 1$ o fluido será caracterizado como dilatante.

Nas Equações (2.5) e (2.6), K e n são dois parâmetros empíricos de ajuste de curva conhecidos como índice de consistência do fluido e índice de comportamento do fluido, respectivamente.

Embora o modelo *power-law* ofereça a mais simples representação matemática para um fluido pseudoplástico, ele tem algumas imperfeições. Por exemplo: esse modelo não caracteriza fluidos nas regiões de viscosidade aparente para deformação tendendo a zero, μ_0 , bem como nas regiões de viscosidade aparente para deformação “infinita”, μ_∞ , ambas apresentadas no gráfico da Figura 2.4.

(ii) Equação da viscosidade de CARREAU (Apud CHHABRA; RICHARDSON, 1999)

Esse modelo, diferentemente do modelo “power-law”, contempla os limites de viscosidade μ_0 e μ_∞ :

$$\frac{\eta - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = \left\{ 1 + (\lambda \dot{\gamma})^2 \right\}^{(n-1)/2} \quad (2.7)$$

onde $0 < n < 1$ e λ são dois parâmetros de ajuste de curva. Esse modelo descreve o comportamento da tensão de cisalhamento em uma ampla faixa de taxa de deformação, mas somente à custa de quatro parâmetros. Este modelo prediz o comportamento de fluido

newtoniano, quando $n = 1$ ou $\lambda = 0$, ou ainda para , $n = \lambda = 0$, assim neste caso, $\mu_0 = \mu$.

(iii) Modelo de ELLIS (Apud CHHABRA; RICHARDSON, 1999)

Esse modelo, diferentemente dos dois anteriores, representa a viscosidade aparente em função da tensão de cisalhamento ao invés da taxa de deformação:

$$\eta = \frac{\mu_0}{1 + (\tau/\tau_{1/2})^{\alpha-1}} \quad (2.8)$$

Nessa equação, μ_0 é a viscosidade para deformação tendendo a zero e os dois parâmetros, $\alpha > 1$ e $\tau_{1/2}$ são parâmetros de ajustes aleatórios. Enquanto α está relacionado a medida do grau do comportamento pseudoplástico (maior valor de α , maior o grau de pseudoplasticidade), $\tau_{1/2}$ representa o valor da tensão de cisalhamento quando a viscosidade aparente assume a metade do valor inicial, ou seja, $\tau \rightarrow \tau_{1/2}$ para $\eta \rightarrow \mu_0/2$.

(c) Fluidos Viscoplasticos

Esse tipo de fluido é caracterizado pela existência de uma tensão de cisalhamento inicial (τ_0), diferente de zero, que deve ser excedida antes do fluido sofrer uma deformação ou escoamento. Tal material deforma elasticamente (ou “escoa” em massa como um corpo rígido) quando uma tensão externa aplicada é maior que a tensão de cisalhamento inicial. Quando a tensão externa exceder o valor da tensão de cisalhamento inicial, a curva da tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação do fluido pode ser linear ou não-linear, mas não passará pela origem do gráfico. Para níveis de cisalhamento maiores que τ_0 , a substância comporta-se como um material viscoso.

Um fluido, cujo gráfico de tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação é uma curva linear, onde $|\tau| > |\tau_0|$ é chamado fluido plástico de Bingham, sendo caracterizado por uma constante de viscosidade plástica (tangente à curva) e pela tensão de cisalhamento inicial. Por outro lado, materiais que possuem uma tensão de cisalhamento inicial e uma curva não-linear no gráfico de τ em função de $\dot{\gamma}$ em coordenadas lineares (para $|\tau| > |\tau_0|$), são chamados pseudoplásticos com tensão residual.

É interessante notar que materiais viscoplasticos também apresentam uma viscosidade aparente que diminui com o acréscimo da taxa de deformação. É possível então, considerar esses materiais como sendo uma classe particular de fluidos pseudoplásticos.

Rigorosamente, é difícil averiguar se qualquer material de interesse prático tem

verdadeiramente uma tensão residual ou não, contudo o conceito de uma tensão residual provou ser conveniente na prática porque alguns materiais se aproximam deste tipo de comportamento durante o escoamento.

Exemplos comuns de fluidos viscoplásticos incluem suspensão de partículas, emulsões, gêneros alimentícios, sangue, lamas de perfuração, etc. (BARNES, 1999).

A Figura 2.5 ilustra o comportamento viscoplástico observado para “pasta de carne” com comportamento de Bingham e para solução polimérica com comportamento pseudoplástico com tensão residual.

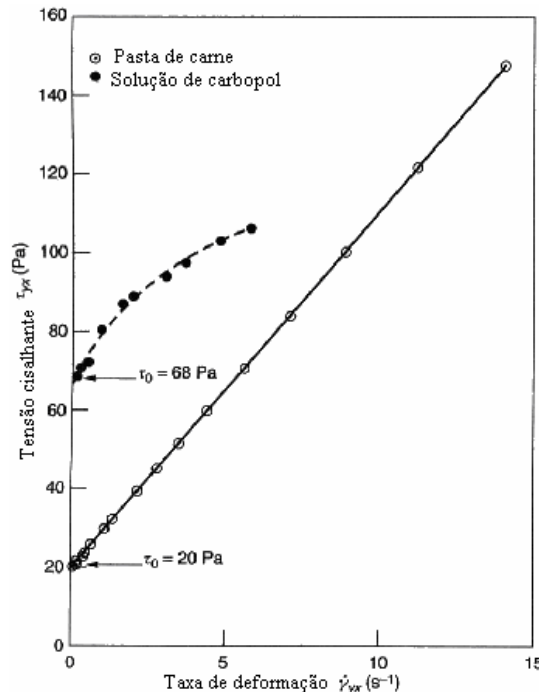


Figura 2.5 – Reograma representativo de dois fluidos viscoplásticos: (CHHABRA; RICHARDSON, 1999 pág.12).

Modelos Matemáticos para Fluidos Viscoplásticos

Muitas expressões empíricas foram propostas como resultados diretos de exercícios de regressão de dados experimentais para obtenção de parâmetros. Três modelos comumente usados para fluidos viscoplásticos são brevemente apresentados:

(i) O Modelo de plásticos de Bingham (Apud CHHABRA; RICHARDSON, 1999)

É a mais simples equação que descreve fluidos viscoplásticos com uma tensão cisalhante inicial. Numa tensão cisalhante unidimensional e constante, a equação é dada por:

$$\tau = \tau_0^B + \eta_B (\dot{\gamma}) \quad \text{para} \quad |\tau| > |\tau_0^B| \quad (2.9)$$

$$\dot{\gamma} = 0 \quad \text{para} \quad |\tau| < |\tau_0^B| \quad (2.10)$$

onde τ_0^B e η_B são tratados como parâmetros de ajuste de dados experimentais.

(ii) O Modelo Herschel-Bulkley (Apud CHHABRA; RICHARDSON, 1999)

Uma simples generalização do modelo de Bingham, que contempla modelos reológicos não lineares para $|\tau| > |\tau_0^B|$, é a expressão com três parâmetros proposta por Herschel-Bulkley:

$$\tau = \tau_0^H + m(\dot{\gamma})^n \quad \text{para} \quad |\tau| > |\tau_0^H| \quad (2.11)$$

$$\dot{\gamma} = 0 \quad \text{para} \quad |\tau| < |\tau_0^H| \quad (2.12)$$

Com o uso de um terceiro parâmetro, esse modelo fornece um ajuste mais satisfatório para alguns dados experimentais, numa determinada taxa de deformação.

(iii) O Modelo de Casson (Apud CHHABRA; RICHARDSON, 1999)

Muitos gêneros alimentícios e materiais biológicos são descritos por esse modelo:

$$(|\tau|)^{1/2} = (|\tau_0^C|)^{1/2} + (\eta_C |\dot{\gamma}|)^{1/2} \quad \text{para} \quad |\tau| > |\tau_0^C| \quad (2.13)$$

$$\dot{\gamma} = 0 \quad \text{para} \quad |\tau| < |\tau_0^C| \quad (2.14)$$

Esse modelo tem sido freqüentemente utilizado para descrever o comportamento da tensão de cisalhamento/taxa de deformação de sangue, iogurte, extrato de tomate, chocolate derretido.

2.1.2.2 Fluidos não-Newtonianos Dependentes do Tempo

O comportamento de muitos materiais industrialmente importantes não pode ser descrito por uma equação reológica simples como a Equação (2.5) ou (2.6). Na prática, viscosidades aparentes podem depender não somente da taxa de deformação, mas também do tempo durante o qual o fluido foi submetido à deformação. Como exemplo, tem-se: bentonita-água, suspensões de lamas vermelhas (resíduos da indústria de alumínio), óleos crus e certos comestíveis.

Não é possível obter equações matemáticas simples de validade geral para descrever o comportamento de fluidos dependentes do tempo, e é usualmente necessário fazer medidas numa faixa de condições de interesse. As curvas convencionais de tensão cisalhante–taxa de deformação são, neste caso limitadas, a menos que os reogramas relacionem à história ou o tempo de aplicação da deformação.

Porém neste capítulo não estudaremos detalhadamente o comportamento de fluidos não newtonianos dependentes do tempo devido às características do trabalho proposto, no

qual usaremos somente fluidos não newtonianos independentes do tempo.

2.2 Dinâmica da Partícula/ Bolha Isolada em Meio Fluido

A fluidodinâmica em sistemas particulados pode ser estudada tomando como ponto de partida a dinâmica da partícula isolada. A determinação das propriedades do todo pela extrapolação do comportamento de um elemento da estrutura é intuitiva e didática, mas na maioria das vezes exige um grande esforço e um procedimento matemático complicado. A fluidodinâmica da partícula pode ser descrita através de um conjunto de equações que inclui a equação do movimento da partícula, as equações da continuidade e movimento para o fluido, a condição de aderência na interface fluido-partícula e mais as equações constitutivas para o fluido e as condições limites pertinentes ao problema específico. A análise limita-se à fluidodinâmica da partícula rígida incluindo-se nesta categoria não apenas partículas sólidas como também gotas e bolhas. E este estudo requer conhecimento da reologia do fluido e das propriedades físicas da partícula/bolha expressas pela densidade, dimensão e forma.

O primeiro a estudar sistematicamente a queda de partículas em fluidos foi NEWTON (1760) e no século passado o estudo foi documentado por KHAN; RICHARDSON (1987).

A dinâmica do movimento de partículas isoladas ou bolhas em líquidos newtonianos e não newtonianos tem sido o objeto de estudo de diversos pesquisadores, com inúmeras publicações nos últimos anos, entre eles pode-se destacar a revisão desenvolvida por CLIFT et al. (2005).

Devido à relevância desse assunto, muitos progressos foram obtidos nos últimos anos, objetivando o entendimento pormenorizado do movimento de partículas em líquidos newtonianos, como reporta o trabalho desenvolvido por GANSER (1993), e partículas e bolhas em líquidos não newtonianos, como descrito em CHHABRA (1993).

A grande maioria dos trabalhos procurou relacionar o coeficiente de arraste/velocidade terminal em função de uma definição conveniente para o número de Reynolds, considerando as características do líquido (newtoniano ou não newtoniano) e do fator de forma da partícula e da bolha para os vários regimes de escoamento, além de quantificar o efeito de parede.

Cabe ressaltar que poucos trabalhos são encontrados na literatura sobre a ascensão de esferas leves em líquidos.

2.3 Ascensão de Esferas Leves e Bolhas

Até recentemente não havia estudos sobre partículas esféricas ascendendo em líquidos. Isto é devido à suposição de que partículas esféricas ascendentes têm a mesma curva de arraste que partículas esféricas caindo livremente para uma larga faixa de número de Reynolds.

Para a queda de esferas com altos números de Reynolds, o coeficiente de arraste é constante e igual a 0,44 para fluidos Newtonianos (CLIFT *et al.* 2005) e se aproxima deste valor para fluidos não-Newtonianos (CHHABRA, 1993). Porém, foi recentemente descoberto que o coeficiente de arraste para esferas ascendentes com altos números de Reynolds é constante e igual a 0,95 (KARAMANEV; NIKOLOV, 1992). A suposição que esferas caindo ou ascendendo teriam o mesmo coeficiente de arraste com altos números de Reynolds é baseada na premissa de que as mesmas forças, mas em direções opostas, são aplicadas sobre elas.

É bem conhecido que para partículas esféricas o coeficiente de arraste, C_D , é somente uma função do número de Reynolds, e essa relação é conhecida como curva de arraste. Considerando que a curva de arraste é usada para predizer a velocidade terminal de partículas esféricas, que é importante em muitos processos industriais, um erro no coeficiente de arraste conduzirá a estimativas inexatas da velocidade terminal.

A diferença no comportamento hidrodinâmico entre esferas caindo e ascendendo com altos números de Reynolds é o resultado do efeito de turbulência no líquido. É conhecido que para números de Reynolds acima de 135 o fenômeno de turbulência e rotação são aparentes (TOROBIN; GAUBIN, 1959). A turbulência no líquido atrás da partícula leva a um desequilíbrio das forças não verticais que atuam sobre ela. Dependendo das propriedades das partículas, como o volume e densidade, este desequilíbrio pode conduzir a uma componente horizontal da velocidade e trajetória não linear. Desde que partículas esféricas caindo têm uma densidade maior que o fluido que a circula, elas podem resistir a este desequilíbrio devido a sua alta inércia mecânica e usualmente descrevem uma trajetória linear. Porém, partículas esféricas ascendendo que tem densidades muito menores que a do fluido que a circula tem uma baixa inércia mecânica e o desequilíbrio das forças resulta em uma trajetória espiralada, que por sua vez, tem amplitudes e períodos que variam de acordo com o diâmetro e densidade da esfera. Esta trajetória espiralada é a razão principal de esferas ascendentes que tem o mesmo diâmetro e $\Delta\rho$ de uma esfera caindo tenham mais que o dobro do coeficiente de arraste com altos números de Reynolds.

A ascensão de bolhas em líquidos também tem atraído o interesse acadêmico e prático ao longo dos anos. Nas práticas de engenharia, as bolhas são significantes em colunas de bolhas, tratamentos de água, adsorção, processos fermentativos e leitos fluidizados inversos, incluindo aqueles que envolvem processos de flotação de minerais e carvão. Acreditava-se até recentemente que bolhas de gás ascendendo tinham o mesmo comportamento que partículas sólidas em queda livre, porém quando os parâmetros de ascensão de bolhas são comparados com aqueles de queda livre de partículas sólidas, diferenças significativas são observadas. Esta descoberta levou a necessidade de novos estudos para a ascensão de bolhas de gás.

O comportamento de bolhas em fluidos não-Newtonianos é de fundamental importância em engenharia química e principalmente na engenharia bioquímica. O conhecimento da hidrodinâmica, e em particular a velocidade de ascensão das bolhas, é necessária para o projeto e eficiência operacional em muitos processos industriais. Um exemplo de aplicação industrial seria a produção de polissacarídeos por fermentação como fonte de produção de gomas que são usadas como emulsificantes, estabilizantes, coagulantes, lubrificantes, entre outros. Desde que microorganismos aeróbicos são usados para produzir estes polissacarídeos, é de grande importância o conhecimento da taxa de transferência de massa de oxigênio das bolhas de ar para a fase líquida. Um dos parâmetros mais importantes que determinam a taxa de transferência de oxigênio é a velocidade de ascensão das bolhas de ar. Por isso muitos trabalhos são encontrados na literatura sobre o estudo hidrodinâmico de bolhas em líquidos não-Newtonianos.

2.3.1 Ascensão de Esferas Leves em Fluidos Newtonianos

KARAMANEV; NIKOLOV (1992) estudaram a ascensão de esferas leves em água e obtiveram uma curva de arraste que pode ser descrita pelo seguinte sistema de equações:

$$C_D = \frac{24(1 + 0,173Re_t^{0,657})}{Re_t} + \frac{0,413}{1 + 16300 Re_t^{-1,09}} \quad (2.15)$$

para $Re_t < 130$ e/ou $\rho_s > 900 \text{ Kg/m}^3$;

$$C_D = 0,95 \quad (2.16)$$

para $130 < Re_t < 9 \times 10^4$ e $\rho_s < 300 \text{ Kg/m}^3$.

Quando $Re_t < 130$ o coeficiente de arraste para esferas leves é o mesmo que para esferas pesadas, e então o movimento de ascensão pode ser descrito pela curva de arraste padrão, como a Equação (2.15) de TURTON; LEVENSPIEL (1986) que, de acordo com os

autores, é talvez a melhor, combinando simplicidade, exatidão e larga faixa de aplicabilidade. Os autores observaram também que todas as partículas com $Re_t > 130$ e $\rho_s < 300 \text{ Kg/m}^3$ possuem uma trajetória de ascensão espiralada. As espirais tinham um diâmetro aproximadamente constante e o ângulo entre o vetor velocidade da partícula e o plano horizontal era constante e igual a 61° . As esferas utilizadas foram feitas de poliestireno expandido, acrílico oco, polietileno sólido e oco, parafina e cortiça. Os diâmetros variavam entre 1,5 e 80 mm. Os experimentos foram conduzidos em uma coluna de acrílico cheia até o topo com água na temperatura de 23°C . O diâmetro da coluna era grande o suficiente para evitar os efeitos de parede sobre o movimento das esferas. A velocidade de ascensão das esferas foi medida usando uma câmera fotográfica com tempo de exposição de 1, 1/2 e 1/4 segundos e o seu valor foi calculado dividindo o comprimento da trajetória da partícula na direção vertical pelo tempo de exposição.

Um estudo experimental com o objetivo de investigar as similaridades existentes entre o comportamento dinâmico de esferas leves e bolhas de gás em água foi desenvolvido por KARAMANEV (1994). Nesse estudo, o autor observou que o comportamento dinâmico do coeficiente de arraste em função do número de Reynolds de bolhas de gás é similar ao deslocamento de esferas leves em líquidos estagnados. Entretanto, essa semelhança é observada quando se emprega o conceito de geometria ou forma real da bolha em substituição ao diâmetro volumétrico equivalente, classicamente empregado para partículas não esféricas. No cálculo do coeficiente de arraste e do número de Reynolds, deve-se considerar a forma real ou local das bolhas e isso pode ser contemplado através do uso da razão entre definições de dimensões características (*"aspect ratio"*). MIYAHARA; TAKAHASHI (1985) observaram que empregando a razão d_e/d_h tem-se ao final uma curva universal padrão para coeficiente de arraste. KARAMANEV (1994) também comparou o comportamento dinâmico entre bolhas de ar e partículas rígidas e leves com formato similar ao das bolhas de ar. Para realizar os experimentos o autor confeccionou partículas de poliestireno expandido (isopor) nas formas esférica, elipsoidal e calota esférica. O fato das bolhas de gás modificarem o formato ao longo do movimento de ascensão no líquido estagnado aumenta a complexidade do estudo dinâmico dessas bolhas em líquidos. A partir de dados da literatura foi apresentada uma curva de arraste padrão válida para o caso de esferas caindo livremente, juntamente com a curva de arraste para esferas leves ascendendo e a curva para bolhas de ar em água. Observou-se que a curva de arraste para bolhas de gás em água é próxima a de esferas sólidas ascendendo para Reynolds até 500. Este número de Reynolds corresponde à transição da

forma esférica para bolha elipsoidal. O coeficiente de arraste de bolhas de ar aumenta com o número de Reynolds até $Re_t = 4500$ e permanece constante e igual a 2,6 para $Re_t > 4500$. Este valor de Re_t corresponde à transição da forma elipsoidal para calota esférica. Assim, nota-se que há uma forte dependência entre a forma da bolha e seu coeficiente de arraste, como se observa na Figura 2.6. Nesta figura o coeficiente de arraste das bolhas foi calculado usando a geometria real da bolha.

Uma equação semi-analítica para o cálculo da velocidade terminal de bolhas considerando sua geometria foi proposta por KARAMANEV (1994) e é mostrada a seguir:

$$v_t = \sqrt{\frac{8g}{6^{2/3}\pi^{1/3}C_D}} V^{1/6} cTa^d \quad (2.17)$$

onde Ta é o número de Tadaki que é calculado por $Re_t M^{0,23}$ e M é o número de Morton. As constantes numéricas na Equação (2.17) dependem do número de Tadaki:

- $c = 1, d = 0$ quando $Ta \leq 2,11$ (bolha esférica);
- $c = 1,14, d = -0,176$ quando $2,11 \leq Ta \leq 5,46$ (bolha elipsoidal);
- $c = 1,36, d = -0,28$ quando $5,46 \leq Ta \leq 16,53$ (bolha elipsoidal);
- $c = 0,62, d = 0$ quando $Ta > 16,53$ (bolha calota esférica).

Essa equação possui uma dependência não linear com o número de Reynolds necessitando assim de um procedimento iterativo ou uma técnica computacional numérica para ser resolvida.

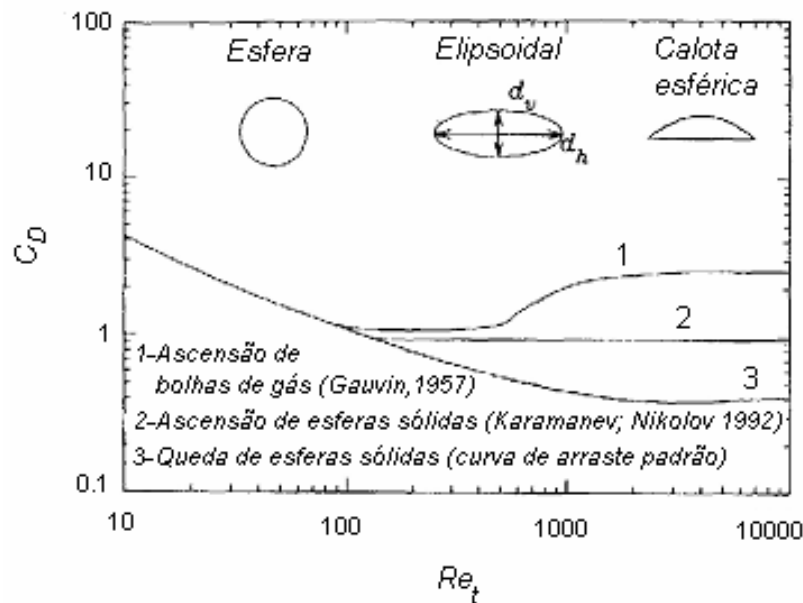


Figura 2.6 – Comparação entre curvas de arraste (KARAMANEV,1994).

KARAMANEV *et al.* (1996) estudaram a ascensão de esferas leves com densidade entre 300 Kg/m^3 e 900 Kg/m^3 em água. Onde o principal objetivo foi verificar o efeito do diâmetro e da densidade das esferas sobre o coeficiente de arraste. Os resultados deste trabalho mostraram a existência de dois regimes diferentes na ascensão. O primeiro regime é caracterizado pelo movimento retilíneo das esferas onde coeficiente de arraste segue a curva padrão. Este regime é observado quando a razão $Re_t/d_p < 1450$. O segundo regime é observado quando $Re_t/d_p > 1450$. Neste caso a esfera segue uma trajetória espiralada e o coeficiente de arraste é constante e igual a 0,95. A densidade da esfera na qual o coeficiente de arraste salta de $C_D = 0,95$ para a curva de arraste padrão é diferente para diferentes diâmetros da esfera. Os experimentos foram feitos em um tubo de vidro vertical preenchido com água destilada na temperatura de 25°C . A razão mínima entre o diâmetro da coluna e da partícula era suficiente para evitar os efeitos de parede. As esferas utilizadas eram de poliestireno expandido com diâmetros entre 3,3 - 30 mm. A densidade das esferas foi variada inserindo no seu interior tarugos de aço inoxidável ou arames com comprimento igual ao diâmetro da esfera e diferentes diâmetros. A velocidade terminal e a trajetória de ascensão das partículas foram medidas usando a técnica fotográfica descrita por KARAMANEV; NIKOLOV (1992).

KARAMANEV (2001) estudou a dinâmica de esferas ascendendo em um gás para identificar o comportamento universal de esferas rígidas ascendentes em fluidos em geral. Para estudar a dinâmica de ascensão de esferas com densidade muito menor do que a do gás que a cerca utilizou-se bolhas de sabão preenchidas com hélio ou hidrogênio. O gás utilizado foi o ar. A superfície das bolhas era praticamente imóvel e sua forma muito perto de esférica. A velocidade terminal de ascensão das bolhas e seu tamanho foram determinados usando uma câmera fotográfica Nikon LG 35 mm e uma luz estroboscópica com frequência entre 17 - 60 s^{-1} . A velocidade terminal foi calculada com base no componente vertical de velocidade. Os resultados mostraram que a trajetória de ascensão das esferas em ar é espiral e o ângulo entre o vetor velocidade e o plano horizontal é constante e igual a 64° com um desvio de $\pm 6\%$ para todos os tamanhos e números de Reynolds estudados. Então o ângulo do vetor velocidade de esferas ascendendo em gás pode ser considerado igual, dentro do erro experimental, ao de esferas ascendendo em líquidos. Na Figura 2.7, KARAMANEV (2001) mostra a relação entre o coeficiente de arraste e o número de Reynolds para o movimento livre de esferas em diferentes fluidos.

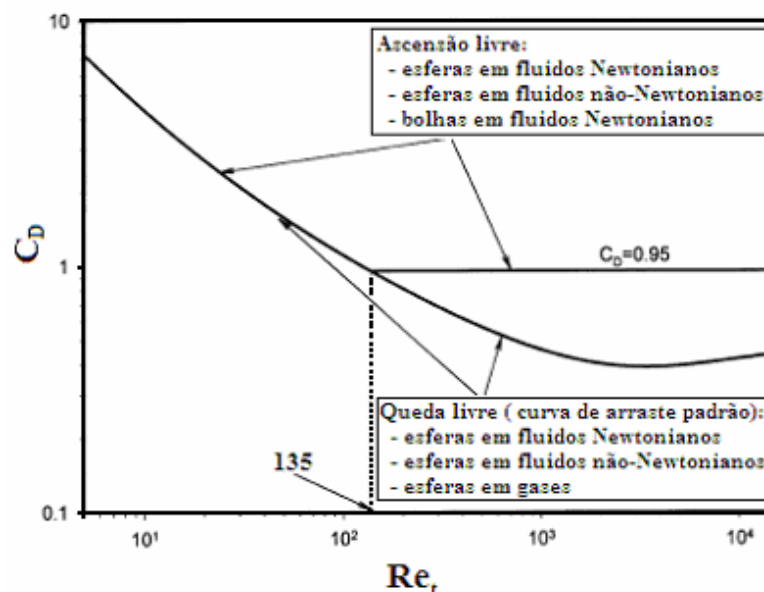


Figura 2.7 – Relações entre o coeficiente de arraste e número de Reynolds para o movimento livre de partículas em diferentes fluidos. Fontes da Literatura: Ascensão livre: Esferas em fluidos Newtonianos (Karamanev; Nikolov, 1992; Karamanev et al., 1996) e fluidos não-Newtonianos (Dewsbury et al., 2000); Bolhas de gás em fluidos Newtonianos contaminados (Karamanev, 1994). Curva de arraste padrão: Turton; Levenspiel, 1986. Queda livre: Esferas em fluidos Newtonianos (Clift et al., 1978) e fluidos não-Newtonianos (Chhabra, 1993) e em gases (Clift et al., 1978).

Com esse resultado KARAMANEV (2001) conclui que a ascensão de esferas rígidas com baixa densidade em qualquer fluido (gás, fluido newtoniano e não newtoniano) obedece ao mesmo padrão universal. Quando o número de Reynolds é maior do que 135 e a densidade da esfera é muito menor do que a do fluido, o movimento é espiral com um ângulo entre 60 e 64°, e o coeficiente de arraste é constante e igual a 0,95. Com Reynolds abaixo de 135, o coeficiente de arraste segue a curva de arraste padrão e a trajetória é linear.

2.3.2 Ascensão de Bolhas em Fluidos Newtonianos

Na literatura, existe um grande número de artigos técnicos reportando o comportamento de bolhas em fluidos newtonianos verificando as mudanças dinâmicas na velocidade de ascensão, forma e orientação das bolhas. Muitos trabalhos procuram quantificar a influência da forma da bolha, do diâmetro da coluna e do diâmetro do tubo capilar usado na geração de bolhas na predição da velocidade terminal.

Assim, LUEWISUTTHICHAT *et al.* (1997) estudaram o movimento de bolhas de nitrogênio com tamanhos entre 3 – 8 mm de diâmetro em água e etanol. As mudanças dinâmicas na velocidade de ascensão, forma e orientação foram quantificadas simultaneamente. Para isso, os autores utilizaram uma câmera de vídeo de alta velocidade e

um software para o tratamento das imagens. Foi possível determinar as coordenadas de cada bolha e sua geometria, isto é, eixo maior, eixo menor, diâmetro equivalente e orientação da bolha. A velocidade de ascensão foi calculada considerando o seu deslocamento vertical e horizontal. Observou-se que as bolhas exibem notoriamente diferentes movimentos, dependendo das propriedades das bolhas e líquidos. Constatou-se que o movimento da bolha está relacionado com a deformação na sua forma. As bolhas esféricas pequenas mostraram trajetórias relativamente planas, enquanto as bolhas com formato elipsoidal e calota esférica possuem trajetória mais irregular em forma de zig-zag.

NGUYEN (1998) propôs uma equação para o cálculo da velocidade terminal de bolhas em água. Na maioria das equações encontradas na literatura a forma da bolha não é considerada para o cálculo do coeficiente de arraste. Desde que bolhas de gás são deformáveis, é essencial quantificar a influência da forma na predição da sua velocidade terminal. Assim, NGUYEN (1998) utilizou em suas equações o diâmetro volumétrico equivalente da bolha.

Para $Re_t < 130$ tem-se a seguinte expressão para o cálculo da velocidade terminal quando o número de Arquimedes não for maior que 12332:

$$v_t = v_{ts} \left\{ 1 + \frac{Ar/96}{(1 + 0,079Ar^{0,749})^{0,755}} \right\}^{-1} \quad (2.18)$$

onde:

- v_{ts} é a velocidade terminal da bolha predita pela Lei de Stokes:

$$v_{ts} = \frac{d_v^2 g \Delta \rho}{18\mu} \quad (2.19)$$

- Ar é o número de Arquimedes modificado:

$$Ar = d_v^3 \frac{\rho^2 g}{\mu^2} (a^2 M^{0,46b}) \quad (2.20)$$

- M é o número de Morton definido por:

$$M = \frac{g\mu^4}{\rho\sigma^3} \quad \text{onde } \sigma \text{ é a tensão superficial do líquido.} \quad (2.21)$$

Para $Re_t > 130$:

$$v_t = \sqrt[3]{\frac{g\mu}{\rho} \left\{ \frac{4a^2 M^{0,46b}}{3k} \right\}^{1/(2-2b)}} Ar^{(2b+1)/(6-6b)} \quad (2.22)$$

onde k é o coeficiente de arraste baseado na área projetada e considerado constante ($C_D = k = 0,95$) de acordo com KARAMANEV; NIKOLOV (1992) e KARAMANEV (1994). A

Equação (2.22) só é válida para condições específicas das constantes dadas na Tabela 2.2 abaixo:

Tabela 2.2 – Parâmetros numéricos a e b da Eq. (2.22)

$12332 \leq Ar \leq 3,158 M^{-0,46}$	$a = 1$	$b = 0$
$3,158 M^{-0,46} \leq Ar \leq 29,654 M^{-0,46}$	$a = 1,14$	$b = -0,176$
$29,654 M^{-0,46} \leq Ar \leq 506,719 M^{-0,46}$	$a = 1,36$	$b = -0,28$
$506,719 M^{-0,46} \leq Ar$	$a = 0,62$	$B = 0$

HASSAN *et al.* (1999) estudaram a ascensão de bolhas de ar em água com o intuito de observar o campo de escoamento gerado pela passagem da bolha em um pequeno volume. Isto foi possível com a ajuda de pequenas partículas de traçador. Uma técnica PIV (particle image velocimetry) foi utilizada para obter o campo de velocidade tridimensional. Foram geradas bolhas de ar com diâmetro equivalente de 3×10^{-3} m. As partículas de traçador utilizadas tinham densidade em torno de 1050 Kg/m^3 e diâmetro de 40×10^{-6} m. Essas partículas precisam ser pequenas o bastante para acompanhar o fluxo efetivamente e grandes o suficiente para refletir certa quantia de luz a fim de serem detectadas pelas câmeras. O campo de velocidade do líquido que circula a bolha foi adquirido e os vetores médios para obter a dependência com o tempo do campo de velocidade. Os resultados mostraram que o tamanho das esteiras e a força começam a diminuir $16,67 \times 10^{-3}$ s depois da bolha afastar-se do volume de medida. Conclui-se que PIV é uma técnica efetiva para o estudo em larga escala de detalhes em campos de escoamento, resolução com o tempo, vetor campo de velocidade e medidas dependentes.

SCHEID *et al.* (1999) propuseram uma formulação para a estimativa da velocidade terminal de bolhas de ar em líquidos Newtonianos. A formulação proposta foi avaliada empregando dados experimentais obtidos por PLEEBES; GARBER (1953) para alguns sistemas aquosos e não aquosos, juntamente com resultados experimentais obtidos pelos autores. Esses experimentos foram feitos em um conjunto de frascos Mariotte com diâmetros internos de 11, 20, 40,3 e 50,8 mm com altura de 1,2 m e um uma coluna de bolhas clássica com diâmetro interno de 70 mm e altura de 1 m. Ambos os sistemas tinham uma seção de visualização para fotografar a evolução na forma e dimensões das bolhas. A formulação foi baseada nas correlações empíricas de GRACE *et al.* (1976) e MASSARANI (1997). GRACE *et al.* (1976) estabeleceram uma correlação que permite estimar a velocidade terminal de uma bolha isolada em líquido (U_{∞}) usando o número de Reynolds:

$$J = \text{Re}_\infty M^{0,149} + 0,857 \quad (2.23)$$

onde

$$J = \begin{cases} 0,94H^{0,757} \rightarrow 2 < H \leq 59,3 \\ 3,42H^{0,441} \rightarrow H > 59,3 \end{cases} \quad (2.24)$$

$$H = \frac{4}{3} \text{Eo} M^{-0,149} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{-0,14} \quad (2.25)$$

$$\text{Re}_\infty = \frac{U_\infty \rho_L D_p}{\mu} \quad (2.26)$$

$$\text{Eo} = \frac{g \rho_L D_p^2}{\sigma} \quad (2.27)$$

$$M = \frac{g \mu^4}{\rho_L \sigma^3} \quad (2.28)$$

Se a bolha é considerada uma partícula sólida isométrica, sua velocidade terminal pode ser calculada através da correlação de MASSARANI (1997):

$$\text{Re}_\infty = \left[\left(\frac{K_1 C_D \text{Re}^2}{24} \right)^{-12} + \left(\frac{C_D \text{Re}^2}{K_2} \right)^{-0,6} \right]^{-0,83} \quad (2.29)$$

onde

$$C_D \text{Re}^2 = \frac{4 \rho_L g D_p^3}{3 \mu} = \frac{4}{3} \text{Eo}^{1,5} M^{-0,5} \quad (2.30)$$

$$K_1 = 0,843 \log_{10}(\phi / 0,065) \quad (2.31)$$

$$K_2 = 5,31 - 4,88\phi \quad (2.32)$$

Com a esfericidade, um fator de forma da bolha definido como:

$$\phi = \frac{\text{área superficial da esfera de igual volume que a partícula}}{\text{área superficial da partícula}} \leq 1 \quad (2.33)$$

A equivalência das Equações (2.23) e (2.29) pode ser estabelecida pela esfericidade, assumindo que a forma da bolha depende somente do número de Eotvos (Eo). O procedimento envolve o cálculo do valor da esfericidade para o qual ambas as correlações conduzam a mesma velocidade terminal U_∞ . Com o uso de um pacote estatístico SCHEID *et al.* (1999) chegaram a seguinte expressão para a esfericidade:

$$\phi = 0,57 + \exp[-(0,76 + 0,10\text{Eo})] \quad (2.34)$$

com

$$\phi = \begin{cases} 1(\text{bolha esferica}) \rightarrow Eo > 1,5 \\ 0,57 \rightarrow 40 < Eo < 60 \end{cases} \quad (2.35)$$

Os dados experimentais foram comparados com os obtidos com o uso das Equações (2.23) e (2.29) e observou-se que a correlação proposta permite a estimação da velocidade terminal de ascensão com erro médio de 10%.

KRISHNA *et al.* (1999) fizeram uma extensa investigação experimental sobre a velocidade de ascensão de bolhas de ar em água. Os autores variaram o diâmetro das bolhas, 3 – 80 mm, bem como o das colunas para quantificar o efeito de parede sobre a velocidade de ascensão. Encontrou-se que o diâmetro da coluna tem um efeito significativo sobre a velocidade de ascensão das bolhas. Quando a razão diâmetro da bolha / diâmetro da coluna (d_b/D_T) é menor do que 0,125 a influência do diâmetro da coluna sobre a velocidade de ascensão é negligenciável e a velocidade de ascensão pode ser descrita pela equação de MENDELSON (1967):

$$v_b = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_L d_b} + \frac{gd_b}{2}} \quad (2.36)$$

Com o aumento de d_b/D_T ocorre significativa redução na velocidade evidenciando o efeito de parede. Para se quantificar este efeito os autores consideraram primeiramente o regime para o qual as bolhas tinham a forma calota esférica; este regime é caracterizado como tal para número de Eotvos, $Eo > 40$, segundo CLIFT *et al.* (1978). Para o sistema ar-água, o critério $Eo > 40$ é encontrado para bolhas com diâmetros maiores que 17 mm. Assim, a velocidade de ascensão pode ser descrita adequadamente pela relação de COLLINS (1967):

$$v_b = \sqrt{\frac{gd_b}{2}} SF \quad (2.37)$$

$$SF = 1 \quad \text{para } d_b/D_T < 0,125 \quad (2.38)$$

$$SF = 1,13 \exp(-d_b/D_T) \quad \text{para } 0,125 < d_b/D_T < 0,6 \quad (2.39)$$

$$SF = 0,496(d_b/D_T)^{0,5} \quad \text{para } d_b/D_T > 0,6 \quad (2.40)$$

O fator de escala, SF , corrige a relação de DAVIES, TAYLOR (1950) para a influência da parede sobre a velocidade de ascensão de uma única bolha. Para o sistema ar – óleo Tellus, o critério $Eo > 40$, é encontrado para bolhas maiores que 13 mm e para este caso a correlação de COLLINS (1967) descreve os dados com precisão.

Para bolhas com tamanhos entre 3 – 17 mm, a diferença entre as medidas de velocidade e os valores preditos pela Equação (2.36) deve-se ao efeito de parede. Neste caso,

a velocidade de ascensão pode ser descrita pela equação de MENDELSON (1967) modificada:

$$v_b = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_L d_b} + \frac{g d_b}{2}} SF \quad (2.41)$$

$$SF = [1 - (d_b/D_T)^2]^{3/2} \quad (2.42)$$

Para se entender fisicamente o efeito de parede sobre a velocidade de ascensão das bolhas de ar, KRISHNA *et al.* (1999) fizeram algumas simulações com o modelo multifásico VOF (volume-of-fluid) para o sistema ar-água, para bolhas no formato cápsula esférica. O modelo VOF resolve o movimento transiente das fases gasosa e líquida usando a equação de Navier-Stokes, e calcula as variações na interface gás-líquido induzida pelo movimento relativo entre a fase dispersa bolha de gás e o líquido que a circula. As simulações mostraram que o arraste atuando sobre a bolha é maior em colunas de diâmetro menor, devido a uma maior velocidade do líquido nas vizinhanças da bolha. A Figura 2.8 mostra o perfil de velocidade na fase líquida para duas simulações feitas com uma bolha de 33 mm de diâmetro ascendendo em duas colunas com larguras distintas. Nota-se que a bolha assume um formato mais plano na coluna mais larga e é menos influenciada pela parede do que a mesma bolha na coluna de largura menor.

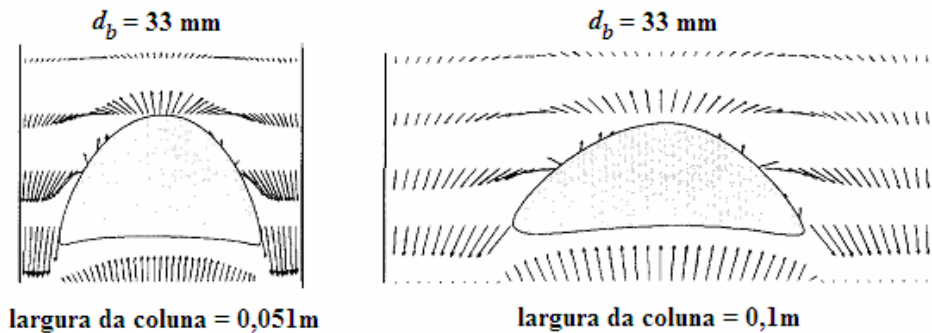


Figura 2.8 – Perfis de velocidade na fase líquida ao redor de uma bolha de 33 mm ascendendo em colunas de 0,051 m e 0,1 m de largura (KRISHNA et al.,1999).

Um extenso estudo com o objetivo de comparar os resultados experimentais e numéricos para bolhas deformadas moderadas visando o seu coeficiente de arraste e deformação, através da razão altura da bolha/ largura da bolha (h/w) foi desenvolvido por RAYMOND; ROSANT (2000). Os experimentos foram conduzidos em um tanque retangular de acrílico preenchido com misturas de água/glicerina em diversas proporções para obter uma significativa faixa de viscosidades. Ar na temperatura ambiente foi usado na formação das bolhas. A velocidade terminal de ascensão foi determinada com uma câmera de vídeo e uma câmera fotográfica foi usada para analisar o tamanho e a razão altura / largura de cada bolha.

Assim, tornou-se fácil o cálculo do volume e diâmetro equivalente assumindo que a bolha é assimétrica, como mostra a Figura 2.9. Sob essas condições operacionais, as formas das bolhas puderam ser aproximadas por elipsóides oblatos ou segmentos de elipsóides e esferas. O modelo numérico usado por RAYMOND; ROSANT (2000) foi inicialmente desenvolvido por SALVADOR (1994) para a verificação do escoamento ao redor de uma bolha deformável; uma descrição mais exata da geometria na interface e a introdução da deformação não estacionária da bolha foi feita por RAYMOND (1995). Os resultados experimentais e numéricos obtidos pelos autores foram validados comparando os valores de coeficiente de arraste da bolha e razão de aspecto com outros estudos analíticos, experimentais e numéricos encontrados na literatura. E constatou-se que os valores preditos pelo modelo numérico desenvolvido proposto pelos autores tem uma boa proximidade com os resultados experimentais para o coeficiente de arraste. Quando se comparou os dados experimentais e numéricos com os obtidos por outros autores notou-se também uma boa proximidade. Isto tornou o modelo hábil para predizer o coeficiente de arraste para números de Reynolds na faixa de $1 < Re_t < 50$. Uma discrepância maior foi encontrada para a razão de aspecto, devido a uma dispersão nos valores experimentais levando a uma maior dificuldade de comparação entre os resultados numéricos e experimentais.

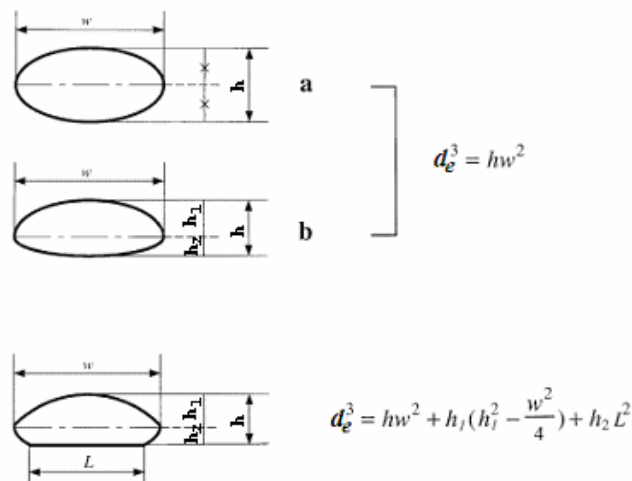


Figura 2.9 – Formato das bolhas e cálculo do diâmetro equivalente RAYMOND; ROSANT,2000).

A partir de avaliações da literatura sobre o movimento de bolhas, é possível observar que não existe uma correlação universal para o cálculo da velocidade terminal. As correlações encontradas são divididas em faixas para melhor representar os dados experimentais. Neste caso, a transição entre cada faixa nem sempre é clara e limita o uso destas equações em projetos. Assim, RODRIGUE (2001) propôs uma correlação generalizada para o cálculo da

velocidade de ascensão de bolhas. A partir de uma única equação é possível calcular a velocidade de uma bolha de gás ascendendo em um fluido Newtoniano viscoso de extensão infinita. Esta equação foi gerada a partir de parâmetros físicos relevantes e usando a análise adimensional padrão, dois novos números foram obtidos. São eles, o número de escoamento (F) e o número de velocidade (V), definidos como:

$$F = g \left[\frac{d_e^8 \rho^5}{\sigma \mu^4} \right]^{1/3} = Eo \left(\frac{Re_t}{Ca} \right)^{2/3} \quad (2.43)$$

$$V = U \left[\frac{d_e^2 \rho^2}{\sigma \mu} \right]^{1/3} = (Re_t^2 Ca^{1/3}) \quad (2.44)$$

onde Ca , Eo e Re_t são o capilar, Eotvos e número de Reynolds, respectivamente, e definidos como,

$$Ca = \frac{\mu U}{\sigma} \quad (2.45)$$

$$Eo = \frac{\rho g d_e^2}{\sigma} \quad (2.46)$$

$$Re_t = \frac{\rho U d_e}{\mu} \quad (2.47)$$

A partir de uma revisão na literatura RODRIGUE (2001) montou um banco de dados com um total de 897 pontos retirados de 19 trabalhos feitos no período de 1900 a 1996. Uma grande faixa de propriedades físicas e regimes hidrodinâmicos foi coberta, sendo $722 < \rho < 1380$ Kg/m³ ; $2,2 \times 10^{-4} < \mu < 18$ Pa.s; $15,9 < \sigma < 91 \times 10^{-3}$ N/m; $1,9 \times 10^{-7} < Re < 1,1 \times 10^4$. Com base nesses dados experimentais uma curva do número de velocidade (V) como função do número de escoamento (F) foi plotada e usando uma análise estatística a seguinte correlação foi proposta:

$$V = \frac{0,083F}{1 + 0,049F^{0,75}} \quad (2.48)$$

O autor observou que esta equação é hábil para predizer três regimes hidrodinâmicos distintos, isto é, o regime laminar para $F \ll 1$, o regime turbulento para $F \gg 1$ e o regime intermediário para valores intermediários de F .

BOZZANO; DENTE (2001) apresentaram um modelo unificado para a descrição, em extensas condições fluidodinâmicas, do movimento de uma única bolha em água. Ambas, velocidade terminal e forma da bolha são determinadas. Uma comparação com diferentes dados experimentais obtidos na literatura, cobrindo uma extensa faixa de propriedades físicas

e tamanho de bolhas, foi bem satisfatória. O primeiro aspecto da presente aproximação foi considerar que a forma assumida pela bolha ascendente é uma minimização da energia total associada à ela. O segundo aspecto é constituído pela generalização aproximada do coeficiente de arraste. A forma da bolha foi representada, como na Figura 2.10, por meio da superposição de dois semi-esferóides oblatos que têm o semi-eixo maior em comum. Esta forma pode se degenerar para algo que se assemelha a uma cápsula esférica ou a uma bolha esférica. A energia total associada à bolha é a seguinte:

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{pot}} + E_{\text{sup}} + E_{\text{cin}} \quad (2.49)$$

onde

$$E_{\text{pot}} = \text{energia potencial} = (\rho_L - \rho_G)gV_b(3b_1 + 5b_2)/8 \quad (2.50)$$

$$E_{\text{sup}} = \text{energia de superfície} = \sigma \left(2\pi a_1^2 + \frac{1}{2}\pi \frac{b_1^2}{e_1} \ln \left(\frac{1+e_1}{1-e_1} \right) + \frac{1}{2}\pi \frac{b_2^2}{e_2} \ln \left(\frac{1+e_2}{1-e_2} \right) \right) \quad (2.51)$$

$$E_{\text{cin}} = \text{energia cinética} = \frac{2}{3}\pi\rho_L a_1^3 U^2 \quad (2.52)$$

$$V_B = \text{volume da bolha} = \frac{4}{3}\pi R_0^3 = \frac{2}{3}\pi a_1^2(b_1 + b_2) \quad (2.53)$$

Com e_1, e_2 sendo a excentricidade dos dois semi-esferóides definido como:

$$e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}} \quad (2.54)$$

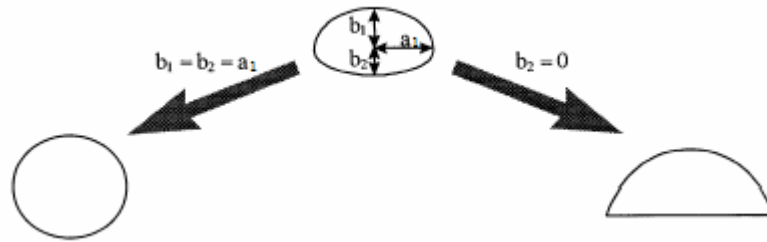


Figura 2.10 – Forma básica da bolha e degeneração (BOZZANO; DENTE, 2001).

De fato, a energia total que deve ser minimizada se torna uma função de só dois parâmetros geométricos f_1/R_0 e f_2/R_0 . A energia total para cada forma de bolha pode ser calculada e então minimizada.

Para o cálculo do coeficiente de arraste o movimento da bolha foi assumido linear e movimentos secundários, como helicoidal, zigzag, oscilatório, foram negligenciados. Quando o movimento de estado estacionário é alcançado, o balanço de forças ao redor da bolha é dado:

$$(\rho_L - \rho_G)gV_B = \pi a_1^2 \frac{\rho_L U_0^2}{2} f \quad (2.55)$$

Negligenciando a densidade do gás em comparação com a do líquido, a Equação (2.56) dá a velocidade terminal de ascensão em um ambiente infinito:

$$U_0^2 = \frac{4}{3} \frac{gD_0}{C_D} \quad (2.56)$$

onde

$$C_D = f (a_1 / R_0)^2 \quad (2.57)$$

O fator de fricção generalizado (f) proposto é tal que cobre uma larga faixa de número de Reynolds, Eotvos e Morton, e é dado pela Equação (2.58):

$$f = \frac{48}{Re} \left(\frac{1+12Mo^{1/3}}{1+36Mo^{1/3}} \right) + 0,9 \frac{Eo^{3/2}}{1,4(1+30Mo^{1/6}) + Eo^{3/2}} \quad (2.58)$$

Por exemplo, com números de Reynolds baixo, a Equação (2.57) se reduz a $f \rightarrow 48/Re$ ou $f \rightarrow 16/Re$, dependendo do número de Morton. Caso contrário, para altos Reynolds e Eotvos o fator de fricção se torna 0,9, isto é, um formato típico de cápsula esférica.

A interpolação de resultados numéricos obtidos através do procedimento de minimização levou a uma expressão aproximada para o fator de deformação (DEF), dada pela Equação (2.59):

$$DEF = \left(\frac{a_1}{R_0} \right)^2 \cong \frac{10(1+1,3Mo^{1/6}) + 3,1Eo}{10(1+1,3Mo^{1/6}) + Eo} \quad (2.59)$$

O coeficiente de arraste pode ser aproximado pelo produto das Equações (2.58) e (2.59) e então se torna uma função explícita de Eo , Mo e Re . Finalmente substituindo nas Equações (2.56) e (2.57) uma equação de segunda ordem é gerada e nos dá o valor da velocidade terminal.

Procurando verificar a influência do diâmetro do tubo capilar usado na geração de bolhas, WU; GHARIB (2002) estudaram a ascensão de bolhas de ar com diâmetros na faixa de 0,1- 0,2 cm em água. A forma e o caminho percorrido pelas bolhas foram investigados. E encontrou-se que para esta faixa de diâmetro as bolhas têm duas formas fixas diferentes, dependendo do tubo capilar a partir do qual elas foram soltas. Os autores observaram que as bolhas possuem forma elipsoidal quando são soltas a partir de um tubo capilar pequeno ($d \leq 0,0376$ cm) e possuem forma esférica quando soltas de tubo capilar grande ($d \geq 0,0595$ cm). Quanto à trajetória, as bolhas elipsoidais ascendem espiralando enquanto as bolhas esféricas em zigzag, isso quando o diâmetro da bolha excede 0,15 cm. Com diâmetros menores que

0,15 as bolhas exibem uma trajetória próxima a linear. A diferença no diâmetro do tubo capilar interfere também na velocidade de ascensão, sendo que bolhas soltas a partir de capilares pequenos ascendem quase duas vezes mais rapidamente do que aquelas soltas de capilares grandes. O entendimento do efeito do tamanho do capilar sobre a forma, velocidade e movimento da bolha foi explicado pelos autores com base em imagens feitas próximas ao tubo capilar. A Figura 2.11 mostra uma série de imagens usando tubos capilares de dois diferentes diâmetros internos. Na parte superior da Figura 2.11 o diâmetro interno do capilar é menor do que o diâmetro da bolha, causando uma grande deformação inicial que concede a bolha uma velocidade inicial maior. Na parte inferior da Figura 2.11 o diâmetro do capilar é similar ao diâmetro da bolha, assim a bolha mantém sua forma esférica devido a fracas perturbações no processo de soltura. A imagem a direita mostra a forma final da bolha a 6 cm acima do capilar.

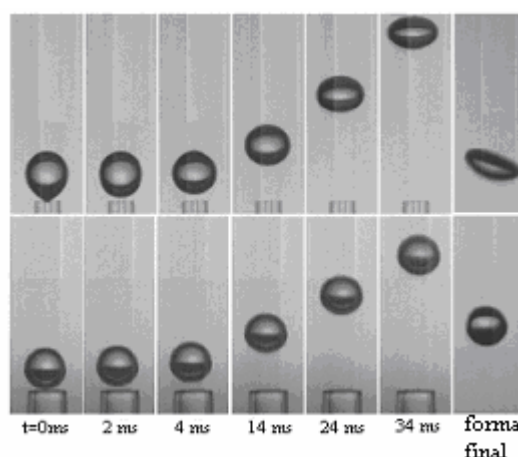


Figura 2.11 – Imagens de bolhas na separação do capilar (WU; GHARIB, 2002).

Como a velocidade terminal de bolhas únicas através de um líquido estagnado é de fundamental importância no campo de escoamento bifásico gás-líquido, um grande número de estudos têm sido conduzidos para se propor um modelo seguro para o cálculo da velocidade. Porém estes modelos são encontrados na maioria das vezes para dois casos extremos, isto é, para bolhas esféricas pequenas e bolhas cápsulas esféricas grandes. Quando se trata de bolhas de tamanhos intermediários poucos modelos são encontrados. Pensando nisso TOMIYAMA et al. (2002) investigaram teórica e experimentalmente a velocidade terminal de bolhas de ar em água destilada e em água contaminada com surfactantes, em um regime de tensão superficial dominante, prestando atenção na forma da bolha e no modo de soltura da mesma. Para a dedução do modelo teórico, os autores assumiram que a bolha possuía uma forma esferoidal. Após varias considerações teóricas e observações experimentais os autores

observaram que a velocidade terminal não depende somente do diâmetro volumétrico equivalente, mas também da razão altura da bolha/ largura da bolha (E), e propuseram a seguinte expressão para o cálculo da velocidade terminal, V_T , para altos números de Reynolds:

$$V_T = \frac{\sin^{-1} \sqrt{1-E^2} - E\sqrt{1-E^2}}{1-E^2} \times \sqrt{\frac{8\sigma}{\rho_L d} E^{4/3} + \frac{\Delta\rho g d}{2\rho_L} \frac{E^{2/3}}{1-E^2}} \quad (2.60)$$

Para verificar o modelo proposto e examinar os efeitos das condições iniciais e do surfactante sobre a velocidade terminal, os experimentos foram realizados com bolhas de ar em água destilada e em água destilada contaminada. TOMIYAMA *et al.* (2002) observaram que o movimento, a forma e a velocidade são notavelmente sensíveis à deformação inicial na soltura da bolha. Pequenas deformações iniciais na forma resultam em uma baixa velocidade terminal e em uma alta E , enquanto grandes deformações iniciais resultam em uma alta velocidade terminal e uma baixa E , isto é, maior deformação na forma. O movimento da bolha é zigzag quando a deformação inicial na forma é pequena, enquanto é helicoidal quando a deformação inicial na forma é grande. O papel principal dos surfactantes neste regime foi o de causar uma oscilação lenta na forma da bolha. Um espalhamento nos valores de velocidade terminal foi observado, mas diferente do que se pensava anteriormente de que em regimes de tensão superficial dominante a diferença na concentração de surfactantes era a responsável por este espalhamento, constatou-se neste trabalho que a causa principal é a diferença na deformação inicial na forma.

Embora um grande número de estudos sobre bolhas únicas em líquidos estagnados e infinitos em tubos verticais foram desenvolvidos nos últimos anos, bolhas em geometrias complexas raramente têm sido estudadas. O conhecimento do movimento de bolhas em geometrias de subcanais, por exemplo, é necessário para a predição do escoamento bifásico gás - líquido em um feixe de tubos de reatores nucleares de água. Assim, freqüentemente adotam-se correlações teóricas ou empíricas que só são válidas para bolhas em geometrias simples. Pensando nisso, TOMIYAMA *et al.* (2003) estudaram a forma e a velocidade de uma bolha única de ar ascendendo em água estagnada e em escoamento, em um subcanal interno. Para observar as formas da bolha em um subcanal, foram usados tubos transparentes feitos de fluorcarbono para simular o feixe de tubos por onde passa o combustível. Os autores observaram que o movimento e as formas da bolha dependem de λ_2 , que é a razão entre o diâmetro volumétrico equivalente da bolha e o diâmetro hidráulico do subcanal. A partir daí o movimento e a forma da bolha em água estagnada foram classificados em três regimes em termos da razão λ , que podem ser vistos na Figura 2.12:

- Regime (A): bolhas esferoidais pequenas $\rightarrow \lambda_2 < 0,6$ e movimento em zigzag ou helicoidal;
- Regime(B): com bolhas em forma de cápsula distorcida $\rightarrow 0,6 < \lambda_2 < 0,9$ e movimento retilíneo;
- Regime (C): bolhas de Taylor $\rightarrow \lambda_2 > 0,9$ e movimento retilíneo.

A velocidade terminal V_T de bolhas únicas pequenas pode ser calculada com precisão, não somente para o Regime (A), mas também para o (B), pelo modelo teórico proposto por TOMIYAMA *et al.* (2002) dado pela Equação (2.60).

Para o Regime (C) a velocidade terminal pode ser calculada pela Equação (2.61) abaixo:

$$V_T = Fr \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G)gD}{\rho_L}} \quad (2.61)$$

Uma correlação empírica foi apresentada pelos autores para o cálculo do número de Froude:

$$Fr = 0,675 \left[1 - \exp(-0,534\sqrt{Eo}) \right] \quad (2.62)$$

sendo Eo o número de Eotvos, definido anteriormente pela Equação (2.46).

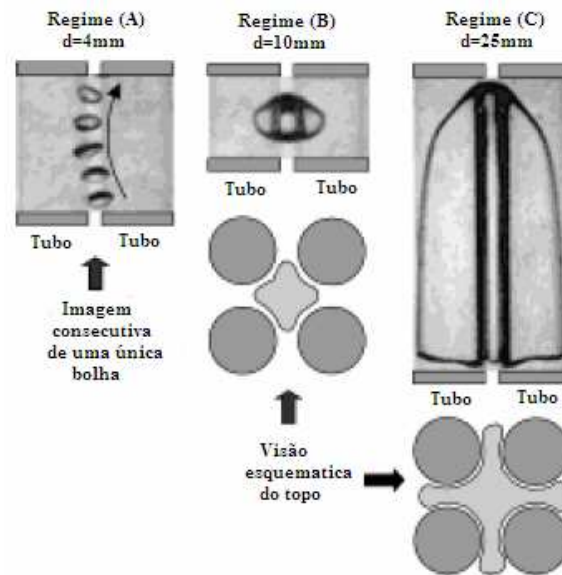


Figura 2.12 – Formas típicas da bolha nos três regimes (TOMIYAMA *et al.*,(2003).

O movimento de ascensão da bolha em um meio não estagnado, regime laminar ou turbulento, também foi estudado pelo autor. A Figura 2.13 mostra os efeitos do escoamento do líquido sobre a forma da bolha. Quando o número de Reynolds do líquido Re_L aumenta, a forma da bolha é alongada na direção vertical.

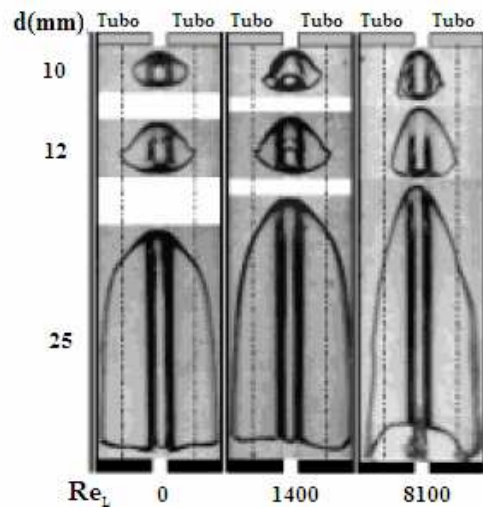


Figura 2.13 – Efeito do escoamento do líquido sobre a forma da bolha.

Os autores sugerem que a velocidade da bolha neste caso pode ser calculada utilizando a expressão de NICKLIN *et al.* (1962)

$$V_B = CV_{L,ave} + V_T \quad (2.63)$$

onde V_T pode ser calculado usando as expressões dadas pelas Equações (2.60) e (2.61) escolhidas de acordo com o Regime em que a bolha se encontra no caso de líquidos estagnados, C é a razão entre a velocidade máxima do líquido no canal e a velocidade média do líquido e $V_{L,ave}$ é a velocidade média da fase líquida. Os autores obtiveram uma boa concordância entre os valores medidos e calculados, tanto para ascensão de bolhas em água estagnada quanto no caso da água escoando.

Vários estudos experimentais e teóricos sobre o movimento de bolhas de gás em líquidos têm sido feitos usando dois fluidos imiscíveis (gás em líquido), em condições adiabáticas, e muitos desses estudos estão relacionados ao movimento de bolhas de ar em água ou em soluções a base de água. Somente poucos trabalhos foram focalizados em fluidos diferentes e, até onde se é conhecido, nenhum deles em fluidos refrigerantes orgânicos.

Assim, Di MARCO *et al.* (2003) investigaram experimentalmente a velocidade de ascensão de bolhas de nitrogênio em um líquido fluorinerte, o FC-72 (C_6F_{14}), produzido pela 3M, muito usado em resfriamento eletrônico. Uma comparação com correlações disponíveis na literatura para a predição da forma e velocidade de ascensão das bolhas foi feita. Uma unidade experimental foi construída para estudar a dinâmica da bolha de gás. Para separar os efeitos mecânicos dos de troca térmica e de massa, condições de escoamento bifásico adiabático foram estabelecidas. Tamanho da bolha, razão de aspecto (razão entre o eixo menor e o eixo maior da bolha), frequência de separação, velocidade e frequência de oscilações na forma foram avaliadas neste trabalho. Os resultados mostraram que, depois de

uma região de aceleração inicial, a bolha não alcança uma condição de estado estacionário, mas um periódico no qual se tem uma forma significativa e oscilações persistentes de velocidade em torno de um valor constante. Nesta região, devido às oscilações na velocidade, a influência do termo de aceleração ainda é significativa, de forma que balanços de força instantâneos deveriam ser considerados. Não existe nenhuma evidência que este regime de ascensão pode continuar indefinidamente, pelo menos devido à expansão da bolha. As oscilações da forma e velocidade foram bem relatadas, mostrando evidências experimentais que o coeficiente de arraste não depende do diâmetro equivalente somente, mas tem uma dependência separada da razão de aspecto também. As correlações disponíveis não puderam prever satisfatoriamente um valor médio da velocidade de ascensão e tendem a subestimá-las, especialmente para altos valores de número de Eotvos. Analisando a tendência de velocidade como uma função do espaçamento adimensional da bolha, pode ser excluída a presença de um efeito de turbulência significativa. Os autores concluíram que o próprio conceito de velocidade terminal de uma bolha precisa ser reconsiderado: provavelmente a bolha permanece em evolução dinâmica e pode apresentar valores diferentes de velocidade "terminal" ao longo de seu caminho, dependendo de sua história passada e das condições que a cercam. A frequência de oscilações na forma foi superestimada, como esperado. As correlações existentes na literatura para este modelo não proveram resultados satisfatórios. Segundo os autores as oscilações na forma da bolha podem simplesmente ser devido a perturbações originadas pela soltura da bolha.

Uma nova técnica para visualizar o escoamento ao redor de uma bolha ascendente em um fluido de baixa viscosidade foi apresentada por LIMA-OCHOTERENA; ZENIT (2003). Com esta técnica foi possível observar as linhas de corrente do escoamento como também a forma e a posição da bolha numa mesma fotografia. A visualização das linhas de corrente foi obtida com a ajuda de microesferas de vidro flutuantes cobertas com prata e iluminadas com um laser de cor vermelha. Simultaneamente, o escoamento era iluminado com uma lâmpada estroboscópica. Como os experimentos eram conduzidos em um quarto escuro, a luz da lâmpada refletia somente na interface gás-líquido na superfície da bolha, assim, a forma e a posição da bolha eram observadas. A frequência com que a lâmpada estroboscópica piscava podia ser controlada. Portanto, aumentando o número de flash por unidade de tempo, a forma e a posição da bolha eram capturadas em diferentes posições no mesmo plano fotográfico. Os experimentos foram feitos em um tanque de acrílico de $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$, onde as bolhas eram injetadas usando um tubo capilar. Água filtrada foi usada como fluido de trabalho e nitrogênio puro para formar as bolhas. Os autores identificaram uma variação na trajetória da bolha, de

linear para zig-zag, com o aumento do seu volume. Por isso quantificaram a velocidade da bolha nas duas direções, horizontal e vertical, como função do diâmetro equivalente. Para bolhas menores que 1,6 mm, a velocidade vertical aumenta monotonicamente e a velocidade horizontal é praticamente zero. Para esta faixa de tamanho, a trajetória de ascensão é retilínea. Com aproximadamente 1,65 mm, um ponto de inflexão na curva velocidade-tamanho é observado. Além deste ponto a velocidade vertical para de aumentar e permanece aproximadamente constante apesar do fato que o tamanho da bolha, conseqüentemente aumente. Ao mesmo ponto, a média absoluta da velocidade horizontal aumenta de repente, indicando que a bolha não está se movendo mais em trajetória retilínea. As oscilações aumentam em amplitude e frequência com o aumento do tamanho da bolha. Uma variação característica do campo de velocidade ao redor da bolha foi observada quando a instabilidade na trajetória aparece e o ponto de inflexão na curva velocidade-tamanho esta diretamente relacionada a esta instabilidade na trajetória. Baseados nestas observações, os autores argumentaram que o aparecimento da instabilidade na trajetória e o ponto de inflexão na curva velocidade-tamanho estão diretamente relacionados ao aparecimento de vórtices que se separam da parte traseira da bolha (transição para escoamento instável). Concluíram também que a separação dos vórtices pode não ser o único mecanismo responsável pelo aparecimento da instabilidade na trajetória, porém isso requer uma maior investigação para melhor se entender o escoamento de bolhas em líquidos.

O maior obstáculo encontrado pela maioria dos autores é a representação das bolhas através de um único diâmetro. Além disso, as bolhas acima de 3 mm deixam de ser esféricas necessitando-se de diâmetros equivalentes na tentativa de representar a não esfericidade por um único número. Estes diâmetros equivalentes podem ser obtidos usando técnicas de análise de imagens. Pensando nisso BAILEY *et al.*(2005) propuseram o método da atribuição do diâmetro baseado nas características individuais da bolha, estudando bolhas de ar em água. As formas mais comuns de se calcular o diâmetro equivalente encontradas na literatura são:

- diâmetro: é o mais simples e o único diretamente medido, encontrado em bolhas menores que 3 mm;
- diâmetro do círculo equivalente (ECD): usado com bolhas relativamente esféricas;
- diâmetro volumétrico equivalente (EVD): o mais aplicável para bolhas não-esféricas.

O método proposto por BAILEY *et al.*(2005) envolve o cálculo do mesmo diâmetro equivalente (diâmetro, ECD ou EVD) para cada bolha em um conjunto. Para este propósito a esfericidade de cada bolha foi avaliada e um diâmetro apropriado assumido. O cálculo do erro foi feito comparando o volume calculado através do diâmetro com o volume real da bolha.

Quando o ECD é igual ou maior do que o EVD, a bolha é geralmente circular e o erro pode ser minimizado assumindo o diâmetro. Quando EVD é maior do que o ECD, a bolha é não esférica e assume-se o EVD como diâmetro característico. Geralmente o método proposto por BAILEY *et al.*(2005) demanda um maior tempo de processo, porém possui resultados mais satisfatórios do que os normalmente encontrados na literatura. Isso pode ser observado na Tabela 2.3 abaixo:

Tabela 2.3 – Resultados do diâmetro assumido para bolhas pequenas e grandes.

Experimentos		Erro (%)
Conjunto 1	Somente ECD	$-22,3 \pm 0,3$
	Proposto	$+3,1 \pm 0,4$
Conjunto 2	Somente ECD	$-19,9 \pm 0,4$
	Proposto	$+2,4 \pm 0,5$
Conjunto 3	Somente EVD	$-14,3 \pm 0,3$
	Proposto	$-0,1 \pm 0,5$

Sistemas gás-líquido, com o gás como a fase dispersa, são importantes e também complexos. Uma contribuição importante para a complexidade na interação da bolha com o líquido é o efeito dos traços de contaminantes presentes no meio. Sabe-se que ambos velocidade de ascensão e transferência de massa gás-líquido são reduzidas pela presença de contaminantes na superfície do gás. Visando estudar os efeitos da contaminação na superfície de bolhas sobre a velocidade e transferência de massa, ALVES *et al.* (2005) propuseram um estudo experimental no qual bolhas de ar individuais foram mantidas estacionárias em uma corrente descendente de água. Com esse procedimento as bolhas puderam ser monitoradas por períodos de tempo maiores do que no monitoramento da ascensão. Dois conjuntos de experimentos foram feitos, o primeiro mantendo o diâmetro da bolha constante para estudar a velocidade terminal e o coeficiente de arraste e o segundo permitindo a dissolução da bolha para obter os dados de transferência de massa. Os dados de velocidade foram obtidos para os dois conjuntos de experimentos em água limpa (água destilada) e apresentados na Figura 2.14, onde são mostrados os dados de velocidade terminal inicial (sem contaminação) e velocidade terminal final (após contaminação). Como é esperado, a velocidade diminui com o aumento da contaminação na superfície. O tempo de contaminação foi da ordem de 1000s. A contaminação é detectável através da variação na razão de aspecto (eixo maior /eixo menor) da bolha.

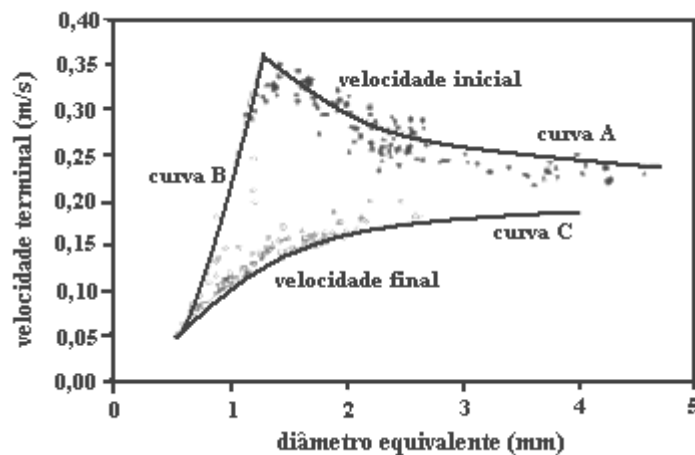


Figura 2.14 – Velocidade terminal inicial e final da bolha (ALVES *et al.*, 2005).

As curvas A e B da Figura 2.14 representam os dados de velocidade terminal de bolhas de CLIFT *et al.* (1978) para água pura e a curva C para água contaminada. Os dados de velocidade terminal inicial de bolhas com diâmetros equivalentes de 1,3 a 4,6 mm concordam bem com os dados preditos por CLIFT *et al.* (1978). Para água contaminada os dados de velocidade terminal final também apresentam boa concordância. Também foram calculados os valores do coeficiente de arraste para bolhas totalmente móveis (sem contaminação) e rígidas (contaminadas), usando os valores médios instantâneos de diâmetro equivalente e razão de aspecto. Os efeitos da contaminação sobre a hidrodinâmica e transferência de massa são claramente ilustrados na Figura 2.15, onde os valores de coeficiente de arraste e coeficiente de transferência de massa foram normalizados para quantificar o grau de contaminação.

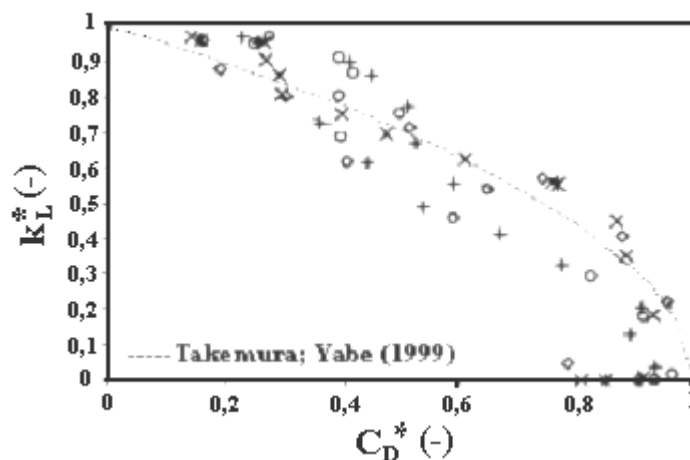


Figura 2.15 – Coeficiente de transferência de massa normalizado como função do coeficiente de arraste normalizado (ALVES *et al.*, 2005).

O coeficiente de arraste normalizado tem valor zero quando a bolha está limpa, ou

seja, livre de contaminação e valor 1 quando é rígida devido a contaminação. E o coeficiente de transferência de massa tem valor 1 quando a bolha é móvel e zero para bolha rígida. Os dados experimentais se aproximaram bem da relação teórica de TAKEMURA; YABE (1999). A partir destas comparações os autores concluíram que os dados experimentais tanto de velocidade quanto de coeficiente de transferência de massa e coeficiente de arraste estão consistentes com os encontrados na literatura.

Dados experimentais encontrados na literatura mostram diferentes formatos de bolhas, geometrias de escoamento e velocidade de ascensão para bolhas de mesmo tamanho, indicando a variedade de parâmetros que influenciam a ascensão. Pensando nisso, BRENN *et al.* (2006) resolveram investigar experimentalmente a ocorrência de oscilações significativas na forma de bolhas de ar produzidas periodicamente em água acompanhando a transição na trajetória. Dentro do período de formação da bolha, a velocidade induzida foi medida para examinar as interações bolha-líquido, úteis para detectar a frequência de formação da bolha onde as interações entre duas bolhas sucessivas aparecem. As oscilações na forma e o movimento das bolhas foram analisadas por uma câmera de alta velocidade e o campo de escoamento do líquido ao redor das bolhas investigado com o auxílio de um laser Doppler. Para tornar as condições de escoamento mais próximas da real em colunas de bolhas, elas foram produzidas com tamanhos de aproximadamente 3,4 mm. O aerador possuía sete capilares com diâmetro interno de 1,1mm arranjados em geometria hexagonal para produzir bolhas equidistantes, tornando assim o fluxo de bolhas no capilar central, que é o objetivo do trabalho, óticamente acessível sem perturbações e em situação próxima a de bolha única. De acordo com as observações, a trajetória das bolhas era retilínea até uma altura da coluna de 25 mm com pequenos desvios da forma elipsoidal, com contornos praticamente iguais. Acima desta posição a trajetória de bolhas passa a espiral e é diferente para todas as bolhas e não se repete. Na análise do escoamento induzido no líquido pela formação das bolhas, mostrou-se que o movimento retilíneo de bolhas de 3,4 mm produzidas com frequências de até 7,5 Hz pode ser tratado como movimento de bolha única. Assim, os autores concluíram que as oscilações na forma e na trajetória das bolhas observadas neste trabalho não são influenciadas pelo escoamento induzido no líquido pela soltura da bolha. Porém o mecanismo de produção da bolha, como o capilar e a taxa de escoamento de gás influenciam na trajetória, formato e velocidade, como visto no trabalho de TOMIYAMA *et al.* (2002).

2.3.3 Ascensão de Esferas Leves em Fluidos não-Newtonianos

DEWSBURY *et al.* (1999) estudaram o comportamento de ascensão de partículas

sólidas leves e bolhas de gás em um líquido não-newtoniano do tipo power-law para determinar se existe qualquer similaridade entre eles. Aproximações de ‘bolhas sólidas’ foram usadas para estimar o efeito da circulação interna de uma bolha de gás sobre sua velocidade terminal. Os experimentos foram conduzidos em uma coluna de acrílico que era grande o suficiente para evitar os efeitos de parede sobre o movimento das partículas. A velocidade terminal e a trajetória de ascensão foram medidas usando uma câmera de vídeo de alta resolução e um software para tratamento de imagens. O fluido não-newtoniano utilizado foi carboximetilcelulose (CMC) e as partículas sólidas usadas foram construídas de poliestireno expandido. Os diâmetros variaram de 1 - 40 mm e densidades em torno de 50 Kg/m³. Os resultados obtidos para as partículas sólidas seguem a curva de arraste padrão proposta por TURTON; LEVENSPIEL (1986) para Reynolds até 135 e apresentam trajetória de ascensão linear. Para Reynolds acima desse valor o coeficiente de arraste assume um valor constante e igual a 0,95 com trajetória de ascensão espiralada. As bolhas de gás tem uma velocidade terminal e trajetória similar ao de partículas sólidas em fluidos não-newtonianos porém com uma diferença significativa. Para $5 < Re_t < 60$ a curva de arraste para bolhas é paralela a curva de arraste padrão, mas tem valores de C_D em torno de 23% mais baixos. Esta diferença no coeficiente de arraste entre partículas sólidas e bolhas de gás que tem o mesmo volume e formato esférico pode ser explicado pelo efeito de circulação interna do gás na bolha. A circulação interna de uma bolha reduz a fricção na interface gás-líquido e leva a uma diminuição no arraste. Estes resultados mostram também que bolhas de ar se comportam diferentemente em fluidos não-newtonianos e newtonianos. Em fluidos newtonianos o efeito de circulação interna é insignificante. A seguinte correlação foi proposta para descrever a curva de arraste para bolhas de gás em fluido não-newtoniano (pseudoplástico):

$$C_D = \frac{16}{Re_t} (1 + 0,173 Re_t^{0,657}) + \frac{0,413}{1 + 16300 Re_t^{-1,09}} \quad (2.64)$$

A Equação (2.64) é uma combinação das equações de HADAMARD (1735) e RYBCZYNSKI (1911) e TURTON; LEVENSPIEL (1986). Para $Re_t > 60$ o coeficiente de arraste parece ser constante e próximo de 0,95. Para $Re_t > 135$ o coeficiente de arraste de bolhas de gás e partículas sólidas é igual a 0.95. E o efeito de circulação interna não afeta a hidrodinâmica de ascensão das bolhas nesta região. O número de Reynolds neste trabalho pode ser calculado de duas maneiras, de acordo com a forma assumida pela bolha:

- Partículas sólidas e bolhas esféricas:

$$Re_t = \frac{\rho_l d^n v_t^{2-n}}{m} \quad (2.65)$$

- Partículas sólidas e bolhas elipsoidais e cápsulas esféricas:

$$Re_t = \frac{\rho_l d_h^n v_t^{2-n}}{m} \quad (2.66)$$

As formas das bolhas encontradas nas soluções de CMC estudadas foram esféricas, elipsoidais e calotas esféricas, como pode ser visto na Figura 2.16.



Figura 2.16 – Formato das bolhas encontradas nas soluções de CMC.

As bolhas esféricas foram associadas a $Re_t < 30$, bolhas elipsoidais para $30 < Re_t < 135$ e cápsulas esféricas para $Re_t > 135$. Conhecendo as formas das bolhas de gás para cada valor particular de Re_t foi possível construir “bolhas sólidas” usando isopor. Os dados obtidos para as “bolhas sólidas” ascendendo e bolhas de gás com o mesmo volume e forma são mostradas na Figura 2.17. Os resultados mostram que esse comportamento é ligeiramente diferente para $Re_t < 135$. Os efeitos de circulação interna na bolha podem explicar esta diferença. A trajetória de ascensão é similar; linear para baixos Reynolds e espiralada para altos Reynolds. Estes resultados mostram que enquanto para o caso de fluidos newtonianos onde o coeficiente de arraste de bolhas de gás é igual ao de partículas sólidas ascendendo com qualquer Re_t , e então o efeito de circulação interna na bolha é insignificante, no caso de fluidos não-newtonianos a circulação interna na bolha é significativa e afeta sua velocidade terminal com Reynolds abaixo de 60. Com $Re_t > 135$ esse efeito é insignificante.

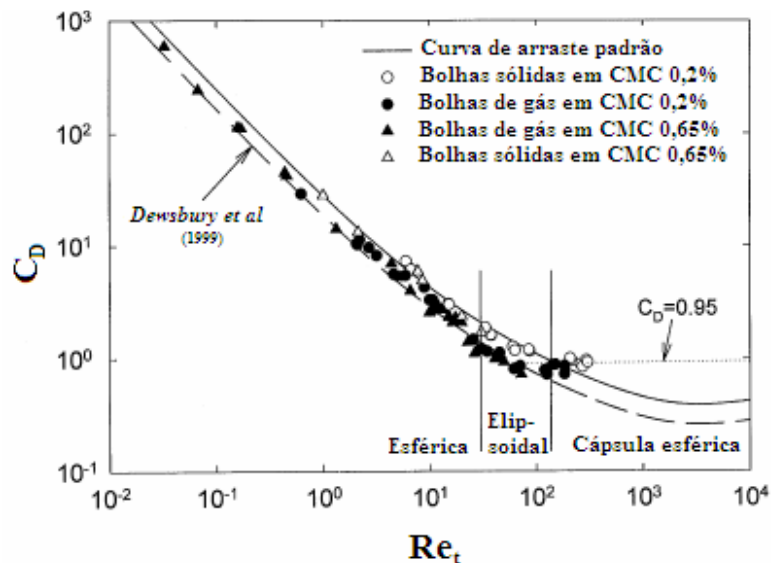


Figura 2.17 – Coeficiente de arraste versus número de Reynolds para bolhas “sólidas” e bolhas de gás em soluções aquosas de CMC (DEWSBURY *et al.*, 1999).

DEWSBURY *et al.* (2000) estudaram a hidrodinâmica característica e em particular o coeficiente de arraste, velocidade terminal e trajetória de ascensão de esferas leves em fluidos não-Newtonianos como função das propriedades das partículas. Os experimentos foram conduzidos em uma coluna de acrílico preenchida com soluções de CMC em diferentes concentrações na temperatura de 22°C. As esferas utilizadas foram feitas de poliestireno expandido, polietileno, cortiça e madeira. Os diâmetros variavam entre 3 – 60 mm e densidade entre 40 – 900 kg/m³. Para determinar a velocidade terminal das esferas sólidas ascendendo, uma câmera de vídeo de alta resolução foi utilizada. Para registrar as trajetórias de ascensão foi usada uma câmera fotográfica digital e uma luz estroboscópica. Os resultados encontrados pelos autores mostraram que a curva de arraste para esferas sólidas ascendendo em líquidos não-Newtonianos pode ser representada pela curva de arraste padrão dada por TURTON; LEVENSPIEL (1986) quando $Re_t < 135$. Quando $Re_t > 135$ e a densidade da partícula for baixa, o coeficiente de arraste é constante e igual a 0,95. Notou-se que o coeficiente de arraste é significativamente afetado pela trajetória das esferas e o ângulo entre o vetor velocidade e o plano horizontal é o mesmo para cada espiral e igual a $60^\circ \pm 5\%$.

DEWSBURY *et al.* (2002) estudaram a hidrodinâmica de esferas sólidas ascendendo com altos números de Reynolds em fluidos não-Newtonianos do tipo power-law e chegaram a uma correlação para o coeficiente de arraste para $0,1 < Re_t < 25000$. Até então, nenhum dado era encontrado na literatura para o valor do coeficiente de arraste quando o número de Reynolds fosse maior que 8500. Para gerar altos números de Reynolds foram construídas esferas de poliestireno expandido com diâmetros entre 11 – 124 mm e densidades em torno de 30 Kg/m³, as quais eram liberadas a partir do fundo de uma coluna de acrílico com dimensões tais que garantissem a ausência dos efeitos de parede. Para a determinação da velocidade terminal das esferas uma câmera de vídeo de alta resolução juntamente com um software gráfico para análise de imagem foi utilizada. Os resultados obtidos neste trabalho mostraram que para $135 < Re_t < 7000$, o coeficiente de arraste era constante com um valor próximo de 0,95, para $7000 < Re_t < 20000$ esse valor cai ligeiramente para 0,7 e foi observado que todas as esferas nesta faixa de Reynolds de 135 - 20000 exibem trajetória espiralada com ângulo entre o vetor velocidade e o plano horizontal constante e igual a $60^\circ \pm 5\%$. A Figura 2.18 a seguir, exhibe exemplos da trajetória espiralada que era aparente para todas as esferas sólidas ascendendo com número de Reynolds menores que 20000. Com $20000 < Re_t < 55000$, o coeficiente de arraste decresce substancialmente para o valor de 0,2 e para $Re_t > 55000$ o coeficiente de arraste era constante e próximo de 0,2 e a trajetória das esferas muito perto de

linear. Isto pode ser explicado pelo fato que o ponto de separação da camada limite que cerca a esfera está muito próxima ao topo e as forças não verticais que agem durante a ascensão tornam-se mais equilibradas.

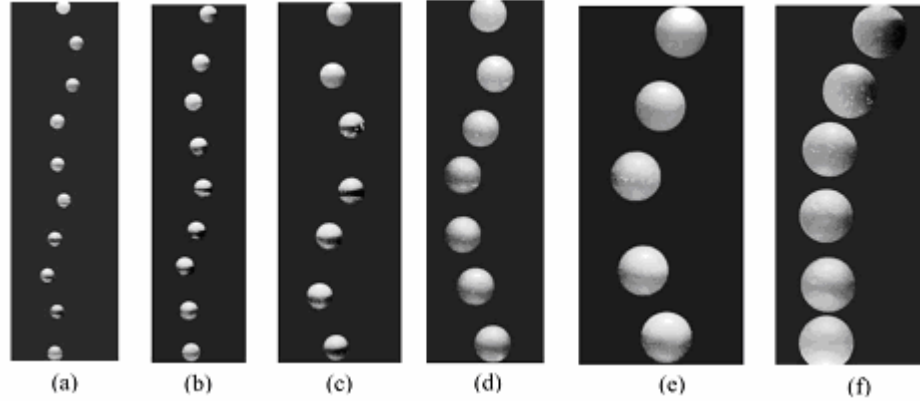


Figura 2.18 – Trajetória de ascensão de esferas sólidas em CMC com altos números de Reynolds: (a) $d=2,5\text{cm}-Re_t=1900$; (b) $d=3,9\text{cm}-Re_t=3290$; (c) $d=4,9\text{cm}-Re_t=4800$; (d) $d=6,0\text{cm}-Re_t=6240$; (e) $d=7,5\text{cm}-Re_t=9010$; (f) $d=12,4\text{cm}-Re_t=19300$.

Assim, DEWSBURY *et al* (2002), usando os dados obtidos neste estudo e os resultados já previamente publicados e baseados na relação de CLIFT; GAUVIN (1970) propuseram a seguinte correlação:

$$C_D = \frac{24}{Re_t} (1 + 0,24 Re_t^{0,5}) + \left(\frac{1 - 0,0000238 Re_t}{1 + 370 Re_t^{-1}} \right) \quad (2.67)$$

Procurando determinar o efeito da parede da coluna sobre a velocidade terminal e trajetória de ascensão de esferas sólidas em líquidos não-Newtonianos, DEWSBURY *et al.* (2002) construíram quatro colunas de acrílico transparente com larguras de 9, 16, 23 e 73 cm. As alturas das três primeiras colunas eram de 90 cm, enquanto a mais larga de 120 cm. As esferas foram feitas de poliestireno expandido, polietileno, cortiça e madeira impermeável, com diâmetros variando entre 4,1 – 41 mm e densidades entre 40 – 850 Kg/m³. Duas concentrações aquosas de CMC (carboximetilcelulose) a 22°C foram usadas como fluido não-Newtoniano do tipo *power-law*. A velocidade terminal de ascensão das esferas foi determinada com uma câmera de vídeo de alta resolução e a trajetória foi analisada usando um estroboscópio e uma câmera fotográfica. Os resultados mostraram que as paredes da coluna afetam significativamente a trajetória e a velocidade terminal de ascensão. Visto que na maioria dos casos a ascensão das esferas segue uma trajetória espiralada, a distância entre a partícula e a parede, e, portanto o efeito de parede, depende não somente do diâmetro da partícula, mas principalmente do diâmetro da espiral. Constatou-se que esferas que exibem uma trajetória espiralada em colunas largas exibirão uma trajetória mais linear em colunas

menores. Assim, em contraste com o caso de esferas caindo livremente, as paredes da coluna afetam não somente a velocidade terminal da partícula, mas também a sua trajetória. Este efeito pode ser direto, quando a partícula bate na parede, ou indireto, quando a parede afeta a turbulência atrás da partícula. Um aumento no diâmetro da esfera resulta em um aumento no efeito de parede. Isto porque, esferas maiores possuem uma trajetória espiralada mais ampla, levando a uma maior proximidade da parede. Frequentemente, a diminuição na largura da coluna provoca um aumento na velocidade terminal, explicado pelo fato de que a diminuição na largura da coluna resulta em uma diminuição no diâmetro da espiral, isto é, as esferas seguem uma trajetória mais retilínea resultando em um aumento na velocidade. Para esferas com baixos números de Reynolds que descrevem uma trajetória de ascensão retilínea notou-se que o efeito de parede é pouco evidenciado.

2.3.4 Ascensão de Bolhas em Fluidos não-Newtonianos

MARGARITIS *et al.* (1999) estudaram experimentalmente a ascensão de bolhas de ar em fluidos não newtonianos. O volume das bolhas foi determinado usando um método fotográfico, onde era capturada a imagem da bolha juntamente com uma escala afixada na parede externa da seção de teste. A imagem era então digitalizada e o volume da bolha calculado supondo que a bolha tinha um eixo vertical de simetria. O volume variou entre 0,01 e 10 mm³. A velocidade terminal de ascensão da bolha era medida como uma função de seu volume e observou-se que a mesma diminuía com o aumento da concentração das soluções devido ao aumento na viscosidade aparente. Assim, baseados em 431 pontos experimentais obtidos a partir de seis soluções diferentes de fluidos não newtonianos do tipo pseudoplásticos, chegaram a uma expressão para o coeficiente de arraste de bolhas de ar igual à proposta por DEWSBURY *et al.* (1999):

$$C_D = \frac{16(1+0,173Re_t^{0,657})}{Re_t} + \frac{0,413}{1+16300 Re_t^{-1,09}} \quad (2.68)$$

para $Re_t < 60$ enquanto que para $Re_t > 60$ temos:

$$C_D = 0,95 \quad (2.69)$$

A curva descrita por este sistema de equações foi comparada com os dados experimentais obtidos pelos autores e foi visto que essa nova correlação descreve muito bem estes dados.

HUAI (1999) estudou o comportamento de bolhas de ar em fluidos não-newtonianos desde a formação até a coalescência, pois segundo o autor o comportamento de bolhas pode ser subdividido em processos distintos: formação a partir de um orifício submerso no

líquido, interação e coalescência durante a ascensão. Um modelo teórico foi desenvolvido para descrever a formação de bolhas não esféricas. Este modelo pode prever a forma instantânea da bolha durante sua formação e determinar o tamanho final no qual ela se solta do orifício, bem como a frequência de formação. Para isso as seguintes hipóteses foram consideradas: a bolha cresce assimetricamente sobre o eixo vertical no centro do orifício; o líquido ao redor da bolha é incompressível e com extensão infinita; o escoamento do gás é adiabático; a pressão do gás dentro da bolha é uniforme. Uma boa aproximação entre os resultados simulados e os experimentais foi encontrada.

FUNFSCHILLING, LI (2001) estudaram o movimento de bolhas de nitrogênio em fluidos não-Newtonianos. Os experimentos foram conduzidos em um tanque de vidro de seção quadrada. A geração das bolhas de nitrogênio foi feita através de um orifício submerso no líquido e centralizado do fundo do tanque. Uma válvula controlada por um computador permitia a injeção de bolhas de determinado volume e com tempo desejado de injeção (intervalo entre bolhas sucessivas). Neste trabalho as bolhas de nitrogênio eram sempre geradas individualmente para formar um conjunto de bolhas ascendentes em série. Três fluidos não-Newtonianos foram usados: 0,25; 0,5 e 0,75% em peso de poliacrilamida (PAAm) em água desmineralizada. Eles comportavam-se como fluidos pseudoplásticos e viscoelásticos. Na faixa de taxas de deformação correspondendo ao movimento da bolha, a viscosidade pode ser bem representada pelo modelo de *power-law*. Como uma referência para os experimentos, um fluido Newtoniano (glicerina) foi empregado. Nas soluções de PAAm e na glicerina, as bolhas eram totalmente assimétricas, e não apresentaram oscilações na forma e nem na trajetória dentro da faixa de volume de bolha e número de Reynolds estudados. Os volumes foram menores que 10^{-3}cm^3 , enquanto o número de Reynolds variou de 1 a 20. Os fluidos foram contaminados com pequenas partículas de traçador para visualizar o escoamento ao redor das bolhas. Duas técnicas experimentais foram usadas: PIV (Particle Image Velocimetry) para a visualização do campo de escoamento ao redor da bolha e a técnica *biofringence* usada para obter informações sobre o campo de tensão. A técnica *biofringence* é um artifício que começa com uma fonte de luz fria, como mostra a Figura 2.19, a seguir. A luz passa através de um polarizador. Como a luz passa através do fluido cuja cadeia de moléculas é orientada pelas tensões, o ângulo de polarização da luz é alterado. Passando através do fluido, a luz passa através de outro polarizador orientado a 90° em relação ao primeiro. As imagens resultantes são visualizadas por uma câmera de vídeo. Tipicamente as tensões podem ser visualizadas pelas zonas brancas. As zonas pretas correspondem à extinção da luz polarizada devido à ausência de tensão.

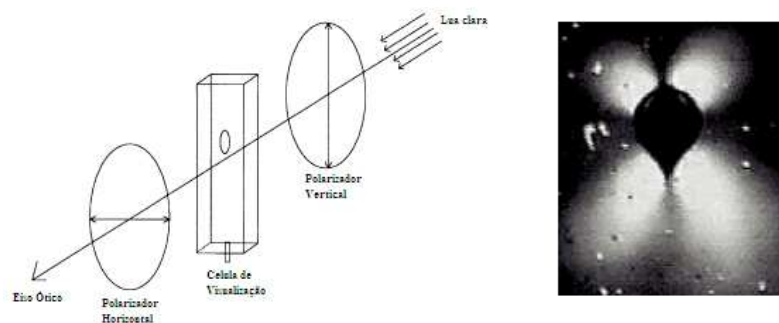


Figura 2.19 – Esquema da técnica birefringence e visualização obtida de uma distribuição de tensões ao redor de uma bolha (FUNFSCHILLING; LI, 2001).

FUNFSCHILLING, LI (2001) encontraram através das medidas PIV que o campo de escoamento ao redor de bolhas ascendendo na glicerina é completamente clássico, ou seja, devido aos efeitos inerciais o escoamento do fluido é ascendente tanto na frente como no rastro deixado pela bolha. Ao contrário do campo de escoamento ao redor das bolhas nas soluções de PAAm que tem aspectos bem peculiares. Este campo possui três zonas distintas, tanto no fluido com características pseudoplásticas quanto no viscoelástico, que podem ser vistas na Figura 2.20.

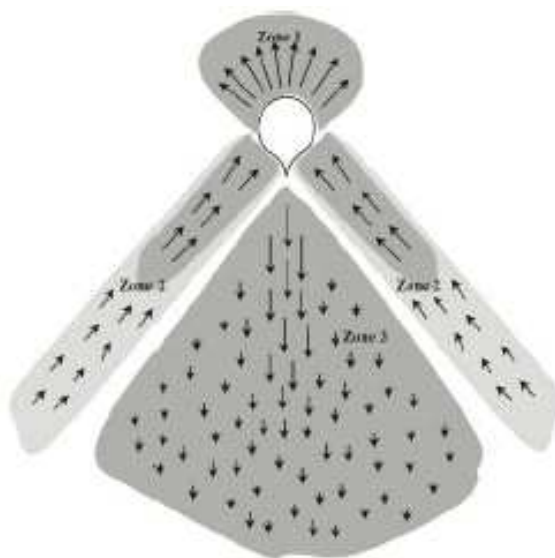


Figura 2.20 – Campo de escoamento geral ao redor de uma bolha em fluido não-Newtoniano e viscoelástico (FUNFSCHILLING; LI, 2001).

Estas zonas são caracterizadas da seguinte forma:

- Zona 1: zona de escoamento ascendente em frente a bolha. O escoamento nesta região é similar ao caso Newtoniano;
- Zona 2: zona de escoamento ascendente cônica exatamente ao redor do rastro negativo. Esta zona foi observada em todos os campos de escoamento medidos para as

soluções de PAAm.

- Zona 3: zona de escoamento descendente no rastro central. O mecanismo destes rastros negativos até o momento não são bem claros. Provavelmente a elasticidade do fluido tem um papel importante neste fenômeno.

A visualização *birefringence* confirma a distribuição espacial das tensões devido ao movimento relativo entre as zonas 2 e 3. Assim, existem dois mecanismos que competem para governar as interações e coalescência entre bolhas em fluidos não-Newtonianos e viscoelásticos: rastros negativos que são desfavoráveis e as tensões residuais que resultam positivamente na redução da viscosidade local do fluido. Juntamente com as simulações reológicas, os resultados apresentados por ambos, o sistema PIV e a visualização *birefringence*, ajudaram os autores a elucidar as interações em linha e coalescência entre bolhas freqüentemente observadas em meios semelhantes. A criação de tensões depois da passagem de bolhas e suas relaxações exibindo temporariamente uma memória de viscosidade reduzida é claramente identificado como o mecanismo dominante que governam as interações em linha e coalescência em meios semelhantes antes dos efeitos de rastro negativo.

RODRIGUE (2002) mostrou que as equações propostas por RODRIGUE (2001) para o movimento de bolhas de gás em fluidos Newtonianos viscosos podem ser modificadas para aplicação no caso de fluidos não-Newtonianos que seguem o modelo de *power-law*. Para fluidos do tipo *power-law* a definição do número de Reynolds é modificada para quantificar a variação da viscosidade do líquido, como:

$$Re_{pl} = \frac{\rho U^{2-n} d_e^n}{m} \quad (2.70)$$

A viscosidade é assim aproximada por:

$$\mu = m \left(\frac{U}{d_e} \right)^{n-1} \quad (2.71)$$

A partir de uma revisão na literatura o autor montou um banco de dados com uma grande faixa de propriedades físicas e características de escoamento. Estes dados foram comparados com aqueles obtidos com o uso da correlação e observaram-se erros médios em torno de 23% para o conjunto todo de pontos, que é razoavelmente aceitável para esta faixa extensa de parâmetros físicos e fluidos reologicamente complexos.

FRANK *et al.* (2003) estudaram o movimento de bolhas de ar em fluidos não-Newtonianos e suspensões. Os experimentos foram conduzidos em dois tanques cilíndricos de acrílico com diferentes tamanhos: 24 cm de diâmetro com 160 cm de altura, e 30 cm de

diâmetro com 50 cm de altura. Ambos foram envolvidos por dutos quadrados para eliminar os efeitos de distorção óptica na visualização como também controlar a temperatura no interior do tanque cilíndrico. A geração das bolhas de ar foi através de um orifício de diâmetro variável (0,1-0,5 cm), submerso no líquido e centralizado do fundo do tanque. Uma válvula de rápida resposta controlada por um computador permitia a injeção de bolhas de determinado volume e com tempo desejado de injeção (intervalo entre bolhas sucessivas). Três fluidos não-Newtonianos em diferentes concentrações foram utilizados. Eles comportavam-se como fluidos pseudoplásticos e viscoelásticos. Na faixa de taxas de deformação correspondendo ao movimento da bolha, a viscosidade pode ser aproximada pelo modelo de *power-law*. Para efeito de comparação, um fluido Newtoniano de 99,5% em peso de glicerina foi empregado. Duas técnicas experimentais para visualização foram usadas: PIV (Particle Image Velocimetry) e visualização *biofringence*. Uma modelagem teórica baseada na coalescência entre bolhas foi desenvolvida para efeito de comparação com os dados experimentais. Em vez de uma aproximação detalhada, a ênfase foi dada na descrição da dinâmica de junção entre os principais mecanismos físicos. Para um conjunto de bolhas ascendendo em fluidos não-Newtonianos, vários modelos híbridos foram desenvolvidos respectivamente para velocidade de ascensão, evolução da tensão, e efeito da tensão residual sobre a velocidade de ascensão. A partir daí foi possível calcular a velocidade de ascensão de um conjunto de bolhas com um dado período de injeção. Os resultados encontrados pelos autores mostraram que a velocidade de ascensão das bolhas depende não somente do volume da bolha e parâmetros intrínsecos do fluido, mas também do período de injeção. Para volumes idênticos de bolha a velocidade diminui com o período de injeção. Isto é válido para ambos fluido Newtoniano e não-Newtoniano. A medida PIV mostrou que em fluidos Newtonianos, as interações entre bolhas são puramente viscosas. Porém essa técnica não pôde explicar a forte dependência da velocidade de ascensão da bolha com o período de injeção em fluidos não-Newtonianos. Porém por meio de medidas *birefringence* e simulações reológicas prévias, foi possível mostrar que as interações em fluidos viscoelásticos são principalmente governadas pela competição entre os mecanismos de criação de tensões e suas relaxações no tempo em forma de redução na viscosidade local. Tais interações possuem uma longa extensão e exibem efeitos de memória no tempo e no espaço. O caráter dinâmico das interações nestes fluidos implica que uma aproximação original poderia ser adotada para levar em conta a diminuição temporária na viscosidade local que facilita a ascensão da bolha seguinte. Alguns dados qualitativos sobre a forma da bolha e excentricidade foram obtidos em suspensões de laponite, porém o comportamento de ascensão é complexo. Observou-se caminho e forma irregular das

bolhas, que podem ser atribuídos à junção entre as propriedades físicas, hidrodinâmicas e reológicas.

Tendo em vista que a determinação da velocidade de escoamento de bolhas de gás em fluidos não-Newtonianos é ainda complexa tanto do ponto de vista experimental como teórico, o cálculo da velocidade de ascensão de bolhas ainda é baseado em correlações empíricas ou em conceitos clássicos de coeficiente de arraste. O diâmetro efetivo da bolha de gás é definido nestes estudos por diferentes caminhos. Por isso, DZIUBINSKI *et al.* (2003) verificaram a partir de dados experimentais as expressões para o cálculo do coeficiente de arraste propostas por DEWSBURY *et al.* (1999) e de RODRIGUE (2002) levando em consideração duas formas diferentes de definição do diâmetro da bolha. A comparação entre o coeficiente de arraste obtido experimentalmente e o calculado pelo método de DEWSBURY *et al.* (1999), dado pela Equação (2.64) com número de Reynolds definido pela Equação (2.66) com base nos dados experimentais obtidos por DZIUBINSKI; ORCZYKOWSKA (2002) e ORCZYKOWSKA (2002), foi determinada com um erro de $\pm 40\%$. Isto confirma que a introdução do diâmetro projetado sobre o plano horizontal como uma dimensão linear da bolha não melhora notavelmente a descrição dos dados experimentais como sugerido por DEWSBURY *et al.* (1999). RODRIGUE (2002) propôs um método simples para a determinação da velocidade de ascensão de bolhas em fluidos não-Newtonianos aplicando a definição de diâmetro volumétrico equivalente para definir a forma da bolha. DZIUBINSKI *et al.* (2003) introduziram o diâmetro projetado sobre o plano horizontal na expressão de RODRIGUE (2002) e não notaram melhora na descrição dos dados experimentais. Assim, os autores concluíram que para uma larga faixa de dados experimentais, quando se usa o número de Reynolds generalizado como resultado do modelo de *power-law* do líquido para correlacionar os dados experimentais, é impossível obter precisão na descrição de todos os dados experimentais disponíveis. Isto se deve ao mecanismo complexo do escoamento de bolhas em líquidos não-Newtonianos e do caráter específico do modelo de *power-law* na descrição deste tipo de escoamento. A introdução do diâmetro projetado sobre o plano horizontal não teve um efeito significativo sobre o decréscimo no erro na descrição dos dados experimentais da velocidade de escoamento da bolha em líquidos não-Newtonianos tanto com o uso da equação de DEWSBURY *et al.* (1999) quanto com a de RODRIGUE (2002).

Diferente do que foi mostrado anteriormente por DZIUBINSKI *et al.* (2003) onde a introdução do diâmetro projetado sobre o plano horizontal não tem efeito significativo sobre o decréscimo do erro na descrição dos dados experimentais de velocidade de bolhas em líquidos não-Newtonianos e de que o coeficiente de arraste calculado com base no diâmetro

equivalente seria o mesmo que o calculado com base no diâmetro projetado sobre o plano horizontal, KARAMANEV *et al.* (2005) mostraram que essas conclusões não estão corretas, porém são válidas para baixos números de Reynolds e para bolhas esferoidais. Quanto se trata de bolhas no formato cápsula esférica, o uso do diâmetro projetado sobre o plano horizontal para descrever o tamanho da bolha deve ser considerado. Isso porque um aumento no tamanho da bolha, respectivamente no número de Reynolds, resulta normalmente em um aumento na não esfericidade, que é descrita por sua razão de aspecto $E=d_e/d_h$. A “aspect ratio” de bolhas ascendendo em líquidos Newtonianos (Clift *et al.*,1978) e na maioria dos não-Newtonianos (Chhabra, 1993) varia entre 1 (bolhas esféricas) e 0,62 (bolhas cápsula esférica). A Figura 2.21 abaixo ilustra as diferenças entre d_e e d_h para bolhas de mesmo volume, porém com formatos diferentes.

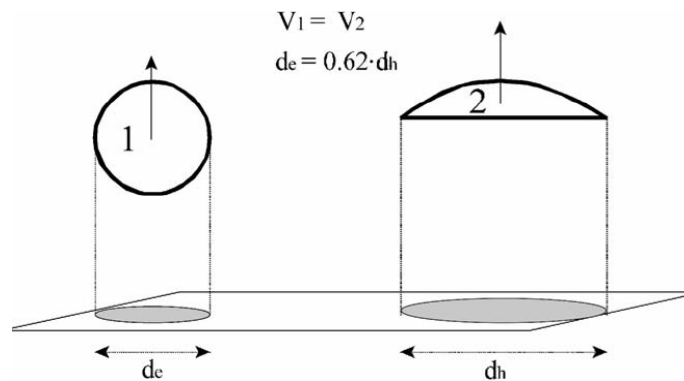


Figura 2.21 – Visão esquemática de uma bolha cápsula esférica, sua esfera de volume equivalente e as projeções sobre o plano horizontal.

Assim, no caso de grandes números de Reynolds, quando as bolhas usualmente têm formato de cápsula esférica, o coeficiente de arraste baseado em d_e é 2,6 vezes maior do que o baseado em d_h . Isto é visto na Figura 2.22, a seguir, onde curvas de arraste típicas foram plotadas. Nas curvas 3 e 4 quando o diâmetro equivalente foi usado, diferentes sistemas líquido-bolha produzem diferentes curvas de arraste, entretanto o uso do diâmetro projetado sobre o plano horizontal para descrever o arraste resulta em uma curva universal representada pela curva 2.

Além disso KARAMANEV *et al.* (2005) mostrou que a curva 2 descreve não somente a ascensão de bolhas de gás com qualquer forma e em qualquer líquido, mas também a ascensão de partículas leves tendo formas similares as das bolhas. Conseqüentemente a curva 2 pode ser considerada uma curva de arraste universal da ascensão de partículas sólidas ou fluidas em qualquer líquido (gás ou líquido Newtoniano e não-Newtoniano). Para efeito de comparação a curva 1 representa a queda livre de esferas sólidas. No contexto desta

discussão, é interessante notar que todas as curvas convergem com baixos números de Reynolds.

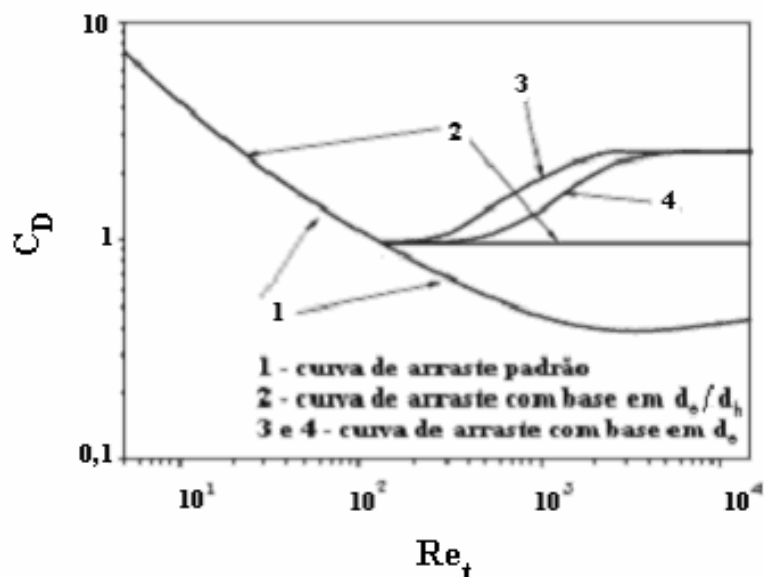


Figura 2.22 – Comparação das curvas de arraste calculadas através de diferentes formas (KARAMANEV *et al.*, 2005).

2.4 Simulação da Hidrodinâmica de Ascensão de Esferas/Bolhas Utilizando Técnicas da Fluidodinâmica Computacional

Os aspectos físicos de qualquer escoamento são governados por três princípios fundamentais: a conservação da massa, a segunda lei de Newton e a conservação da energia. A fluidodinâmica computacional (CFD) é a ciência que visa determinar a solução numérica das equações gerais de transporte. Tal ferramenta é extremamente válida do ponto de vista da Engenharia Química, pois a maioria dos processos envolve mais de uma fase, o que acarreta uma dependência da transferência de massa e reação química com a concentração local e as superfícies de transferências locais, interfaces gás/líquido, gás/partícula, entre outros. Escoamentos multifásicos são freqüentemente encontrados em indústrias químicas, petroquímicas e de tratamento de água.

O papel da CFD nas predições de engenharia se tornou tão forte que atualmente ela pode ser vista como a terceira dimensão da fluidodinâmica, que se somam as outras duas dimensões clássicas: experimental e teórica (PEREIRA 2006).

2.4.1 Modelagem de Escoamentos Multifásicos via FLUENT

A maioria dos escoamentos encontrados na natureza e nos processos tecnológicos são constituídos por uma mistura de fases. As fases físicas da matéria são gás, líquido e sólido, mas o conceito de fase em um sistema de fluxo multifásico é aplicado em um sentido mais amplo. Em fluxo multifásico, uma fase pode ser definida como uma classe identificável de matéria que possui características próprias e interações com o meio no qual está imersa. Por exemplo, partículas sólidas de tamanhos diferentes do mesmo material podem ser tratadas como fases diferentes porque cada conjunto de partículas com diferentes tamanhos terão uma resposta dinâmica diferente para o mesmo campo de escoamento.

Os escoamentos multifásicos podem ser classificados pelos seguintes regimes, em quatro categorias:

- *Escoamentos gás-líquido ou líquido-líquido:* neste tipo de escoamento uma fase gasosa discreta, na forma de bolhas, é constantemente borbulhada numa fase líquida contínua, ou, uma fase líquida discreta, no formato de pequenas ou grandes gotas, é continuamente expelida numa fase gasosa contínua. Excepcionalmente, se a fase dispersa e a fase contínua forem líquidos imiscíveis, o escoamento é enquadrado na modalidade líquido-líquido.
- *Escoamentos gás-sólido:* as partículas sólidas representam a fase dispersa imersa numa fase contínua gasosa. A disposição, concentração e o tamanho das partículas sólidas neste tipo de escoamento são relevantes para caracterizá-lo e aplicá-lo como princípio básico de funcionamento de inúmeros equipamentos industriais.
- *Escoamentos líquido-sólido:* as partículas sólidas representam a fase discreta imersa numa fase contínua líquida. Novamente, a disposição, a concentração e o tamanho das partículas são aspectos importantes na aplicação desse escoamento multifásico.
- *Escoamentos trifásicos:* estão compreendidos neste escoamento todos os que combinem as características daqueles já descritos anteriormente.

Atualmente existem duas abordagens para a resolução numérica dos escoamentos multifásicos: a abordagem Euler-Lagrange e a Euler-Euler.

Pela abordagem Euler-Lagrange, a fase discreta é tratada de forma lagrangeana. Tal fato implica em modelar a fase contínua pela resolução das equações de Navier-Stokes no tempo médio, completamente ausente da fase dispersa, e posteriormente, utilizar as informações fluidodinâmicas previamente levantadas, como dados de entrada para a descrição do comportamento da fase dispersa. Ressalta-se que esse tipo de abordagem é procedente

somente naqueles casos em que a fase dispersa ocupa uma pequena fração volumétrica do sistema.

Por outro lado, a abordagem Euler-Euler, as diferentes fases são tratadas matematicamente como interpenetrantes. Desde que o volume de uma fase não pode ser ocupado pelo da outra, o conceito de frações volumétricas de fase deve ser introduzido. Estas frações volumétricas de fase são consideradas como funções contínuas no tempo e no espaço e sua soma é igual a um. Assim, equações de conservação para cada uma das fases são apresentadas para obter um conjunto de equações, as quais tem estrutura similar para todas as fases. Porém, relações constitutivas, empíricas ou teóricas, são necessárias a fim de satisfazer ao clássico problema de (“fechamento”) definição correta do número de graus de liberdade do modelo final.

O FLUENT[®] possui três modelos multifásicos distintos, segundo a abordagem Euler-Euler, que são: o Modelo Volume de Fluido (VOF), o Modelo de Mistura e o Modelo Euleriano.

O Modelo VOF (Volume of Fluid) é uma técnica de localização de interfaces aplicadas a malhas eulerianas fixas. Este modelo multifásico deve ser empregado para escoamentos de dois ou mais fluidos imiscíveis onde a posição da interface entre os fluidos é bem definida. No modelo VOF um único conjunto de equações de momento é compartilhado pelos fluidos, e a fração volumétrica de cada fluido em cada célula computacional é atualizada durante todo o domínio. Este tipo de modelagem é comumente aplicado aos escoamentos onde existe estratificação, superfícies livres em tanques agitados, movimento de grandes bolhas num líquido, movimento de líquido em comportas de represas ou em valas, quebra de jatos de líquido, *air core* em hidrociclones, etc.

O Modelo de Mistura é designado para duas ou mais fases (fluido ou partícula), ambas tratadas como fluidos contínuos interpenetrantes. O modelo de mistura calcula as equações de momento da mistura e dita velocidades relativas para descrever as fases dispersas. Sua utilização é aconselhada para sistemas nos quais a fração volumétrica da fase dispersa supere 10%. O modelo de mistura também pode ser usado sem velocidades relativas para a fase dispersa para modelar escoamentos multifásicos. As aplicações mais frequentes do modelo de mistura, encontram-se em escoamentos dotados de pequenas bolhas, ciclones, hidrociclones, transportadores pneumáticos ou hidráulicos, etc. homogêneos

Já o Modelo Euleriano representa o mais complexo dos modelos multifásicos usados pelo FLUENT[®]. Este modelo resolve um conjunto de n -equações de momento e continuidade para cada fase presente no sistema. Neste modelo multifásico, o acoplamento é realizado por

intermédio da pressão e dos coeficientes de transferência entre as fases. Quando as fases são partículas e fluidos e são considerados os efeitos de temperatura granular e pressão de sólidos, o escoamento recebe a nomenclatura de escoamento multifásico euleriano granular, ao passo que se as fases envolvidas forem apenas fluidos, denomina-se de escoamento multifásico euleriano não-granular. Aplicações do modelo euleriano incluem escoamentos em colunas de bolhas, leitos fluidizados, sedimentadores, etc.

O primeiro passo para resolver qualquer problema multifásico é determinar qual regime melhor representa o fluxo desejado. Uma vez determinado o regime de escoamento em questão, pode-se selecionar então o modelo apropriado baseado nas seguintes regras gerais:

- Para bolhas, gotas e partículas arrastadas em que as frações volumétricas da fase dispersa são menores ou igual a 10%, usa-se o modelo de fase discreta;
- Para bolhas, gotas e partículas arrastadas em que as frações volumétricas das fases misturadas e/ou a fração volumétrica da fase dispersa 10%, usa-se tanto o modelo de mistura como o modelo Euleriano;
- Para escoamentos lentos (“slug flows”) o modelo VOF é indicado;
- Para escoamentos em superfícies lisas ou estratificadas, usa-se também o modelo VOF;
- Para transporte pneumático, usa-se o modelo de mistura para escoamentos homogêneos ou o modelo Euleriano para escoamento granular;
- Para leitos fluidizados o modelo Euleriano granular é o mais apropriado;
- Para *slurry flow* e transporte hidráulico, usar o modelo de mistura ou Euleriano são indicados;
- Para sedimentação, usa-se o modelo Euleriano;
- Em geral, escoamentos multifásicos complexos que envolvem regimes de escoamentos múltiplos, seleciona-se o escoamento que é de maior interesse, e então escolhe-se o modelo mais apropriado para ele.

Finalmente, não se pode esquecer de mencionar que o Modelo de Fase Discreta limita-se a escoamentos a baixíssimas frações volumétricas de partículas, sendo o único a permitir a especificação da distribuição granulométrica ou a incluir em sua simulação, o modelo de combustão, conforme visto nos manuais de CFD.

Com exceção dos casos em que o Modelo VOF deve ser necessariamente empregado, todos os demais escoamentos multifásicos, em tese, podem ser modelados pelos

demais modelos (Modelo de Fase Discreta, Modelo de Mistura ou Modelo Euleriano). Entretanto, existem alguns parâmetros que podem auxiliar na identificação do modelo multifásico apropriado para um determinado tipo de escoamento. Dentre eles, os mais utilizados estão relacionadas ao fator β e ao número de Stokes (St).

O fator β representa a carga de partículas do sistema e exerce um maior impacto na interação entre as fases. É definido como a razão entre os produtos da fração volumétrica pela densidade da fase dispersa e contínua, conforme a Equação (2.72):

$$\beta = \frac{\alpha_d \rho_d}{\alpha_c \rho_c} \quad (2.72)$$

Onde (ρ_d / ρ_c) representa a razão de densidades (γ). Quando γ assume valores maiores que 1000, o escoamento é gás-sólidos. Valores em torno de 1 indicam escoamentos líquido-sólido e menores que 0,001 escoamentos do tipo líquido-gás.

Usando os parâmetros β e γ é possível estimar a distância média entre as partículas individuais de uma fase particulada. Uma estimativa desta distância pode ser obtida através da equação de CROWE *et al.* (1998):

$$\frac{L}{d_d} = \left(\frac{\pi}{6} \frac{1+k}{k} \right)^{1/3} \quad (2.73)$$

onde $k = \beta / \gamma$. Informações sobre estes parâmetros são importantes para determinar como a fase dispersa pode ser tratada, ou seja, qual o modelo multifásico que melhor representa a mistura. Dependendo do carregamento de partículas o grau de interação entre as fase pode ser dividido em três categorias:

- Para baixíssimos valores de β , o fluido (fase contínua) influencia no deslocamento das partículas através do arraste e turbulência, mas as partículas não influenciam no escoamento do fluido que as transporta. Neste caso, os Modelos de Fase Discreta, de Mistura e Euleriano podem ser utilizados indistintamente. Sendo que o Modelo Euleriano é o que apresenta o maior custo computacional dentre todos, recomenda-se o uso do Modelo de Fase Discreta ou o Modelo de Mistura.
- Para valores intermediários de β , o fluido influencia no transporte das partículas através do arraste e turbulência, mas estas influenciam o fluido reduzindo a quantidade de movimento e de turbulência do meio. Neste caso, os modelos Fase Discreta, de Mistura e Euleriano podem ser aplicados, porém será necessário analisar o número de Stokes para decidir qual o modelo é mais apropriado.

- Para altos valores de β , além da interação fluido-partícula, existe no sistema, termos adicionais de pressão e de tensores viscosos devido à presença das partículas. Apenas o modelo Euleriano irá tratar este tipo de problema corretamente.

Para sistemas com carga de partículas (β) intermediária, a estimativa do valor do número de Stokes (S_t), como visto anteriormente, pode ajudar na escolha do modelo multifásico mais apropriado para o caso em estudo. O número de Stokes pode ser definido como a razão entre o tempo de resposta da partícula τ_d e o tempo de resposta do sistema t_s :

$$S_t = \frac{\tau_d}{t_s} \quad (2.74)$$

$$\tau_d = \frac{\rho_d d_d^2}{18\mu_c} \quad (2.75)$$

$$t_s = \frac{L_s}{V_s} \quad (2.76)$$

onde, L_s é o comprimento característico e V_s a velocidade característica.

Para $S_t \ll 1,0$ a partícula segue o escoamento de perto e qualquer um dos modelos multifásicos (Fase Discreta, Mistura ou Euleriano) pode ser empregado. Porém, se $S_t > 1,0$ as partículas se movem independentemente do escoamento e portanto devem ser utilizados apenas os Modelos de Fase Discreta ou Euleriano, excluindo por definitivo, o uso do Modelo de Mistura. Para $S_t \approx 1,0$ novamente qualquer um dos três modelos (Fase Discreta, Mistura ou Euleriano) pode ser aplicado, pode-se então escolher o que levar a um menor esforço computacional.

Apresentadas às considerações gerais a respeito dos escoamentos multifásicos e de seus respectivos modelos, nada mais propício do que direcionar discussões específicas sobre quais modelos multifásicos necessários e mais apropriados para a simulação da fluidodinâmica de bolhas/partículas em líquidos estagnados. Seguindo as regras gerais apresentadas anteriormente, constatou-se que para o estudo proposto para esta tese de Doutorado, o modelo de Fase Discreta, para o movimento de partículas e o Modelo de Volume de Fluido para o movimento de bolhas num líquido podem ser utilizados. Assim estes modelos serão mais detalhados a seguir.

2.4.1.1 Modelo de Fase Discreta

O Modelo de Fase Discreta pode ser aplicado aos sistemas nos quais a fração volumétrica da fase discreta é pequena (sistemas diluídos com $\alpha_d < 12\%$). À trajetória das

partículas podem ser associados os efeitos de turbulência, considerando as flutuações instantâneas ou médias da velocidade da fase contínua. Independente da consideração adotada, as partículas não exercem influência na geração ou dissipação de turbulência da fase contínua (abordagem Lagrangeana).

O Modelo de Fase Discreta em estado estacionário é indicado para aqueles casos em que as partículas são injetadas numa fase contínua e o sistema em si, tem entradas e saídas bem definidas. É o tipo de modelo que não deve ser aplicado para escoamentos dotados de indefinida suspensão de partículas num fluido, como acontece em sistemas fechados tais como tanques agitados, vasos de mistura ou leitos fluidizados. Porém, a restrição anterior já não mais se perfaz quando o modelo é aplicado numa abordagem transiente (PEREIRA, 2006).

O FLUENT[®] prediz as trajetórias das partículas através da integração da equação do movimento, na qual está contemplado o balanço entre as principais forças atuantes sobre a fase discreta, conforme descreve a Equação (2.77) para uma direção x em coordenadas cartesianas:

$$\frac{du_p}{dt} = F_D (u - u_p) + \frac{g_x (\rho_p - \rho)}{\rho_p} + F_x \quad (2.77)$$

onde $F_D (u_p - u)$ é a força de arraste por unidade de massa da partícula e pode ser representado como:

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D Re}{24} \quad (2.78)$$

Nas equações anteriores, u representa a velocidade da fase fluida, u_p a velocidade da partícula, ρ a densidade do fluido, ρ_p a densidade da partícula e d_p o diâmetro característico da partícula. E Re é o número de Reynolds relativo que é definido como:

$$Re \equiv \frac{\rho d_p |u_p - u|}{\mu} \quad (2.79)$$

O coeficiente de arraste (C_D), pode ser calculado via FLUENT[®] através de expressões como a de MORSI e ALEXANDER (1972) para partículas esféricas:

$$C_D = A_1 + \frac{A_2}{Re} + \frac{A_3}{Re^2} \quad (2.80)$$

onde a_1 , a_2 e a_3 são constantes que assumem valores distintos de acordo com a faixa de Re .

Para o caso de partículas não esféricas o FLUENT[®] disponibiliza a expressão de HAIDER e LEVENSPIEL (1989):

$$C_D = \left(\frac{24}{\text{Re}} \right) (1 + B_1 \text{Re}^{B_2}) + \left(\frac{B_3 \text{Re}}{B_4 + \text{Re}} \right) \quad (2.81)$$

onde

$$B_1 = \exp(2,3288 - 6,4581\phi + 2,4486\phi^2) \quad (2.82)$$

$$B_2 = 0,0964 + 0,5565\phi \quad (2.84)$$

$$B_3 = \exp(4,905 - 13,8944\phi + 18,4222\phi^2 - 10,2599\phi^3) \quad (2.85)$$

$$B_4 = \exp(1,4681 + 12,2584\phi - 20,7322\phi^2 + 15,8855\phi^3) \quad (2.86)$$

O fator de forma ϕ é dado pela razão entre a área superficial de uma esfera que tem o mesmo volume da partícula (s) e a área superficial da partícula (S).

Para partículas da ordem de sub-microns a forma da lei de Stokes pode ser utilizada, assim temos:

$$F_D = \frac{18\mu}{d_p^2 \rho_p C_c} \quad (2.87)$$

onde C_c é o fator de correção de Cunningham para a lei de arraste de Stokes, que pode ser calculado como:

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda}{d_p} \left(1,257 + 0,4e^{-(1,1d_p/2\lambda)} \right) \quad (2.88)$$

e λ é o caminho molecular médio livre.

A lei de arraste para altos números de Mach também pode ser aplicada. Esta lei de arraste é similar àquela para partículas esféricas, porém com correções para quantificar números de Mach da partícula maiores que 0,4 e números de Reynolds maiores que 20.

O termo F_x da Equação (2.77) representa todas as forças adicionais que podem atuar sobre a trajetória da partícula, como por exemplo, a força mássica virtual que é a força requerida para acelerar o fluido nas vizinhanças da partícula, que é importante quando a densidade do fluido é maior que a densidade da partícula:

$$F_x = \frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{d}{dt} (u - u_p) \quad (2.89)$$

Outra força adicional é aquela devido ao gradiente de pressão no fluido, que pode ser dada por:

$$F_x = \left(\frac{\rho}{\rho_p} \right) u_p \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.90)$$

Observa-se aqui que as expressões disponibilizadas pelo FLUENT[®] para a previsão do coeficiente de arraste são para o caso de partículas em queda livre. Não se tem disponível expressões que contabilizem a ascensão de partículas leves ou bolhas.

2.4.1.2 Modelo Volume de Fluido (VOF)

Algumas restrições são aplicadas ao uso do Modelo Volume de Fluido (VOF), são elas:

- Apenas resolvidores do tipo segregado devem ser empregados nas simulações;
- Todos os volumes de controle devem estar preenchidos com uma das fases ou com a combinação delas, não podendo existir regiões de vazios nas quais nenhum fluido esteja presente;
- Somente uma das fases pode ser definida com gás ideal compressível;
- Este modelo não deve ser utilizado quando o escoamento é constituído por um meio reacional ou por espécies que se misturam;
- O modelo de turbulência LES não pode ser empregado com o modelo VOF;
- Não se aplica também a escoamentos inviscidos (forças viscosas desprezíveis frente às forças inerciais).

O modelo VOF é indicado para escoamentos de fluidos imiscíveis dotados de interfaces bem definidas, ou seja, dois ou mais fluidos não são interpenetrantes. Por esse modelo multifásico, um conjunto de equações do movimento são resolvidas e um acompanhamento da fração volumétrica dos fluidos é realizada em todo o domínio. Assim, para cada fase adicionada ao sistema, a respectiva fração volumétrica representa uma nova variável em cada uma das células computacionais. Conseqüentemente, em cada volume de controle, a soma das frações de volume de todas as fases equivalem à unidade.

Em outras palavras, se q representa uma das fases do sistema e α_q a respectiva fração volumétrica numa determinada célula computacional, existem então três condições possíveis de ocorrerem: quando $\alpha_q = 0$, a célula computacional está vazia do fluido q ; se $\alpha_q = 1$, a célula computacional está completa do fluido q . Entretanto, se $0 < \alpha_q < 1$, então a célula contém uma interface entre a fase q e as demais.

A localização das interfaces entre as fases é realizada pela solução da equação da continuidade para a fração volumétrica de uma das fases. Para a fase q , esta equação tem a seguinte forma:

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \alpha_q = \frac{S_{\alpha_q}}{\rho_q} \quad (2.91)$$

Na maioria das vezes o segundo membro da Equação (2.91) é nulo, mas pode-se definir uma constante ou uma fonte de massa para cada uma das fases.

A equação da fração de volume não será resolvida para a fase primária que tem sua fração volumétrica calculada pela seguinte restrição:

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \quad (2.92)$$

As propriedades que aparecem nas equações de transporte (densidade, viscosidade, condutividade térmica etc.) são determinadas pela presença das fases componentes em cada volume de controle. Por exemplo, em um sistema bifásico, onde as fases são representadas pelos subscritos 1 e 2 respectivamente, a densidade em cada célula é dada por:

$$\rho = \alpha_2 \rho_2 + (1 - \alpha_2) \rho_1 \quad (2.93)$$

Em geral, para um sistema de n fases:

$$\rho = \sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q \quad (2.94)$$

Todas as outras propriedades do sistema são calculadas da mesma forma.

Uma única equação do movimento é resolvida em todo o domínio e o campo de velocidade resultante é compartilhado entre as fases. A equação do movimento, mostrada a seguir, é dependente das frações volumétricas de todas as fases através das propriedades de densidade e viscosidade:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot \left[\mu \left(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T \right) \right] + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (2.95)$$

Ressalta-se que o compartilhamento do campo de velocidade pode consistir numa limitação do modelo, principalmente naqueles casos onde existe uma grande diferença entre as velocidades das fases, comprometendo sua estimativa nas proximidades da interface.

Nos sistemas multifásicos não isotérmicos, a equação da energia pode ser também compartilhada entre as fases, como:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \cdot \left[\vec{v} (\rho E + P) \right] = \nabla \cdot (k_{\text{eff}} \nabla T) + S_h \quad (2.96)$$

O modelo VOF trata a Energia e a temperatura (T) como variáveis médias por unidade de massa:

$$\text{Energia} = \frac{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q E_q}{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q} \quad (2.97)$$

onde E_q para cada fase é baseada no calor específico daquela fase e na temperatura compartilhada. A densidade e a condutividade térmica efetiva são compartilhadas entre as fases da mesma forma já descrita anteriormente. O termo S_h da Equação (2.96) contém contribuições devido a radiação, bem como de algumas outras fontes de calor.

2.4.2 Equações de Transporte para Simulação Bidimensional

Para todos os tipos de escoamentos, o FLUENT[®] resolve as equações de conservação para a massa e movimento. A estas equações, sempre que houver escoamentos envolvendo transferência de calor, compressibilidade ou turbulência, devem ser adicionadas equações adicionais para que o fenômeno seja adequadamente previsto (VIEIRA 2006).

A Equação da Continuidade (conservação da massa) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = S_m \quad (2.98)$$

A expressão anterior representa a conservação de massa, sendo válida tanto para escoamentos incompressíveis quanto compressíveis. O termo que aparece no lado direito da (S_m) representa a massa adicionada para a fase contínua por causa da dispersão da segunda fase.

De acordo com BATCHELOR (1967), a equação do movimento para um referencial fixo pode ser descrita genericamente pela Equação (2.99), onde P representa a pressão estática, $\vec{\tau}$ o tensor resultante do escoamento, $\rho \vec{g}$ e $\vec{F}$ são as forças gravitacionais e de campo respectivamente.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot \vec{\tau} + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (2.99)$$

O tensor $\vec{\tau}$ pode ser descrito pela Equação (2.100), onde μ é a viscosidade molecular, I o tensor unitário e o segundo termo do segundo membro da equação é o efeito da dilatação de volume.

$$\vec{\tau} = \mu \left[\left(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T \right) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} I \right] \quad (2.100)$$

2.4.3 Métodos Numéricos

De acordo com o apresentado anteriormente, os fenômenos que atuam num determinado tipo de escoamento são governados por um conjunto de equações diferenciais parciais. Contudo, mesmo sendo possível representar o escoamento, do ponto de vista matemático, estas equações não possuem soluções analíticas e necessitam da aplicação de adequadas técnicas numéricas para resolvê-las.

Os dois principais métodos numéricos empregados pelo FLUENT[®] para a solução de problemas deste tipo são:

- Solver segregado ou seqüencial;
- Solver acoplado ou simultâneo

Usando qualquer um dos métodos, FLUENT[®] irá resolver as equações integrais para a conservação da massa e momento, e (quando apropriado) para a energia e outros escalares como turbulência e espécies químicas. Em ambos os casos uma técnica baseada em volumes de controle é usada e consiste de:

- Divisão do domínio em volumes de controle usando uma malha computacional;
- Integração das equações governantes sobre um volume de controle individual para gerar equações algébricas para as variáveis dependentes como a velocidade, pressão, temperatura, etc.
- Linearização das equações discretizadas e solução do sistema de equações lineares resultantes.

Os dois métodos numéricos empregam um processo de discretização similar (técnica dos volumes finitos), mas a aproximação usada para linearizar e resolver as equações discretizadas é diferente.

A solução pelo método segregado considera a resolução seqüencial das equações governantes, desde que estes sejam não lineares e necessitem de várias iterações até que seja alcançada uma convergência. A cada iteração as propriedades dos fluidos são atualizadas, baseadas na solução corrente. As equações do movimento para as componentes de velocidade são resolvidas. Tendo o campo de velocidade, são feitos no mesmo passo de iteração para a pressão e atualizações dos fluxos de massas em todos os volumes de controle. Somente após a etapa anterior é que as equações da energia, turbulência e demais escalares, são resolvidas.

No método acoplado ocorre a resolução simultânea das equações da continuidade, momento, energia e transporte de espécies. Somente depois é que ocorre a resolução seqüencial das equações governantes para os demais escalares.

Em ambos os métodos de resolução as equações governantes não lineares são linearizadas para produzir um sistema de equações para as variáveis dependentes em cada célula computacional possível de ser resolvido. A maneira pela qual as equações são linearizadas pode levar a uma forma implícita ou explícita da variável (ou conjunto de variáveis) dependente de interesse. Na forma implícita uma determinada variável é compartilhada por mais de uma equação linearizada, que requer a resolução simultânea das mesmas. Por outro lado, pela forma explícita, uma determinada variável aparece somente em uma equação linearizada, sendo possível uma resolução sequencial.

Como visto anteriormente o FLUENT[®] usa a técnica baseada no volume de controle, ou seja, volumes finitos, para converter as equações governantes em equações algébricas que podem ser resolvidas numericamente. Pela técnica de volumes finitos, o domínio do escoamento é dividido em inúmeros volumes de controle, cada qual recebendo em sua posição central, um ponto de interesse da malha. Em cada volume de controle, ocorre a integração das equações de transporte, mediante aproximações apropriadas, o que resulta num conjunto de equações algébricas. Neste conjunto de equações algébricas, inevitavelmente acabam sendo incorporadas informações advindas de outros volumes de controle adjacentes àquele sob análise, devido aos termos convectivos e difusivos inerentes às equações de transporte. Desta forma, os termos convectivos e difusivos destas equações algébricas, devem ser necessariamente compartilhados entre os volumes de controle adjacentes mediante técnicas de interpolação. Sem entrar em detalhes, o FLUENT[®] disponibiliza os seguintes esquemas de interpolação: *DIFERENÇAS CENTRAIS*, *UPWIND* de primeira e segunda ordem (BARTH e JESPERSEN, 1989), *POWER LAW* e *QUICK*.

Cabe ressaltar ainda que durante integração e manipulação das equações de transporte em cada um dos volumes de controle, o termo de pressão não é levado em consideração. O cálculo da pressão ocorre posteriormente, através do seu acoplamento com a velocidade, mediante uma combinação específica da equação do movimento com a equação da continuidade. Em razão disso, vários são os algoritmos disponibilizados pelo FLUENT[®] que permitem o acoplamento da pressão com a velocidade. Entre eles:

- SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations): o acoplamento é efetuado através de uma relação que permite corrigir a pressão a cada nova iteração de velocidade;
- SIMPLEC (*SIMPLE-Consistent*): cuja estrutura é similar ao SIMPLE, diferindo-se apenas na expressão responsável pela correção da pressão.

- PISO (*Pressure-Implicit with Splitting of Operators*) que pode ser utilizado para satisfazer de maneira mais adequada os balanços de momento após as correções de pressão.

Para a interpolação da pressão entre os centros das células computacionais o FLUENT[®] disponibiliza os seguintes esquemas:

- Interpolação padrão: os valores de pressão nas faces dos volumes de controle são interpolados através dos coeficientes da equação do movimento, sendo indicado nos casos onde a variação de pressão entre os centros das células computacionais não é pequena;
- Esquema linear de interpolação: calcula a pressão na face como a média dos valores entre as células de fronteira;
- Esquema de interpolação de segunda ordem: usado desde que não haja escoamentos com gradientes de pressão descontínuos (por exemplo a presença de meio porosos) ou uso de modelos multifásicos como VOF e de mistura;
- Esquema de forças de campo equilibradas: calcula a pressão na face, assumindo que o gradiente normal da diferença entre pressão e as forças de campo seja constante;
- PRESTO!: cujo detalhamento pode ser visto em PATANKAR (1980).

2.4.4 Geração de Malhas Computacionais

A geração de malhas computacionais é citada freqüentemente como a parte mais importante e que consome um maior tempo na análise de CFD. A qualidade da malha possui um papel direto na qualidade da análise, independente do tipo de resolvidor de fluxo utilizado. Adicionalmente, os códigos CFD são mais robustos e eficientes ao usar uma malha bem construída. Pensando nisto, é fundamental que o analista de CFD conheça detalhadamente os vários métodos de geração de malha (DUARTE 2006).

2.4.4.1 Métodos de Malha Estrutura

Os métodos de malha estruturada possuem este nome devido ao fato de estar disposta em um padrão regular repetido e chamado de bloco. Estes tipos de grades utilizam elementos quadriláteros em duas dimensões e elementos hexahédricos em três dimensões para uma malha regular computacional. Malhas estruturadas apresentam uma considerável vantagem sobre outros métodos por permitirem ao usuário um alto grau de controle, sendo possível

refinar a malha em regiões de interesse e também gerar regiões menos refinadas quando lhe for viável.

Costumeiramente malhas estruturadas poderiam consistir somente de um bloco. O usuário desta forma seria forçado a gerar vários blocos que se interconectam para garantir malhas estruturadas para todo o domínio. Com o desenvolvimento das técnicas de geração de malhas surgiu o sistema multiblocos estruturado, ou seja, esquemas de geração de malha que permitem conectar vários blocos juntos e construir o domínio inteiro.

A desvantagem principal de malhas de bloco estruturados é o tempo e a experiência exigida do usuário para se obter uma ótima estrutura de bloco (DUARTE, 2006).

2.4.4.2 Métodos de Malha não Estruturada

Métodos de malha não-estruturada utilizam uma coleção arbitrária de elementos para preencher o domínio. Como o arranjo de elementos não tem nenhum padrão identificável, a malha é chamada não-estruturada. Estes tipos de grades geralmente utilizam triângulos em 2D e tetraedros em 3D.

A vantagem de métodos de malha não-estruturada é que eles requerem menor esforço do usuário e tempo para a construção, não preocupando-se com a disposição dos blocos, estrutura ou conexões.

A principal desvantagem é a falta de controle do usuário sobre a disposição da malha, pois este se restringe a definir apenas os limites e tamanho das células. Os elementos triangulares e tetraédricos apresentam o problema de não se acomodarem bem às deformações do corpo, dificultando assim o refinamento em uma área específica (DUARTE, 2006).

2.4.4.3 Métodos de Malha Híbrida

O método de malhas híbridas apresenta os aspectos positivos do método de malha estruturada e não-estruturada. Grades híbridas utilizam forma de grade estruturada em regiões locais enquanto usa grade não-estruturada no domínio. Malhas híbridas podem conter elementos hexahédricos, tetrahédricos em 3D e triângulos e quadriláteros em 2D (DUARTE, 2006).

A vantagem de métodos de malha híbrida é a possibilidade de utilização de grades estruturadas nas regiões de mais detalhamento e usar malha não-estruturada onde este não é interessante. A possibilidade de se controlar a forma e a distribuição da malha localmente é uma ferramenta poderosa e que pode render malhas excelentes com resultados satisfatórios.

A desvantagem dos métodos híbridos é que eles exigem muita prática e experiência do usuário na geração de malhas em corpos com geometrias complexas.

CAPÍTULO III

MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 Unidade Experimental

Para determinar experimentalmente a velocidade de ascensão de esferas e bolhas, em regime permanente, em líquidos Newtonianos e não Newtonianos estagnados, os ensaios foram conduzidos em um tanque de acrílico de secção quadrada de 76 cm e comprimento de 118 cm.

O movimento de ascensão das esferas e bolhas foi registrado por uma câmera fotográfica digital Sony CyberShot® P32 e através do uso de um Estroboscópio digital foi possível observar as trajetórias. As imagens provenientes da câmera foram processadas no *software* Global Lab Image 2.

Uma ilustração da unidade experimental pode ser visto na Figura 3.1.

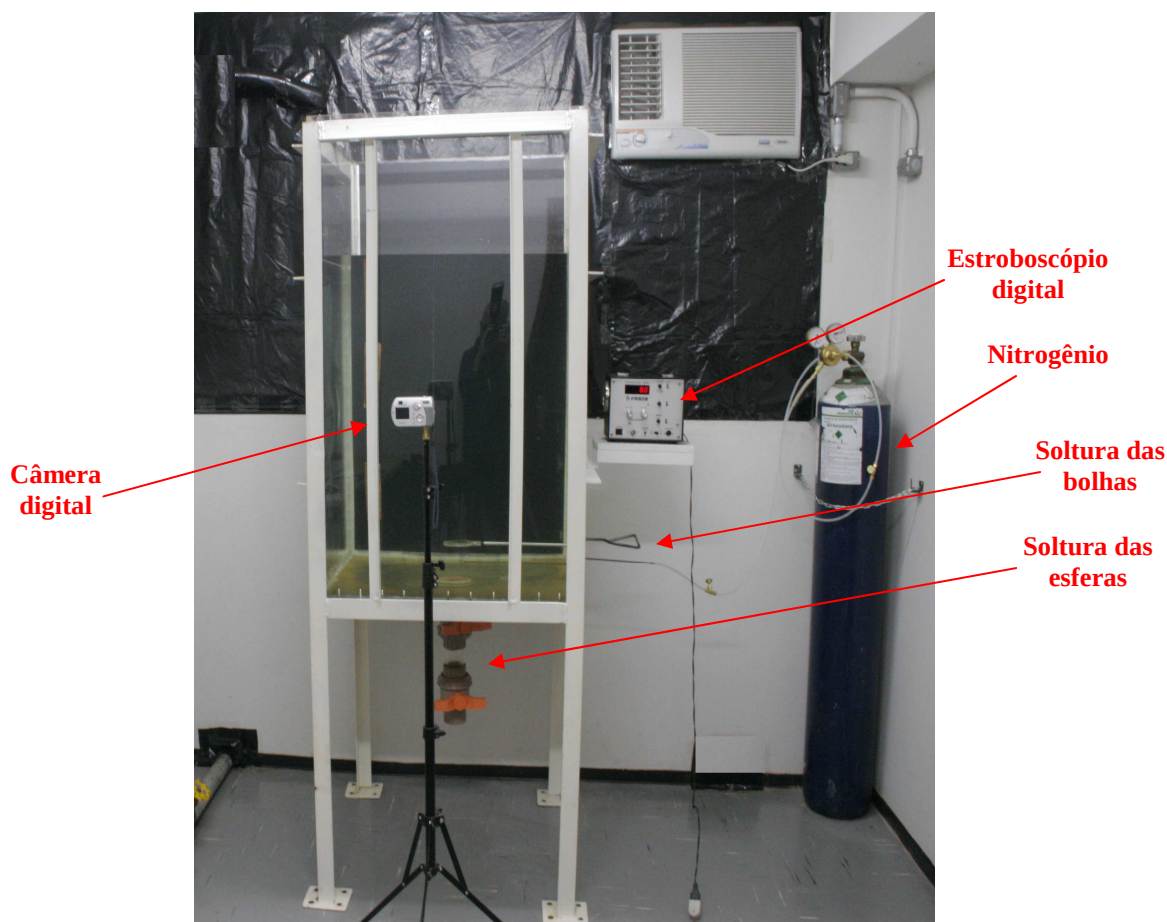


Figura 3.1 – Ilustração da unidade experimental.

Para determinar a velocidade terminal, as esferas e bolhas foram liberadas no fundo do tanque de acrílico, instalado em uma sala completamente escura. Considerou-se o movimento bidimensional das mesmas. Mediu-se também o ângulo entre o vetor velocidade e o plano horizontal. Através do uso do estroboscópio digital cuja velocidade do flash pode ser ajustada de 2,5 a 33,3 flashes por segundo e da câmera fotográfica, como mostra a Figura 3.2, era possível obter várias posições da esfera ou bolha na mesma fotografia e o tempo decorrido entre elas. Assim, de posse das distâncias entre essas posições e do tempo quantificou-se a velocidade terminal pelo quociente do espaço percorrido pelo tempo.



Figura 3.2 – Câmera fotográfica digital Sony CyberShot© P32 e Estroboscópio digital Frata.

Recobriu-se a parede do fundo do tanque com um papel adesivo preto para melhorar o contraste da imagem quando do estudo do movimento de esferas de cor clara.

Para o trabalho com bolhas a parede foi recoberta por uma placa de acrílico leitosa, pois neste caso a fotografia era feita objetivando a sombra da bolha. Para isso iluminava-se a parede do fundo do tanque e essa refletia a luz sobre a bolha, permitindo ver-se o completo contorno da mesma.

3.2 Ajustes Experimentais

Alguns cuidados foram tomados com o intuito de minimizar a propagação de erros experimentais.

3.2.1 Bolhas de Ar

Era formada uma grande quantidade de bolhas de ar durante o processo de colocação das partículas dentro do recipiente de solda. Assim elas só poderiam ser liberadas depois que o fluido estivesse totalmente livre de bolhas e estagnado. Para isso era necessário que o conjunto experimental ficasse em repouso por no mínimo 40 minutos, tempo suficiente para que as mesmas se dispersassem naturalmente.

3.2.2 Linhas de Corrente

Com a ascensão das partículas e bolhas, forma-se um caminho preferencial no interior do fluido, expresso pelas linhas de corrente formadas, que deve ser retirado para evitar que a partícula subsequente percorra este caminho e sua velocidade seja influenciada por estas linhas de corrente. Este problema foi contornado com uma homogeneização do tanque utilizando uma espécie de bastão. Entre esse processo e a nova ascensão um intervalo de tempo de aproximadamente 40 minutos deve ser respeitado, para garantir que o fluido esteja completamente estagnado.

3.2.3 Equilíbrio Térmico

A necessidade de equilíbrio térmico no tanque é justificada pela sensibilidade da viscosidade dos fluidos com a temperatura. Manteve-se a unidade experimental em repouso no interior de uma sala com constante refrigeração, para minimizar os problemas de desigualdade térmica, evitando uma variação de temperatura durante os ensaios experimentais. Fazia-se uma medida de temperatura entre cada ensaio experimental utilizando-se um termômetro graduado.

3.2.4 Dimensões do Tanque e Esferas

De acordo com as dimensões do tanque foi necessária uma caracterização prévia das esferas que seriam utilizadas no estudo, procurando ajustar o seu diâmetro no sentido de permitir condições que garantissem a ausência dos efeitos de parede e com isso, obter-se a velocidade terminal em meio infinito. Evitando-se a necessidade de obter estes valores pela extrapolação dos resultados de velocidade em meio restrito.

3.2.5 Distância Inicial

Para se quantificar a velocidade terminal era necessário estabelecer uma distância inicial que a partícula/bolha deve percorrer até atingir o equilíbrio de forças, iniciando desta forma o movimento de ascensão com a velocidade constante. A escolha

desta distância levou em consideração os resultados preliminares obtidos durante o período de ajuste da câmera. Assim, os resultados obtidos muito próximos à base do tanque eram desconsiderados.

3.2.6 Iluminação do Ambiente

Para registrar a trajetória de ascensão das esferas e bolhas através do uso do estroboscópio digital juntamente com a câmera fotográfica fazia-se necessário que a sala não possuísse qualquer tipo de iluminação. Assim, todas as janelas e frestas onde pudesse entrar claridade foram vedadas com lona preta, tornando o ambiente totalmente escuro.

3.3 Fluidos de Trabalho

Neste estudo, utilizou-se como fluido de trabalho: glicerina e água (fluidos com comportamento newtoniano) e soluções poliméricas de hidroxietilcelulose (CELLOZISE QP 4400) e Carbopol (fluidos com comportamento não newtoniano).

Para a preparação das soluções poliméricas empregou-se um tanque de aço inox com chicanas laterais e capacidade para 60 litros, dotado de um agitador de pás planas, movido por um motor com potência de $\frac{1}{2}$ CV, acoplado a um controlador eletrônico de rotação. Foi necessária a realização de 9 bateladas, pois o volume de fluido para os ensaios era de aproximadamente 500 litros.

As soluções poliméricas foram preparadas utilizando como solvente água destilada. Determinou-se as massas de polímero em balanças analíticas (Ohaus TS4000 e Scientec SA210) e o volume de água medido com o auxílio de um becker previamente calibrado.

Polímeros à base de celulose, como o HEC, dispersam-se em água à temperatura ambiente dissolvendo-se em seguida, formando soluções límpidas e isentas de géis.

A agitação é necessária para uma perfeita dispersão do polímero, devendo ser mantida até que este esteja completamente dissolvido e a solução se torne espessa. Em meio alcalino, ou a temperaturas elevadas o tempo de hidratação deste tipo de polímero diminui, enquanto que em meio ácido o tempo de hidratação aumenta.

A exemplo dos derivados típicos de celulose, as soluções de HEC estão sujeitas à degradação enzimática, com a correspondente redução de viscosidade. Estas enzimas

catalisadoras da degradação são produzidas por bactérias e fungos. Para reduzir este efeito, algumas precauções foram tomadas:

- utilizar água destilada, ao invés da água comum;
 - limpar bem os equipamentos empregados nas etapas de agitação e estocagem;
 - adicionar solução de formaldeído durante o processo de preparo da solução;
- utilizar as soluções preparadas em um intervalo de tempo menor que três semanas.

A solução conservante de formaldeído 38% foi adicionada na base de 1% em relação à massa de polímero utilizada. Esta solução conservante não inibe a ação das enzimas, mas cria um meio desfavorável ao desenvolvimento dos microorganismos que as produzem.

O tempo de agitação empregado na dispersão do polímero na solução está associado à homogeneidade desejada na solução final. Era indesejável a formação de flóculos de polímero, pois ficando sob a forma de gel, a presença destes representam duas implicações negativas: uma que a solução não teria a concentração esperada e outra que as partículas ao se movimentarem através da solução podem ter suas trajetórias alteradas. Portanto o agitador mecânico pode ser desativado somente após a dispersão completa do polímero. São necessárias aproximadamente 5 horas de agitação para cada batelada.

Utilizou-se o mesmo procedimento para a preparação das soluções de Carbopol, porém um cuidado especial foi tomado em relação ao pH da água utilizada. Pois para se ter uma solução extremamente cristalina, isenta de flóculos de polímero e ainda em um menor tempo de agitação necessitava-se elevar o pH da água a aproximadamente 13, utilizando-se solução 1M de NaOH. A resina Carbopol é obtida pela síntese e polimerização do ácido acrílico sendo que, dependendo da cadeia carbônica e variação do grupo carboxila, consegue-se obter diversos tipos de resina Carbopol, sendo o Carbopol 940, utilizado nesta tese, o que provém maior viscosidade e é o mais utilizado na produção de hidro-alcoólicos claros e transparentes. O Carbopol 940 tem a capacidade de produzir soluções e emulsões em qualquer viscosidade até gel. É usado para suspender ingredientes não solúveis e como estabilizante de emulsões, tem atividade uniforme, resistência microbiana, resistência ao envelhecimento, não sendo necessário adicionar soluções conservantes à solução final.

Determinou-se as reologias das soluções poliméricas de HEC e Carbopol e as viscosidades dinâmicas das soluções de glicerina com o auxílio de um reômetro de

Brookfield® RVDVIII com geometria do tipo cone e prato, acoplado a um banho termostatizado previamente calibrado. A faixa de taxa de deformação empregada para determinar as propriedades reológicas dos fluidos foi de 1,92 a 307,2 s⁻¹.

Para atestar a confiabilidade das medidas de viscosidade feitas pelo reômetro, dois fluidos padrão (“viscosity standard fluid”, produzido pela Brookfield®) foram empregados, são eles: fluido 1000 (1010 mPa.s a 25°C) e o fluido 500 (492 mPa.s a 25°C). A aferição do equipamento foi baseada na comparação entre as leituras de viscosidade dinâmica obtidas do viscosímetro e as propriedades do fluido padrão considerando as faixas de desvios aceitáveis pelo fabricante.

A densidade das soluções foi determinada pela técnica de picnometria.

Coletava-se os dados de viscosidade e reologia dos fluidos no final de cada ensaio experimental, pois tinha-se um pequeno efeito de hidratação nas soluções de glicerina e também uma variação nas propriedades reológicas das soluções poliméricas de HEC, de um dia de ensaio para o outro.

As soluções iniciais foram diluídas com o intuito de se ampliar a faixa de número de Reynolds trabalhada.

3.4 Esferas

Neste trabalho, utilizou-se 47 partículas de diversos materiais ($0,042 \leq \rho_s \leq 1,169 \text{ g/cm}^3$) e de tamanhos variados ($0,989 \leq d_p \leq 3,872 \text{ cm}$), consideradas lisas e esféricas. As partículas foram adquiridas e ajustadas para se enquadrar ao estudo.

Foram utilizadas esferas de Isopor®, madeira, polipropileno e nylon cujas propriedades estão apresentadas na Tabela 3.1.

As esferas de Isopor® e madeira foram pintadas para minimizar o efeito de absorção, utilizando tinta “spray” insolúvel nos fluidos de trabalho. Porém, com o tempo notou-se que havia uma pequena mudança de massa das partículas tornando-se necessária à quantificação da massa e conseqüentemente da densidade depois de cada ensaio experimental. Essas variações serão mostrados no Capítulo IV juntamente com os resultados experimentais.

Determinou-se as dimensões das partículas usando um paquímetro digital, Starrett® modelo 727. Para cada partícula eram realizadas cinco medidas de diâmetro.

Tabela 3.1 – Propriedades físicas das partículas.

Esferas	Diâmetro médio (cm)	Massa (g)	Densidade (g/cm³)
Isopor[®]			
A1	3,436 ± 0,042	8,615	0,406
A2	3,436 ± 0,022	6,326	0,291
A3	3,480 ± 0,024	4,226	0,191
1T	3,440 ± 0,032	2,860	0,134
2T	3,466 ± 0,060	3,358	0,154
4T	3,439 ± 0,054	3,846	0,181
6T	3,421 ± 0,007	1,885	0,090
continuação da Tabela 3.1			
2A	3,445 ± 0,051	6,545	0,306
5A	3,480 ± 0,091	9,386	0,425
3M	3,457 ± 0,046	5,041	0,233
V	3,433 ± 0,005	0,879	0,042
1T	2,480 ± 0,027	2,379	0,298
3T	2,487 ± 0,025	1,547	0,192
4T	2,500 ± 0,035	1,038	0,127
2A	2,494 ± 0,013	3,265	0,402
3A	2,440 ± 0,042	2,647	0,348
4A	2,370 ± 0,045	1,664	0,239
1M	2,475 ± 0,029	3,823	0,482
V	2,475 ± 0,050	0,583	0,073
T	1,475 ± 0,029	0,945	0,562
1T	1,508 ± 0,035	1,067	0,594
2T	1,533 ± 0,038	1,065	0,565
2M	1,543 ± 0,034	1,247	0,649
V	1,493 ± 0,015	0,459	0,264
Madeira			
1	2,379 ± 0,019	5,376	0,763

3	2,384 ± 0,040	4,649	0,655
4	2,376 ± 0,040	3,154	0,449
5	2,422 ± 0,037	6,794	0,913
Polipropileno			
5	0,989 ± 0,005	0,145	0,819
10	1,302 ± 0,0006	0,988	0,855
16	2,797 ± 0,004	2,675	0,234
17	2,815 ± 0,007	2,446	0,209
18	2,819 ± 0,001	2,565	0,219
19	3,872 ± 0,001	5,873	0,207
continuação da Tabela 3.1			
20	3,783 ± 0,011	4,860	0,171
21	3,848 ± 0,054	4,884	0,164
2F	1,925 ± 0,029	3,546	0,949
1B	2,393 ± 0,015	6,797	0,947
2B	2,400 ± 0,0	6,813	0,854
3B	2,350 ± 0,0	6,174	0,908
4B	1,775 ± 0,029	2,709	0,925
5B	1,763 ± 0,025	2,255	0,786
6B	1,725 ± 0,029	2,316	0,862
8B	2,475 ± 0,029	5,813	0,732
Nylon			
1	2,511 ± 0,048	7,773	0,937
2	2,068 ± 0,014	5,258	1,135
4	1,502 ± 0,009	2,074	1,169

A densidade das partículas foi determinada relacionando a massa com o seu volume. A massa foi quantificada em uma balança analítica, Scientech[®] modelo SA210 com 0,001g de precisão, e o volume calculado a partir de suas dimensões. Como o conjunto de esferas de Isopor[®] e de madeira adquiridas apresentavam a mesma densidade foi preciso variá-la inserindo tarugos de aço e cobre e tubinhos de cobre com

comprimentos e diâmetros variados no seu interior. Uma atenção especial foi dada para evitar deslocamento no centro de massa geométrico da esfera. Encontrou-se que a não homogeneidade na densidade da partícula era insignificante desde que nenhuma rotação ao redor do seu centro e orientação preferencial durante a ascensão foi observada.

3.5 Bolhas de Nitrogênio

Utilizou-se nitrogênio puro para formar pequenas bolhas que eram injetadas lentamente, por meio de um tubo capilar horizontal de 0,3 cm de diâmetro interno, no interior de um recipiente semi-esférico localizado no centro do tanque a aproximadamente 10 cm do fundo. Ajustava-se o volume de nitrogênio injetado por meio de duas válvulas do tipo agulha de 1/8". Após um pequeno intervalo de tempo, observava-se a coalescência dessas pequenas bolhas de nitrogênio, formando uma bolha maior que ficava aprisionada no recipiente. O tamanho final desejado para a bolha maior era definido de acordo com a quantidade de pequenas bolhas injetadas. O recipiente foi construído a partir de um vidro de relógio, que devido a sua curvatura era possível armazenar bolhas de diversos tamanhos. Esse sistema está ligado à parte externa do tanque por meio de uma haste em aço inox que pode ser girada em 180° procedendo-se assim a liberação da bolha. Determinava-se o tamanho das bolhas de acordo com o número de pequenas bolhas que estavam armazenadas no recipiente. Uma ilustração do sistema utilizado para formação das bolhas pode ser visto na Figura 3.3.

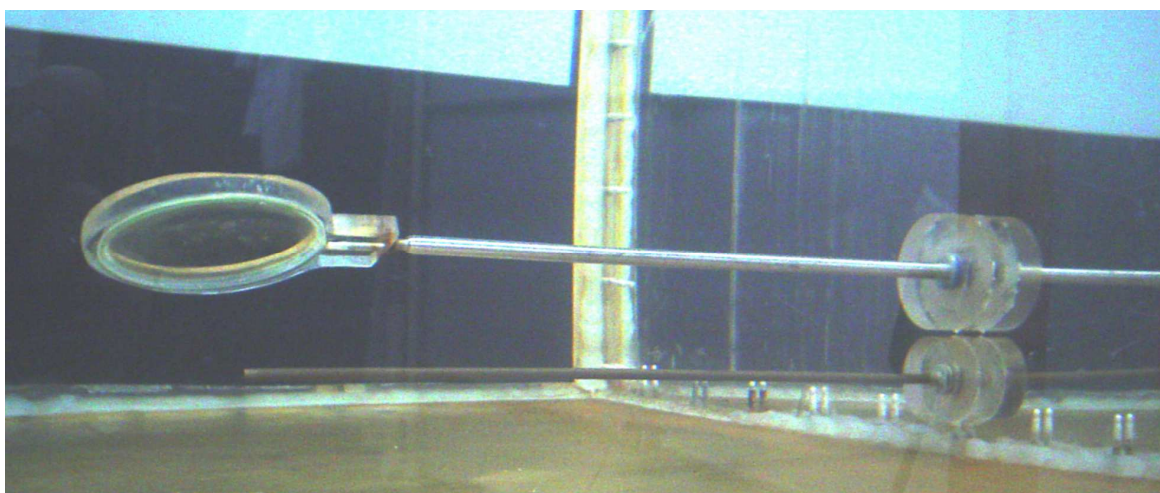


Figura 3.3 – Ilustração do sistema de formação de bolhas.

3.6 Procedimento Experimental

Adotou-se o mesmo procedimento experimental para a obtenção dos dados de

velocidade terminal das esferas e bolhas na região permanente.

3.6.1 Velocidade Terminal de Ascensão das Esferas

Para determinar a velocidade terminal das esferas precisa-se da distância real percorrida entre as várias posições obtidas na fotografia. Como a trajetória das esferas na maioria dos casos não é retilínea, com o uso do *software* Global Lab Image 2 tem-se os valores de (X,Y) no plano para cada posição da esfera. Com as variações em X e em Y utilizou-se a propriedade do triângulo retângulo, onde se tem que o valor da hipotenusa é igual à distância real percorrida pela esfera, como mostra a Figura 3.4. De posse desses valores a velocidade terminal resultante da ascensão de cada esfera no interior do tanque foi determinada pela seguinte média aritmética:

$$v_t = \frac{\frac{\Delta S_1}{\Delta t_1} + \frac{\Delta S_2}{\Delta t_2} + \dots + \frac{\Delta S_n}{\Delta t_n}}{n} \quad (3.1)$$

com $\Delta S_1, \Delta S_2, \dots, \Delta S_n$ representando as distâncias reais (hipotenusa) entre posições consecutivas da esfera na fotografia; $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_n$ representam os intervalos de tempo para as partículas percorrerem as respectivas distâncias. E n é o número máximo de leituras, que no presente estudo variou de 4 a 6 dependendo da velocidade do flash trabalhada, ou seja, quanto maior a velocidade do flash, maior é a quantidade de posições da partícula registrada na fotografia e menor é o tempo gasto para percorrer essas distâncias. Mediu-se também o ângulo α entre o vetor velocidade e o plano horizontal.

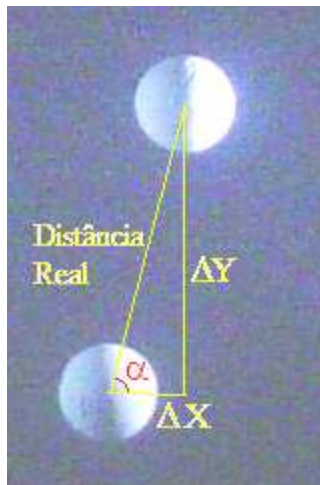


Figura 3.4 – Distância Real percorrida entre duas posições.

3.6.2 Velocidade de Ascensão das Bolhas

Para determinar a velocidade de ascensão das bolhas utilizou-se o mesmo procedimento que foi usado quando se trabalhou com esferas, porém só foram considerados os pontos onde tinha-se uma imagem perfeita das bolhas.

3.6.3 Diâmetro Equivalente das Bolhas

Desde que apenas uma imagem no plano das bolhas pôde ser obtida através das fotografias, uma medida própria para se calcular o diâmetro das bolhas teve que ser definida. Optou-se por obter o diâmetro volumétrico equivalente e o diâmetro projetado sobre o plano horizontal. Assim, somente as fotografias que possuíam uma imagem completa das bolhas foram consideradas. A exatidão na determinação do tamanho da bolha depende da qualidade da fotografia. As fotos das bolhas que não pudessem ser aproximadas de formas conhecidas eram descartadas. Sob estas condições experimentais, as formas das bolhas puderam ser bem aproximadas de elipsóides ou segmentos de elipsóides, esferas ou calotas esféricas e procedia-se o cálculo do diâmetro equivalente como indicado na Figura 3.5 assumindo-se que as bolhas possuem um eixo de simetria. O diâmetro projetado sobre o plano horizontal era a própria medida da largura da bolha no caso do formato elipsoidal e a largura da base da bolha para cápsula esférica. Todas as medidas foram obtidas a partir das fotografias com o auxílio do *software* Global Lab Image 2.

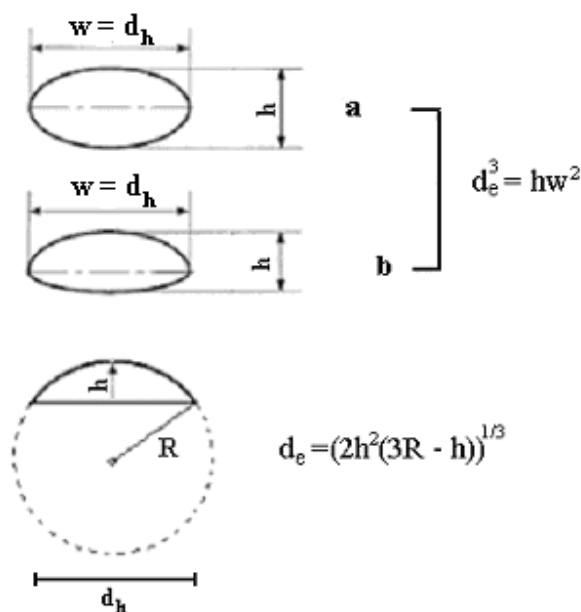


Figura 3.5 – Forma das bolhas e cálculo do diâmetro volumétrico equivalente e diâmetro projetado sobre o plano horizontal.

3.6.4 Tratamento das Imagens

Todas as imagens provenientes da câmera fotográfica foram tratadas no *software* Global Lab Image 2. Uma calibração inicial era necessária, pois a unidade padrão do *software* está em pixels e foi preciso transformá-la em um unidade padrão conhecida, no nosso caso adotou-se o centímetro. Assim, um objeto de referência foi construído com dimensões específicas.

No início de cada ensaio experimental faz-se uma fotografia do objeto. Essa fotografia é utilizada como referência em todas as leituras daquele dia, fazendo-se necessário uma nova calibração nos dias subseqüentes. Cabe ressaltar que a fotografia do objeto de calibração era feita sempre na mesma profundidade das fotografias das esferas/bolhas. Na Figura 3.6 temos uma imagem da tela do *software* no momento da calibração.

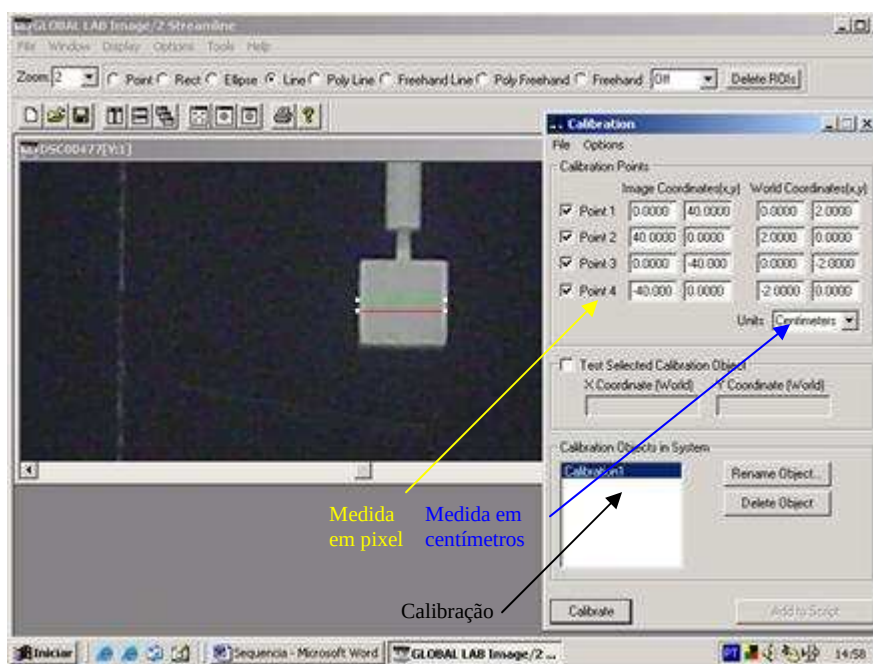


Figura 3.6 – Fotografia do objeto de referência na tela do *software*.

Com a calibração feita iniciava-se a leitura dos valores de X e Y para cada posição consecutiva da esfera na mesma fotografia, como mostrado na Figura 3.7 abaixo. Com os valores das coordenadas X e Y em cada posição procedia-se os cálculos como mostrado anteriormente no Item 3.6.1.

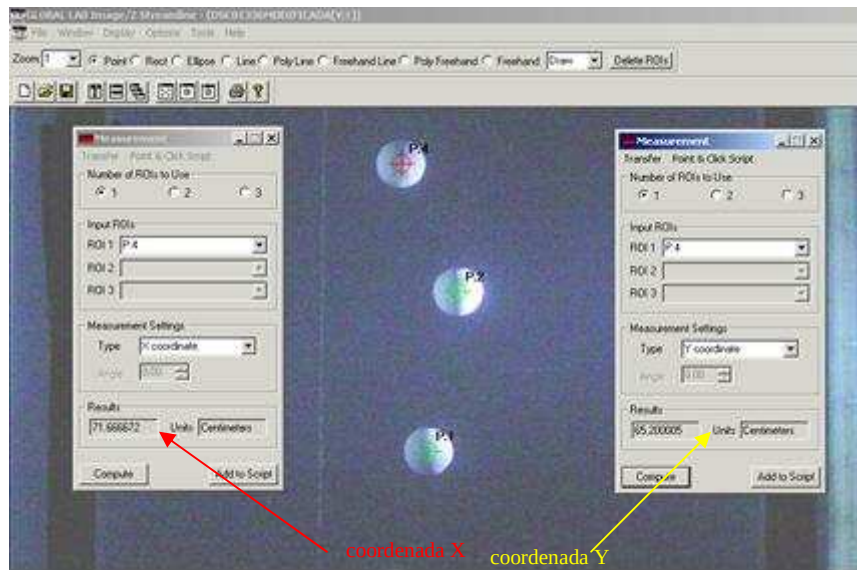


Figura 3.7 – Fotografia da esfera na tela do *software* para a leitura dos dados.

O mesmo procedimento foi adotado para as bolhas, porém além dos valores de X e Y, obtinha-se também através da imagem os valores de largura e altura para as bolhas esferoidais e altura e raio para as bolhas no formato calota esférica, como visto nas Figuras 3.8 e 3.9. Com estes valores procedia-se o cálculo do diâmetro volumétrico equivalente como mostrado anteriormente no Item 3.6.3 para as diferentes formas assumidas pelas bolhas. O diâmetro projetado sobre o plano horizontal é a própria medida da largura da bolha no caso do formato elipsoidal e a largura da base da bolha para o formato cápsula esférica.

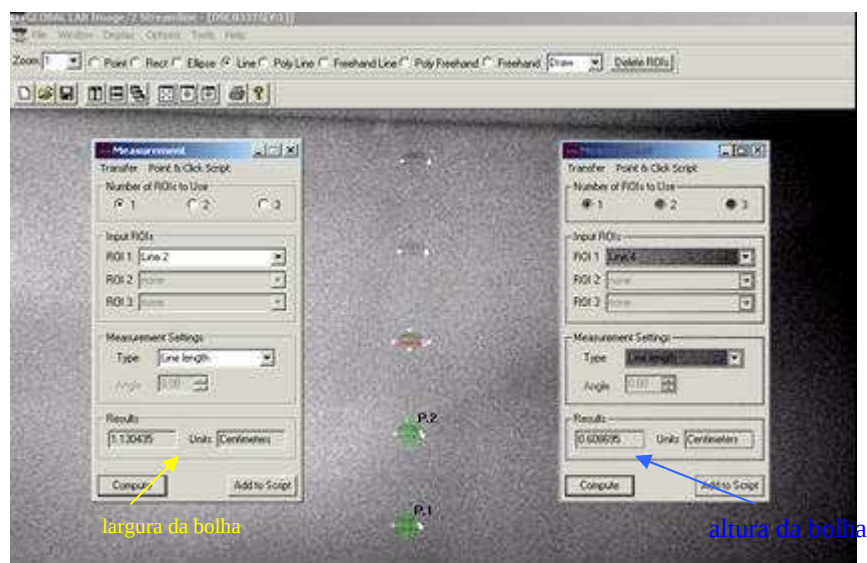


Figura 3.8 – Fotografia da bolha com formato esferoidal na tela do *software*.

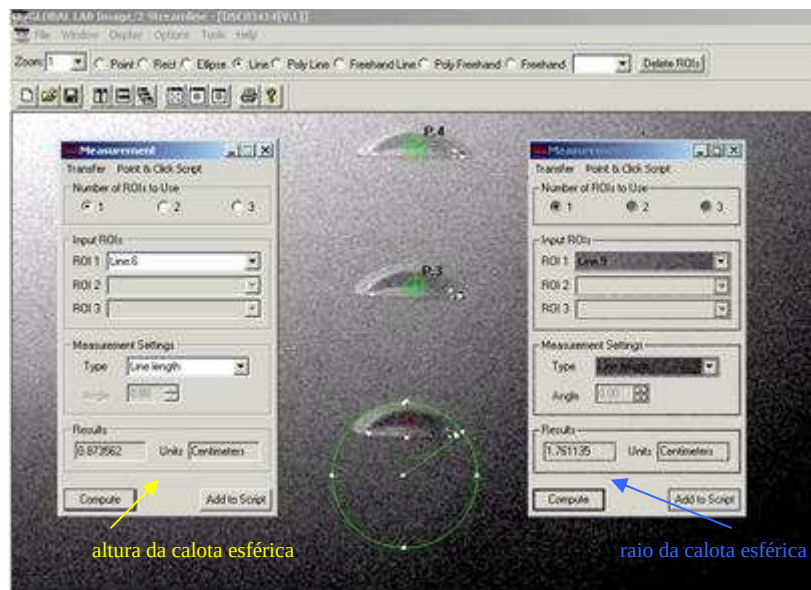


Figura 3.9 – Fotografia da bolha com formato calota esférica na tela do *software*.

3.6.5 Tratamento dos Dados Experimentais

Com os valores experimentais médios de velocidade e com as propriedades dos fluidos, das esferas ou bolhas foi possível calcular o número de Reynolds terminal (Re_t) e coeficiente de arraste (C_D) para a ascensão em fluidos Newtonianos e não-Newtonianos. Uma verificação estatística do ajuste de diversas correlações da literatura para previsão do coeficiente de arraste em função do número de Reynolds foi realizada nesta tese. As equações utilizadas estão listadas na Tabela 3.2 a seguir, em ordem cronológica, e em sua forma estrutural, sem os valores numéricos dos parâmetros originais encontrados para a queda livre de esferas em fluidos Newtonianos e não Newtonianos. Para fluidos não-newtonianos além das correlações da literatura listadas na Tabela 3.2, as utilizadas para fluidos Newtonianos também foram testadas.

Tabela 3.2: Correlações da literatura para o cálculo de C_D em função de Re_t .

Expressão original	Fluidos Newtonianos
MORSI; ALEXANDER Queda de esferas (1972) $Re_t < 1000$	$C_D = \frac{A}{Re_t} + \frac{B}{Re_t} + C$
TURTON; LEVENSPIEL Queda de esferas (1986) $Re_t < 2,6 \times 10^5$	$C_D = \frac{24}{Re_t} \left(1 + A Re_t^B \right) + \frac{C}{\left(1 + \frac{D}{Re_t^E} \right)}$

KHAN; RICHARDSON		
Queda de esferas	1987) $Re_t < 3 \times 10^5$	$C_D = (ARe_t^B + CRe_t^D)^E$
HAIDER; LEVENSPIEL		
Queda de esferas	(1989) $Re_t < 2,6 \times 10^5$	$C_D = \frac{24}{Re_t} (1 + A Re_t^B) + \frac{C}{\left(1 + \frac{D}{Re_t}\right)}$
COELHO; MASSARANI		
Queda de esferas	(1996) $Re_t < 5 \times 10^4$	$C_D = \left[\left(\frac{24}{Re_t} \right)^{n_1} + (0,43)^{n_1} \right]^{\frac{1}{n_1}}$
Expressão original	Fluidos não-Newtonianos	
Ascensão de esferas/bolhas	DEWSBURY <i>et al.</i> (1999) $Re_{PL} < 135$	$C_D = \frac{16}{Re_{PL}} (1 + A Re_{PL}^B) + \frac{C}{1 + D Re_{PL}^E}$
Queda de esferas	MATIJASIC; GLASNOVIK (2001) $Re_{PL} < 1000$	$C_D = \frac{24}{Re_{PL}} A(n) + P_3$ $A(n) = -P_1 n + P_2$
Ascensão de esferas	DEWSBURY <i>et al.</i> (2002) $0,1 < Re_{PL} < 25000$	$C_D = \frac{24}{Re_{PL}} (1 + A Re_{PL}^B) + \frac{1 - C Re_{PL}}{1 + D Re_{PL}^E}$

Onde o número de Reynolds para fluidos Newtonianos é dado pela representação clássica encontrada na literatura, como na Equação (3.2).

$$Re_t = \frac{dv_t \rho_l}{\mu} \quad (3.2)$$

Quando o fluido passa a ter um comportamento não-Newtoniano, a viscosidade dinâmica é substituída pela viscosidade efetiva, que é uma função da tensão e taxa de deformação. Pela ampla utilização do modelo reológico de *power-law*, representado pelos parâmetros “K” e “n”, o número de Reynolds pode ser calculado pela Equação (3.3) a seguir:

$$Re_t \equiv Re_{PL} = \frac{\rho_l d^n v_t^{2-n}}{K} \quad (3.3)$$

3.7 Execução Numérica

Visando o estudo da hidrodinâmica de ascensão de partículas e bolhas em líquidos Newtonianos e não Newtonianos simulações numéricas bidimensionais foram empregadas para a determinação da velocidade e trajetória de partículas esféricas e bolhas para posterior comparação destes valores com os obtidos experimentalmente. No caso de bolhas pretende-se também observar a mudança no formato adquirido pela bolha durante a trajetória de ascensão. As simulações numéricas foram conduzidas através do *software* comercial FLUENT® 6.3.26, cuja licença fora adquirida pela Faculdade de Engenharia Química da UFU.

Porém, antes da apresentação da metodologia utilizada nas simulações através do código comercial supracitado, será primeiramente discutida a confecção da malha computacional.

3.7.1 Confecção da Malha Computacional

Como discutido no Capítulo II, o domínio da simulação numérica é dividido em pequenos volumes de controle para a posterior aplicação das equações de transporte. A estrutura base da malha utilizada pelo FLUENT® durante as simulações advém da utilização do *software* comercial GAMBIT® 3.2.1. Portanto, por intermédio do GAMBIT® uma malha computacional foi feita para que a dinâmica de partículas e bolhas em líquidos fosse devidamente simulada pelo FLUENT®.

No GAMBIT®, a construção bidimensional da malha para um tanque retangular é relativamente simples. Primeiramente a construção foi orientada pela escolha de um referencial no plano xy . A partir do referencial todos os demais extremos do tanque foram definidos de forma pontual pelo fornecimento das respectivas coordenadas (x,y) . Uma vez definidos os principais *vortexs* do sistema, os mesmos foram unidos através de segmentos de retas denominados *edges*. Estas *edges* representam os tipos de fronteiras existentes no sistema (parede, entrada, saída, interior, eixo, etc.) a serem definidas de acordo com o interesse do usuário. Um conjunto de *edges* interligadas ou adjacentes e com formato fechado, recebe o nome de *faces*, as quais o usuário estabelece o tipo de fluido ou sólido, contido em seu interior, utilizados na simulação.

O GAMBIT® permite que em simulações bidimensionais sejam usadas malhas triangulares, tetraédricas ou híbridas (combinação das duas primeiras), de acordo com o

problema e interesse do usuário. Neste trabalho, a malha foi dotada apenas de células tetraédricas caracterizando-a com estruturada, cuja confecção é descrita a seguir .

Para a construção da malha, em determinada *face*, cada *edge* recebe um número determinado de pontos, isto é fundamental na simulação, pois um número reduzido de pontos, irá gerar poucas células na malha final, comprometendo o resultado, por outro lado um número elevado de células em cada face exigirá maior esforço computacional. Refinamentos (maior concentração de células) na malha em locais de interesse são possíveis e recomendáveis. Neste trabalho optou-se por fazer um refinamento na região que coincidissem com o local em que a ascensão das partículas ou bolhas aconteceria.

Antes da transferência da malha do GAMBIT[®] para o FLUENT[®] deve-se atribuir a cada *edge* um tipo de fronteira, para que posteriormente estas estejam aptas a receberem as condições de contorno necessárias. O GAMBIT[®] possui uma nomenclatura própria dependendo da natureza da *edge*. No caso do tanque retangular temos apenas 4 *edges* sendo elas definidas como: as paredes (laterais e fundo do tanque) e pressão de saída (parte superior do tanque). Deve-se proceder também com a identificação do que compõem cada face, atribuindo a ela uma identificação própria do GAMBIT[®] 3.2.14, como fluido ou sólido. No nosso caso temos apenas uma face que identificamos como fase fluida. A Figura 3.10 ilustra um exemplo de malha confeccionada com células tetraédricas, com a descrição das *edges*.

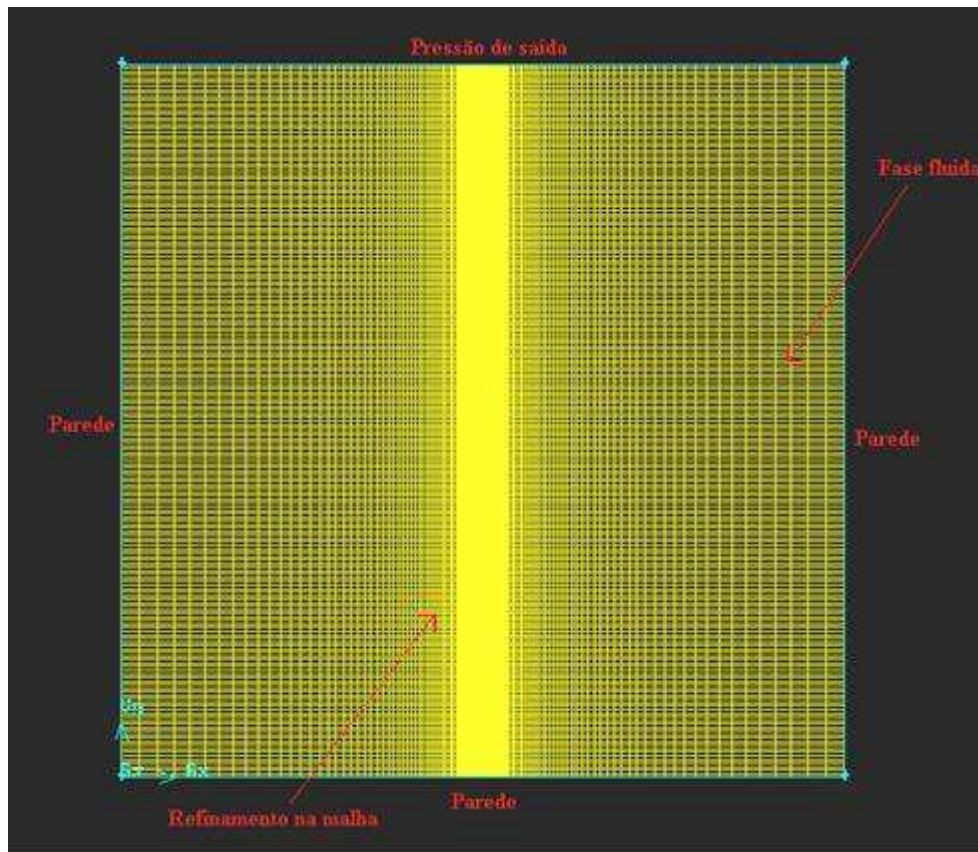


Figura 3.10 – Detalhe da malha tetraédrica no tanque.

3.7.2 Condições de Contorno e Modelos

Já no ambiente de simulação do FLUENT[®] 6.3.26, se deve primeiramente identificar as condições de contorno, bem como os modelos matemáticos que serão utilizados na simulação.

Como ponto de partida, carrega-se a malha descrita anteriormente, iniciando com a configuração dos modelos. Neste estudo cada caso, ou seja, ascensão de esferas e bolhas, foi estudado utilizando-se modelos diferentes. Como discutido no Capítulo II para a ascensão de esferas sólidas utilizou-se o Modelo de Fase Discreta, enquanto que para a ascensão de bolhas o Modelo de Volume de Fluido (VOF) foi o usado. A seguir, a metodologia para as simulações numéricas é descrita separadamente.

Para o estudo da ascensão de esferas sólidas as seguintes condições foram definidas: regime estacionário bidimensional, laminar e com estratégia de resolução segregada. Na sequência definem-se as propriedades físicas do fluido, como sua densidade e viscosidade ou parâmetros do modelo reológico para os casos não-Newtonianos. Em outra etapa subsequente, as condições de operação são computadas, como por exemplo, a pressão local, o ponto onde esta pressão atua no tanque e

gravidade. As condições de contorno também são definidas, sendo elas no nosso caso apenas a pressão de saída. No que se refere aos esquemas de interpolação da pressão, adotou-se a rotina PRESTO! enquanto para o acoplamento entre velocidade e pressão o algoritmo SIMPLE foi empregado. No que diz respeito às demais variáveis fluidodinâmicas, optou-se pela escolha de esquemas de interpolação do tipo UPWIND de 1ª ordem. Em seguida, definem-se os critérios de convergência para os resíduos da equação da continuidade e as componentes da equação do movimento. Neste trabalho, adotou-se o valor de 0,001 para todos os parâmetros. Finalmente, a inicialização da simulação foi definida a partir da face de saída, selecionando a condição de pressão de saída como ponto de partida. Uma vez concluído este procedimento, acompanhava-se a evolução da simulação pelo gráfico de resíduos até sua convergência, ou seja, até que o campo de pressão estivesse estabilizado. A partir daí trata-se à fase discreta utilizando o Modelo de Fase Discreta para descrever as trajetórias das partículas, bem como o cálculo da velocidade de ascensão.

No estudo da ascensão de bolhas um procedimento similar ao descrito anteriormente foi utilizado. As condições definidas, como por exemplo, condições de contorno, condições de operação, esquemas de interpolação, critérios de convergência, definição de propriedades físicas, eram feitas da mesma maneira, apenas o regime de escoamento é agora não estacionário. Utilizou-se aqui um modelo multifásico, o VOF. Para isso era necessário informar ao FLUENT® o número de fases envolvidas nas simulações que no nosso caso são duas. Neste aspecto, deve-se informar que o fluido (glicerina, HEC ou Carbopol) constitui a fase primária do sistema enquanto que o gás (nitrogênio) é a fase secundária e existe interação entre as duas, indicando também a tensão superficial da fase líquida e adesão na parede da bolha. Uma vez concluído este procedimento, acompanhava-se a evolução da simulação pelo gráfico de resíduos até sua convergência. Obtendo-se assim a velocidade de ascensão, trajetória e deformação da bolha.